ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

> А.Н. Диденко В.И. Каминский М.В. Лалаян Н.П. Собенин

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ УСКОРЯЮЩИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии» в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.384.6(075) ББК 22.386я7 Д 18

Диденко А.Н., Каминский, В.И., Лалаян, М.В., Собенин, Н.П. **Сверхпроводящие ускоряющие резонаторы**: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008. – 364 с.

Книга посвяшена описанию методов разработки, создания, исследования сверхпроволящих ускоряющих резонаторов и их применения в современных ускорителях заряженных частиц. Рассмотрены основы теории сверхпроводимости на сверхвысоких частотах. Описаны методы расчета электродинамических характеристик сверхпроводящих ускоряющих структур на рабочем и высших типах волн. Описаны особенности работы сверхпроводящих резонаторов на высоком уровне мошности. Проанализированы физические ограничения повышения ускоряющих полей в резонаторах и методы преодоления этих ограничений. Подробно рассмотрены конструкции ускоряющих резонаторов, включая устройства ввода мощности и узлов подавления высших типов волн, возбуждаемых ускоренным пучком. Описаны устройства ввода мощности в сверхпроволяшие vскоряюшие структуры. Рассмотрены различные технологические методы изготовления сверхпроводящих резонаторов обработки их поверхности для применения в ускорителях с высоким темпом ускорения частиц. Приведены структурные схемы и характеристики крупнейших действующих и создаваемых ускорителей заряженных частиц, в которых применяются сверхпроводящие ускоряющие резонаторы.

Книга содержит систематизированные данные о наиболее современных разработках и исследованиях сверхпроводящих резонаторов в ведущих ускорительных центрах мира. Приводятся оригинальные результаты, полученные авторами при исследованиях элементов сверхпроводящих резонаторов и устройств их питания.

Пособие предназначено для использования в курсах лекций «Ускорители заряженных частиц», «Ускоряющие структуры», «Электроника СВЧ» для студентов старших курсов, обучающихся по специальности «Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника», а также может быть полезно аспирантам, научным работникам и специалистам, занимающимся ускорительной техникой, радиофизикой, электродинамикой.

Пособие подготовлено в рамках Инновационно-образовательной программы МИФИ.

Рецензент канд. техн. наук И.С. Щедрин

ISBN 978-5-7262-0953-1

© Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008

ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводимость относится к интересным физическим явлениям, представляющим большой интерес с научной и практической точек зрения.

Большое распространение получили сверхпроводящие магниты, позволяющие получить магнитное поле с напряженностью до 10 Тл. Они широко используются при создании ускорителей заряженных частиц на большие энергии. Кроме того, с такими магнитами связывают будущее термоядерной энергетики, поскольку во всех проектируемых и сооружаемых установках предполагается использовать подобные магнитные системы для удержания высокотемпературной плазмы.

Если на первых порах казалось, что сверхпроводимость не найдет широкого применения при высоких частотах, то примерно с 70-х годов эта точка зрения претерпела существенные изменения.

Выяснилось, что используя явление сверхпроводимости можно создать высокостабильные CBЧ генераторы и усилители большой мощности, широкополосные линии задержки, исследовать сверхтонкую структуру полупроводников и диэлектриков. Особенно перспективным оказалось использование сверхпроводимости при разработке CBЧ систем принципиально нового типа для ускорения заряженных частиц до больших энергий. Такие системы позволяют существенно снизить необходимую мощность CBЧ генераторов, повысить КПД ускорителя и получить практически квазинепрерывный режим работы. Тот факт, что в таких ускоряющих системах можно получить напряженность CBЧ поля до E=40-50 MB/м, позволяет существенно сократить длину ускорителей на большие энергии, что является важным как с технической, так и с экономической точек зрения.

Книга посвящена рассмотрению различных аспектов применения сверхпроводимости для ускорения частиц до высоких энергий с помощью сверхпроводящих СВЧ резонаторов.

В 1990 г. в США была опубликована монография Х. Падамси и др. [1.1], посвященная высокочастотной сверхпроводимости. В ней подробно рассмотрены практически все аспекты теории и практического применения сверхпроводящих систем на высоких частотах. Однако поскольку это направление науки бурно развивается, то возникла необходимость в написании новой книги, в которой нашли бы отражение достижения последних лет.

Учебное пособие состоит из шести глав.

В первых главах приведены основные сведения о свойствах сверхпроводящих материалов, особенно их поведение при высоких напряженностях СВЧ поля. Здесь же рассмотрены основные характеристики сверхпроводящих резонаторов и особенности их использования в ускорительной технике, когда требуется получить возможно большую напряженность электрической компоненты СВЧ поля. Кроме того, нашли освещение факторы, определяющие максимально допустимый уровень СВЧ мощности. Показано, что полевая эмиссия и мультипакторный разряд являются наиболее существенными явлениями, лимитирующими получение максимальной напряженности поля.

В главе 4 рассмотрены конструктивные особенности сверхпроводящих СВЧ устройств. Большое внимание уделено устройствам ввода мощности в сверхпроводящие резонаторы и вывода из них волн высших типов, оказывающих существенное негативное влияние на параметры ускоряемого пучка.

Глава 5 посвящена обзору различных технологий изготовления сверхпроводящих резонаторов. Следует отметить, что для сверхпроводящих систем именно технологические проблемы являются наиболее сложными и важными и практически до последнего времени они являлись главенствующим сдерживающим фактором для широкого использования сверхпроводящих ускоряющих структур в крупномасштабных проектах. К настоящему времени разработаны надежные методы очистки поверхности сверхпроводящих резонаторов, промывки, отжига и целый ряд других операций, позволяющие получать устройства высокого и стабильного качества и сохранять их свойства в течение длительного времени. Активно разрабатываются методы получения сверхпроводящих пленок и покрытий, наносимых на подложку с обычной проводимостью, что позволит уменьшить расход сверхпроводящего материала и снизить в конечном счете стоимость резонатора.

В последней главе приводятся данные о наиболее крупных современных ускорителях и накопителях, в которых используются сверхпроводящие ускоряющие СВЧ системы. Такие комплексы, благодаря использованию сверхпроводящих резонаторов, позволяют получить исключительно высокие параметры пучка, достижение которых в традиционных ускорителях затруднительно.

Книга создана на основе оригинальных материалов авторов и анализа последних научных публикаций российских и зарубежных авторов по высокочастотной сверхпроводимости.

Мы надеемся, что данная книга будет полезна для студентов старших курсов, аспирантов и инженеров, начинающих работать в этой увлекательной и перспективной области.

Глава 1 ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НОРМАЛЬНЫХ И СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ

1.1. Особенности высокочастотной сверхпроводимости

К настоящему времени установлено, что сверхпроводимость наблюдается более чем у 20 чистых элементов и большого числа соединений и сплавов. В табл. 1.1 приведены значения критических температур для известных сверхпроводящих элементов [1.2].

Элемент	<i>Т</i> _{кр} , К	Элемент	<i>Т</i> _{кр} , К	
Вольфрам	0,012	Алюминий	1,19; 1,18	
Бериллий	0,026	Торий	1,37	
Иридий	0,14	Протактиний	1,4	
Гафний	0,35; 0,165	Рений	1,7	
Титан	0,39; 0,49	Таллий	3,39; 2,39	
Рутений	0,49	Индий	3,407	
Цирконий	0,546	Олово	3,722; 3,79	
Кадмий	0,56	Ртуть	3,95	
Осмий	0,66; 0,71	Тантал	4,48	
Уран	0,68; 1,8	Лантан	4,8; 5,0	
Цинк	0,875; 0,88	Ванадий	5,41; 5,1	
Молибден	0,95	Свинец	7,18	
Галлий	1,09	Технеций	7,75; 11,2	
		Ниобий	9,25; 9,46	

Критическая температура сверхпроводящих элементов

Таблица 1.1

Что касается сверхпроводящих соединений и сплавов, то их критические температуры изменяются от 1 до 20 К. Набольшее распространение получил сплав Nb₃Sn, критическая температура которого равна 18,1 К. В 1969 году получен сплав (Nb₃Al)₄Nb₃Ge, у которого критическая температура является рекордной для сверхпроводящих соединений и равна 20,6 К. В технике СВЧ сверхпроводящие соединения и сплавы по причинам, которые будут изложены ниже, не нашли широкого распространения. Поэтому мы подробнее будем рассматривать только чистые сверхпроводники. Как видно из табл. 1.1, такие элементы, как свинец, технеций и ниобий, имеют высокие критические температуры и высокие значения критического магнитного поля. В силу этого они представляют наибольший интерес с практической точки зрения. Что касается технеция, то пока его поведение, особенно в диапазоне CBЧ, исследовано очень мало.

Сверхпроводящие элементы имеют некоторые свойственные только им особенности, важнейшие из которых следующие [1.3]:

1. Сверхпроводимость при нормальных условиях наблюдается только у металлов, для которых число валентных электронов Z_A лежит между 2 и 8. До сих пор не обнаружена сверхпроводимость ни у одного из одновалентных металлов.

2. Для переходных металлов, т. е. металлов с незаполненными внутренними электронными оболочками, значения температур перехода в сверхпроводящее состояние имеют острые максимумы, когда $Z_A=3$, 5 или 7.

3. Кристаллическая структура оказывает существенное влияние на сверхпроводимость. Этим объясняется то, что ртуть, уран, лантан имеют для разных модификаций разные критические температуры, и то, что белое олово, имеющее тетрагональную структуру, при температуре ниже 3,7 К является сверхпроводником, а серое, имеющее кубическую структуру, никогда не переходит в сверхпроводящее состояние. По этой же причине при больших давлениях, когда возможно изменение кристаллической структуры, некоторые элементы переходят в сверхпроводящее состояние.

4. Критическая температура сверхпроводников зависит от дозы радиационного облучения. Измерения, выполненные на реакторе, имеющем плотность потока быстрых нейтронов $\Phi=10^{13}$ нейтр./(см²·с), показали, что изменение $T_{\rm kp}$ существенно при дозе $\Phi t=10^{18}$ нейтр./см². Исследование зависимости изменения $T_{\rm kp}$ от примесей при той же дозе радиационного облучения показывает, что это изменение тем больше, чем большее количество примесей содержал сверхпроводящий ниобий.

5. Сверхпроводящее состояние разрушается при некоторой величине внешнего магнитного поля или при пропускании через сверхпроводник критического тока. Это свойство сверхпроводников объясняет тот факт, что высокие значения внутренних магнитных полей ферромагнетиков препятствуют их переходу в сверх-проводящее состояние.

К настоящему времени создана последовательная микроскопическая теория сверхпроводимости, позволяющая объяснить все наблюдаемые в эксперименте закономерности взаимодействия сверхпроводника как с медленно, так и с быстро изменяющимися во времени электромагнитными полями.

Согласно микроскопической теории сверхпроводимости электрон, двигаясь через кристаллическую решетку, вызывает в ней возмущения, а решетка в свою очередь действует на электрон. Таким образом, электрон окутывается облаком виртуальных фононов. Второй электрон, находящийся на каком-то расстоянии от первого, может поглощать виртуальные фононы. Это приводит к возникновению сил притяжения между электронами. Если притяжение превосходят кулоновское отталкивание, то электроны образуют связанные состояния – пары Купера. Особенностью куперовских пар является то, что они обладают целым спином и поэтому подчиняются статистике Бозе. Они плотно заполняют слой вблизи уровня Ферми на энергетической диаграмме. Как известно, бозегаз при абсолютном нуле обладает свойством сверхтекучести. Применительно к бозе-газу подвижных носителей тока (электронов) это проявляется в форме появления сверхпроводимости.

Существенной особенностью поведения сверхпроводников на СВЧ является то, что переход в сверхпроводящее состояние не может быть резким. На рис. 1.1 изображена характерная зависимость поверхностного сопротивления алюминия от температуры и частоты. По оси ординат отложено отношение поверхностного сопротивления в сверхпроводящем состоянии к его значению в нормальном состоянии. Эта величина, являющаяся весьма важным параметром, определяющим многие свойства сверхпроводника, называется относительным остаточным сопротивлением (ООС, в англоязычной литературе обозначается как *RRR – Residual Resistance Ratio*).

Из рисунка видно, что при $\omega = 0$ и $T < T_{\kappa p}$ в сверхпроводящем состоянии сопротивление полностью исчезает. Однако на сверхвысоких частотах поверхностное сопротивление отлично от нуля даже при T=0. Это сопротивление резко увеличивается с ростом частоты и в инфракрасной области, не представляющей особого интереса для техники СВЧ, близко к сопротивлению металла в нормальном состоянии.



Сильное увеличение поверхностного сопротивления с ростом частоты объясняется двумя основными факторами. Во-первых, при определенной (критической) частоте, когда $\hbar \omega_{\rm kp}$ принимает значение порядка ширины запрещенной зоны $2\Delta(0)$, начинается интенсивный процесс фотодиссоциации сверхпроводящих пар, поэтому число нормальных электронов становится конечным при сколь угодно низкой температуре. Кроме того, несмотря на способность пар Купера перемещаться в кристаллической решетке без трения, они обладают определенной массой, а следовательно, и инерцией. Это свойство, не существенное для протекания постоянного тока, становится причиной дополнительных затрат энергии внешнего поля на изменение направления наводимого им высокочастотного тока.

1.2. Идеальные проводники

В присутствии электрического поля электроны в идеальном проводнике свободно ускоряются:

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -e\,\boldsymbol{E}\,.\tag{1.1}$$

Учитывая выражение для плотности тока $j_{S} = -n_{S} e v$, уравнение для случая бесконечной проводимости может быть записано в виде, известном как первое уравнение Лондона:

$$\frac{\mathrm{d}\,\boldsymbol{j}_{\mathrm{S}}}{\mathrm{d}t} = \frac{n_{\mathrm{S}}e^2}{m}\boldsymbol{E} \,. \tag{1.2}$$

Для обычного проводника (с нормальной проводимостью) подобное уравнение имеет вид

$$\boldsymbol{j}_n = \frac{n_n e^2 \tau}{m} \boldsymbol{E} \,. \tag{1.3}$$

Используя уравнение Максвелла

$$\nabla E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \qquad (1.4)$$

можно переписать (1.2) в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \boldsymbol{j}_{S}) = \frac{n_{S} e^{2}}{m} \nabla \boldsymbol{E} = -\frac{n_{S} e^{2}}{m} \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}$$
(1.5)

ИЛИ

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \boldsymbol{j}_{s} + \frac{n_{s}e^{2}}{m} \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \right) = 0 \,. \tag{1.6}$$

Вместе с остальными уравнениями системы Максвелла последнее выражение определяет магнитное поле и плотность тока внутри идеального проводника. Оно характеризует любую среду, способную проводить электрический ток без потерь, то есть стоящее под дифференциалом выражение не должно зависеть от времени. Далее, применяя уравнение Максвелла, можно получить

$$\nabla^2 \left(\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \right) = \frac{1}{\lambda_L^2} \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \text{ где } \lambda_L^2 = \frac{m}{n_s e^2 \mu_0}.$$
(1.7)

Параметр λ_L , имеющий размерность длины, представляет собой глубину проникновения поля в сверхпроводник и называется глубиной проникновения Лондона (см. ниже).

Для иллюстрации полученного выражения представим, что однородный магнитный поток с плотностью B_0 направлен параллельно плоской поверхности сверхпроводника (рис. 1.2).



Рис. 1.2 Полубесконечная поверхность сверхпроводника взаимодействует с параллельным ей магнитным потоком

В направлении *x*, нормальном поверхности, решение (в данном случае одномерного) уравнения (1.7) представимо в виде:

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}(x)}{\partial t} = \frac{\partial \boldsymbol{B}_0}{\partial t} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right), \qquad (1.8)$$

где B(x) – плотность потока внутри металла. Таким образом, $\partial B(x)/\partial t$ экспоненциально уменьшается с глубиной. На достаточно большом расстоянии от границы сверхпроводника плотность потока постоянна и не меняется вне зависимости от изменений приложенного внешнего поля. Из этого следует, что плотность потока внутри сверхпроводника всегда постоянна; сверхпроводящее состояние обеспечивает идеальную экранировку от внешнего магнитного потока.

Для области внутри идеального проводника $\partial B(x)/\partial t = 0$, однако, возможен так же случай *B*=const. Рис.1.3 иллюстрирует поведение силовых линий магнитного поля *H* для двух случаев:

a) сверхпроводник охлажден до идеально проводящего состояния в отсутствие поля и затем помещен в область с полем,

б) сверхпроводник охлажден до идеально проводящего состояния в присутствии магнитного поля.





Последний рисунок для каждого из рассматриваемых случаев иллюстрирует поведение силовых линий магнитного поля после снятия внешнего поля. Видно, что переход из нормального в состояние с идеальной проводимостью необратим.

1.3. Эффект Мейсснера

Когда сверхпроводящий материал охлаждается до температуры ниже температуры перехода $T_{\rm kp}$ в присутствии магнитного поля, магнитный поток полностью вытесняется из его объема. Это явление, известное как эффект Мейсснера, было обнаружено спустя 22 года после открытия явления сверхпроводимости. Переход в сверхпроводящее состояние сопровождается появлением поверхностных токов, полностью экранирующих магнитное поле. Следует отметить, что эффект Мейсснера не может быть объяснен только идеальной проводимостью материала.

Внутри сверхпроводника $\partial B(x)/\partial t = 0$, и вне его магнитное поле *B*=0. Переход из нормального в сверхпроводящее состояние является обратимым – конечное состояние не зависит от приведшей к нему последовательности действий. Рис.1.4 иллюстрирует распределение силовых линий магнитного поля в случаях:

а) вещество охлаждается до сверхпроводящего состояния при отсутствии поля, затем прикладывается внешнее магнитное поле. Имеет место экранировка;

б) вещество охлаждается до сверхпроводящего состояния в магнитном поле. Из-за эффекта Мейсснера магнитное поле вытесняется из материала.

При снятии внешнего поля в обоих случаях поток становится равным нулю.

Проявление эффекта Мейсснера требует, чтобы величина

$$\nabla \boldsymbol{j}_{s} + \frac{n_{s}e^{2}}{m}\boldsymbol{B}$$
(1.9)

не только не имела бы зависимости от времени, но и равнялась нулю.

Получившееся уравнение

$$\nabla \boldsymbol{j}_{s} + \frac{n_{s}e^{2}}{m}\boldsymbol{B} = 0 \tag{1.10}$$

носит название второго уравнения Лондона, которое аналитически описывает эффект Мейсснера.



а – экранирование поля; б – вытеснение поля

Используя это условие и систему уравнений Максвелла для статических полей, можно показать, что

$$\nabla^2 \boldsymbol{H} = \frac{1}{\lambda_L^2} \boldsymbol{H} , \qquad \nabla^2 \boldsymbol{j}_S = \frac{1}{\lambda_L} \boldsymbol{j}_S , \qquad (1.11)$$

где λ_L – глубина проникновения поля Лондона.

Для простого случая плоской поверхности сверхпроводника, перпендикулярной к оси x, и магнитного поля, силовые линии которого направлены вдоль оси z, решение (1.11) можно записать в виде:

$$H_{z}=H_{0}\exp\left(-x/\lambda_{L}\right), \ j_{y}=-\frac{1}{\lambda_{L}}H_{0}\exp\left(-x/\lambda_{L}\right).$$
(1.12)

Основываясь на уравнениях Лондона, можно предположить, что плотность тока и магнитное поле в сверхпроводнике существуют только в слое толщиной λ_L . Таким образом действие «экранирующих» токов оказывается неидеальным и в небольшой области вблизи поверхности имеет место проникновение магнитного поля в материал. Другим следствием является то, что ток по сверхпроводнику распространяется только по тонкому приповерхностному слою. Токи в более глубоких слоях материала не могут существовать, так как они должны были бы вызвать появление магнитных полей внутри сверхпроводника.

Уравнения Лондона представляют собой эмпирические ограничения, накладываемые на обычные уравнения электродинамики, и вводятся таким образом, чтобы следующие из этих уравнений свойства сверхпроводников (эффект Мейсснера и бесконечная проводимость) находились в согласии с экспериментальными данными. Более строгое обоснование уравнений Лондона, основанное на свойствах векторного потенциала, приведено в [1.4].

При наличии примесей, которые выступают как «ловушки» потока, имеет место лишь его частичное вытеснение и эффект Мейсснера полностью не проявляется.

1.4. Глубина проникновения поля в сверхпроводник

Одним из основных вопросов физики сверхпроводящих металлов и сплавов является вопрос о глубине проникновения внешних полей в сверхпроводник. Интенсивное исследование данного явления началось сразу после обнаружения эффекта Мейсснера, сущность которого заключается в том, что при переходе в сверхпроводящее состояние магнитное поле полностью вытесняется из сверхпроводника.

Простые модели электропроводности удовлетворительно описывают процессы протекания постоянного тока в нормальнопроводящих материалах. Основываясь на системе уравнений Максвелла можно показать, что для изменяющихся по гармоническому закону полей, напряженность которых зависит от времени как $E=E_0 \exp(i\omega t)$ в случае веществ с высокой проводимостью (для которых величина тока смещения пренебрежимо мала по сравнению с током проводимости и выполняется соотношение $\omega \varepsilon << \sigma$) и учитывая связь плотности тока с напряженностью электрического поля $j=\sigma E$, получаем:

$$abla^2 E = i\mu_0 \sigma \omega E$$
 или $\nabla^2 E = \alpha_n^2 E$, (1.13)
где $\alpha_n = \sqrt{i\omega\omega\mu_0}$.

Подобные выражения можно получить и для связи плотности тока j и напряженности магнитного поля H. Соотношение $\omega \varepsilon << \sigma$ также справедливо и для диапазона сверхвысоких частот.

Для простой двумерной геометрии проводника, представляющего собой полуплоскость x>0 (рис. 1.5) и электрического поля, силовые линии которого направлены вдоль оси z и не имеют поперечных компонент E_x и E_y , решение приведенного выше дифференциального уравнения может быть записано в виде

$$E_z = E_0 \exp(-\alpha_n x) . \tag{1.14}$$

Рис.1.5. Проникновение высокочастотного электрического поля в нормальнопроводящее вещество



Выражение (1.14) перепишем в виде

$$E_z = E_0 \exp(-x/\delta) \exp(-ix/\delta), \qquad (1.15)$$

в котором использована величина глубины проникновения поля в материал δ:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} \,. \tag{1.16}$$

Следует отметить обратно пропорциональную зависимость глубины проникновения от частоты. Описывая поведение проводника в электрическом поле, можно заключить, что поверхностные токи, текущие в тонком приповерхностном слое металла, создают экранирующее воздействие и препятствуют проникновению электрического поля в глубь проводника.

Подобным образом можно получить выражения для плотности высокочастотного тока и напряженности магнитного поля:

$$j_z = j_0 \exp(-\alpha_n x), H_y = H_0 \exp(-\alpha_n x).$$
 (1.17)

1.5. Поверхностный импеданс сверхпроводников

По аналогии с сопротивлением на постоянном токе поверхностный импеданс Z_s определяется как отношение напряженности электрического поля у поверхности E_0 к величине полного тока в проводнике *I*. Так как в случае изменяющегося во времени тока распределение плотности тока по поперечному сечению проводника неравномерно, то для определения полного тока необходимо вычислить интеграл:

$$I = \int_{0}^{\infty} j_{z}(x) dx = \int_{0}^{\infty} j_{0} \exp(-\alpha_{n} x) dx = \frac{j_{0}}{\alpha_{n}}.$$
 (1.18)

Используя соотношение $j_0=\sigma E_0$, получим выражение для поверхностного импеданса в виде

$$Z_{S} = \frac{E_{0}}{j_{0} / \alpha_{n}} = \frac{\alpha_{n}}{\sigma} = \frac{\sqrt{i\omega\mu_{0}\sigma}}{\sigma} = R_{S} + iX_{S}.$$
(1.19)

Появление мнимой части импеданса обуславливается тем, что поле вблизи поверхности несинфазно полному току из-за конечной скорости изменения магнитного потока в проводнике. Действительная часть R_s определяет величину омического (активного) сопротивления, а мнимая X_s – реактивного.

Таким образом, поверхностное сопротивление на СВЧ определяется выражением

$$R_{S} = \sqrt{\frac{\pi f \,\mu_{0}}{\sigma}} = \frac{1}{\sigma \delta}.$$
(1.20)

Рассмотрим одномерный случай протекания тока под действием электрического поля. Согласно двухжидкостной модели компонента тока нормальной (*n*) проводимости определяется выражением $j_n = \sigma_n E$, где

$$\sigma_n = \frac{n_n e^2 \tau}{m}.$$
 (1.21)

В этом выражении n_n – число непарных электронов, τ – время между соударениями. Определим вторую компоненту тока, соответствующую сверхтекучей жидкости (*s*). Для случая высокочастотных токов предположим, что плотность поверхностных токов имеет гармонический характер:

$$j_S = j_{S0} \exp\left(-\mathrm{i}\omega t\right). \tag{1.22}$$

Используя первое уравнение Лондона

$$\frac{\partial j_s}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} E, \qquad (1.23)$$

получим

$$i\omega j_S = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} E . \qquad (1.24)$$

Для искомой компоненты тока получим выражение, аналогичное приведенному выше для тока нормальной проводимости,

$$j_{s} = \frac{-\mathrm{i}}{\omega\mu_{0}\lambda_{L}^{2}}E = -\mathrm{i}\sigma_{s}E. \qquad (1.25)$$

Используя определение λ_L , получим для проводимости

$$\sigma_s = \frac{n_s e^2}{m\omega}.$$
 (1.26)

Общий ток есть сумма двух компонент:

$$j = j_n + j_s = (\sigma_n - i\sigma_s)E.$$
(1.27)

По аналогии со свойствами нормально проводящих веществ можно показать, что

$$\nabla^2 E = \tau_{\rm ofm}^2 \cdot E , \qquad (1.28)$$

где

$$\tau_{\rm ofm} = \sqrt{\mu_0 \omega i \ (\sigma_n - i\sigma_s)} \ . \tag{1.29}$$

Окончательно, поверхностный импеданс сверхпроводника определяется как

$$Z_s = \sqrt{\frac{\mathrm{i}\omega\omega_0}{\sigma_n - \mathrm{i}\sigma_s}} \,. \tag{1.30}$$

Последнее выражение можно упростить, если учесть естественное соотношение $\sigma_n >> \sigma_s$, которое имеет два обоснования. Вопервых, из соотношений (1.21) и (1.26) видно, что в случае $T << T_{\rm кр}$ число непарных электронов n_n много меньше числа спаренных n_s . Во-вторых, для электронов нормальной проводимости время между столкновениями (~10⁻¹⁴ с) много меньше периода колебаний СВЧ поля (~10⁻⁹ с) и таким образом $\tau <<1/\omega$. Следовательно, используя общее выражение для импеданса (1.19), можно получить выражения для его действительной

$$R_s = \frac{1}{2} \sigma_n \omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^2 \qquad (1.31)$$

и мнимой

$$X_s = \omega \mu_0 \lambda_L \tag{1.32}$$

частей.

Величина поверхностного активного сопротивления много меньше поверхностного реактивного, за исключением области температур, близких к критической.

Отдельно остановимся на зависимости величины поверхностного сопротивления от температуры. Соответствующие выражения были получены в общем виде, однако они имеют достаточно сложную для использования в аналитических расчетах форму и практически допускают только применение в численном моделировании. Результаты подобных расчетов поверхностного сопротивления для ниобия, свинца и Nb₃Sn хорошо согласуются с экспериментально полученными значениями. Теория подтверждает упрощенный вид зависимости сопротивления от температуры для $T < T_{\rm кp}$ и для частот $f << 10^{12}$ Гц:

$$R = 2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{T} \left(\frac{f}{1.5}\right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right),$$
(1.33)

где R выражено в омах, f – значение частоты высокочастотного поля в гигагерцах.

Результаты, которые следуют из этой полной теории, иллюстрируются на рис.1.6. Следует обратить внимание на диапазон частот выше 10 ГГц, в котором кривая отклоняется от зависимости $\sim f^2$, характерной для двухжидкостной теории. Это расхождение подтверждается экспериментальными данными, изображенными на том же рисунке точками.



Рис. 1.6. Зависимость поверхностного сопротивления от частоты: ---- строгая теория, —• двухжидкостная модель

Поверхностный импеданс свинца и ниобия

Чтобы согласовать теорию с экспериментом для таких сверхпроводников, у которых соотношение длины когерентности (расстояния, на котором волновые функции и плотность тока практически не изменяются) и глубины проникновения $\xi_0/\delta_L \sim 1$, можно поступить следующим образом. Считаем, что выражение для Z_s/R_l сохраняет тот же вид, что и в микроскопической теории, но введем постоянные коэффициенты, с помощью которых можно получить согласование в широком интервале температуры (например, от 2 К до 4,2 К).

Теория с экспериментом хорошо согласуется, если считать, что для сверхпроводников второго рода экспериментальные $R_{s \text{ эксп}}$, $X_{s \text{ эксn}}$ и теоретические значения, полученные в предположении $\xi_0 \rightarrow \infty$ ($R_{s \text{ теор}}$ и $X_{s \text{ теор}}$), связаны следующими соотношениями:

$$R_{s \text{ > KCII}} = A_1 R_{s \text{ teop}} + R_{\text{oct}};$$

$$X_{s \text{ > KCII}} = X_{s \text{ teop}} + B_1,$$

где A_1 и B_1 – постоянные коэффициенты; R_{oct} – не зависящее от температуры остаточное сопротивление, которое необходимо учитывать для малых R_s .

Величины $R_{\text{ост}}$ и A_1 вместе с шириной щели 2 Δ в этих расчетах считают свободными параметрами, которые варьируются в небольших пределах, чтобы получить лучшее совпадение между $R_{s \text{ эксп}}$, и $R_{s \text{ теор}}$ в широком температурном интервале.

Если учитывать только $R_{s \text{ теор}}$, добротность сверхпроводящих ускоряющих структур может достичь 10^{13} . Однако на практике получены сверхпроводящие резонансные устройства, имеющие добротность только $Q = 10^{10} - 10^{11}$ при температуре 1,2 К. Поэтому так важен вопрос о природе потерь, определяющих остаточное сопротивление $R_{\text{ост}}$ и методы их снижения.

Происхождение остаточных потерь мало изучено. На основании экспериментальных данных установлено, что $R_{\rm ocr}$ зависит от частоты, качества обработки поверхности и параметров сверхпроводящего материала. Предлагаемые различными авторами механизмы остаточных потерь можно разделить на две группы.

Потери первой группы основаны на внешних эффектах, например захват магнитного потока сверхпроводящим материалом при *T*<*T*_{кр}. Потери второй группы являются внутренними, присущими сверхпроводнику.

Поэтому можно записать выражения для поверхностного импеданса:

$$R_s = R_s(T) + R_{\text{oct}} + R_{\text{oct}}(B);$$

$$X_s = X_s(T) + X_{\text{oct}} + X_{\text{oct}}(B),$$

где $R_{oct}(B)$ и $X_{oct}(B)$ обусловлены значением магнитного потока, захваченного сверхпроводником, $R_s(T)$ и $X_s(T)$ – часть поверхностного импеданса (активная и реактивная составляющие). Рассмотрим сначала причины возникновения R_{oct} , а затем $R_{oct}(B)$.

При низких температурах экстремально малые поверхностные сопротивления можно получить только в том случае, когда мало $R_{\rm ocr}$. Поэтому при изготовлении сверхпроводников с малым остаточным сопротивлением необходимо строго выполнять определенные условия. Существует много причин, обусловливающих эту величину. Одной из таких причин является внешнее магнитное поле, «захватываемое» при переходе в сверхпроводящее состояние. Для максимального уменьшения $R_{\rm ocr}$ необходимо, чтобы индукция внешнего магнитного поля не превышала 10^{-7} Тл.

На $R_{\text{ост}}$ влияют и ферромагнитные неоднородности на поверхности, и неравномерность толщины сверхпроводящего покрытия, и поверхностные неровности. Кроме того, на остаточное сопротивление оказывают влияние дефекты в кристаллической структуре сверхпроводника. На величину $R_{\text{ост}}$ влияет также загрязнение поверхности при длительном хранении.

Для того чтобы изучить R_{oct} более подробно, представляет интерес исследование зависимости остаточного сопротивления от частоты. Предполагают, что R_{oct} также должно зависеть от ω . Что касается частотной зависимости R_{oct} , то здесь до сих тор нет единой точки зрения. Если остаточное поверхностное сопротивление обусловлено захваченным магнитным потоком и переходом при этом сверхпроводника в нормальное состояние, то при этом $R_{oct} \sim \omega^{2/3}$. Есть работы, в которых предполагается, что $R_{oct} \sim \omega$ [1.5]. Однако наиболее принятой является точка зрения о том, что $R_{oct} \sim \omega^2$. Существуют два источника потерь электрической мощности в небольшой области нормальной проводимости радиусом порядка глубины проникновения поля в случае аномального скинэффекта, которые являются пропорциональными ω^2 [1.6, 1.7].

20

В [1.6] показано, что величина R_{ост} в основном зависит от наличия на поверхности микротрещин, так как при этом образуются локально возбуждаемые высокочастотные поля. Особенно интенсивно такие трещины появляются, когда сверхпроводящий слой наносится на несверхпроводящую подложку. Например, если свинец наносится на медную подложку, то из-за разных коэффициентов расширения возникают дислокации, приводящие к растрескиванию поверхности и сильному увеличению остаточного сопротивления. В резонаторах сложной формы число дислокаций неодинаково по всей поверхности и увеличивается в областях, где радиус кривизны мал. Это объясняет и то, что в диафрагмированных волноводах R_s в режиме 0 и π колебаний меньше, чем в режиме $\pi/2$ колебаний. Если сверхпроводник изготовлен из сплошного куска, то в нем количество трещин будет меньше и, следовательно, меньше R_{ост}. Наличие микротрещин позволяет правильно объяснить наблюдающуюся в экспериментах зависимость R_{ост} от частоты:

$$R_{\rm oct} \sim \omega^2$$

Сравним экспериментальные результаты с теоретическими, полученными при $\xi_0 \rightarrow \infty$ для свинца в 10-см диапазоне (рис. 1.7) [1.8.].

Рис. 1.7. Зависимость поверхностного сопротивления свинца от температуры при *f*=2,85 ГГц по данным: *1* – эксперимента; 2 – теории



Остаточное сопротивление в экспериментах было порядка $R_{\text{ост}} \sim 2 \cdot 10^{-7}$ Ом. При всех значениях температуры $R_{s \, \text{эксп}}/R_{s \, \text{теор}} \sim 5$. Аналогично для ниобия при f = 2,85 ГГц и T = 1,85 К отношение $R_{s \, \text{эксп}}/R_{s \, \text{теор}} = 12$. Для других сверхпроводников, у которых $\xi_0/\delta_{0,L}$ конечны, но все же значительно больше 1, экспериментально наблюдаемое $R_{s \, \text{эксп}}$ отличается от $R_{s \, \text{теор}}$, но это отличие менее суще-

ственно. Так, это отношение равно 3,2 для олова и 1,5 – для алюминия.

Необходимо отметить, что R_{oct} зависит от дозы радиационного облучения [1.9]. На рис. 1.8 изображена зависимость изменения удельного остаточного сопротивления R_{oct} для постоянного тока от дозы нейтронного облучения Φt . Измерения были выполнены для ниобия при T = 4,6 К на реакторе, имеющем поток быстрых нейтронов $\Phi = 10^{13}$ нейтр./(см²·с). Из рисунка видно, что дозы $\Phi t \sim 10^{18}$ нейтр./см² оказывают существенное влияние.



Рис. 1.8. Зависимость удельного остаточного сопротивления ниобия от дозы нейтронного облучения

Если сравнивать с экспериментальными данными значение поверхностного сопротивления, вычисленного при $\xi_0/\delta_{0,L} \rightarrow \infty$, и пользоваться формулами (1.12) и (1.13), как делалось раньше, то на частоте 11,2 ГГц лучшее согласие между теорией и экспериментом получается, если положить $A_1 = 9,58 \pm 0,16$; $R_{\rm ocr} = (2,56 \pm 0,11) \cdot 10^{-8}$ Ом; $2\Delta(0) = (3,76 \pm 0,001)k_{\rm b}T_{\rm kp}$. Проведенные расчеты показали, что, например, для ниобия лучшее согласие получается, если положить $2\Delta(0) = (3,72 \pm 0,01)k_{\rm b}T_{\rm kp}$; $A_1 = 0,97 \pm 0,02$; $R_{\rm ocr} = (1,94 \pm 0,12) \cdot 10^{-8}$ Ом.

Зависимость R_s от температуры для ниобия с учетом конечного значения ξ_0 изображена на рис. 1.9. Здесь же для сравнения приведена кривая, характеризующая теоретическую зависимость R_s от Tдля свинца при тех же условиях. Кривая l построена для следующих значений параметров: $T_{\rm kp} = 7,19$ K, $2\Delta(0) = 4,1k_{\rm b}T$, $v_{\rm F} = 6\cdot10^5$ м/с, $\delta_{0,L} = 3,08\cdot10^{-8}$ м, $l_0 = 0,7\cdot10^{-6}$ м.

Значения R_s на другой частоте можно получить, основываясь на том, что $R_s \sim \omega^2$:

$$R_s(f) = R_s(f) = 11,2\Gamma\Gamma\mu) \frac{f_{(\Gamma\Gamma\mu)}^2}{(11,2)^2}$$

Рис. 1.9. Зависимость поверхностного сопротивления от температуры с учетом конечной величины фактора когерентности: 1 – для свинца; 2 – для ниобия



Полуфеноменологическая теория, описывающая поведение сверхпроводников в СВЧ диапазоне с учетом аномального скинэффекта, была развита А.Б. Пиппардом [1.10]. Основываясь на двухжидкостной теории, он получил формулы, позволяющие исследовать временную и частотную зависимости поверхностного сопротивления R_s . Но они дают правильные результаты только при $0,4 \leq T/T_{\text{кр}} \leq 0,9$:

$$\frac{R_s}{R_l} = A_1(\omega)f(t) + \frac{R_{oct}}{R_l},$$

$$f(t) = \frac{t^4(1-t^2)}{(1-t^4)^2}; \quad t = \frac{T}{T_{\kappa p}},$$
 (1.34)

где R_{oct} – остаточное сопротивление; $A_1(\omega)$ – коэффициент, характеризующий частотную зависимость, который при f < 5 ГГц пропорционален $\omega^{3/4}$. Учитывая $R_l \sim \omega^{2/3}$, из (1.34) видно, что при низкой температуре $R_s \sim \omega^2$ (для обычных проводников $R \sim \omega^{1/2}$). Эта зависимость является одной из основных причин выбора низкой рабочей частоты для высокочастотных систем.

Результаты микроскопической теории сводятся к следующему. Удобно ввести некоторую функцию $F(\omega)$, через которую и глубину проникновения, и импеданс можно выразить наиболее просто:

$$\delta = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left[\frac{4m_0 \hbar v_F}{3\mu_0 e_0^2 n_0 \Delta} \right]^{1/3} \operatorname{Re}[F(\omega)]^{-1/3}; \qquad (1.35)$$

$$Z_{S}(\omega) = -i \frac{\sqrt{3}}{2} \omega \mu_{0} \left[\frac{4m_{0}\hbar \upsilon_{F}}{3\mu_{0}e_{0}^{2}n_{0}\Delta} \cdot \frac{1}{F(\omega)} \right]^{1/3}.$$
 (1.36)

Функция $F(\omega)$ сильно зависит от соотношения между величинами: $\hbar\omega$, $k_{\rm b}T$ и Δ .

Используя формулы для $F(\omega)$, можно определить значения для мнимой и действительной частей поверхностного импеданса в любой области. В наиболее интересной для техники СВЧ области изменения частоты и температуры выполняется условие

 $\hbar \omega \ll k_{\rm B}T \ll \Delta$. В этом случае для $F(\omega)$ справедливо выражение

$$F(\omega) = \pi^{2} \left[1 - \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta}\right)^{2} - 2\exp\left(-\frac{\Delta}{k_{\rm B}T}\right) \right] - 2\pi i \left(\frac{\hbar\omega}{k_{\rm B}T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{k_{\rm B}T}\right) \ln\left(\frac{4k_{\rm B}T}{1,78\hbar\omega}\right),$$
(1.37)

из которого следует, что

$$\frac{R_s}{R_l} = \frac{2}{3} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{4/3} \left(\frac{\hbar\omega}{2\Delta}\right)^{4/3} \frac{2\Delta}{k_{\rm b}T} \ln \frac{4k_{\rm b}T}{1,78\hbar\omega} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_{\rm b}T}\right).$$
(1.38)

В табл. 1.2 приведены значения R_s и X_s для свинца на частоте 2,86 ГГц при $2\Delta/k_{\rm b}T_{\rm KP}$ =4,16. Как видно из таблицы, поверхностное сопротивление быстро падает с уменьшением температуры. Из формулы (1.38) следует, что для сравнительно низкой частоты $R_s/R_l \sim \omega^{4/3}$ эта зависимость полностью совпадает с эмпирической зависимостью.

Приведенные выражения для поверхностного импеданса справедливы только для сверхпроводников первого рода (см. далее), для которых глубина проникновения электромагнитного поля намного меньше длины когерентности. У свинца и особенно ниобия глубина проникновения сравнима с длиной когерентности, и поэтому выражения не будут справедливы. Поверхностное сопротивление у них отлично от того, которое следует из микроскопической теории для чистых пиппардовских сверхпроводников. Как видно из таблицы, поверхностное сопротивление быстро падает с уменьшением температуры.

Таблица 1.2

<i>Т,</i> К	<i>T/T</i> _{кр} , К	<i>R_s</i> , 10 ⁻⁹ Ом	X _s , 10 ⁻⁸ Ом
1,44	0,2	2,55	0.797
2,16	0,3	28,2	0,800
2,88	0,4	150	0,807
3,60	0,5	436	0,828
4,33	0,6	1000	0,870

Характеристики свинца

1.6. Аномальный скин-эффект

Как следует из (1.16), глубина проникновения δ уменьшается с ростом частоты. Таким образом, для высоких частот и/или низких температур ее величина может стать меньше, чем длина свободного пробега электрона. В этом случае электроны находятся в области поля только часть времени между соударениями. В такой ситуации электроны являются менее «эффективными» переносчиками высокочастотного тока. При этом экранирующее действие, препятствующее проникновению электрического поля внутрь проводника, снижается. Это приводит к большему по сравнению с формулой (1.20) значению поверхностного сопротивления высокочастотному току. По сравнению со случаем протекания постоянного тока большее значение длины свободного пробега на СВЧ не приводит к росту проводимости. Это явление, на первый взгляд противоречащее логике, носит название аномального скинэффекта.

Более строгое изучение причин этого явления показывает, что аномальный скин-эффект возникает из-за того, что выражение $\mathbf{j}(0)=\sigma(l_0)\mathbf{E}(0)$, где l_0 – длина свободного пробега, справедливо только если $\mathbf{E}(\mathbf{R})$ слабо изменяется на расстоянии порядка длины свободного пробега. В противном случае закон Ома не выполняется и ток в некоторой точке зависит от поля в области вокруг нее, причем характерный размер этой области сравним с длиной свободного пробега электрона. Ток в точке определяется интегральным влиянием поля на носители тока, находящиеся от нее на расстоянии порядка l_0 :

$$j(0) \sim \frac{\sigma}{l_0} \int \frac{R(R \cdot E) \exp(-R/l) \mathrm{d}\tau}{R^4}.$$
 (1.39)

Условия возникновения аномального скин-эффекта можно оценить, основываясь на значении безразмерного параметра

$$\alpha_s = \frac{3}{4} \mu_0 \omega \left(\frac{1}{\rho l_0} \right) l_0^3. \tag{1.40}$$

Этот параметр напрямую зависит от длины свободного пробега l_0 и сопротивления $\rho=1/\sigma$. Классическое выражение для поверхностного сопротивления может быть использовано при $\alpha_s \leq 0,016$. В случае же, когда $\alpha_s \rightarrow \infty$

$$R_n(l_0 \to \infty) = \left[\sqrt{3}\pi \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right)^2\right]^{1/3} \omega^{2/3} (\rho l_0)^{1/3} = 3,789 \cdot 10^{-5} \cdot \omega^{2/3} (\rho l_0)^{1/3} \cdot (1.41)$$

В последнем случае поверхностное сопротивление не зависит ни от температуры, ни от сопротивления на постоянном токе, так как произведение (ρl_0) есть не зависящая от температуры характеристика вещества.

Для промежуточного случая $\alpha_s \ge 3$ поверхностное сопротивление в состоянии с нормальной проводимостью описывается выражением

$$R_n(l_0) = R(\infty)(1+1,157 \cdot \alpha_s^{-0.2757}), \qquad (1.42)$$

где $R(\infty)$ – поверхностное сопротивление в предельном случае.

Предельный случай $\alpha_s \rightarrow \infty$ реализуется в хороших проводниках, например меди, при низкой температуре и на высоких частотах. Если медный резонатор охлаждается от комнатной до криогенной температуры и проводимость меди на постоянном токе возрастает в 100 раз, поверхностное сопротивление изменяется не более чем в 6 раз. С экономической точки зрения этот незначительный эффект не оправдывает затрат на криосистему.

Как известно, постоянное магнитное поле проникает в сверхпроводник на глубину $10^{-5}...10^{-6}$ см. С изменением частоты глубина проникновения поля в сверхпроводник меняется, однако все время остается меньше глубины скин-слой в нормальном металле. Это означает, что при любых частотах производные от составляющих поля, нормальных к поверхности сверхпроводника, велики по сравнению с производными в тангенциальных направлениях. Поэтому внутри сверхпроводника поле вблизи поверхности можно рассматривать как поле плоской волны, для которой тангенциальные составляющие электрического E_{τ} и магнитного H_{τ} полей связаны следующим соотношением:

$$E_{\tau} = Z_s[H_{\tau} \boldsymbol{n}], \qquad (1.43)$$

где n – единичный вектор нормали к поверхности, направленный внутрь металла; Z_s – поверхностный импеданс сверхпроводника. Предполагается, что поле меняется во времени по закону exp(–i ω t).

При комнатной температуре, когда справедлив закон Ома,

$$Z_{s}(\omega) = R_{s} + iX_{s} = -(1-i)\sqrt{\omega\mu_{0}/2\sigma},$$

$$\delta = (1+i)\sqrt{2\omega\mu_{0}\sigma} = [(1+i)/2]\delta_{c\kappa}, \qquad (1.44)$$

где $\delta_{c\kappa}$ – глубина скин-слоя для металлов с нормальной проводимостью; σ – проводимость металла. При этом $R_s = -X_s = (\omega \mu_0/2) \delta_{c\kappa}$. Формулу (1.44) можно записать в виде:

$$Z_s = Aa^{-1/6}(1-i); A = \sqrt{6}(\omega\mu_0/4l_0)^{2/3}(m_0\upsilon_F/3n_0)^{1/3}, \quad (1.45)$$

где $a = (3/4)\mu_0\omega l_0^2 \sigma$; n_0 – число электронов проводимости в единице объема; m_0 – эффективная масса электронов; υ_F – скорость электронов на поверхности Ферми; l_0 – длина свободного пробега; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Из известных зависимостей A/R и -A/X от $a^{1/6}$ (рис. 1.10) видно, что при малых *a* имеет место линейная зависимость, как это следует из формул (1.5). Однако из экспериментальных данных видно, что с уменьшением температуры величины A/R_s и $-A/X_s$ растут сначала линейно от $a^{1/6}$, а затем все медленнее, асимптотически приближаясь к постоянным значениям, уже не зависящим от $a^{1/6}$, т.е. от σ . Характерно то, что в асимптотической области $R_s \neq -X_s$, а $X_a \neq -\sqrt{3R_s}$. Эта область соответствует области проявления аномального скин-эффекта.



Рис. 1.10. Зависимость *A*/*R_s* и *A*/*X_s* для металлов от *a*^{1/6}: 1 – классический случай; 2 – зеркальное отражение; 3 – диффузное отражение

Явление аномального скин-эффекта ограничивает увеличение проводимости чистых металлов при низкой температуре. Например, значение сопротивления меди на СВЧ только на порядок меньше ее сопротивления при комнатной температуре.

Подробный анализ показывает, что явление аномального скинэффекта связано с увеличением длины свободного пробега при понижении температуры. При комнатной температуре процессы столкновения электронов происходят на расстояниях, в сотни раз меньших δ_{ск}. Это означает, что изменения фазы и амплитуды поля между столкновениями малы и справедлива локальная связь между током и полем. Однако с уменьшением температуры длина свободного пробега, а значит, и о увеличиваются, и толщина скинслоя уменьшается. Может оказаться, что при какой-то температуре $l_0 >> \delta_{c\kappa}$ и связь между током и полем уже не будет локальной. В этом случае распределение поля перестает быть экспоненциальным и не зависит от значения $\delta_{c\kappa}$. Поле будет проникать в металл на глубину, значительно большую, чем предсказывает классическая теория. Введем понятие эффективной глубины проникновения $\delta_{ab} = 2R_l / \omega \mu_0$, где R_l – поверхностное сопротивление. При аномальном скин-эффекте $\delta_{3\phi} \sim \omega^{-1/3}$, а не $\omega^{-1/2}$, как следует из теории нормального скин-эффекта. Аномальный скин-эффект ($\delta_{c\kappa} \sim l_0$) начинает проявляться при некоторых значениях температуры T_1 , зависящих от природы сверхпроводника и частоты электромагнитного поля. Для большинства металлов *T*₁=50–60 К и только для свинца $T_1 = 14$ К.

Взаимодействие сверхпроводящего материала и внешнего поля имеет ряд особенностей, для объяснения которых был предложен

целый ряд феноменологических теорий, наиболее существенными из которых являются теории Лондонов, Гортера и Казимира, Пиппарда [1.11].

Ф. Лондон и Г. Лондон для описания поведения сверхпроводников в низкочастотном электромагнитном поле предложили модель, основанную на локальной связи между плотностью тока и вектором-потенциалом магнитного поля:

$$\mu_0 \delta_{0,L}^2 j + A = 0, \qquad (1.46)$$

где $\delta_{0,L} = m_0/\mu_0 n_s e_0^2$ – глубина проникновения Лондона при *T*=0; n_s – плотность электронов в сверхпроводящем состоянии; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. При *T* = 0 $n_s = n_0$, где n_0 – полная плотность электронов; e_0 – заряд электрона. Это уравнение вместе с системой уравнений Максвелла, позволило показать, что напряженность магнитного поля экспоненциально убывает при проникновении в глубь сверхпроводника и уменьшается в «е» раз на расстоянии $\delta_{0,L}$ от поверхности.

Параметр $\delta_{0,L}$ обычно называют лондоновской глубиной проникновения; он характеризует глубину проникновения поля в сверхпроводник при T=0. С изменением температуры изменяется и глубина проникновения δ_L так как изменяется плотность электронов в сверхпроводящем состоянии. Гортером и Казимиром в тех же предположениях о локальности взаимодействия было проведено термодинамическое рассмотрение сверхпроводников и построена соответствующая двухжидкостная теория сверхпроводимости. Эта теория позволяет определить температурную зависимость глубины проникновения $\delta_{0,L}$:

$$\delta_L^2 = \delta_{0,L}^2 \frac{1}{1 - (T/T_{\rm kp})^4} \,. \tag{1.47}$$

Дальнейшее исследование сверхпроводников позволило более точно определить границы, в которых применимы предположения о локальности взаимодействия. Оказалось, что это справедливо, если волновые функции слабо изменяются на так называемой длине когерентности.

Учет эффектов нелокальностей позволил Пиппарду получить интегральное соотношение, связывающее плотность тока в определенной точке с вектором-потенциалом в некоторой области вокруг этой точки. Вместо соотношения (1.46) Пиппард предложил в качестве основного уравнения электродинамики чистых сверх-проводников следующее соотношение:

$$j(r) = -\frac{3n_0 e_0^2}{4\pi m_0 \xi_0} \int \frac{[A(r')R]R}{R^4} \exp\left(-\frac{R}{\xi_0}\right) dr', \qquad (1.48)$$

где R = r - r'; $\xi_0 - длина$ когерентности, характеризующая данный сверхпроводник; этот параметр определяет расстояния, на которых волновые функции практически не изменяются.

Такая простая связь была предложена Пиппардом на чисто феноменологической основе. Однако позже с развитием микроскопической теории сверхпроводимости было показано, что точная связь между током и полем напоминает это соотношение, хотя является более сложной. Именно поэтому соотношение (1.48) не утратило своего значения и до сих пор.

Ценность соотношения (1.48) заключается в том, что оно позволяет получить простую зависимость между током и напряженностью поля не только для чистых сверхпроводников, но и для металлов с примесями. Можно ожидать, что когда длина свободного пробега l_0 уменьшается из-за присутствия примесей и становится сравнимой с длиной когерентности, то в выражении (1.48) появится затухающий множитель типа $\exp(-R/l_0)$, и поэтому для сверхпроводника с примесями будет иметь место следующее соотношение:

$$\mathbf{j}(r) = -\frac{3n_0 e_0^2}{4\pi m_0 \xi_0} \int \frac{[\mathbf{A}(r')R]R}{R^4} \exp\left(-\frac{R}{\xi_0} + \frac{R}{l_0}\right) dr' \cdot$$

Это выражение позволяет объяснить изменение глубины проникновения с изменением концентрации примеси и, в частности, тот факт, что с увеличением примеси глубина проникновения увеличивается. Однако все рассмотренные теории характеризуют первоначальный этап теории сверхпроводимости и не являются достаточно строгими. Поэтому не будем подробно анализировать отдельные частные случаи.

Толчком к развитию микроскопической теории сверхпроводимости явилось открытие изотопического эффекта, сущность которого заключалась в том, что критические температуры $T_{\rm kp}$ изотопов ртути и других элементов, переходящих в сверхпроводящее состояние, связаны с массой изотопов m_{μ} соотношением $T_{\mu\nu}\sqrt{m_{\mu}} = {\rm const}$.

Это открытие позволило сделать вывод о том, что между возникновением сверхпроводимости, которая является электронным процессом, и массой изотопа, которая влияет на спектр фононов решетки, существует связь, т. е. что существует сильное взаимодействие между электронами и кристаллической решеткой.

1.7. Сверхпроводники I и II рода

Важной характеристикой, от которой в частности зависит глубина проникновения магнитного поля, является длина когерентности ξ_0 . Этот параметр определяет то расстояние, на котором плотность сверхпроводящего тока изменяется несущественно. Обычно эту длину определяют из следующего соотношения:

$$\xi_0 \approx \hbar \upsilon_F / \pi \Delta(0) \,. \tag{1.49}$$

Эта величина была введена еще Пиппардом [см. формулу (1.48)]. Он показал, что

$$\xi_0 = a \cdot \hbar \upsilon_F / k_{\rm B} T_{\rm kp},$$

где а – некоторый постоянный множитель.

Современной теории сверхпроводимости удалось установить связь между Δ и *T* в широком интервале температур. Так, при *T*=0 $\Delta(0)=1,76k_{\rm b}T_{\rm kp}$. Поэтому последнее выражение можно записать в форме

$$\xi_0 = 0.18\hbar v_F / k_{\rm B} T_{\rm kp} \,. \tag{1.49a}$$

Это выражение совпадает с пиппардовским, если a = 0,18. Существование двух величин одинаковой размерности – длины когерентности ξ_0 и лондоновской глубины проникновения $\delta_{0,L}$ – позволяет разделить все сверхпроводники на две группы в зависимости от того, в каком соотношении между собой находятся эти величины:

– сверхпроводники I рода, для которых $\delta_{0,L} \ll \xi_0$;

– сверхпроводники II рода, для которых $\delta_{0,L} >> \xi_0$.

В непереходных металлах глубина проникновения $\delta_{0,L}$ мала (~200–300 Å), скорость Ферми велика (~10⁸ м/с), поэтому для них велика длина когерентности ($\xi_0 \sim 10^4$ Å), т. е. $\delta_{0,L} \ll \xi_0$, и они являются сверхпроводниками I рода. Для таких сверхпроводников

уравнения Лондона непригодны для описания эффекта Мейсснера, и для них при расчете глубины проникновения необходимо учитывать нелокальные соотношения. Такие сверхпроводники называются еще пиппардовскими. Нетрудно показать, что глубина проникновения может быть записана еще в следующей форме: при зеркальном отражении

$$\delta = \frac{8}{9} \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi} \right)^{1/3} \xi_0^{1/3} \delta_{0,L}^{2/3} \left(\frac{\Delta}{\Delta(0)} \text{th} \frac{\Delta}{2k_{\text{B}}T} \right)^{-1/3}; \quad (1.50a)$$

при диффузном отражении

$$\delta = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi}\right)^{1/3} \xi_0^{1/3} \delta_{0,L}^{2/3} \left(\frac{\Delta}{\Delta(0)} \operatorname{th} \frac{\Delta}{2k_{\rm B}T}\right)^{-1/3}.$$
 (1.506)

В переходных металлах и интерметаллических соединениях, наоборот, глубина проникновения велика (≈ 2000 Å), а скорость Ферми мала ($\approx 10^4$ м/с). Кроме того, для этих металлов критические температуры $T_{\rm kp}$, а следовательно, и $\Delta(0)$ выше, чем у металлов непереходной группы. Все это приводит к тому, что для них длина когерентности мала (≈ 50 Å) и $\delta_{0,L} >> \xi_0$. Уравнение Лондонов хорошо описывает поведение таких сверхпроводников. Поэтому эти сверхпроводники называют еще лондоновскими. В соответствии с формулой (1.17) для таких сверхпроводников $\delta = \delta_{0,L}$.

К этой группе относится большинство химических сверхпроводящих соединений (таких, как Nb₃Sn, V₃Ga и др.) и сверхпроводящие сплавы с большим содержанием легирующей примеси. Это объясняется тем, что введение добавки уменьшает длину свободного пробега нормальных электронов, что приводит к понижению $\delta_{0,L}$ и повышению глубины проникновения. Таким образом, добавление примеси в пиппардовский сверхпроводник переводит его в лондоновский. Из чистых металлов к этой группе относятся ванадий, технеций и ниобий. Строго говоря, для чистых металлов условие $\delta_{0,L} \ll \xi_0$ не выполняется: для них обычно $\delta_{0,L} \approx \xi_0$.

В табл. 1.3 приведены значения скоростей Ферми υ_F , лондоновской глубины проникновения $\delta_{0,L}$ и длина когерентности ξ_0 для некоторых чистых элементов. Из таблицы видно, что только для ниобия лондоновская глубина проникновения сравнима с длиной

когерентности. В следующих главах будет подробнее сказано о том, к чему это приводит.

Материал *Т*_к, К δ_{0,L}, ·10⁻⁸ м ξ₀, ·10⁻⁶ м $\xi_0/\delta_{0,L}$ v_{F} , $\cdot 10^{6} \text{ M/c}$ 1,18 1,32 1,57 102 Алюминий 1,6 3.73 0,23 0.65 3,55 6,5 Олово Свинен 7,19 0,60 0,092 3,0 3.1 Ниобий 9.25 0.29 3.5 0,039 1.1

Характеристики сверхпроводящих материалов

Таблица 1.3

Сверхпроводники I и II рода отличаются друг от друга не только глубиной проникновения, но и знаком поверхностной энергии, что является более важным. Вопрос о поверхностной энергии принадлежит к числу основных вопросов сверхпроводимости. Наиболее просто можно понять это явление, исходя из полуфеноменологической теории Гинзбурга – Ландау [1.12]. Введя некоторый параметр упорядочения ψ , играющий роль эффективной волновой функции сверхпроводящих электронов, и предположив, что свободную энергию сверхпроводника на единицу объема вблизи $T=T_{\rm kp}$, можно записать в виде ряда по ψ^2 :

$$G_{s} = G_{n} + \alpha_{\Gamma-\Pi}(T) \cdot \left|\psi\right|^{2} + \frac{\beta_{\Gamma-\Pi}(T)}{2} \cdot \left|\psi\right|^{2} + \dots$$

где G_n – свободная энергия нормальной фазы; $\alpha_{\Gamma-\Pi}(T)$ и $\beta_{\Gamma-\Pi}(T)$ – некоторые регулярные функции от температуры. Минимизируя это выражение относительно $|\psi|^2$, нетрудно убедиться, что если ограничиться тремя первыми членами ряда, то минимум существует при $|\psi|^2 = -\alpha_{\Gamma-\Pi} / \beta_{\Gamma-\Pi}$ и равен

$$G_{s} = G_{n-} \alpha_{\Gamma-\Pi}^{2} / 2\beta_{\Gamma-\Pi}.$$
 (1.51)
[1 11] что

Поскольку известно [1.11], что

$$G_s = G_n - \frac{\mu_0 H_{\kappa p}^2}{2}$$

то уравнение (1.51) позволяет установить связь между $H_{\rm kp}$ и параметрами $\alpha_{\Gamma-\Pi}$ и $\beta_{\Gamma-\Pi}$:

$$H_{\kappa p}^{2} = \frac{\alpha_{\Gamma-\Pi}^{2}}{\mu_{0}\beta_{\Gamma-\Pi}}.$$

Ценность теории Гинзбурга – Ландау заключается в том, что авторам удалось обобщить ее и на случай неравных нулю внешних полей.

Уравнение Гинзбурга – Ландау можно также получить исходя из микроскопической теории и определить как явный вид параметров $\alpha_{\Gamma-\Pi}$ и $\beta_{\Gamma-\Pi}$, так и границы применимости данной теории. В частности, таким образом было показано, что температурная зависимость $\alpha_{\Gamma-\Pi}$ определяется формулой

$$\alpha_{\Gamma-\Pi}(T) = -1.83 \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{1}{\xi_0^2} \left(1 - \frac{T}{T_{\rm kp}} \right).$$

Теория справедлива, если длина когерентности при любой температуре может быть выражена через $\alpha_{\Gamma-\Pi}(T)$ следующим образом:

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{-\hbar^2}{2m_0\alpha_{\Gamma-JI}}}$$

Используя эти выражения нетрудно показать, что поскольку теория Гинзбурга – Ландау справедлива только вблизи критической температуры, то в этой области

$$\xi(T) = 0.74\xi_0 \sqrt{\frac{T_{\kappa p}}{T_{\kappa p} - T}} >> \xi_0.$$
(1.52)

Соотношения (1.47) и (1.52) указывают на то, что во всяком случае для лондоновских сверхпроводников вблизи $T_{\kappa \rho}$ величины $\xi(T)$ и $\delta(T)$ изменяются от температуры по одинаковому закону. Поэтому целесообразно ввести новый параметр Гинзбурга – Ландау:

$$\chi_s(T) = \frac{\delta(T)}{\xi(T)} \approx \text{const}.$$

Более поздние исследования показали [1.2], что на самом деле

$$\chi_s(T) = A_{\chi}(T)\chi_s(T_{\rm kp}), \qquad (1.53)$$

где $A_{\chi}(T)$, изменяется от 1 при $T = T_{\kappa p}$ до 1,25 при T = 0. Для чистых сверхпроводников $\chi_s(T_{\kappa p}) = \delta_{0,L}/\xi_0$.

Из этих формул следует, что χ_s должно быть связано с фундаментальными различиями между сверхпроводниками I и II рода. Оказалось, что χ_s характеризует значение поверхностной энергии. Вычисления показали, что при $\chi_s << 1$ поверхностная энергия положительна, при $\chi_s >>1$ отрицательна, а при $\chi_s = 1/\sqrt{2}$ равна нулю. Поэтому можно следующим образом выразить разницу между сверхпроводниками I и II рода: сверхпроводник является сверхпроводником I рода, если $\chi_s < 1/\sqrt{2}$ и поверхностная энергия положительна, и II рода, если $\chi_s > 1/\sqrt{2}$ и поверхностная энергия отрицательна.

Такое деление сверхпроводников на две группы является полностью адекватным ранее приведенному и основанному на разной глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Более наглядно разницу между сверхпроводниками I и II рода, используя понятие поверхностной энергии, можно пояснить следующим образом.

Если имеется граница раздела нормальной и сверхпроводящей фаз, то изменение полуширины энергетической щели и напряженности внешнего магнитного поля при переходе из одной фазы в другую можно изобразить графически (рис. 1.11). На этих графиках кривая Н характеризует изменение внешнего магнитного поля при его проникновении в сверхпроводник, а кривая Δ – изменение энергии связи куперовских пар при переходе из сверхпроводящего состояния в нормальное. Как уже отмечалось раньше, внешнее магнитное поле спадает не сразу, а проникает в сверхпроводник на глубину δ. Из-за наличия корреляций на расстояниях порядка длины когерентности не скачком изменяется и энергия связи Д. Она изменяется от своего значения в сверхпроводящем состоянии до нуля на расстоянии ξ. Для упрощения картины непрерывные кривые на этих рисунках заменим резкими границами, проведенными в тех точках, где Δ и H равны половине своих максимальных значений. В результате этого получаются две границы: одна по полю и вторая по энергии связи куперовских пар. Между этими границами лежит область *АВ*, имеющая интересные свойства. Если $\delta < \xi$ (сверхпроводник I рода), то в этой области с одной стороны магнитное поле равно нулю, как в сверхпроводнике, а с другой стороны электроны не связаны в куперовские пары, как в обычном металле. Так как при выталкивании внешнего поля H энергия сверхпроводника на единицу объема увеличивается на $\mu_0 H^2/2$, то это означает, что слой AB будет иметь избыточную энергию, равную $\mu_0 H^2 AB/2$ на единицу площади. Эта величина и характеризует поверхностную энергию, которая в данном случае будет положительной. Наоборот, если $\delta >> \xi$, то поверхностная энергия отрицательна и элемент будет сверхпроводником II рода.



для сверхпроводников : a – I рода; б – II рода

Все известные чистые сверхпроводники, исключая ниобий, ванадий, технеций, являются сверхпроводниками I рода. Широко распространенный в сверхпроводящей технике СВЧ ниобий, для которого $\chi_s = 1,2$, является сверхпроводником II рода. Однако любой чистый сверхпроводник можно перевести в сверхпроводник II рода путем добавления примесей или создания дефектов кристаллической структуры. Объясняется это тем, что в этом случае длина когерентности уменьшается из-за рассеяния электронов на дефектах, и поэтому в конечном счете знак неравенства между Δ и ξ_0 может измениться на обратный. Именно это и имеет место во всех сверхпроводящих соединениях и сплавах. Значение χ_s в сплавах может быть очень большим. Так, в сплаве Ti(75%) + V(25%) параметр $\chi=95$.

Интересно сделать следующее замечание. Так как в формуле (1.52) коэффициент *A* слабо изменяется с температурой, то деление на сверхпроводники I и II рода является фактически абсолютным и не зависящим от температуры. Исключение составляет сплав In+Bi(1,5%), который при температурах, близких к критическим, является сверхпроводником 1 рода ($\chi_{\rm s} < 1/\sqrt{2}$), а при пони-
жении температуры становится сверхпроводником II рода $(\chi_s > 1/\sqrt{2})$.

Наконец, необходимо отметить, что χ_s может изменяться также при деформации. Так, при деформации рения χ_s может изменяться в таких интервалах, что этот металл из сверхпроводника I рода превращается в сверхпроводник II рода.

С макроскопической точки зрения сверхпроводники II рода сильно отличаются от сверхпроводников I рода. Это отличие сводится к следующему [1.8, 1.9].

1. Сверхпроводники II рода полностью вытесняют внешнее магнитное поле только в том случае, если его максимальная напряженность $H_{\rm kp1}$ значительно меньше термодинамической критической напряженности поля, определяемой формулой (1.25): $H_{\rm kp1} << H_{\rm kp}$.

2. При $H > H_{kpl}$ силовые линии начинают проникать в сверхпроводник II рода, но это проникновение не является полным. Такое состояние чаще всего называют смешанным.

3. При *H*>*H*_{кр2} сверхпроводник II рода вообще не вытесняет магнитного потока. В этом случае (когда магнитное поле параллельно поверхности проводника) на поверхности сверхпроводника сохраняется только сверхпроводящая прослойка толщиной примерно 10³ Å.

4. Сверхпроводящая прослойка разрушается при напряженности поля $H>H_{\text{кр3}}$. Состояние при $H_{\text{кр2}} < H < H_{\text{кр3}}$ называют еще сверхпроводимостью III рода. Тонкие сверхпроводящие пленки обладают рядом очень интересных свойств, но так как они не могут быть использованы при конструировании сверхпроводящих волноводов и резонаторов, мы не будем здесь рассматривать эти свойства.

Современная микроскопическая теория позволяет установить связь между этими критическими полями. Оказывается, что

$$H_{\kappa p1} = \frac{H_{\kappa p}(T)}{\sqrt{2}\chi_s} (\ln\chi_s + 0.08)$$
$$H_{\kappa p2} = \sqrt{2}\chi_s H_{\kappa p}(T) ,$$
$$H_{\kappa p3} \approx 1.7 H_{\kappa p2} .$$

Впервые существование области $H_{\text{кp1}} < H < H_{\text{кp2}}$ было подтверждено Л.В. Шубниковым с сотрудниками, поэтому эта область называется еще фазой Шубникова.

Необходимо отметить, что даже небольшие примеси оказывают существенное влияние на значение критических полей. Это видно из рис. 1.12.





Рис. 1.12. Влияние примесей тантала на величину критической напря-

женности магнитного поля для ниобия.

Зависимости $10\mu_0 H_{\rm kp}$ [Тл] от $({\rm T}/{\rm T}_{\rm kp})^2$:

1 – чистый ниобий

2 – ниобий с примесью тантала

с концентрацией (0,7...4)·10⁻³

Рис. 1.13. Зависимость намагниченности от величины внешнего поля при разных χ_s

Проникновение магнитного потока в сверхпроводники I и II рода описывается или с помощью диаграммы *B*(*H*), или с помощью более удобных для экспериментаторов графиков, характеризующих зависимость намагниченности от магнитного поля и приведенных на рис. 1.13. На этом рисунке прямая линия, образующая угол 45° с осью абсцисс, соответствует полному эффекту Мейснера, а проникновение поля для сверхпроводников II рода начинается при $H=H_{\rm kpl}$. Ширина области, в которой существует смешанное состояние, сильно зависит от параметра χ_s . Именно этим объясняется тот факт, что сверхпроводящие сплавы, у которых параметр χ_s велик, находят широкое применение при конструировании сверхпроводящих устройств, рассчитанных на получение магнитных полей большой напряженности.

Необходимо отметить, что характер проникновения магнитного поля зависит от его ориентации относительно поверхности. Сверхпроводник резко переходит в нормальное состояние тогда, когда его поверхность параллельна магнитному полю. Если поле имеет составляющую, направленную перпендикулярно к образцу, то проводник сначала переходит в промежуточное состояние даже при поле, меньшем $H_{\rm kp}$.

В заключение необходимо отметить, что облучение оказывает существенное влияние на величину намагниченности сверхпроводников.

1.8. Критические поля у поверхности сверхпроводника

Для эффективного использования сверхпроводящих СВЧ структур в ускорительной технике необходимо обеспечить высокие градиенты электрических и магнитных полей. Для этого необходимо решить две проблемы. Во-первых, подавить эмиссионные эффекты, и во-вторых, ликвидировать условия возникновения термомагнитного пробоя. Рассмотрим эти вопросы.

Существует предел напряженности высокочастотного магнитного поля у поверхности сверхпроводника, обозначаемый как критическое поле $H_{CB^{4} \text{ кр}}$. Прежде чем рассматривать теоретический предел магнитного поля, которое может существовать вблизи поверхности сверхпроводящего резонатора, необходимо ознакомиться с причинами, вызывающими ограничение по постоянному магнитному полю. Кроме того, в этом разделе будет рассмотрено понятие поверхностной энергии, относящейся к границам между сверхпроводящими и нормально проводящими областями. В заключение будут приведены результаты экспериментов, целью которых было подтверждение теоретических пределов по высокочастотному магнитному полю для ниобиевых и свинцовых резонаторов.

Критическая напряженность поля – термодинамическое ограничение

При конденсации электронов проводимости в пары Купера образующееся сверхпроводящее состояние материала является более упорядоченным по сравнению с исходным, нормальной проводимости. Так как в этом процессе участвует только небольшое чисто электронов с энергией, отличающейся от энергии Ферми на величину менее $k_{\rm b}T_{\rm kp}$, то разница в энтропии между двумя состояниями невелика. Как было отмечено, свободная энергия в состоянии с нормальной проводимостью больше, чем в сверхпроводящем. Под термином свободная энергия понимается величина $F = U_{\rm внутр} - TS$, где $U_{\rm внутр}$ – внутренняя энергия, S – энтропия.

В случае, когда сверхпроводник помещается во внешнее постоянное магнитное поле $H_{\text{внеш}}$, «сверхтоки» начинают протекать в приповерхностном слое глубиной, равной глубине проникновения поля, и не позволяют полю проникать в глубь материала. При этом свободная энергия сверхпроводящего состояния увеличивается. Когда напряженность внешнего магнитного поля достигает критической величины $H_{\text{кр}}$ и свободная энергия сверхпроводящего состояния $F_{\text{сп}}(H)$ становится равной свободной энергии состояния с нормальной проводимостью F_n , две фазы (состояния) находятся в равновесии:

$$F_{cn}(H) = F_n = F_{cn}(H=0) + \mu_0 V_{cn} \int_0^{H_{KP}} H \, dH$$

где V_{cn} – объем сверхпроводника.

Полный поток магнитного поля проникает в сверхпроводник при напряженности поля $H_{\rm kp}$, которая носит название термодинамического критического поля.

Второе слагаемое в приведенном выше выражении представляет собой энергию, которая затрачивается в сверхпроводнике на возникновение экранирующих токов:

$$F_n - F_{\rm cm}(0) = \frac{\mu_0 V_{\rm cm} H_{\rm kp}^2}{2}$$

Из теории сверхпроводимости следует выражение для свободной энергии электронов в сверхпроводящем состоянии, из которого могут быть получены некоторые термодинамические характеристики, такие, как $H_{\rm kp}$. В частности, можно рассчитать величину термодинамического критического поля при нулевой температуре:

$$\frac{\mu_0 H_{\kappa p}^2}{2} = \frac{3\gamma T_{\kappa p}^2}{4\pi^2} \left(\frac{\Delta(0)}{k_{\rm B} T_{\kappa p}}\right)^2 = 0.236\gamma T_{\kappa p}^2.$$

Здесь ү – коэффициент линейной удельной электронной теплоемкости в состоянии нормальной проводимости. Следует отметить, что значение термодинамического критического поля возрастает пропорционально квадрату критической температуры. Таким образом, сверхпроводники с высокими значениями $T_{\rm kp}$, такие, как Nb₃Sn и недавно полученные соединения меди (купраты), являются перспективными для создания ускоряющих структур не только благодаря возможности работы при более высокой температуре, но и при больших напряженностях полей. Параметр у связан с плотностью электронных состояний и соответственно отражает влияние структуры электронных оболочек вещества. Наличие зависимости ширины области запрещенных энергий $\Delta(T)$ приводит к тому, что значение термодинамического критического поля с ростом температуры стремится к нулю, значение Н_{кр}=0 достигается при $T=T_{\rm kb}$. Приближенное выражение, позволяющее определить величину критического поля в зависимости от температуры с погрешностью не выше 5%, имеет вид:

$$H_{\rm kp}(T) = H_{\rm kp}(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\rm kp}}\right)^2\right]. \tag{1.54}$$

Величина термодинамического критического магнитного поля также связана с критической плотностью тока. Как отмечалось ранее, протекающий ток сосредоточен в приповерхностном слое толщиной λ_L . Приравнивая плотность кинетической энергии $(1/2)n_{\rm cn}mv_{\rm cn}^2$ к плотности энергии конденсации $1/2\mu_0H_{\rm kp}^2$ и используя известные выражения для плотности «сверхтоков» $j_{\rm cn} = -n_{\rm cn} ev$

и толщины скин-слоя $\lambda_L^2 = m/n_{cn}e^2\mu_0$, можно обнаружить, что максимальная плотность тока J_{cn} связана с критической плотностью потока следующим соотношением: $H_{\rm kp} = \lambda_L J_{cn}$. Так как новые высокотемпературные сверхпроводники имеют большое значение λ_L , то они допускают относительно низкие значения J_{cn} .

Сверхпроводники с положительной поверхностной энергией (сверхпроводники I рода)

Сравним ослабление плотности внешнего магнитного потока внутри толстой пластины (толщина $d >> \lambda_L$) и тонкого листа (толщина $d <<\lambda_L$)сверхпроводника. Во втором случае из-за малой толщины плотность потока поля внутри сверхпроводника не успевает уменьшиться до нуля и как следствие затраченная на вытеснение магнитного потока работа меньше и величина свободной энергии ниже. Возникает вопрос, является ли энергетически выгоднее для магнитного потока проникать в малые по размерам участки с нормальной проводимостью, присутствующие в сверхпроводящем образце большой толщины.

Такая ситуация не всегда возникает, так как часть поверхностной энергии затрачивается на формирование границы между фазами сверхпроводник / нормальный проводник. Для некоторых сверхпроводников (сверхпроводников II типа) энергия такой границы оказывается отрицательной. Соответственно при определенной напряженности поля, обозначаемой $H_{\rm kpl}$ – нижнее критическое поле, поток не проникает в материал. Однако существуют такие сверхпроводники (сверхпроводники I типа), для которых это явление не имеет места из-за того, что для них характерна положительная поверхностная энергия. Так как плотность сверхпроводящих электронов есть плавная функция, существенно изменяющаяся только на расстоянии порядка когерентной длины ξ_0 , границы между областями с нормальной проводимостью и сверхпроводящей не являются резкими.

Если плотность сверхпроводящих электронов существенно уменьшается на расстоянии ξ_0 , свободная энергия на единицу площади увеличивается на величину $\frac{\mu_0}{2} H_{\kappa p}^2 \xi_0$.

В присутствии внешнего магнитного поля $H_{\text{внеш}}$ магнитный поток проникает в материал на глубину порядка λ_L . Это обстоятельство приводит к уменьшению энергии в расчете на единицу площади на величину $-\frac{\mu_0}{2}H_{\text{внеш}}^2\lambda_L$. Таким образом, общая энергия равна $\frac{\mu_0}{2}(H_{\text{кр}}^2\xi_0 - H_{\text{внеш}}^2\lambda_L)$. Свойства сверхпроводящего материала обычно таковы, что ξ_0 и λ_L не одинаковы, соответственно два упомянутых выше фактора не компенсируют друг друга в приграничной области. Если плотность сверхпроводящих электронов около границы мала и, следовательно, $\xi_0 > \lambda_L$, величина поверхностной энергии оказывается положительной. Такие вещества носят название сверхпроводников I рода. В противном случае (сверхпроводники II рода) энергия отрицательна, соответственно общая энергия системы, имеющей переходы между нормально- и сверхпроводящими областями, оказывается меньше. В случае положительной граничной энергии состояние Мейсснера соответствует меньшему значению энергии.

Разделение сверхпроводников на тот или иной тип определяется по величине параметра Гинзбурга – Ландау: $k_{\Gamma \Lambda} = \lambda_L / \xi_0$.

Значение этого параметра, являющееся критерием для определения типа сверхпроводника, получается исходя из более детального расчета и составляет:

 $k_{\Gamma \Pi} < 1/\sqrt{2}$ – сверхпроводник I рода,

 $k_{\text{гл}} > 1/\sqrt{2}$ – сверхпроводник II рода.

Свинец относится к первой группе и имеет значение $k_{\Gamma \Pi} \approx 0,45$, $H_{\kappa p}(0) = 800$ Э. Ниобий является сверхпроводником II рода – он характеризуется значениями $k_{\Gamma \Pi} \approx 1$, $H_{\kappa p}(0) = 2000$ Э.

Вообще говоря, обе величины – когерентная длина и глубина скин-слоя – зависят от степени чистоты материала и температуры; соответственно параметр Гинзбурга – Ландау также несколько зависит от этих факторов.

Сверхпроводники с отрицательной поверхностной энергией (сверхпроводники II рода)

Свободная энергия по объему сверхпроводника I типа в сверхпроводящем состоянии оказывается ниже, чем в состоянии с нормальной проводимостью для значений напряженности магнитного поля, не превышающих критического. Однако если $\xi_0 < \lambda_L$, для магнитного потока энергетически более выгодно проникать внутрь материала, имеющего межфазные границы, при напряженности поля меньшей Н_{кр}. Стремясь уменьшить общую свободную энергию, граница раздела между областями нормальной и сверхпроводимости должна увеличивать собственную энергию. При напряженности поля большей чем Н_{кр1} в сверхпроводнике наблюдаются четко разделенные области с нормальной и сверхпроводимостью, соответственно упорядочивая структуру линий (жгутов) потока поля, как показано на рис. 1.14. Линии поля концентрируются в приповерхностной области сверхпроводника. Эффективный радиус каждой нормально проводящей области равен когерентной длине, а расстояние между ними составляет порядка нескольких сотен нанометров. Каждая такая область характеризуется увеличением кинетической энергии пар Купера, вызванным протеканием ВЧ тока. Кинетическая энергия превосходит величину энергии связи для расстояний меньших когерентной длины. Материал вне указанных областей остается сверхпроводящим и постоянный ток может протекать через него без потерь. Таким образом, сверхпроводник второго типа может проводить постоянный ток без потерь в присутствии внешнего магнитного поля, напряженность которого не превосходит $H_{\rm kp2}$.



Рис.1.14. Сверхпроводник второго типа помещен во внешнее магнитное поле с напряженностью большей *H*_{кр2}



Рис.1.15. Свойства сверхпроводников в присутствии внешнего магнитного поля а – I типа; б – II типа

Если увеличивать напряженность поля, то поток начинает проникать в сверхпроводник, при этом области с нормальной проводимостью увеличиваются в размерах. При достижении напряженности поля значения $H_{\text{кр2}}$ эти области перекрываются и сверхпроводник переходит в состояние с нормальной проводимостью. Сверхпроводящие области сохраняются при напряженности поля превосходящей $H_{\text{кр}}$, и разрушаются при $H_{\text{кр2}} = \sqrt{2}k_{\Gamma\Pi} \cdot H_{\text{кр}}$.

Различие в свойствах сверхпроводников двух типов иллюстрируется рис. 1.15. Некоторые материалы, например Nb+Ti, имеют очень большое значение критического поля (около 12 Tл), что делает их весьма перспективными для использования в магнитах, позволяющих получать большие поля например в протонных ускорителях на высокие энергии. Однако такие материалы плохо подходят для работы в CBЧ диапазоне, так как значение критического поля на высокой частоте у них невелико.

Феноменологическая теория Гинзбурга – Ландау позволяет связать электродинамические свойства сверхпроводника с его термодинамическими характеристиками. Так, плотность электронов сверхпроводимости пропорциональна квадрату модуля волновой функции. Согласно упомянутой выше теории на основании термодинамического анализа можно определить свойства сверхпроводящей системы во внешнем магнитном поле. Если известны глубина скин-слоя, когерентная длина и величина элементарного потока

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-15} \,\mathrm{Tm \cdot m^2}\,,$$

где h – постоянная Планка, e – заряд электрона, то можно определить величины критических напряженностей поля H_{kpl} , H_{kp2} , H_{kp} .

Общий магнитный поток, связанный с протекающим током, равен сумме всех элементарных потоков. Исходя из микроскопических параметров, можно показать, что

$$H_{\rm kp2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\xi_0^2}, \quad H_{\rm kp} = \frac{H_{\rm kp2}}{\sqrt{2}k_{\rm LII}}$$

Столь же простое выражение для $H_{\text{кр1}}$ получить не удается, однако при больших $k_{\Gamma \pi}$ справедливо следующее приближение:

$$H_{\kappa p1} \approx \frac{H_{\kappa p}}{\sqrt{2}k_{\Gamma \Pi}} \ln(k_{\Gamma \Pi}) = \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda_L^2} \ln(k_{\Gamma \Pi}) \,.$$

Обе величины H_{kp1} и H_{kp2} имеют приблизительно одинаковую квадратичную зависимость от температуры, подобную (1.54), вид которой приведен на рис. 1.16.

Ниобий является сверхпроводником II рода, для него характерны следующие значения критических напряженностей поля на постоянном токе: $H_{\text{kp1}} = 1700 \text{ }$, $H_{\text{kp2}} = 2000 \text{ }$, $H_{\text{kp}} = 2400 \text{ }$.

Величина $H_{\text{кр2}}$ зависит от ООС и параметров технологии производства (отжига и степени кристаллизации). Этот же параметр для ниобия, напыленного тонким слоем на подложку, гораздо выше и составляет 2,5 – 3,5 Тл при значении $k_{\Gamma \pi} = 3,5 - 12$.



Рис. 1.16. Три состояния сверхпроводника II рода, разделенные зависимостями $H_{\text{кp1}}(T)$ и $H_{\text{кp2}}(T)$

1.9. Критическое высокочастотное магнитное поле

При отсутствии внешнего поля переход между состояниями материала вблизи температуры, равной критической $T_{\rm кp}$, происходит без скачка энтропии и является фазовым переходом второго порядка. Если же сверхпроводник находится под воздействием внешнего магнитного поля, фазовый переход при $T_{\rm кp}(H)$ есть переход первого порядка и сопровождается изменением скрытой теплоты из-за скачка энтропии. Возможно так называемое «перегретое» состояние сверхпроводника при $H > H_{\rm kp}$, которое является метастабильным, а также «переохлажденное» состояние с нормальной проводимостью при $H < H_{\rm kp}$. Термин «перегретый» используется в том смысле, что значение напряженности поля превышает пороговое, при котором наступает фазовый переход.

Оценка значений магнитного поля, при которых возможно существование перегретого состояния сверхпроводника, может быть получена путем анализа выражения для поверхностной энергии. В процессе фазового перехода граница не является непрерывной, а состоит из центров перехода.

Для сверхпроводника I рода значение поверхностной энергии положительно, и в постоянном магнитном поле состояние Мейсснера может существовать метастабильно и при напряженности поля большей значения термодинамического критического поля вплоть до величины *H*_{перего}.

По достижении этого значения поверхностная энергия становится равной нулю:

$$\frac{\mu_0}{2} \left(H_{\rm kp}^2 \xi - H_{\rm neperp}^2 \right) = 0, \ H_{\rm neperp} = \frac{1}{\sqrt{k_{\rm ГЛ}}} H_{\rm kp} \,.$$

Сверхпроводники II рода также могут находиться в фазе Мейсснера при полях, больших $H_{\kappa p \ 1}$. Зависимость $H_{\text{перегр}}$ от параметра $k_{\Gamma \Lambda}$ может быть получена путем решения уравнений Гинзбурга – Ландау:

$$H_{\text{перегр}} \approx \frac{0.89}{\sqrt{k_{\Gamma \Pi}}} H_{\text{кр}}$$
 для $k_{\Gamma \Pi} <<1$,
 $H_{\text{перегр}} \approx 1,2H_{\text{кр}}$ для $k_{\Gamma \Pi} \approx 1$,
 $H_{\text{перегр}} \approx 0,75H_{\text{кр}}$ для $k_{\Gamma \Pi} >>1$.

Фазовая диаграмма с указанием всех критических полей приведена на рис. 1.17.

В случае высокочастотных полей период изменения поля составляет несколько наносекунд. Время, необходимое для стягивания отдельных потоков порядка 10^{-6} с, намного превосходит период колебаний (10^{-9} с). Следовательно, на высоких частотах более вероятно существование метастабильного сверхпроводящего состояния при превышающей критическое значение напряженности поля. Напряженность СВЧ поля, при которой такое состояние возможно, ограничена сверху величиной H_{neperp} . Проведенные для In, Sn и Pb – сверхпроводников I рода – эксперименты это подтверждают.



Рис. 1.17. Фазовая диаграмма

Фазовая диаграмма показывает, что критическое СВЧ магнитное поле для ниобия превосходит значения как $H_{\rm kp1}$, так и $H_{\rm kp}$. Последняя кривая получена при воздействии импульсных полей, при этом использовался резонатор с большим коэффициентом связи и мощный СВЧ-генератор. Это позволило значительно уменьшить время заполнения резонатора СВЧ мощностью и снизить таким образом вероятность развития теплового разрушения сверхпроводящего состояния (thermal breakdown).

На основании приведенных выше значений можно оценить предельные значения напряженности высокочастотных полей, которые достижимы в ниобиевых ускоряющих резонаторах.

Обычно геометрия ячеек такова, что отношение $H_{\rm kp}/E_{\rm yck}$ составляет около 42 Э/(МВ/м), соответственно напряженность ускоряющего поля $E_{\rm yck}$ =57 МВ/м является принципиально предельной в случае изготовленной из ниобия ускоряющей структуры.

Важно отметить, что критическое CBЧ поле не зависит от $H_{\rm kp2}$, так что обычно используемые для сверхпроводящих магнитов с большим полем материалов типа Nb-Ti в случае изготовления из них резонаторов не обеспечат прироста ускоряющего поля.

Предельная напряженность поля у поверхности сверхпроводника

При напряженности магнитного поля, не превосходящей полученных в предыдущем разделе оценок теоретического предела, хорошо оптимизированный ускоряющий резонатор способен работать при напряженностях электрического поля на его поверхности около 120 МВ/м, что подтверждают проведенные для ниобиевых структур эксперименты. В резонаторах особой грибовидной формы, работающих в непрерывном режиме, были получены значения до 145 МВ/м. В резонаторе квадрупольного типа в импульсном режиме достигались значения 220 МВ/м. Приведенные выше значения представляют собой экспериментальные результаты; теоретического предела для напряженности электрического поля у поверхности не существует. Однако при больших напряженностях поля проявляется ряд факторов (например полевая эмиссия), которые ограничивают использование резонаторов в таких условиях.

В ранних экспериментах, проведенных в начале 70-х годов на изготовленных из ниобия сверхпроводящих резонаторах, были получены критические магнитные CBЧ поля, соответствующие $B_{\rm kp,CB4}$ =0,014 – 0,05 Тл. В то время было выдвинуто предположение, что $B_{\rm kp,CB4}$ всегда меньше $B_{\rm kp}$ сверхпроводящего материала на постоянном токе. Однако впоследствии было показано, что в CBЧ диапазоне значение $B_{\rm kp,CB4}$ для резонаторов из сверхпроводников II рода может достигать и даже превышать $B_{\rm kp1}$. Развитие теории сверхпроводимости привело к такому выводу, что теоретическим пределом $B_{\rm kp,CB4}$ следует считать термодинамическое значение критического магнитного потока. Позднее этот факт нашел экспериментальное подтверждение. В настоящее время получены $B_{\rm kp,CB4}$ в ниобиевых сверхпроводящих резонаторах порядка 0,16 Тл при добротности 10⁹ – 10¹⁰. Это превышает $B_{\rm kp1} = 0,11 - 0,12$ Тл и близко к значению термодинамического $B_{\rm kp} = 0,194$ Тл для ниобия при 0 К.

Согласно современным представлениям ограничением Вко.ВЧ является термомагнитный пробой, который появляется в СВЧ структурах из-за негомогенностей в распределении примесей и поверхностных микронеровностей. Например, сегрегация легких и тяжелых примесей на границах зерен, дислокациях и других несовершенствах кристаллической решетки сверхпроводящего материала, а также микронеровности снижают критическое ВЧ поле и приводят к преждевременному пробою при достижении $B_{\text{пок}} > B_{\text{кп}}$. При этом дефектные участки поверхности сверхпроводника переходят в нормальное состояние и вся энергия, запасенная в полости резонатора, выделяется на этих участках за время $10^{-5} - 10^{-6}$ с. Следствием этого явления будет импульсный локальный разогрев поверхности, при котором добротность резонатора падает на двачетыре порядка. По мере остывания дефектные участки на рабочей поверхности возвращаются в сверхпроводящее состояние и процесс повторяется снова, т. е. термомагнитный пробой вызывает осцилляции добротности, которые иногда сопровождаются звуковыми эффектами. При повышении мощности генератора увеличивается частота срыва. Для сверхпроводящих резонаторов с хорошей поверхностной обработкой, изготовленных из сверхпроводника I рода, критическое СВЧ поле совпадает с термодинамическим критическим полем. Для таких резонансных структур характерна следующая температурная зависимость: $B_{\rm kp} \cong 1 - (T/T_{\rm kp})^2$.

Такая же зависимость $B_{\kappa p}$ получена и для ниобиевых резонаторов. Однако она наблюдается для ниобиевых резонансных структур только при $B_{\kappa p} < 0,13$ Тл.

При В_{кр.СВЧ}>0,13 Тл наблюдается более сильная температурная зависимость критического СВЧ магнитного потока, что объясняется увеличением температуры нормальных областей и связанной с этим более сложной температурной зависимостью поверхностного сопротивления $R_s(T)$.

В узком температурном интервале от 1,4 до 2 К как раз в области рабочей температуры СВЧ структур ускорителей $R_S(T)$ представляется как

 $R_{S}(T,B) = R_{\text{ост}} + R_{0} \exp(-\Delta/k_{\text{b}}T) [1 + \gamma_{B}(B/B_{\text{кp}})^{2}],$ (1.55) где $R_{0} \exp(-\Delta/(k_{\text{b}}T))$ -аппроксимируемая часть поверхностного сопротивления; γ_{B} – коэффициент, зависящий от $B_{\text{кр}}$. Зависимость поверхностного сопротивления от магнитного потока учитывается добавочным членом $\gamma_B(B/B_{\rm kp})^2 R_0 \exp(-\Delta/(k_{\rm b}T))$.

Локальное поле на поверхности резонатора вызывает нагрев, который повышает температуру внутренней поверхности резонансной структуры. При этом для устойчивой работы систем необходим определенный баланс между процессами охлаждения резонатора криогенной системой и нагрева за счет рассеиваемой СВЧ мощности, которая определяется как $(1/2\mu_o^2)R_s(T,H)B^2$. Уравнение теплового баланса имеет вид:

$$(1/2\mu_0^2)R_s(T,H)B^2 = (K_T/d)\Delta T,$$
 (1.56)

где K_{T} — коэффициент теплопроводности сверхпроводящего материала, из которого изготовлена СВЧ структура; ΔT – разность значений температуры внутренней и наружной стенок структуры; d – толщина стенок структуры.

Это уравнение показывает, что на высоком уровне мощности чем выше поверхностное сопротивление СВЧ структуры, тем более высокий коэффициент теплопроводности надо обеспечить для отвода тепла, выделяющегося за счет рассеяния СВЧ энергии при плотности магнитного потока *B*.

1.10. Теплофизические параметры сверхпроводников

Условия отвода тепла от внутренней поверхности СВЧ структуры определяются не только коэффициентом теплопроводности, но и другими теплофизическими характеристиками материала, например, сопротивлением Капицы.

Рассмотрим вышеуказанные теплофизические характеристики сверхпроводников более подробно. Основная теплофизическая характеристика – коэффициент теплопроводности.

Механизмы теплопроводности в сверхпроводниках подробно описаны в [1.13]. Известно, что тепловой поток в металле складывается из двух компонент: первая определяется электронной теплопроводностью $K_{T,e}$, вторая – решеточной $K_{T,p}$, так что

$$K_T = K_{T,e} + K_{T,p}$$
.

В упомянутой работе рассмотрены шесть механизмов теплопроводности. При исследовании электронного вклада в тепловой поток такими механизмами являются: столкновения электронов с примесями, столкновение с фононами и межэлектронные соударения. Решеточная теплопроводность определяется взаимодействием фононов с электронами, фонон-фононными соударениями, а также рассеянием фононов примесями, границами зерен и другими дефектами кристалла. Различные механизмы теплопроводности имеют неодинаковое значение. В области температуры $T \rightarrow T_{\rm kp}$ рассеяние электронов примесями доминирует в сверхпроводниках, содержащих примеси. В очень чистых сверхпроводниках преобладает теплопроводность, связанная с рассеянием электронов фононами и т. д.

Таким образом, в сверхпроводниках электронная теплопроводность преобладает при $T \to T_{\rm kp}$, а при $T \to 0$ она спадает по экспоненте. При достаточно низкой температуре теплопроводность сверхпроводников обусловлена только решеточным взаимодействием.

На рис. 1.18 изображена зависимость коэффициента теплопроводности ниобия в нормальном и сверхпроводящем состояниях от температуры. Коэффициент теплопроводности ниобия в нормальном состоянии пропорционален температуре $K_{T,n} \sim T$, а в сверхпроводящем состоянии зависимость $K_{T,s} \sim (T^3)$ имеет седлообразный вид из-за наличия максимума решеточной компоненты при $T < T_{\rm кp}$. Это вместе с электронным вкладом, возрастающим с температурой, обеспечивает характерную форму кривой в области температуры 1–3 К.

Из рис. 1.18 видно, что с уменьшением температуры теплопроводность ниобия резко падает, особенно, если он находится в сверхпроводящем состоянии. При рабочей температуре криогенных ускорителей – 2 К она составляет $K_{T,s} \sim 40$ Вт/(м·град).

Для использования сверхпроводящих СВЧ структур в ускорительной технике часто необходима фокусировка пучка заряженных частиц с помощью магнитного поля.

Поэтому интересно проследить, как изменяется теплопроводность сверхпроводника от напряженности внешнего магнитного поля. На рис.1.19 приведена температурная зависимость коэффициента теплопроводности ниобия для различных магнитных полей.



Приведенные данные показывают, что при возрастании внешнего магнитного поля магнитный поток проникает в сверхпроводник, при этом теплопроводность сначала уменьшается с увеличением напряженности поля при T < 3 К из-за фононного рассеяния на фазовых границах, а затем растет снова как следствие увеличения вклада нормальных электронов в значение теплопроводности. Поэтому рост напряженности магнитного поля эквивалентен повышению температуры.

Результаты экспериментальных исследований подтверждают, что теплопроводность сверхпроводящего материала, особенно в области низкой температуры, в сильной степени зависит от нарушений кристаллической структуры, которые зависят от способа обработки поверхности. Значительные отличия в ходе зависимости объясняют различием плотности дислокаций и удельной площади границ зерен. Вероятно, имеется определенный диапазон температуры, в котором плотность дислокаций наиболее влияет на решеточную теплопроводность сверхпроводящего материала. Таким образом, качество сверхпроводящего материала, его кристаллическая структура, примесный состав, а также наличие внешних фокусирующих полей, оказывают большое влияние на условия теплоотвода рассеиваемой СВЧ мощности в гелиевую ванну.

Ниже показано, что ускоряющие ВЧ структуры работают стабильно только тогда, когда изменение температуры системы лежит в пределах долей градуса.

Достижимая напряженность магнитных полей при выбранных параметрах структур зависит от теплопроводности материала. Известно, что $B_{\rm kp}$ определяется еще и дополнительным сопротивлением тепловому потоку, которое возникает на границах раздела сверхпроводник – нормальный металл и нормальный металл – гелий. (Тепловое сопротивление, обнаруженное П.Л. Капицей, получило название сопротивления Капицы $R_{\rm K}$). Теплопередача через границу фаз определяется связью между электронным потоком нормального металла и фононным вкладом сверхпроводника или гелия. Существуют различные механизмы передачи тепла через границу фаз, которые определяют $R_{\rm K}$. К ним относятся: передача тепла от металла к жидкому гелию звуковыми волнами; возмущение, гелиевых фононов посредством взаимодействия электронов металла с поверхностью; прямое взаимодействие электронов металла с атомами гелия.

Тепловое сопротивление можно представить как $R_{\rm K}=\Delta TS/P_{\rm T}$, где S – площадь границы раздела; $P_{\rm T}$ – скорость изменения теплового потока; ΔT -температурный скачок на границе раздела. Для границы раздела между твердым телом и жидким гелием тепловое сопротивление можно определить по формуле

$$R_{\rm K} = (15\hbar^3 / 2\pi^2 k_{\rm B}^4 \rho_{\rm He} \upsilon_{_{\rm 3B,\rm He}} F_{\rm T}) \rho_{_{\rm TB}} \upsilon_{_{\rm 3B,\rm TB}} / T^3,$$

где ρ_{He} – плотность гелия 146 кг/м³; $\upsilon_{_{3B,\text{He}}}$ – скорость звука в гелии 2,4·10² м/с; $F_{_{T}}$ =1,5; $\rho_{_{TB}}$ и $\upsilon_{_{_{3B,TB}}}$ – плотность и скорость звука в твердом теле. Подставив численные значения, получим

$$R_{\rm K} = (4,5 \cdot 10^{-19} / T^3) \rho_{\rm TB} \upsilon_{\rm 3B, TB}^3,$$

где $R_{\rm K}$ измерено в К·м²/Вт.

Однако экспериментальные значения $R_{\rm K}$ не всегда обратно пропорциональны T^3 . При экспериментальном изучении температурной зависимости $R_{\rm K}$ получают самые неожиданные результаты. Для электрополированного ниобия $R_{\rm K}$ обратно пропорционально $T^{4,65}$.

Кроме того, $R_{\rm K}$ для ниобия очень чувствительно к изменению целого ряда факторов. Оно зависит от параметров материала в следующем порядке [1.13]: содержание примесей, плотность дислокаций, поверхностные повреждения, механическое напряжение, границы зерен, хэткисные слои на поверхности.

На рис. 1.20 показана зависимость $R_{\rm K}$ образцов ниобия от температуры. Видно, какое влияние оказывает на $R_{\rm K}$ простая обработка в виде химической полировки и отжига.

Для анодированного металла $R_{\rm K}$ в два раза меньше, чем для чистой металлической поверхности. Этот факт объясняется различными силами Ван-дер-Ваальса, действующими на границе фаз металл – жидкий гелий, так как при отсутствии окисного слоя это взаимодействие распространяется на глубину порядка 20 Å, а при наличии его – более 100 Å.



Здесь рассмотрен случай возникновения $R_{\rm K}$, когда структура выполнена полностью из ниобия или свинца. При использовании гальванического метода нанесения свинца или ниобия на медную подложку необходимо учитывать $R_{\rm K}$ и температурный скачок, возникающие на границе фаз сверхпроводник – нормальный металл. Значение сопротивления $R_{\rm K}$ на границе свинец – медь определяется как $R_{\rm K} \sim 11/T^4$.

Максимальная мощность, которая может передаваться через единицу поверхности, составляет 10–100 Вт/м² и поэтому в области температуры ~2 К тепловое сопротивление на границе свинец –

медь вызывает изменение температуры намного меньше требуемой температурной нестабильности.

При экспериментальном измерении $R_{\rm K}$ на границе ниобий – медь найдено высокое значение $R_{\rm K}$. Зависимость $R_{\rm K}$ (*T*) на границе ниобий – медь приведена на рис. 1.21, где видно, что в сверхпроводящем состоянии при *T*<2,5 К $R_{\rm K}$ (Nb–Cu) ~ T^{-3} . При этом абсолютное значение его в четыре раза выше, чем подсчитанное теоретически. Это объясняется наличием диффузии меди в пограничный слой. Этот граничный слой ниобия, легированный медью толщиной 1 мкм, имеет низкую теплопроводность и тем самым обеспечивает добавочное тепловое сопротивление.

В настоящее время перспективно изготовление CBЧ структур сверхпроводящих ускорителей на основе сплавов (дуктильных или стехиометрического состава). Сплавы стехиометрического состава очень хрупкие и поэтому необходимо их наносить на металлическую подложку. В этом случае особо интересно исследование $R_{\rm K}$ на границе фаз сплав – подложка. Такие данные для границы фаз Nb₃Sn–Nb или Nb₃Sn–Cu авторам неизвестны.

На рис. 1.21 показана температурная зависимость $R_{\rm K}$ на границе фаз NbTi–Cu (кривая 1). В этом случае $R_{\rm K}$ (NbTi–Cu) ~ 6 $\cdot T^{-2,75}$ выше чем для структуры, изготовленной из ниобия.



Рис. 1.21. Зависимость *R*_К от температуры:

о – на границе фаз ниобий – медь,

▲- на границе фаз сплава NbTi-Cu

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что наиболее трудно обеспечить теплоотвод для структур из ниобия и

сплавов на его основе. Однако как раз эти материалы наиболее перспективны по своим электрофизическим параметрам.

Исправить это можно разработкой прогрессивной технологии исходных материалов и тщательной обработкой рабочей поверхности структур для снижения $R_{\rm K}$ и повышения $K_{\rm T}$.

Рассмотренные выше теплофизические параметры $K_{\rm T}$ и $R_{\rm K}$ определяют интервал изменения температуры СВЧ системы, возникающего при вводе СВЧ мощности в резонансную полость. Если в систему длиной *L*, внешним радиусом r_2 и внутренним радиусом r_1 ввести мощность *P*, то возникающее при этом изменение температуры

$$\Delta T = \frac{1}{2\pi K_{\rm T}} \frac{P}{L} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

С учетом K_T , R_K и ΔT после подстановки $R_S(T)$ из (1.55) в уравнение (1.56) получим уравнение теплового баланса в виде

$$R_{0} \exp\left(-\frac{A}{T}\right) = \frac{2\mu_{0}^{2}}{\left[\left(\frac{d}{K_{T}} + R_{K}\right) + \left(1 + \gamma_{B}\left(\frac{B}{B_{\kappa p}}\right)^{3}\right)\right]B^{2}} \Delta T - \frac{R_{ocr}}{1 + \gamma_{B}\left(\frac{B}{B_{\kappa p}}\right)^{2}} \cdot (1.57)$$

На рис. 1.22 приведено графическое решение этого уравнения. Кривая 1 – это температурная зависимость поверхностного сопротивления по теории BCS. Другие характеристики резонансной структуры, такие, как остаточное сопротивление, коэффициент теплопроводности, $R_{\rm K}$ и толщина стенки входят в параметры прямых 2 и 2'. Точки пересечения кривой 1 с прямой 2 и 2' дают решение уравнения.

Рис. 1.22. Графическое решение уравнения (1.57)





Рис. 1.23. Зависимость пиковых поверхностных магнитных полей в сверхпроводящих резонансных структурах от площади рабочей поверхности

При наличии пересечения прямой 2 с ВСS-кривой возможна стабильная работа СВЧ структуры. В этом случае все тепло, выделяемое при рассеянии СВЧ мощности на внутренней поверхности резонансной полости, отводится в гелиевую ванну. При возрастании уровня вводимой СВЧ мощности наклон линии 2 уменьшается и при определенных условиях достигается состояние, когда прямая является касательной к ВСS-кривой. В этом случае наблюдается метастабильное состояние системы и при любых отклонениях температуры стенки возможен тепловой или термомагнитный пробой. Этот критический наклон определяется остаточным сопротивлением сверхпроводника (см. раздел 1.2), а также рассмотренными выше теплофизическими характеристиками. Вклад $R_{\rm K}$ и теплопроводности определяется материалом, из которого изготовлена структура, а также качеством обработки поверхности.

Поверхностная обработка СВЧ структуры оказывает большое влияние на электрофизические характеристики структуры (пиковые электрические поля, добротность, R_{oct}) и на ее теплофизические характеристики (теплопроводность, сопротивление Капицы). Необходима обработка не только рабочей поверхности структуры, но и внешней ее части, что для крупногабаритных структур, как правило, не делается.

Этим фактом объясняются противоречия между результатами, полученными на отдельных резонаторах и на больших СВЧ структурах. В СВЧ структурах достигнутые градиенты ускоряющих полей гораздо ниже, чем лучшие значения пиковых полей для отдельных резонаторов. Дело в том, что $R_{\rm K}$ пропорционально площади границы раздела между внешней стенкой резонатора или структуры и жидким гелием; это хорошо коррелирует с данными, приведенными на рис. 1.23.

Из рис. 1.23 видно, что резонаторы с малой рабочей поверхностью имеют более высокие пиковые магнитные поля. Но ведь эти резонаторы имеют и малую площадь границы раздела. К тому же на сверхпроводящих резонаторах малого размера проводят обработку внутренней рабочей поверхности и внешней, а в случае больших сверхпроводящих структур такой обработке подвергают только внутреннюю поверхность. Это сказывается на $R_{\rm K}$ и на значении теплопроводности сверхпроводящего материала.

Для снижения вероятности возникновения термомагнитного пробоя в СВЧ структурах необходимо разработать надежную технологию, которая должна решить следующие задачи: снизить R_{ocr} , обеспечить высокую гомогенность рабочей поверхности, снизить $R_{\rm K}$ и увеличить теплопроводность сверхпроводящего материала.

Глава 2 ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ

2.1. Особенности использования сверхпроводящих резонаторов в ускорительной технике

Среди достоинств сверхпроводящих резонаторов отметим следующие:

• поверхностное сопротивление на СВЧ составляет несколько наноом, что в 10^6 раз меньше, чем при нормальных условиях;

- высокий КПД передачи мощности от сети к пучку;
- работа в непрерывном режиме или в режиме с малой скважностью;

• низкая рабочая частота, что позволяет иметь большую апертуру для пролета пучка, большой аксептанс, малые наведенные поля;

- возможность работы в режиме рекуперации энергии;
- высокий ускоряющий градиент.

Для сверхпроводящих ускоряющих резонаторов наиболее характерные параметры - напряженность ускоряющего поля (ускоряющий градиент) E_0 и собственная добротность Q_0 . Побудительной причиной использования сверхпроводящих резонаторов является необходимость создания ускорителей, работающих в непрерывном режиме или в режиме с малой скважностью. В случае использования в этих режимах медных резонаторов следует учитывать значительные потери мощности в стенках. Действительно, удельное сопротивление сверхпроводника на СВЧ (при температуре ниже критической температуры) на шесть порядков меньше, чем для меди и, как следствие, добротность на шесть порядков выше. В табл. 2.1 [1.1] приведены значения требуемой мощности от сети Р на единицу длины структуры при работе со сверхпроводящими и нормально проводящими ускоряющими резонаторами на частоте 500 МГц с ускоряющими градиентами 1 и 5 МВ/м. В таблице приведены значения отношения погонного эффективного шунтового сопротивления $r_{\text{ш.эф}}$ к собственной добротности Q_0 .

Из табл. 2.1 видно, что рассеянная мощность уменьшается в сверхпроводящей ускоряющей структуре примерно в 4·10⁴ раз.

Реальная картина не столь оптимистична, так как примерно 1,5 Вт/м рассеивается в самой холодной части криостата, находящейся при температуре жидкого гелия. Необходимо принять во внимание также мощность от сети, потребляемую криогенной системой (рефрижератором), которая зависит от двух условий. Вопервых, это эффективность цикла Карно, составляющая $\eta_c=T/(300-T)=0,014$ при *T*=4,2K. Во-вторых, техническая эффективность, которая обычно не превышает 0,3. Таким образом суммарная эффективность рефрижератора при *T*=4,2K составляет 0,0028. В случае медных резонаторов необходимо учитывать КПД СВЧ генератора, например, клистрона (около 0,5). Следовательно, при применении сверхпроводящих резонаторов потребление мощности сети меньше в 200 раз, чем при использовании медных резонаторов.

epublime indicate provinci pesona i opob		
	Резонатор	
Параметр, размерность	сверх-	нормальнопро-
	проводящий	водящий
Собственная добротность, Q_0	2.10^{9}	$2 \cdot 10^4$
<i>г</i> _{ш.эф} / <i>Q</i> ₀ , Ом/м; <i>f</i> =500 МГц	330	900
<i>P/l</i> , Вт/м для <i>E</i> ₀ =1 MB/м	1,5	56000
Мощность питания, кВт для:		
<i>E</i> ₀ =1 MB/м	0,54	112
<i>E</i> ₀ =5 MB/м	13,5	2800

Сравнительные характеристики резонаторов

Таблина 2.1

Преимущество сверхпроводящих резонаторов становится очевидным при применениях, требующих высокого ускоряющего напряжения в непрерывном режиме. Это особенно важно для накопительных колец. Поскольку рассеянная в стенках ускоряющей структуры мощность возрастает как квадрат напряженности поля, то только сверхпроводящие резонаторы могут обеспечить необходимое напряжение. Например, для ускорителя LEP требуется 2,5 ГВт, чтобы увеличить энергию с 50 до 100 ГэВ на пучок. Если использовать медные резонаторы при высоком ускоряющем градиенте, то установочная стоимость клистронов и потребляемая ими мощность питания становятся чрезмерными. Примерно 3 МВт/м мощности от сети потребуется для работы медных резонаторов при 5 МВ/м. При частоте 500 МГц это примерно 1 МВт на ячейку. Существуют практически установленные пределы по рассеиванию мощности. Так, полагают, что величина этой мощности не должна превышать в медной ячейке 100 кВт, чтобы температура поверхности не превышала 100°С, иначе наблюдается ухудшение вакуума, проявляется напряжение в металле и вызванная ими усталость материала. Поэтому типичные значения поля в непрерывном режиме в медных резонаторах не превосходят 1 МВ/м. Более высокие поля (свыше 50 МВ/м) могут быть получены в медных резонаторах, но только с микросекундными длительностями импульсов.

При использовании высокочастотной сверхпроводимости в ускорительной технике важными являются понятия поверхностного сопротивления и ограничения электрического и магнитного полей.

Поверхностное сопротивление сверхпроводящих резонаторов рассчитывают в соответствии с теорией BCS по формуле (1.33). Перепишем ее в виде

$$R_{BCS}(T) = A \frac{\omega^2}{T} \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_B T}\right), \qquad (2.1)$$

где A – постоянная, зависящая от таких параметров сверхпроводника, как глубина проникновения, когерентная длина, скорость Ферми; средний путь между столкновениями; k_B – константа Больцмана; T – температура охлаждения; ω – угловая частота. Необходимая для разрушения пар энергия обозначена как $2\Delta(T)$. Ширина запрещенной энергетической зоны связана с критической температурой ($T_{\rm kp}$) сверхпроводника в соответствии с теорией BCS:

$$2\Delta(0) = 3,52T_{\rm kp}.$$
 (2.2)

В то же время экспериментальное поверхностное сопротивление хорошо соответствует формуле

$$R_{s}(T) = R_{BCS}(T) + R_{0}.$$
 (2.3)

Здесь *R*₀ является постоянной, и этот параметр называется остаточным поверхностным сопротивлением.

Рабочая температура сверхпроводящих резонаторов обычно выбирается так, чтобы первый член уравнения был уменьшен до экономически допустимых пределов. Остаточное сопротивление R_0 зависит от ряда факторов. Рекордное значение составляет 1 нОм. Типичные значения R_0 лежат в области 10...100 нОм.

Хорошо известно, что максимальные электрическое $E_{\text{макс}}$ и магнитное $H_{\text{макс}}$ поля на поверхности сверхпроводящего резонатора определяют выбор достижимого ускоряющего градиента. Как $E_{\text{макс}}$, так и $H_{\text{макс}}$ повышаются пропорционально с ростом ускоряющего поля $E_{\text{уск}}$. Отношения $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ и $H_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ являются постоянными и всецело определяются геометрией резонатора. Традиционно полагали, что при оптимизации формы резонатора среди других факторов необходимо минимизировать $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ из-за полевой эмиссии, которая увеличивалась экспоненциально с ростом $E_{\text{макс}}$. Примером является форма резонатора TESLA/TTF, предложенная в 1992 г.[2.1, 2.2].

Хотя контроль полевой эмиссии является практической проблемой, нет ясности в оценке основного теоретического предела для электрического поля в диапазоне 100–200 МВ/м на поверхности ниобиевого сверхпроводника. Во многих резонаторах значения $E_{\rm макс}$ порядка 70 – 80 МВ/м были достигнуты с небольшой полевой эмиссией. Такого результата удалось достичь благодаря снижению уровня загрязнения поверхности частицами при использовании технологии промывания водой под высоким давлением и сглаженной поверхности резонатора после электрополировки.

Важным явлением, которое лимитирует достижимые высокочастотные магнитные поля, является «тепловое разрушение» (thermal breakdown) сверхпроводимости. Начинается оно в субмиллиметровых областях поверхности, имеющих из-за наличия дефектов высокие ВЧ потери. Когда температура внутри дефектов превышает критическую температуру перехода сверхпроводимости T_c , потери возрастают и большие области становятся нормальнопроводящими.

Типичное достигнутое значение поверхностного магнитного поля в одноячеечных резонаторах составляет 180–190 мТл, но недавно в Корнельском университете было получено 209 мТл [2.3, 2.4]. В девятиячеечных резонаторах достигнуто170 мТл [2.4].

На первом этапе применения высокочастотных сверхпроводящих резонаторов основным ограничивающим фактором было явление вторичного резонансного электронного разряда – мультипакторного разряда (multipacting). Этот процесс, в котором большое число электронов возникает в малой области на поверхности резонатора, имеет резонансный характер. Когда возникают резонансные условия, лавина поглощает СВЧ мощность, делая невозможным повышение поля путем увеличения подводимой ВЧ мощности. Электроны ударяются о стенки резонатора, приводя к значительному повышению температуры и в конечном итоге к тепловому разрушению сверхпроводимости.

С разработкой резонатора с эллиптическим профилем продольного сечения мультипакторный разряд больше не является проблемой в ускоряющих структурах со скоростью, равной скорости света. В резонаторе с закругленной формой электроны дрейфуют к области нулевого поля на экваторе. Здесь электрическое поле так мало, что вторичные электроны не могут получить достаточно энергии, чтобы возродиться (только двухточечный мультипактор возможен). Однако мультипакторный разряд еще является помехой для структур с низкой скоростью частиц, а также для устройств ввода мощности.

В противоположность пределу по магнитному полю, теоретический предел по допустимому электрическому полю на поверхности не обнаружен. Предполагается, что в ниобиевых сверхпроводящих резонаторах могут существовать поля до 220 МВ/м. Однако при высоких электрических полях появляется ограничение в сверхпроводящих резонаторах из-за полевой эмиссии электронов с участков резонатора с высоким электрическим полем. СВЧ мощность поглощается электронами и превращается в тепло при ударе электронов о стенки. Если эмиссия растет интенсивно при высоких электрических полях, то возможно тепловое разрушение сверхпроводимости. Тепловое разрушение сверхпроводимости происходит на дефектах размером от 0,1 до 1 мм.

Итак, при создании высокочастотных сверхпроводящих резонаторов приходится бороться с проявлением мультипакторного разряда, тепловым разрушением и полевой эмиссией. С 1974 года этим проблемам стали уделять особое внимание, поэтому сейчас многие вопросы решены, и достигнутый в настоящее время ускоряющий градиент в одиночном резонаторе на частоте 1300 МГц достигает 56 MB/м, а в девятиячеечной структуре типа TESLA до 40 MB/м.

Отметим возможности использования технологии тонких пленок для сверхпроводящих высокочастотных резонаторов. Основное их преимущество состоит в относительно невысокой стоимости. Новые сверхпроводящие материалы имеют более высокое критические значения $T_{\rm kp}$ и $H_{\rm kp}$. Однако сильный спад собственной добротности ограничивает получение высокого градиента и обычно $E_{\rm yck} < 25$ MB/м. В CERN на резонаторе из Nb/Cu, полученном методом магнетронного распыления, реализован ускоряющий градиент 23 MB/м на частоте 1,5 ГГц. В Университете г.Вупперталя в резонаторе из Nb₃Sn/Nb с использованием техники вакуумного напыления металла получен ускоряющий градиент 15 MB/м на частоте 1,5 ГГц.

2.2. Электродинамические характеристики сверхпроводящих резонаторов

Сверхпроводящие резонаторы со скоростью частиц, равной скорости света, представляют собой структуры, развитые из резонаторов цилиндрической формы, возбуждаемых на колебании E_{010} . К резонатору добавляется трубка для пролета пучка, а цилиндрической поверхности придают эллиптическую форму для предотвращения мультипакторного разряда. На рис.2.1 представлен резонатор, состоящий из пяти ячеек. Резонансная частота обычно выбирается в диапазоне 300–3000 МГц. Длина каждой ячейки резонатора равна половине длины волны ($\lambda/2$). Очевидно, сдвиг фазы продольной составляющей электрического поля при переходе из одной ячейки к другой равен π . Заряженные частицы пересекают каждый полуволновый ускоряющий промежуток за половину ВЧ периода. В результате они находятся в ускоряющей волне на всей длине резонатора. В областях вне ячеек подсоединены узлы вводов мощности и устройства для вывода волн высших типов (BBT).



Рис. 2.1. Ускоряющая структура для частиц со скоростью, равной скорости света

В основе рассмотрения высокочастотных свойств сверхпроводящих ускоряющих структур лежит ряд следующих исходных положений.

Запасенные электрическое и магнитное поля меняются во времени гармонически. Уравнения Максвелла для гармонического случая, без потерь и без свободных зарядов в объеме записываются в виде:

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega \varepsilon \mathbf{E},$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mu \mathbf{H}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0,$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0.$$

(2.4)

Граничные условия на проводящей поверхности записываются в виде

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0, \quad \mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0, \tag{2.5}$$

то есть электрические силовые линии всегда перпендикулярны к поверхности резонатора, а магнитные силовые линии всегда параллельны поверхности.

Поскольку рассматриваемые резонаторы имеют цилиндрическую форму и симметричны, то используем цилиндрическую систему координат r, ϕ , z.

В ускорителях распределение поля должно иметь значительную составляющую электрического поля вдоль траектории частиц. Это гарантирует, при соответствующем фазировании, максимальный обмен энергией между резонатором и пучком.

Монопольные виды колебаний (моды) E_{0ip} имеют большую составляющую поля E_z на оси. Поля этих мод не зависят от угла φ :

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0.$$
 (2.6)

Немонопольные волны высших типов (BBT) имеют на оси симметрии E_z =0. Их поля зависят от угла φ .

Уравнения Максвелла и граничные условия для электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} позволяют получить уравнение Гельмгольца, которое является задачей на собственные значения.

Для поля $\vec{H}(r,z)$ монопольных мод это уравнение записывается в виде

$$\left(\nabla_c^2 + \omega^2 \varepsilon \mu\right) \mathbf{H} = 0. \qquad (2.7)$$

При решении уравнения Гельмгольца получается бесконечное число E_{0ip} решений. Все моды определяются частотой ω_n и полями:

$$\mathbf{H}_{n}(r, z) = [0, H_{\varphi,n}(r, z), 0], \\
\mathbf{E}_{n}(r, z) = [E_{r,n}(r, z), 0, E_{z,n}(r, z)].$$
(2.8)

Граничные условия могут быть записаны в виде

$$E_{z}|_{s} = 0, \ \frac{\partial H_{z}}{\partial n}|_{s} = 0.$$
(2.9)

Запасенная энергия на виде колебаний *n* записывается в виде

$$W_n = \mu \int_{V} \frac{|H_n|^2}{2} dv = \epsilon \int_{V} \frac{|E_n|^2}{2} dv. \qquad (2.10)$$

Величина потерь энергии в металлической стенке определяется собственной добротностью Q_0 , а потери энергии из-за излучения через открытые порты определяются внешней добротностью $Q_{\rm BH}$ (см. рис. 2.2).

$$Q_{0,n} = \frac{\omega_n W_n}{P_n} = \frac{\omega_n W_n}{\frac{R_{s,n}}{2} \int_{S} H_n^2 \,\mathrm{d}\,s}, \quad (2.11)$$





Рис.2.2. Элемент сверхпроводящего резонатора с вводами ВЧ и выводами ВВТ

$$Q_{\rm BH,n} = \frac{\omega_n W_n}{P_{\rm H3Л.n}} = \frac{\omega_n W_n}{\frac{1}{2} \int\limits_{S_{\rm ПОРТ}} E_n \times H_n ds}.$$
 (2.12)

Связь собственной и внешней добротности с нагруженной добротностью $Q_{\rm H,n}$ записывается в виде

$$\frac{1}{Q_{\text{H},n}} = \frac{1}{Q_{0,n}} + \frac{1}{Q_{\text{BH},n}}.$$
(2.13)

При описании свойств сверхпроводящих резонаторов вводится понятие меры потерь энергии в металлической стенке для поверхностного сопротивления *R*_{*S*,*n*} = 1 Ом [2.6, 2.7]:

$$G_{n} = Q_{0,n} R_{c,n} = \frac{\omega_{n} W_{n} R_{c,n}}{P_{n}} = \frac{\omega_{n} W_{n}}{\frac{1}{2} \int_{S} H_{n}^{2} \mathrm{d}s} \,.$$
(2.14)

Этот параметр есть отношение запасенной энергии в объеме резонатора к интегралу H_n^2 на металлической поверхности.

Взаимодействие пучка с резонатором, которое ускоряет пучок или доускоряет (как в линейном ускорителе с рекуперацией энергии ERL), или возбуждает волны высших типов, может быть описано как в частотной области (*frequency domain – FD*), так и во временной области (*time domain – TD*).

Для характеристики эффективности ускоряющих резонаторов вводится понятие эффективного шунтового сопротивления на единицу длины $r_{\text{ш.эф}}$, которое учитывает изменение амплитуды напряженности поля за время пролета частицей резонатора [2.8]:

$$r_{\text{III.}3\varphi} = V_n^2 / (P_n l), \qquad (2.15)$$

(2.18)

где V_n – действительное напряжение, которое «видит» частица при пролете резонатора со скоростью $v=\beta c$, l – длина резонатора. Очевидно, $V_n = \Delta W/e$, где e – заряд электрона, ΔW – прирост энергии, причем

$$\Delta W = e \operatorname{Re} \int_{0}^{l} E_{z}(z) \exp(\mathrm{i}\omega t) \mathrm{d}z, \qquad (2.16)$$

где $t=z/v-t_0$; t_0 – момент влета частицы в резонатор. Перепишем это выражение, умножив обе части на частоту: $\omega t = \omega z/v - \psi_0$, где ψ_0 – фаза влета частицы.

Теперь выражение (2.16) принимает вид:

$$\Delta W = e \operatorname{Re} \left[\exp(-i\psi_0) \int_0^l E_z(z) \exp(i\omega z/v) dz \right] = e \cos \varphi \left| \int_0^l E_z(z) \exp(ik_z z) dz \right|, (2.17)$$

где $\phi = \psi_0 - \psi_1, \ \omega/v = k_z,$ $\psi_1 = \operatorname{arctg} \left[\int_0^l E_z(z) \sin(i\omega z / v) dz \right] / \left[\int_0^l E_z(z) \cos(i\omega z / v) dz \right].$ Итак,

$$r_{\text{III.3}\varphi} = \left| \int_{0}^{l} E_{z}(z) \exp(ik_{z}z) dz \right|^{2} / (P_{n}l).$$
(2.19)

Или полное эффективное шунтовое сопротивление

$$R_{\text{III.} \ni \phi} = r_{\text{III.} \ni \phi} l.$$

Отношение шунтового сопротивления к добротности $(R_{\text{ш.эф}}/Q)_n$, как «мера» обмена энергией между точечной частицей и *n*-м видом колебаний, представляется в виде

$$\left(\frac{R_{\text{III.3}\varphi}}{Q_0}\right)_n = \frac{V_n^2}{\omega_n W_n}.$$
(2.20)

Для ускоряющих видов колебаний часто используют произведение $G_{\text{уск}}(R_{\text{III.}3\varphi}/Q)_{\text{уск}}$ как «меру» мощности *P*, рассеянной в металлической стенке при данном ускоряющем напряжении $V_{\text{уск}}$ и данном поверхностном сопротивлении R_c :

$$\frac{P_{\text{pac}}}{V_{\text{yck}}^2} = \frac{R_c}{G_{\text{yck}} (R / Q)_{\text{yck}}}.$$
(2.21)

Величина сопротивления R_c связана с качеством поверхности. Очевидно есть большие возможности его уменьшения и, тем самым, уменьшения рассеянной мощности, уменьшения потерь при криогенной температуре.

Параметр $G_{yck}(R_{u.3\phi}/Q)_{yck}$ зависит от геометрии ячейки. Здесь есть возможности его улучшения соответствующим выбором геометрии ускоряющей ячейки.

В соответствии с фундаментальной теоремой нагрузки пучком индуцируемое напряжение V_q , которое воздействует на частицу, пролетающую через резонатор, равно половине индуцированного напряжения V_b , которое частица оставляет в резонаторе, то есть

$$V_q = V_b / 2.$$
 (2.22)

Для каждого вида колебаний резонатора вводится параметр потерь $k=1/4\alpha$ так, чтобы потери энергии точечного заряда q в пустом резонаторе представлялись в виде

$$W = \alpha V_b^2 = \frac{q^2}{4\alpha} = kq^2.$$
 (2.23)

Напряжение, индуцированное в резонаторе точечным зарядом *q*, будет

$$V_b = 2kq , \qquad (2.24)$$

а напряжение, индуцированное на этой же моде и которое «видит» сам заряд, будет

$$V_q = kq \,. \tag{2.25}$$

Энергию, запасенную в резонаторе, индуцированную точечным зарядом, можно выразить как

$$W = \alpha V_b^2 = V_b^2 / 4k , \qquad (2.26)$$

так что параметр потерь

$$k = V_b^2 / 4W . (2.27)$$

Принято выражать параметр k в таком виде, чтобы можно было оценить его по электродинамическим характеристикам моды резонатора, которые рассчитываются по стандартным программам. Отождествляем напряжение V_b как напряжение V_0T , которое включает пролетный фактор. Используя выражения для эффективного погонного шунтового сопротивления (2.12) и собственной добротности (2.8), получим для коэффициента потерь

$$k = \frac{\omega}{4} \frac{r_{\text{m.sp}}}{Q_0} \,. \tag{2.28}$$

Когда заряд пролетает резонатор, он индуцирует напряжение $V_{bn} = 2k_n q$ для каждой моды *n*. Общее индуцированное напряжение является суммой индуцированных напряжений на каждой моде. Обычно ускоряющей моде приписывают обозначение *n*=0. Другие моды, которые называют высшими (волнами высших типов, BBT), имеют значения *n*>0. Когда заряд *q* пролетает первоначально невозбужденный резонатор, полное наведенное напряжение V_{bT} будет суммой напряжений основной и высших мод, то есть

$$V_{bT} = \sum_{n=0}^{\infty} V_{bn} = V_{b0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V_{bn}}{V_{b0}} = V_{b0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n}{k_0}.$$
 (2.29)

Обозначим коэффициент увеличения для волн высших типов в виде

$$B = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n}{k_0}.$$
 (2.30)

Полная энергия, оставленная в резонаторе при пролете заряда, записывается в виде

$$W_T = q^2 \sum_{n=0}^{\infty} k_n = k_0 q^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n}{k_0} = k_0 q^2 B.$$
 (2.31)

Точечный заряд теряет энергию на все волны в первоначально невозбужденном резонаторе. Неизбежное возбуждение волн высших типов приводит к потере энергии пучка и рассеянию мощности в резонаторе. Дополнительные потери энергии пучка на высших модах есть

$$W_{BBT} = W_T - W_0 = k_0 q^2 (B - 1)$$
(2.32)

и дополнительные потери мощности

$$\Delta P_{\rm BBT} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\omega_n W_n}{Q_{0n}} = q^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\omega_n k_n}{Q_{0n}} \,. \tag{2.33}$$

Рассмотрим движение релятивистского точечного заряда в линейном ускорителе, в котором наряду с СВЧ резонаторами есть пролетные трубки для пучка, сильфоны и др. После того как заряд пролетит возмущающий элемент, он индуцирует поверхностные заряды, излучающие электромагнитную энергию. Возникшее локальное электромагнитное поле может проявить себя в виде силы, действующей на летящие последующие заряды. Интерес представляет интегральный эффект воздействия этих полей на заряды. пролетающие через ту же самую возмущенную область. Для оценки этого действия вводят понятие наведенного потенциала. Наведенный потенциал характеризует суммарный импульс, переданный запаздывающим зарядам, которые двигаются с такой же скоростью вдоль того же направления, как и заряд точечного источника или параллельно ему. Полагают, что точечный источник с зарядом q_1 движется параллельно оси симметрии на расстоянии r_1 от нее, как показано на рис. 2.3. Ультрарелятивистский исходный заряд q₁ пролетает через участок с измененной геометрией и индуцирует наведенные поля, которые распространяются на длине L и действуют на нерелятивистский тестовый заряд *q*. Предположим, что заряд источника перемещается соответственно на $z_1 = ct$, и что тестовый заряд q движется на расстоянии r от оси и на расстоянии *s* позади заряда источника, то есть перемещается соответственно на z=ct-s.

Продольный и поперечный потенциалы, наведенные единичным зарядом источника, записываются в виде [2.10]:

$$w_{z}(\vec{r},\vec{r}_{1},s) = -\frac{1}{q_{1}} \int_{0}^{L} dz [E_{z}(r,z.t)]_{t=(z+s)/c} , \qquad (2.34)$$

$$w_{\perp}(\vec{r}, \vec{r}_{1}, s_{1}) \frac{1}{q} \int_{0}^{L} dz \left[\vec{E}_{\perp} + c(\hat{z} \times \vec{B}) \right]_{t = (z+s)/c} .$$
(2.35)



Рис. 2.3. Взаимодействие двух зарядов, пролетающих участок ускоряющей структуры с измененной геометрией

Интервал *L* должен быть достаточно большим, чтобы включить все поле, которое «видит» тестовая частица. Уравнения (2.34) и (2.35) полезны как функции Грина, с помощью которых можно рассчитать наведенные потенциалы для произвольного распределения заряда. Каждый наведенный потенциал представляет собой импульс, приложенный к запаздывающей тестовой частице. Таким образом, получаем изменение продольного момента Δp_z или изменение энергии ΔW , испытываемое зарядом *q*, в виде:

$$c\Delta p_{z}(r,r_{1},s) = \Delta W(r,r_{1}s) = -qq_{1}w_{z}(r,r_{1},s), \qquad (2.36)$$

а изменение поперечного момента записывается в виде

$$c\Delta p_{\perp}(r, r_{1}, s) = qq_{1}w_{\perp}(r, r_{1}, s).$$
 (2.37)

Соответствующая усредненная компонента наведенной силы есть

$$\vec{F}_{i}(\vec{r},\vec{r}_{1},s) = \Delta p_{i}(\vec{r},\vec{r},s_{1})c/L.$$
(2.38)

Хотя наведенные поля являются сложными функциями положения частицы и времени, введение наведенных потенциалов помогает упростить проблему путем использования не зависящих от времени функций положения в сгустке, которые определяют общий мгновенный импульс в этой точке. Наведенный потенциал δфункции является характеристическим свойством изменения геометрии и может быть использован как функция Грина для опреде-
ления общего наведенного потенциала произвольного фиксированного распределения заряда.

Рассмотрим релятивистский пучок в симметричной цилиндрической структуре без потерь. Полагаем, что сигнал источника движется на расстоянии r_1 вдоль оси x, где $\theta = 0$, и координаты тестовой частицы (r, θ) . Радиальные координаты будем выражать как часть радиуса a апертуры пролетной трубки. Сама структура характеризуется модами, которые меняются по азимуту как $e^{im\theta}$, где m - целое число. Например, моды с индексами m = 0,1,2 являются монопольными, дипольными и квадрупольными модами соответственно. Общая компонента m продольного наведенного потенциала может быть выражена как отдельно функция координат и как сумма всех продольных мод n конкретной структуры [2.11]:

$$w_{zm} = \left(\frac{r_1}{a}\right)^m \left(\frac{r}{a}\right)^m \cos m\theta \sum_{n=0}^{\infty} 2k_{mn} \left(r = a\right) \cos \frac{\omega_{mn}s}{c}, \quad s > 0.$$
(2.39)

Аналогично записывается для поперечного наведенного потенциала, который для *m*>0 не равен нулю:

$$w_{\perp m} = m \left(\frac{r_1}{a}\right)^m \left(\frac{r}{a}\right)^{m-1} \cdot \left(\hat{r} \cos m\theta - \hat{\theta} \sin m\theta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2k_{mn}(r=a)}{\omega_{mn}a/c} \sin \frac{\omega_{mn}s}{c}\right), \ s > 0.$$
 (2.40)

Величина k_{mn} – это параметр потерь для моды, который определяется через электродинамические параметры резонатора в соответствии с выражением (2.28):

$$k_{mn} = \frac{\omega}{4} \frac{r_{\text{III.} \to \phi}}{Q_0}$$

Общий наведенный потенциал получается суммированием по m. Если радиальное смещение мало в сравнении с a, доминирующим будут члены m = 0 (монопольный член для продольного наведенного потенциала) и m = 1 (дипольный член для поперечного наведенного потенциала). В этом случае выражения для наведенных потенциалов будут приближенными:

$$w_z \cong w_{z0} = \sum_{n=0}^{\infty} 2k_{0n} \cos \frac{\omega_{0n} s}{c}, \quad s > 0,$$
 (2.41)

$$w_{\perp} \cong w_{\perp 0} = \frac{r_1}{a} \hat{x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2k_{1n}}{\omega_{1n} a / c} \sin \frac{\omega_{1n} s}{c}, \ s > 0.$$
 (2.42)

При таком приближении продольный наведенный потенциал не зависит от поперечных координат как заряда источника, так и тестового заряда; поперечный наведенный потенциал линейно пропорционален радиусу заряда источника, не зависит от поперечной координаты тестовой частицы и везде направлен вдоль оси x, параллельно которой движется источник. Поскольку каждый член в w_7 меняется, как $\cos(\omega s/c)$, то наведенный потенциал непосредственно за точечным зарядом при $s=0^+$ будет положительным. Из определения наведенного потенциала по формуле (2.31) получаем, что наведенное поле направлено против направления движения, и тестовая частица сразу же за зарядом источника замедляется. Сам заряд источника при *s*=0 «видит» половину наведенного потенциала, который индуцируется позади него. Каждый член в поперечном наведенном потенциале меняется, как $\sin(\omega s/c)$. Это предполагает, что поперечный наведенный потенциал равен нулю сразу же за зарядом источника и в отличие от продольного случая заряд источника не «видит» какого-либо поперечного наведенного потенциала, который он генерирует. Так как *s* увеличивается, то знак обоих наведенных потенциалов может меняться.

Зависимости продольного и поперечного наведенного потенциала от частоты представляются в виде

$$w_z \propto \omega^2,$$

 $w_\perp \propto \omega^3.$

Очевидно, что наведенные поля сильно растут с увеличением частоты.

Потери энергии заряда источника q_1 на электромагнитную энергию наведенного потенциала есть

$$\Delta W = q_1^2 w_z(0) = q_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} k_{0n} . \qquad (2.43)$$

Обычно определяют общий параметр потерь k_{ob} как

$$k_{oo} = \sum_{n=0}^{\infty} k_{0n} \; .$$

Потери энергии в структуре заряда q_1 на наведенные поля $\Delta W = q_1^2 k_{ob}$, и рассеянная мощность от наведенных полей может быть рассчитана в соответствии с выражением (2.28) при введении добротности мод Q.

Удобно ввести обозначения коэффициентов потерь энергии для монопольных мод как k_{\parallel} и дипольных мод как k_{\perp} . Тогда для монопольных мод (максимум на оси)

$$\Delta W_{II} = k_{\parallel} q^2 , \qquad (2.44)$$

для немонопольных мод (вне оси)

$$\Delta W_{\perp} = k_{\perp} q^2 \,. \tag{2.45}$$

Для коэффициента продольных потерь получается

$$k_{\parallel n} = \frac{\omega_n r_{{\rm II}.3\Phi,n}l}{4Q_n} = \frac{\omega_n R_{{\rm II}.3\Phi,n}}{4Q_n} \,. \tag{2.46}$$

Коэффициент поперечных потерь определяется из выражения:

$$k_{\perp n} = \frac{\omega_n r_{\perp u.n} l}{4Q_n} = \frac{\omega_n R_{\perp u.n}}{4Q_n}, \qquad (2.47)$$

И

$$\frac{R_{\perp \text{m.n}}}{Q_n} = \frac{\left| \int_{0}^{l} \frac{\partial E_z}{\partial x} \exp(ikz) dz \right|^2}{k^2 \varepsilon_0 \int_{0}^{v} E^2 dv}.$$
(2.48)

Погонное поперечное шунтовое сопротивление можно представить в виде:

$$r_{\rm m\perp} = \frac{R_{\rm m\perp}T^2}{l} = \frac{\left| \int_0^l \frac{1}{k_z} \frac{\partial E_{z0}}{\partial r} \exp(ik_z z) dz \right|^2}{P_{\rm n}l}, \qquad (2.49)$$

где E_{z0} – основная гармоника продольной составляющей электрического поля, k_z – продольная фазовая постоянная.

Максимальные значения $E_{\text{макс}}$ и $H_{\text{макс}}$ определяют предельное значение ускоряющего градиента. Отношения $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ и $H_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ – это константы, определяемые только геометрией резонатора. Они увеличиваются пропорционально с ростом $E_{\text{уск}}$. Отношение $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ показывает чувствительность формы резонатора к явлению полевой электронной эмиссии. Традиционно считалось необходимым оптимизировать форму резонатора именно в отношении $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, которое растет с ростом $E_{\text{макс}}$.

В последние годы в связи с исследованием явления перехода резонатора из сверхпроводящего состояния в нормальное из-за появления локальной тепловой нестабильности (квенч) предложено оптимизировать форму ячейки с целью снижением $H_{\text{макс}}$ на поверхности до значения, близкого к $H_{\text{кр.ВЧ}}$. Когда $H_{\text{макс}}$ поднимается до $H_{\text{кр.ВЧ}}$, сверхпроводимость исчезает. Максимальный допустимый градиент может быть записан в виде

$$E_{\rm yc\kappa}^{\rm makc} = \frac{H_{\rm kp,B^{\rm H}}}{H_{\rm makc}/E_{\rm yc\kappa}}.$$
(2.50)

Для ускоряющего резонатора TESLA отношения этих полей равны: $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=2$, $H_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=42$ мТл/(МВ/м). Для сравнения резонаторов разной формы вводятся нормированные величины $e=E_{\text{макс}}/(2E_{\text{уск}})$ и $h=H_{\text{макс}}/(42E_{\text{уск}})$, тогда для ячеек TESLA e=1, h=1. $H_{\text{кр.ВЧ}}$ определяется свойствами материала. Теория сверхнагрева предсказывает $H_{\text{кр.ВЧ}}=1,2$ $H_{\text{кр}}$ для ниобия на сверхвысоких частотах, $H_{\text{кр}}$ будучи термодинамическим критическим полем на постоянном токе.

Из уравнения (2.50) очевидно, что есть два пути для дальнейшего улучшения ускоряющего градиента: 1. увеличивать $H_{\rm kp.B4}$, используя лучшие материалы, такие как Nb₃Sn; 2. уменьшать $H_{\rm макс}/E_{\rm yck}$ путем изменения геометрии резонатора.

Уравнение (2.50) описывает максимальный теоретический градиент, полученный для идеального резонатора. Однако, более общая форма уравнения должна быть записана в виде

$$E_{\rm yc\kappa}^{\rm Makc} = \frac{rH_{\rm kp.B4}}{\beta \left(H_{\rm Makc} / E_{\rm yck}\right)}.$$
 (2.51)

Здесь безразмерный коэффициент $r \le 1$, представляет уменьшение критического высокочастотного поля от его теоретического значения из-за загрязнений, дефектов кристаллической решетки и других причин на глубине проникновения высокочастотного поля. Безразмерный коэффициент $\beta \ge 1$ представляет увеличение $H_{\text{макс}}$ из-за локального несовершенства геометрии.

В резонаторе, сделанном из идеального ниобия с гладкой внутренней поверхностью, r=1 и $\beta=1$ и уравнение (2.51) превращается в уравнение (2.50).

Реальные рабочие резонаторы много сложнее идеальных. С одной стороны, существует зависимость характеристик резонатора

от параметров конкретного листа ниобия, неровности поверхности, высокотемпературной тренировки (степени десорбции водорода при заключительной очистке) и низкотемпературной (нагрев до температуры менее 100°С) обработки. Из-за этих причин критическое высокочастотное магнитное поле конечной поверхности ячейки может быть меньше, чем $H_{\rm kp.B4}$ или r<1. С другой стороны, на поверхности резонатора имеются неизбежные локальные геометрические неоднородности, такие, как утолщения шва в месте соединения полуячеек по экватору при полном проплавлении их с помощью электронного пучка, поликристаллические границы, возникающие при различной химической очистке. Наличие таких неоднородностей приводит к тому, что $\beta>1$. Максимальный достижимый градиент уменьшается на коэффициент r/β .



Рис.2.4. Характерные картины электрического (*a*) и магнитного (б) полей в эллиптическом резонаторе

На рис. 2.4 приведены характерные картины электрического и магнитного полей в эллиптическом резонаторе. Максимальное значение электрического поля находится на поверхности диафрагмы в месте ее скругления, а максимальное значение магнитного поля – на поверхности вблизи экватора.

При проведении оптимизации формы ячейки важно правильно задать ее профиль. Это можно сделать, представляя профиль ячейки в виде сопряжения кольцевых дуг (рис. 2.5,*a*) или в виде двух эллиптических дуг (рис. 2.5, δ). Преимуществом описания профиля с помощью окружностей является простота используемых уравнений. Однако в этом случае необходимо при описании симметричной ячейки иметь дело с девятью независимыми переменными. Форму ячейки можно описать также с помощью двух сопряженных эллиптических дуг. Теперь число независимых переменных три, а именно две полуоси одного эллипса (*A*, *B*) и одна полуось другого эллипса (*a*). Другие размеры (полуось *b* и радиус ячейки R_{eq}) определяются по заданным частоте, виду колебаний и фазовой скорости волны.



Рис. 2.5. Половина ячейки, описанная: а – с помощью шести сопряженных дуг окружностей; б – двух эллиптических дуг окружностей

На рис. 2.6 представлены результаты оптимизации формы ячейки [2.10, 2.11] с помощью шести дуг окружности и двух эллиптических дуг для двух отношений радиуса отверстия в диафрагме к длине волны. Эти зависимости могут быть использованы при любой рабочей частоте.



Рис.2.6. Кривые оптимизации формы ячейки

Нормированная разница между частотами видов колебаний π и 0 (ω_{π}, ω_0) называется коэффициентом связи между ячейками для полосы пропускания ускоряющей моды:

$$k_{\rm c} \approx \frac{\omega_{\pi} - \omega_0}{\omega_{\pi/2}} \,. \tag{2.52}$$

Сравним резонаторы, состоящие из одной ячейки и из многих ячеек. Структура из одной ячейки предпочтительна в отношении высокочастотных свойств по следующим причинам: легче изготовить демпфер волн высших типов, нет проблемы с выравниванием поля, ввод мощности передает меньшую мощность, легче произвести очистку резонатора и подготовить к сборке. Однако она дороже даже для линейного ускорителя на небольшую энергию. Одноячеечные резонаторы применяются только в ускорителях с очень большим током.

Многоячеечные структуры менее дорогие (меньше вспомогательного оборудования: криостатов, настроечных элементов, вводов мощности, контрольной электроники) и позволяют иметь большую величину реального ускоряющего градиента (лучше фактор заполнения).

К недостатку многоячеечных структур относится зависимость равномерности поля от числа ячеек N. Связь отношения неравномерности амплитуды поля ΔA_i к амплитуде поля A_i с отношением изменения частоты Δf_i к частоте f_i записывается в виде

$$\frac{\Delta A_i}{A_i} = a_{\text{p.n.}} \frac{\Delta f_i}{f_i}, \qquad (2.53)$$

где коэффициент равномерности поля для структуры из N ячеек и с коэффициентом связи k_c записывается в виде

$$a_{\rm p.n} = \frac{N^2}{k_{\rm c}} \,. \tag{2.54}$$

Приведенная формула оценивает чувствительность распределения поля многоячеечной структуры к ошибкам в частоте ускоряющей моды отдельной ячейки.

Кроме того, в длинных резонаторах короткие сгустки частиц могут возбуждать «запертые виды колебаний». Поля этих колебаний на высоких частотах заключены внутри ячеек и имеют малую амплитуду в соединяющих резонаторы трубках дрейфа. Это обстоятельство не позволяет вывести волны высших типов с помощью известных устройств вывода этих волн, устанавливаемых между резонаторами. Число ячеек в структуре должно быть ограничено также для того, чтобы величина мощности, проходящей через СВЧ окно, была ниже реального предела для таких окон. С другой стороны, желательно увеличение числа ячеек, чтобы минимизировать стоимость системы, эффекты краевых полей, снизить длину пролетных промежутков между соседними резонаторами.

Устройство ввода мощности в многоячеечный резонатор также зависит от числа ячеек. С увеличением числа ячеек более сложными становятся химическая обработка и стадия сборки.

Многолетние эксперименты с тепловой и химической обработкой, эксплуатация и сборка позволили поддержать профиль поля, даже с большим числом ячеек N и малым коэффициентом связи k_c . Для TESLA равномерность поля 95%.

2.3. Критерии для конструирования резонатора

Суммируем высокочастотные параметры резонатора, которые необходимо знать при оптимизации внутренней поверхности ячейки. Рабочий вид колебаний характеризуется пятью параметрами, а именно: $R_{\rm m}/Q$, G, $E_{\rm макс}/E_{\rm уск}$, $B_{\rm макс}/E_{\rm уск}$, $k_{\rm c}$. Волны высших типов определяются поперечным и продольным коэффициентами потерь k_{\perp} , k_{Π} . Итого имеются семь высокочастотных параметров и пять геометрических размеров, которые можно менять. Геометрические размеры следующие: эллипс диафрагмы, радиус диафрагмы, эллипс экватора (см. рис. 2.6).



Рис.2.7. Геометрические размеры эллипсной ячейки

Наибольшее влияние на высокочастотные параметры резонатора оказывает радиус диафрагмы. С целью исследования зависимости основных электродинамических характеристик резонаторов

эллиптической формы от величины отверстия диафрагмы проведены расчеты для трех резонаторов, размеры которых приведены в табл. 2.2. Расчеты резонансных частот проводились на резонансных макетах, состоящих их различного числа ячеек с полуячейками на концах. Частота вида колебаний π равнялась 2983 МГц, фазовая скорость – скорости света. В качестве граничных условий использовались как электрические, так и магнитные стенки.

Таблица 2.2

Depugni	Вариант ячейки			
Размеры	Ι	II	III	
<i>r</i> _{<i>i</i>} , MM	10	15,27	20	
α, град	7	7	7	
a/b	0,598	0,598	0,598	
В, мм	17	17	17	
A/B	1,255	1,255	1,255	

Размеры трех вариантов ячеек с видом колебаний π на частоте 2983 МГц

В табл. 2.3 приведены результаты расчетов, а на рис.2.8 – зависимости $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ и $r_{\text{ш.эф}}/Q$ в функции радиуса диафрагмы.

Таблица 2.3

Параметр,	Вариант ячейки			
размерность	Ι	II	III	
<i>r</i> _{<i>i</i>} , MM	10	15,27	20	
α, град	7	7	7	
a/b	0,598	0,598	0,598	
<i>В</i> , мм	17	17	17	
A/B	1,255	1,255	1,255	
$E_{\rm vck}$, MB/M	10	10	10	
$B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}},$	3,427	3,921	4,494	
[мТл]/[МВ/м]				
$E_{\rm Makc}/E_{\rm yck}$	1,834	2,336	2,761	
$r_{\text{III. эф}}/Q$, кОм/м	2,968	2,260	1,697	
Q	$2,895 \cdot 10^{9}$	$2,949 \cdot 10^{9}$	$3,029 \cdot 10^{9}$	
<i>k</i> , В/пК	0,699	0,5323	0,399	

Значения E_{vck} и отношений $E_{\text{makc}}/E_{\text{vck}}, B_{\text{makc}}/E_{\text{vck}}, r_{\text{m.ad}}/Q_0$



Рис.2.8. Изменения $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ и $(r_{\text{ш.эф}}/Q)$ в функции радиуса отверстия в диафрагме

На рис. 2.9 приведены нормированные распределения продольной составляющей электрического поля $E_{z\,0}(z)$ вдоль резонатора для двух вариантов резонатора:

$$E_{z0} = (1/l) \int_{0}^{l} |E_{z}(z)| dz, \qquad (2.55)$$

где *l* – длина резонатора.

Расчеты проведены при одной и той же запасенной энергии. Очевидно, с увеличением радиуса отверстия в диафрагме максимальное значение поля в резонаторе уменьшается.



Рис.2.9. Нормированное значение распределение $E_z(z)$ вдоль резонатора для резонаторов с $r_i=10$ мм (линия I) и $r_i=20$ мм (линия II)

Максимальное значение электрического поля и, соответственно, отношение $r_{\text{III,3d}}/Q_0$ становятся больше с уменьшением размера r_i .



Рис.2.10. Изменение электрического (а) магнитного (б) полей вдоль линии профиля для различных размеров радиуса диафрагмы

На рис. 2.10 представлены результаты расчета электрического и магнитного полей вдоль линии профиля ячейки для резонаторов с разными отверстиями в диафрагме. Расчеты проведены при условии, что запасенная энергия во всех случаях составляет 1 Дж. Из рисунка следует, что электрическое поле отсутствует на экваторе и максимально на торце диафрагм, причем с увеличением радиуса отверстия в диафрагме электрическое поле возрастает. Магнитное поле достигает максимального значения на экваторе.

С уменьшением радиуса отверстия в диафрагме r_i уменьшается коэффициент связи между ячейками k_c , что иллюстрируется приведенной на рис. 2.11 зависимостью. Желательно иметь многоячеечные резонаторы с большим коэффициентом связи, так как в этом случае уменьшаются допуски на изготовление резонатора, на точность настройки на резонансную частоту. Кроме того, в таком резонаторе при настройке легче добиться равномерности распределения ускоряющего поля.

На рис. 2.12 приведены результаты расчета коэффициента потерь для монопольной моды для трех вариантов резонаторов. Данные нормированы на значения потерь варианта с большим отверстием диафрагмы. Потери энергии на монопольных видах колебаний так же, как и на дипольных видах колебаний, растут с уменьшением отверстия диафрагмы.



Рис.2.10. Зависимость коэффициента связи оит радиуса отверстия в диафрагме

Итак, с уменьшением радиуса диафрагмы r_i увеличивается отношение $r_{\text{ш.эф}}/Q_0$, ниже становятся $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, уменьшается коэффициент связи между ячейками и увеличиваются потери пучка на основной волне и волнах высших типов.



Рис.2.11. Зависимость нормированного коэффициента потерь монопольных мод от радиуса отверстия в диафрагме

В случае сверхпроводящих резонаторов принципиально можно сделать отверстие для пролета пучка больше, чем в нормальнопроводящих резонаторах. Естественно, что при этом увеличивается коэффициент связи ускоряющей структуры, уменьшается неоднородность поля от ячейки к ячейке, вызванная ошибками в геометрии и собственных частотах отдельных ячеек. Большая апертура улучшает условия передачи мощности от узла ввода мощности к ячейкам ускоряющей структуры, где она переходит в мощность пучка. Большая апертура так же, как и низкая частота питания резонатора уменьшает влияние наведенных полей. Для линейных электрон-позитронных коллайдеров, в которых эмиттанс пучка растет по длине ускорителя, большое отверстие значительно ослабляет влияние наведенных полей в ближней зоне. В случае накопительных колец с большим током, где многосгустковые нестабильности возникают как от основной волны, так и от волн высших типов, большое отверстие для пучка сильно уменьшает импеданс опасных видов колебаний. В интенсивных протонных ускорителях помехи от хвостовой части протонного пучка вызывают активацию ускорителя и большое отверстие для пучка значительно уменьшает радиоактивность, наводимую из-за потерь пучка. С другой стороны, большая апертура приводит к увеличению поверхностных электрического и магнитного полей, уменьшению достижимого ускоряющего градиента. Уменьшается шунтовое сопротивление основной волны, увеличивается нагрузка на рефрижератор. С уменьшением r_i уменьшается коэффициент связи между ячейками (k_c) и становятся выше импедансы волн высших типов (растут коэффициенты потерь k_{\perp}, k_{Π}).

Как указано выше, важными характеристиками сверхпроводящих резонаторов являются отношения $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, причем желательно уменьшать $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ даже за счет некоторого увеличения $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$.

Из рис.2.8 видно, что указанные отношения уменьшаются с уменьшением отверстия в диафрагме. Однако с уменьшением этого размера снижается коэффициент связи между ячейками резонатора и растут высокочастотные потери на возбуждение волн высших типов. Поэтому представляет интерес исследование влияния формы экватора ячейки на отношение $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$ при фиксированном отверстии диафрагмы.

На рис. 2.13 приведены графики изменения нормированного магнитного и электрического полей в функции координаты вдоль линии профиля ячеек. Расчеты проведены для трех углов наклона α стенки структуры. Отношение большой и малой полуосей обоих эллипсов остается неизменным. Из рисунка видно, что при переходе от структуры «TTF» (α =15°) к структуре «Low-Loss»[2.12] (α =0°) наблюдается снижение максимального значения магнитного поля на поверхности ячейки с одновременным увеличением электрического поля на поверхности.

Увеличить максимальное значение электрического поля на поверхности диафрагмы можно изменением размеров малого эллипса *a/b*. Соответствующие данные представлены на рис. 2.14. Видно, что для диафрагмы с большим отношением диаметров эллипса можно получить большее значение максимального электрического поля.



Рис.2.13. Зависимости нормированных полей: а – магнитного; б – электрического в функции координаты вдоль линии профиля ячеек: в – для α =0°; г – для α =7°; д – для α =15°. Размер радиуса диафрагмы 20 мм.



Рис.2.14. а – зависимость нормированного электрического поля от координаты вдоль линии профиля ячейки и топография электрического поля: δ – для a/b=0,3; в – для a/b=0,9. Размер радиуса диафрагмы 20мм

Одним из наиболее важных параметров, который выбирают при проектировании линейных ускорителей, в том числе и ускорителей со сверхпроводящими резонаторами, является рабочая частота. Чтобы сделать этот выбор, важно знать, как электродинамические параметры резонатора меняются в функции частоты. Рассмотрим резонатор с фиксированными значениями ускоряющего поля E_0 и прироста энергии ΔW . Соответственно его полная длина от частоты не зависит. Положим, что все другие размеры резонатора масштабируем в соответствии с длиной волны или как f^{-1} . Как поведут себя другие параметры? Поля и фактор пролетного времени не зависят от частоты. При фиксированной общей длине площадь поверхности резонатора обратно пропорциональна частоте, и полный объем резонатора и запасенная энергия обратно пропорциональны квадрату частоты. Поверхностное сопротивление и потери мощности масштабируются в зависимости от того, является ли линейный ускоритель нормально проводящим или сверхпроводящим. Остаточным сопротивлением в сверхпроводящем состоянии можно пренебречь, что в данном случае допустимо даже для высоких частот.

Таблица 2.4

Параметр	Состояние	Частотная зависи-
		мость
D	Нормальная проводимость	$f^{1/2}$
$\mathbf{\Lambda}_{s}$	Сверхпроводимость	f^2
$R_{\rm s} R_{\rm s} R_{\rm s}$	Нормальная проводимость	$f^{-1/2}$
$P = \frac{s}{2} E dS$	Сверхпроводимость	f
$Q = \frac{\omega W_{3}}{P}$	Нормальная проводимость	$f^{-1/2}$
	Сверхпроводимость	f^{-2}
r	Нормальная проводимость	$f^{1/2}$
1 ш.эф.	Сверхпроводимость	f^{-1}
r _{w ad}	Нормальная проводимость	f
$\frac{\frac{1}{Q}}{Q}$	Сверхпроводимость	f

Зависимость электродинамических параметров от частоты

В табл. 2.4. приведены зависимости от частоты основных параметров нормально проводящих и сверхпроводящих резонаторов. ВЧ потери не равны нулю в сверхпроводящих резонаторах. Они связаны с нормально проводящими электронами, которые присутствуют при любой конечной температуре. Хотя эти потери и малы, но они предъявляют требования для криогенных рефрижераторов и должны быть приняты во внимание. Таким образом, выбор более высокой частоты приводит к уменьшению потерь для нормально проводящих структур, но увеличиваются потери в случае сверхпроводящих структур. Погонное эффективное шунтовое сопротивление растет с ростом частоты для нормально проводящих структур, но уменьшается для сверхпроводящих. Тот факт, что отношение погонного шунтового сопротивления к добротности имеет одинаковую зависимость от частоты для обоих типов структур является очевидным, поскольку эта характеристика не зависит от свойств поверхности.

Итак, при выборе частоты питания сверхпроводящих резонаторов следует учитывать несколько конкурирующих факторов. Выбор более высоких частот оправдан для минимизации рассеиваемой мощности в стенках структуры при заданной активной длине ее и фиксированной конечной энергии. Применение высоких частот оправдано для структур, работающих при комнатной температуре, где R_c пропорционально $f^{1/2}$.

Поэтому международный линейный коллайдер ILC, рассчитанный на частоту 1,3 ГГц, будет работать при 2 К (1,8 К), а ускорительные комплексы HERA (0,5 ГГц) и LEP (0,352 ГГц) работают при 4,2 К.

С уменьшением частоты снижаются и пучковые нестабильности, вызванные наведенными полями. Однако для данной длины ускоряющей структуры низкая частота приводит к значительной области поверхности с возросшей вероятностью неожиданного возникновения дефектов, которые могут вызвать тепловое разрушение, и эмиттеров, которые приводят к появлению мультипакторного разряда.

В сильноточных ускорителях мощность волн высших типов, возбуждаемых пучком в резонаторе, должна быть малой, чтобы избежать большой рассеиваемой мощности при температуре жидкого гелия. Так как сверхпроводящие резонаторы хорошо накапливают энергию, то энергия, вносимая пучком в волны высших типов, сохраняется в резонаторе в течение длительного временного интервала. Когда частицы пролетают резонатор несколько раз, волны высших типов могут вызвать многопучковые нестабильности. Волны высших типов, возникающие в резонаторе при однократном прохождении, действуют на частицы при последующих прохождениях и могут вызвать пучок-пучковые нестабильности. Лучшим способом снизить криогенные потери и уменьшить пучковые нестабильности от волн высших типов является их демпфирование путем добавления в структуру узлов вывода волн высших типов.

В табл. 2.5 приведены данные, которые позволяют установить, какие геометрические ячейки резонатора влияют на высокочастотные характеристики сверхпроводящего резонатора, используемого при создании ускорителей с разными критериями. Основными критериями, которые учитываются при создании ускорителей со

сверхпроводящими резонаторами разного назначения, являются: работа при высоком ускоряющем градиенте, большой ускоренный ток (низкий импеданс волн высших типов), низкие криогенные потери. Характеристики работающих или проектируемых ускорителей в соответствии с указанными критериями также приведены в табл. 2.6–2.8.

Таблица 2.5

Критерии выбора геометрических размеров ячейки сверхпроводящего резонатора

Критерии	ВЧ параметры	Улучшение, когда	Примеры резонаторов
Работа при высоком гра- диенте	$E_{_{MAKC}} / E_{_{YCK}} \downarrow$ $B_{_{MAKC}} / E_{_{YCK}} \downarrow$	 <i>r_i</i> ↓ Диафрагма, фор- ма экватора 	TESLA [2.2], HG.CEBAF-12ГэВ [2.13]
Низкие крио- генные поте- ри	$(R_{u}/Q)G\uparrow$	$r_i \downarrow$ Форма экватора	LL-CEBAF-12ГэВ LL-JLC резонатор [2.14]
Большой ус- коренный ток	$k_{\perp}, k_{II} \downarrow$	$r_i \uparrow$	В- фабрика, RHIC [2.15] - охлажде- ние

Таблица 2.6

Параметры ячеек си	верхпроводящего	резонатора
--------------------	-----------------	------------

Параметр	Размер-	CEBAF	CEBAF12	CEBAF12	TESLA	SNS	SNS	RIA
	ность	Ориги-	Высокий	Низкие	β=1	[2.16]	β=0,81	β=0,47
		нал	градиент	потери	-	β=0,61		-
		β=1	β=1	β=1		-		
f_0	ΜГц	1448	1468,9	1475,1	1278,	792,8	792,8	793
					0			
f_{π}	ΜГц	1497	1497,0	1497,0	1300,	805	805	805
-					0			
k _c	%	3,29	1,89	1,49	1,9	1,52	1,52	1,52
$E_{\rm makc}/E_{\rm yc}$		2,56	1,96	2,17	1,98	2,66	2,14	3,28
к								
$B_{\rm makc}/E_{\rm yc}$	мТл/	4,56	4,15	3,74	4,15	5,44	4,58	6,51
к	/МВ/м							
$R_{\text{III.} \rightarrow \Phi}/Q$	Ом	96,5	112	128,8	113,8	49,2	83,8	28,5
G	Ом	273,8	266	280	271	176	226	136
$R_{\text{III.} \rightarrow \phi}/Q G$	-	26422	29792	36064	30840	8659	18939	3836
k_{\perp}	В/пК/см ²	0,22	0,32	0,53	0,23	0,13	0,11	0,15
k _{II}	В/пК	1,36	1,53	1,71	1,46	1,25	1,27	1,19

Таблица 2.7

Пара-	Размерность	Оптимизирован-	Оптимизированная	Оптимизирован-
метр		ная по Емакс/Еуск	по Вмакс/Еуск	ная по В _{макс} /Е _{уск}
		TESLA	Re-entrant [2.17]	Low Loss [2.12]
r_i	MM	35	30	30
k _{cc}	%	1,9	1,56	1,52
$E_{\rm marc}/E_{\rm yck}$		1,98	2,30	2,36
$B_{\rm Makc}/E_{\rm yck}$	мТл/МВ/м	4,15	3,57	3,61
R/Q	Ом	113,8	135	133,7
G	Ом	271	284,3	284
R/Q G	-	30840	38380	37970
k_{\perp}	В/пКл/см ²	0,23	0,38	0,38
k _{II}	В/пКл	1,46	1,75	1,72

Эволюция ячейки ускоряющей секции международного линейного коллайдера ILC

Таблица 2.8

Параметры многоячеечных резонаторов

Крите-	Структура	Лучший пара-	Слабейший	Замечания
рий	15 51	метр	параметр	
Eyck	НG 1,5 ГГц,	$E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=1,96$	Реальное со-	Проект для
	N=7		стояние - E_{yck}	<i>I</i> _{пучка} <10 мА.
	TESLA 1,3 ГГц,	$E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=1,98$	Реальное со-	Импульсная
	N=9		стояние - E_{yck}	работа
	ILC-LL 1,3 ГГц,	$E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=3,61$	Реальное со-	
	N=9		стояние - $E_{\rm yck}$,	
			$E_{\text{макс/}}E_{\text{уск}}$	
	ILC-RE 1,3 ГГц,	$E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=3,57$	Реальное со-	
	N=9		стояние - $E_{\rm yck}$,	
			$E_{\text{макс/}}E_{\text{уск}}$	
Реаль-	2x9 TESLA 1,3	Реальное со-	Сохранение	Новые вво-
ное	ГГц	стояние - $E_{\rm yck}$,	равномерности	ды до 0,8
E _{уск}	N=18	$E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=2,0$	поля.	MBt.
			Чистка	Сложности с
				очисткой
Рпотерь	LL, 1, 5 ГГц, <i>N</i> =7	$B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=3,7$	Трудно чис-	Проект для
		(R/Q)G	ТИТЬ	<i>I</i> _{пучка} <1 мА
			Демпфирова-	
			ние ВВТ	
$Z_{\rm BBT}$	RHIC, 0,7 ГГц	Очень низкие	Криогенные	Первый мно-
	N=5	$k\perp, k_{\rm II}$	потери	гоячеечный
		$E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=1,98$		для I _{пучка} =2А

2.4. Программы расчета электродинамических характеристик ускоряющих структур

Вышеприведенные электродинамические характеристики сверхпроводящих ускоряющих резонаторов получены с использованием компьютерных программ, позволяющих проводить моделирование различных физических процессов и явлений. Часть этих программ являются узкоспециализированными, то есть создаются для решения одной или нескольких близких задач. Другая часть – направлена на решение широкого спектра задач и содержит модуль создания произвольной геометрии и используемых материалов. К таким программам относятся: HFSS [2.18], ANSYS [2.19], CST Microwave Studio [2.20], MAFIA [2.21]. Они позволяют решать электромагнитные задачи как резонансного типа, так и на бегущей волне. Отдельно стоит отметить программу ANSYS, которая кроме модуля решения электромагнитных задач содержит в себе модули для решения задач из почти всех областей физики. Также она позволяет решать задачи, в которых участвует несколько физических явлений (например, нагрев металла протекающими по нему токами и возникающие от этого деформации). Рассмотрим подробнее программы, которые использовались при проведении данной работы.

Электродинамические, тепловые и механические расчеты узлов вводов мощности в сверхпроводящие ускоряющие резонаторы предпочтительно проводить с использованием программ HFSS и ANSYS.

На рис. 2.15 представлен основной экран программы Ansoft HFSS версии 8.0. Программа HFSS позволяет решать смешанную трехмерную краевую задачу для однородного уравнения Гельмгольца методом конечных элементов на нерегулярной сетке, имея конечным результатом распределение электромагнитного поля в исследуемом объеме, представленное в декартовой системе координат, и матрицу рассеяния относительно плоскостей отсчета (портов).

Программа производит разбиение рассматриваемого объема на правильные тетраэдры. Вычисляются компоненты электрического поля в его вершинах и в центрах ребер. Значение поля внутри тетраэдра получается интерполяцией. По рассчитанным значениям

электрического поля вычисляется напряженности магнитного поля.

Точность расчета определяется достижением задаваемой невязки каждого из коэффициентов матрицы рассеяния. На каждом следующем шаге итерационного процесса при недостижении невязки происходит добавление узлов сетки в областях максимальной плотности энергии электромагнитного поля и переход к следующему шагу. В противном случае программа завершает расчет и совершает пост-процессорную обработку результатов.

HFSS позволяет учитывать граничные условия типа электрической и магнитной стенок, граничное условие Леонтовича комплексного характера, идеальную поглощающую нагрузку. В простейшем случае последняя моделируется портом, для которого программа решает двухмерную смешанную краевую задачу. Результатом служит амплитудная функция поля, причем при расчете матрицы рассеяния структуры можно учитывать как основную волну, так и высшие типы волн.



Рис.2.15. Интерфейс программы Ansoft HFSS 8.0

Трехмерная сетка строится начиная с полученной двухмерной сетки в порте. На построение влияют задаваемые параметры: начальное число узлов на ребрах и гранях модели и начальное число узлов на длину волны.

По программе можно вести расчет областей структур, имеющих различные диэлектрические ε и магнитные μ проницаемости и соответствующие тангенсы угла потерь. Также в HFSS реализован алгоритм расчета, учитывающий процессы, происходящие на границах областей с различными диэлектрическими проницаемостями.

Внешний вид графического интерфейса программы ANSYS изображен на рис. 2.16. Программа ANSYS позволяет работать как на персональных компьютерах, так и на рабочих станциях и суперкомпьютерах. При этом присутствует файловая совместимость для всех используемых платформ. Реализация в программе средств описания отклика системы на воздействия различной физической природы позволяет использовать одну и ту же модель для решения таких связанных задач, как прочность при тепловом нагружении, влияние магнитных полей на прочность конструкции, тепломассоперенос в электромагнитном поле.



Рис.2.16. Интерфейс программы ANSYS 8.0

Все функции, выполняемые программой ANSYS, объединены в группы, которые называются процессорами. Программа имеет один препроцессор, один процессор решения, два постпроцессора и несколько вспомогательных процессоров, включая оптимизатор. Препроцессор используется для создания конечно-элементной модели и выбора опций для выполнения процесса решения. Процессор решения используется для приложения нагрузок и граничных условий, а затем для определения отклика модели. С помощью постпроцессора можно просмотреть результаты решения для оценки поведения расчетной модели, а также для проведения дополнительных вычислений.

Средства препроцессорного твердотельного моделирования программы ANSYS позволяют иметь дело непосредственно с геометрической моделью, не обращаясь к специфическим объектам (узлам и элементам) конечно-элементной модели. После того как построена твердотельная модель, создается ee конечноэлементный аналог (т.е. сетка узлов и элементов). Непосредственная генерация модели позволяет построить в препроцессоре программы ANSYS конечно-элементную модель, определив положение каждого узла, а также размеры, форму и связность для всех элементов сетки. Узлы используются для того, чтобы определить положение элементов в пространстве, а элементы определяют связность модели. Основными неизвестными являются степени свободы узлов конечно-элементной модели. К степеням свободы относятся перемещения, повороты, температуры, давления, скорости, потенциалы электрических или магнитных полей. Их конкретное содержание определяется типом элемента, который связан с данным узлом. В соответствии со степенями свободы для каждого элемента модели формируются матрицы теплопроводности, сопротивления и т.п. Эти матрицы приводятся к системам совместных уравнений, которые обрабатываются так называемыми "решателями".

Решатели явного типа, к которым относится фронтальный решатель (Frontal Solver), определяют точное решение для совместной системы линейных уравнений. Фронтальный решатель одновременно формирует общую для нескольких элементов матрицу, состоящую из индивидуальных матриц элементов, и решает систему уравнений. Эта процедура последовательно продвигается через всю модель, элемент за элементом, вводя уравнения, соответствующие степеням свободы отдельного элемента. В это же время определяются основные неизвестные и исключаются из общей матрицы, как только это становится возможным. Фронтальный решатель весьма эффективен для задач небольшого и среднего размера.

Программа ANSYS располагает эффективным решателем явного типа для разреженных матриц (Direct Sparse Solver), используемым при линейном и нелинейном анализе. Этот решатель может применяться как альтернатива итеративным решателям для статических и динамических задач, где требуется совместить надежность результатов с малыми затратами времени. В решателе используется прямое исключение уравнений, для которых получение решения не представляет труда. В зависимости от топологии модели данный решатель может дать существенное ускорение решения по сравнению с фронтальным или иным другим решателем явного типа.

Итеративные решатели дают сходящееся от итерации к итерации приближенное решение. В программе ANSYS используются три итеративных алгоритма: алгоритм PowerSolver на основе метода обусловленных сопряженных градиентов (PCG), алгоритм на основе метода сопряженных градиентов Якоби (JCG) и реализация метода частично сопряженных градиентов Холески (ICCG).

Обычная процедура выполнения анализа с использованием метода конечных элементов состоит в создании расчетной модели, задании нагрузок, получении решения и интерпретации результатов. Если результаты решения указывают на необходимость внесения изменений в проектную разработку, то требуется изменить геометрию модели и повторить весь процесс. Такой подход может оказаться весьма длительным, особенно для сложных моделей и при большом числе вносимых изменений. Язык параметрического проектирования программы ANSYS (APDL) дает возможность автоматизировать этот процесс и позволяет осуществить усложненный ввод исходных данных.

Итогом работы программы на постпроцессорной стадии является графическое и/или табличное представление результатов.

Для расчета электродинамических характеристик ускоряющих структур в основной и в высших полосах пропускания предпочте-

ние отдается программе CST MWS. Программа имеет простой и удобный интуитивный пользовательский интерфейс. Имеется возможность автоматизации подготовки и выполнение большинства общих задач с помощью встроенного макроязыка VBA. Система моделирования является законченным программным продуктом, то есть она имеет в своем составе все необходимые модули, начиная с графического редактора для прорисовки трехмерной структуры и заканчивая модулем построения рассчитанных частотных зависимостей. Система построения исследуемых структур базируется на ядре ACIS, используемом большинством известных САD систем, например, программой AutoCAD. Программа CST MWS использует метод конечных интегралов (FIT) – достаточно общий подход, который сначала описывает уравнения Максвелла на пространственной сетке с учетом закона сохранения энергии, а затем по ним формирует систему специфических дифференциальных уравнений, таких, как волновое уравнение или уравнение Пуассона. Метод может быть реализован как во временной, так и в частотной области. С целью уменьшения времени расчета и повышения его точности, во время компьютерного моделирования учитывается геометрическая симметрия исследуемого объекта. Используя встроенную функцию граничной стенки, применяя попеременно магнитное и электрическое граничное условие, можно получить полный спектр волн высших типов в структуре.

Программа CST MWS также использовалась и при расчете мультипакторного разряда. Она имеет возможность экспорта модели из других программ и возможность использования результатов расчетов другого программного обеспечения. Последнее обстоятельство является немаловажным, так как построение модели устройства сложной формы зачастую требует использования программ типа MathCad. С помощью MathCad удается рассчитывать геометрию подобных структур, а полученные результаты импортировать в CST MWS без необходимости параметризовать всю структуру заново.

На рис. 2.17 приведен пример модели, рассчитанной в MathCad, построенной и рассчитанной в CST MWS. Изображена полость 3ячеечного резонатора «re-entrant» в продольном осевом сечении. На рис. 2.18 приведено графическое изображение протекания тока в стенках такой структуры на виде колебаний ноль.



Рис.2.17. Пример модели резонатора «re-entrant», рассчитанной в MathCad



Рис.2.18. Графическое изображение протекания тока в стенках структуры на виде колебаний ноль

В некоторых случаях (структурах типа re-entrant) полученные значения полей вдоль линии профиля структуры оказываются неприемлемыми ввиду того что, CST MWS разбиения сетки не подходят для описания подобных структур. Причиной этому служит «stair step» сетка, разбивающая весь объем резонатора на элементарные кубические элементы, которые в свою очередь грубо описывают линию профиля и она получается ломаной. Поэтому не удаётся добиться чёткой картины изменения поля вдоль линии профиля. Последующее измельчение сетки даёт лишь увеличение количества элементов и, соответственно, времени расчета, а характер снимаемой зависимости остается таким же. Очевидно, сетка CST MW не оптимизирована для решения подобных задач, структур эллиптической формы. Поэтому для решения задачи по снижению магнитного поля на поверхности за счет оптимизации её формы следует использовать другие программные средства, позволяющие с достаточной точностью описать такого рода структуры и расчет на которых занимал бы приемлемое количество времени. Так, в Корнельском университете [2.11] для решения этой задачи использовали оптимизированную для таких структур программу LANS. Для этих целей подходит и хорошо известная программа SuperFish [2.22], которая проводит обсчеты исключительно аксиально-симметричных структур в двухмерном режиме. Все расчеты, представленные в разделе 2.3, произведены с сеткой, имеющей ~60000 узлов на двух мерный профиль ячейки, что, несомненно, дает максимальную точность полученным результатам.

Расчет внешней добротности представляет собой важную задачу при исследовании сверхпроводящих ускоряющих резонаторов. Существуют как аналитические методы расчета внешней добротности, основанные на методе эквивалентных схем, так и численные методы. Различают численные методы расчета в частотной и временной областях. В частотной области применяется метод, разработанный Кроллом [2.23]. Однако его применение эффективно в случаях измерения сравнительно небольших величин внешней добротности. В соответствии с этим методом рассчитываются резонансные частоты структуры, состоящей из резонатора с подводящим волноводом, длину которого изменяют с помощью короткозамыкающего поршня.

Так, при расчете внешней добротности макета, состоящего из одной ячейки и прямоугольного волновода, возбуждаются два типа колебаний, соответствующие синфазным и противофазным направлениям полей в ячейке и в закороченном отрезке волновода. При смещении короткозамыкающего поршня наблюдается уменьшение частот, соответствующих обоим типам колебаний. На рис. 2.19 приведены рассчитанные значения частот и добротностей для синфазного и противофазного видов колебаний. Очевидно, что изменение положения поршня приводит к перераспределению поля между призматическим резонатором и ячейкой. Кривые добротностей пересекаются при $l = l_0$, что соответствует равным потерям мощности в ячейке и в призматическом резонаторе. Результирующая зависимость частоты от положения поршня будет иметь вид, приведённый на рис. 2.20. Используя значения резонансных частот в области изменения короткозамыкающего поршня вблизи координаты $l = l_0$, можно рассчитать внешнюю добротность [2.23].



Рис.2.19. Зависимость добротности(а) и частоты (б) от координаты поршня для синфазных (1) и противофазных (2) колебаний



Рис.2.20. Результирующая зависимость частоты от положения поршня

В случае, когда коэффициент связи становится небольшим и внешняя добротность увеличивается, требуется очень большая точность расчета резонансных частот. В этом случае предпочтительно использовать метод расчета во временной области [2.24].

В основе этого метода лежит возбуждение системы широкополосным импульсом с центральной частотой, близкой к резонансной частоте системы. Для этого используют гауссовский импульс, который обладает достаточно широким спектром, чтобы возбудить любую волну в полосе частот [$F_{\text{мин}}$, $F_{\text{макс}}$], задаваемом в программе вручную. Резонансную частоту искомой моды можно определить с помощью встроенной в пакет CST Microvawe Studio функции расчета коэффициентов матрицы рассеяния [S]. Результатом расчета является зависимость коэффициентов матрицы рассеяния от частоты. Собственной резонансной частоте отвечает максимум коэффициента передачи. Пример зависимости коэффициента передачи от частоты приведен на рис.2.21.



Рис.2.21. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты

Затем возбуждается волна с резонансной частотой, равной резонансной частоте системы. Если убрать источник возбуждения, то ВЧ поле будет убывать с некоторой постоянной времени. Для больших величин добротностей постоянная спада имеет большое значение, что усложняет расчет внешней добротности. Если правильно выбрать спектр возбуждаемых частот, то единственной оставшейся волной после того, как источник возбуждения будет убран, останется основная волна. Ее запасенная энергия снижается по экспоненциальному закону. Действительно предположим, что в момент времени $t=t_0$ в структуре запасена энергия W_0 и она будет уменьшаться с течением времени из-за потерь в стенках структуры (P_0) и в местах соединений волноводов (P). Математически это можно выразить так:

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = -\left(P_0 + P_{\rm\scriptscriptstyle BH}\right) = \frac{\omega W}{Q_{\rm\scriptscriptstyle H}}.$$
(2.54)

Отсюда получим выражение зависимости запасенной энергии в системе от времени:

$$W(t) = W_0 \exp\left(-\frac{\omega t}{Q_{\rm H}}\right). \tag{2.55}$$

На рис. 2.22 изображены результаты моделирования с помощью программы MWS. Возбуждающий гауссовский импульс изображен в левой части рисунка. Импульс длится около 40 нс, индуцированные поля возрастают и достигают своего максимума до того, как импульс закончится. В MWS запасенная энергия нормирована на максимальную величину, спад энергии выражен в дБ. На рис. 2.23 изображен спад запасенной энергии, выраженной в дБ. На-клон может быть вычислен по двум точкам в области линейной зависимости. Нагруженную добротность можно найти:

$$Q_{\rm H} = -\frac{10 \lg \omega}{k}, \qquad (2.56)$$

где *k* – наклон прямой.



Рис.2.22. Сигнал, возбуждающий колебания (левая часть диаграммы) индуцированный (правая часть диаграммы)



Рис. 2.23. Спад запасенной энергии в зависимости от времени (логарифмический масштаб)

Для сверхпроводящих резонаторов можно считать, что нагруженная и внешняя добротности одинаковы.

Можно снятую зависимость нормированной запасенной энергии в структуре от времени передать в программу, написанную на языке Mathcad, и применить гармонический анализ. В этом случае можно точно определить резонансную частоту возникающих колебаний, которые становятся свободными после того, как исчезает возбуждающий импульс. Анализ можно провести с помощью комплексной функции:

$$C(t, f_{est}) = (A(t) + \mathbf{i} \cdot A(t - \frac{1}{4 \cdot f_{est}})) \cdot \mathbf{e}^{-\mathbf{i} \cdot 2\pi \cdot f_{est} \cdot t}, \qquad (2.57)$$

где A(t) – сигнал на выходе, f_{est} – установившийся сигнал на выходе. При правильном подборе частоты значение аргумента $C(t, f_{est})$ дает постоянную величину. Далее, для построения огибающей необходимо выбрать интервал времени $[t_a, t_b]$, где t_a – время окончания возбуждающего импульса, t_b – время установления квазигармоничного состояния. На рис. 2.24 представлен пример удачного подбора частоты f_{est} установившегося сигнала. Пример найденной огибающей показан на рис. 2.25.



на выходе



Рис.2.25. Огибающая комплексной функции $C(t, f_{est})$ (пунктир)

На основе введенных значений t_a , t_b и частоты f_{est} программа рассчитывает постоянную времени спада τ комплексной функции $C(t, f_{est})$ в структуре и внешнюю добротность $Q_{\text{вн}}$.

Глава 3

СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ НА ВЫСОКОМ УРОВНЕ МОЩНОСТИ

3.1. Ограничения на высоком уровне мощности

Отметим ограничения и механизмы аномальных потерь, которые возникают при работе со сверхпроводящими резонаторами. На рис.3.1 изображена зависимость собственной добротности сверхпроводящего резонатора от величины ускоряющего поля. Отличие реальной характеристики $Q_0(E_{yck})$ от идеальной связано со следующими факторами:

- Понижение добротности вследствие диффузии водорода в ниобий.
- Локальная тепловая нестабильность (квенч-эффект)
- Полевая эмиссия.
- Мультипакторный разряд.
- Понижение добротности резонатора из-за остаточного магнитного поля в сверхпроводнике (без учета полевой эмиссии, и понижение добротности на кривой Q_0 в функции E_{yck} при больших полях).
- Увеличение остаточного сопротивления.

Рассмотрим влияние этих факторов подробнее.



Рис.3.1. Ограничения и механизмы аномальных потерь в сверхпроводящих резонаторах

3.2. Диффузия водорода в ниобий

Эксперименты с резонаторами из ниобия с высоким остаточным сопротивлением показывают [1.1], что после медленного их охлаждения (в течение часов) или остановки охлаждения при температуре 70 – 170 К наблюдается существенное уменьшение собственной добротности Q_0 и амплитуды электромагнитного поля, чего можно избежать быстрым охлаждением. Параметры резонатора также чувствительны к условиям проведения химического травления и электрополировки. Шлифовка должна проводиться в отсутствие воды. Отжиг резонаторов при температуре выше 600°С в условиях ультравысокого вакуума позволяет возвратить добротность к прежнему значению.

Механизм этого явления состоит в следующем. Водород может свободно двигаться в ниобий при комнатной температуре как внедренная посторонняя примесь. При температуре около 130 К возникает переходная фаза NbH_x, причем NbH_x имеет несколько большую постоянную решетки в сравнении с чистым ниобием, и он селится на искривлениях решетки или на поверхности. При температуре около 130 K NbH_x будет мигрировать к поверхности и это приведет к высокочастотным потерям, то есть получается нормальный проводник. При очень низкой температуре NbH_x не будет перемещаться.

Для лечения водородной болезни добротности необходимо быстрое охлаждение (типичные условия в вертикальных испытаниях с охлаждением в криостате) и дегазация ниобия при температуре около 800 °C или выше.

Избежать диффузии водорода в ниобий и тем самым избежать резкого падения добротности можно при соблюдении ряда условий. К числу их относятся использование для химического травления кислоты, охлажденной до температуры менее 20 °C, устранение водорода путем вентиляции во время электрополировки, отжиг при температуре более 600 °C, улучшение анализа электролита, применяемого для электрополировки, недопущение шлифовки в присутствии воды.

На величину остаточного сопротивления влияют поверхностное загрязнение сверхпроводящего резонатора частицами и абсорбированным газом, особенно углеродом, появление которых может быть вызвано загрязнением вакуумной системы и насосов. Окислы

вносят вклад менее 1 нОм для хорошо подготовленных резонаторов. Внешнее магнитное поле создает замороженный магнитный поток во время охлаждения, который приводит к 3 – 5 нОм/мкТл в резонаторах в гигагерцовом диапазоне.

3.3. Локальная тепловая нестабильность

Экспериментально установлено, что ускоряющие градиенты в сверхпроводящих резонаторах могут достигать 57 МВ/м [2.5], при этом максимальное поверхностное магнитное поле составляет 200 мТл. Максимально достижимые поля в сверхпроводящих резонаторах ограничивают полевая эмиссия и тепловое разрушение. Влияние полевой эмиссии рассмотрено в следующем разделе.



Рис.3.2. Типичные примеры дефектов поверхности сверхпроводника: а – химические загрязнения; б – металлические включения; в – впадина с острыми краями; г – пустоты и расслоения ниобия

Тепловое разрушение сверхпроводнимости, известное как «квенч-эффект», «квенч», ограничивает достижимые магнитные поля в сверхпроводящих резонаторах ниже теоретически ожидаемого критического магнитного поля. Квенч – это локальная тепловая нестабильность. Этот эффект проявляется в местах поверхности, где существуют области субмиллиметровых размеров с поверхностным сопротивлением R_s много больше поверхностного

сопротивления ниобия. Эти области называются дефектами. Типичные дефекты представлены на рис. 3.2.

В случае постоянного тока сверхтоки протекают вокруг дефектов. Но на высоких частотах реактивная составляющая импеданса вызывает высокочастотные токи, которые при протекании через дефект вызывают джоулев нагрев. Когда температура на внешней кромке дефекта превышает критическую температуру T_c , сверх-проводящая область, окружающая дефект, становится нормально проводящей, в которой наблюдается значительное увеличение рассеяния мощности. Нормально проводящая область растет, мощность рассеяния увеличивается, в результате наблюдается тепловая нестабильность, как это проиллюстрировано на рис.3.3.



Рис.3.3. Иллюстрация к тепловому разрушению сверхпроводящего ниобиевого резонатора: а – температура вблизи дефекта выше, чем в окружающей области, но ниже T_c; б – температура вблизи дефекта превышает T_c, и ниобий вблизи дефекта становится нормально-проводящим

Для определения природы квенча проводились эксперименты на резонаторе, состоящем их двух ячеек, который возбуждался на модах π и $\pi/2$ основной полосы пропускания [1.1]. Сравнивались две модели – модель магнитной несовместимости и модель температурной несовместимости. Если модель магнитной несовместимости справедлива, то следовало ожидать, что магнитные поля на видах колебаний π и $\pi/2$ в сумме будут постоянны, то есть $H_{\pi}+H_{\pi/2}=$ const. Если температурная нестабильность ответственна за разрушение сверхпроводимости, то должно выполняться условие $H_{\pi}^{2}+H_{\pi/2}^{2}=$ const. Эксперименты определенно показали, что уровень разрушения зависит не от локального H, а от локального H^{2} .



Рис.3.4. Характерные формы подающей, отраженной и прошедшей

высокочастотной мощности при тепловом разрушении

Квенч проявляется характерными признаками в передаваемой и отраженной мощности, как это показано на рис.3.4. Когда в резонатор через ввод мощности поступает высокочастотная мощность, резонатор заполняется электромагнитной энергией, и отраженная мощность уменьшается до нуля. Запасенная энергия в резонаторе пропорциональна передаваемой мощности, и она увеличивается то тех пор, пока не будет достигнуто поле, при котором возникает квенч. В момент возникновения квенча мощность, рассеянная на дефекте, повлияет на значительную часть нормального состояния поверхности резонатора. Вся высокочастотная мощность отражается. К тому же поле в резонаторе резко падает, так как запасенная энергия рассеивается в нормально проводящей области около дефекта и имеющей значительные размеры. Как только уровень поля станет достаточно низким и резонатор охлаждается, добротность возвращается к своему первоначальному значению и резонатор заполняется снова.

Важно заметить, что так как в области дефекта рассеивается только несколько джоулей энергии из десятков джоулей запасенной энергии, то квенч в сверхпроводящих резонаторах не является столь жестким в сравнении с квенчем в сверхпроводящих магнитах, в которых потери в области дефекта составляют несколько килоджоулей. Как результат, сверхпроводящие резонаторы могут восстановиться от квенча в течение миллисекунд, в то время как для сверхпроводящих магнитов требуются часы. Итак, квенч не
приводит к какой-нибудь перманентной опасности для сверхпроводящего резонатора, как это может быть в магнитах.

Имеются разные представления о природе дефектов в сверхпроводящих резонаторах на разных стадиях их изготовления и подготовки к исследованиям. К числу их относятся технология изготовления чашек из листового металла, холодная штамповка чашек, сварка электронным лучом, химическое травление для отделения загрязненного поверхностного слоя, промывка, сушка, установка устройств связи и, наконец, окончательное подсоединение резонатора к вакуумной системе испытательного стенда или к ускорителю. На основе статистики установлено, что число дефектов увеличивается с увеличением размеров резонаторов, так что резонаторы с большими полостями будут переходить из сверхпроводящего состояния в нормальное при меньшем уровне полей.

Эксперименты показывают, что уровни полей, при которых возникает квенч, не меняются во время тестовых испытаний или после цикла испытаний с повышением температуры до комнатной и последующим охлаждением. Только повторная промывка или очистка дают для резонаторов положительный дополнительный эффект в отношении величины поля, при котором развивается квенч.

В ряде случаев при поднятии высокочастотной мощности может произойти небольшое изменение добротности, как показано на рис.3.5. В большинстве случаев это скачкообразное понижение добротности бывает вызвано локальными дефектами поверхности ниобия, которые плохо связаны с монолитной частью резонатора, например при наличии пузырька в пленке ниобия, или плохого прилипания, частичного перекрытия слоя ниобия, полученного во время операции формования. Ниобиевые шарики, которые образуются в результате застывания брызг от сварки, могут также вызвать резкое уменьшение добротности. При малом поле ниобиевые пузырьки или шарики являются сверхпроводящими и не оказывают вредного влияния на добротность. При повышении напряженности поля теплоизолированная область становится нормально проводящей, понижая добротность. Если затем уменьшать поле, добротность не восстановится, так как разъединяющая область имеет недостаточный тепловой контакт с монолитной частью и не охлаждается до ее температуры.



Рис.3.5. Пример скачкообразного изменения добротности

Представим простую модель и расчет, которые иллюстрируют основные процессы теплового разрушения при нормально проводящих дефектах. Положим, что имеется дефект в виде полушария радиуса a с поверхностным сопротивлением R_n (рис.3.6). Это полушарие вставлено в лист ниобия толщиной d, охлаждаемый в ванне при температуре T_b . Рассеянная мощность (в ваттах) на дефекте будет

$$\dot{Q}_T = \frac{1}{2} R_n H^2 \pi a^2 \,. \tag{3.1}$$



Рис.3.6. Полусферический дефект на поверхности ниобия. Радиус дефекта *a*, радиус ниобиевой сферы *b*, толщина листа ниобия *d*

Источник нагрева может иметь сферическую форму со скоростью генерации тепла $2\dot{Q}_T$, причем источник вставлен внутрь блока толщиной 2*d*, погруженного в ванну при температуре T_b , как показано на рис. 3.7. Если $a \ll b$, блок не сильно отличается от сферы со сферическим дефектом в центре. При любом радиусе r скорость потока тепла (в ваттах) через сферическую поверхность есть

$$-4\pi r^2 \lambda \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\,r}\,,\tag{3.2}$$

где λ – теплопроводность, Вт/(м·К). Приравняем 2 \dot{Q}_T выражению (3.2) и получим простое выражение (где λ – постоянная)

$$-4\pi r^{2}\lambda \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = 2\dot{Q}_{T},$$

$$\frac{1}{r^{2}}\mathrm{d}r = -\frac{2\pi\lambda}{\dot{Q}_{T}}\mathrm{d}T,$$

$$\int_{a}^{b}\frac{\mathrm{d}r}{r^{2}} = -\frac{2\pi\lambda}{\dot{Q}_{T}}\int_{T_{a}}^{T_{b}}\mathrm{d}T.$$
(3.3)

Так как $a \ll b$, это выражение упрощается:

$$\frac{1}{a} = \frac{2\pi\lambda(T_a - T_b)}{\dot{Q}_T}.$$
(3.4)

Используя уравнение (3.1), получаем выражение для Н:

$$H = \sqrt{\frac{4\lambda(T_a - T_b)}{aR_n}} \,. \tag{3.5}$$

Когда дефект достигает критической температуры $T_{c}\,,$ магнитное поле достигает максимального значения

$$H_{\text{make}} = \sqrt{\frac{4\lambda(T_c - T_b)}{aR_n}} .$$
(3.6)

Например, при температуре ванны $T_b=2$ К, радиусе дефекта a = 50 мкм, поверхностном сопротивлении $R_n = 10$ мОм, относительном остаточном сопротивлении ниобия, равном 300, и средней теплопроводности $\lambda=75$ Вт/(м·К) разрушение возникает при $H_{\text{макс}} = 82$ мГл.



Рис.3.7. Разница в температурах между внутренней поверхностью резонатора из ниобия и температурой гелиевой ванны (двухмерный случай)

Рассмотренная модель упрощенная, поскольку не учитывает такие физические аспекты, как температурная и частотная зависимости BCS поверхностного сопротивления окружающего сверхпроводника, остаточное сопротивление, температурная зависимость теплопроводности и особенности потока тепла между стенками ниобиевого резонатора и ванной с гелием. Однако заметим, что выводы, полученные по простой модели, остаются верными и при учете отмеченных деталей. Для данного дефекта (*a*, R_{Π}), $H_{\text{макс}}$ возрастает как $\sqrt{\lambda}$. Помимо параметров дефектов и теплопроводности ности, другие факторы не играют столь существенной роли, поскольку нагрев дефекта доминирует по рассеянной СВЧ мощности на поверхности и потому что относительно низкая теплопроводность ниобия существенно изолирует дефекты от ванны.

Наиболее эффективным способом увеличить $H_{\text{макс}}$ при наличии небольших дефектов является повышение теплопроводности ниобия, как это видно из выражения (3.6). Тогда дефекты будут способны выносить большие мощности, прежде чем заставить соседний сверхпроводник прийти в нормальное состояние.

Для характеристики качества сверхпроводящего материала вводится понятие отношения остаточного сопротивления, которое определяется как RRR= $\frac{\rho_{nc}(300K)}{\rho_{nc}(4,2K)}$. Остаточное сопротивление по-казывает меру загрязнения металлом (например, Ta) или газом (например, H, N, O). Избежать загрязнения и дефектов изготовле-

ния можно аккуратной проверкой процесса изготовления и качественным контролем посредством техники сканирования вихревыми токами.



Рис.3.8. Зависимость теплопроводности от температуры для ниобия с разным остаточным сопротивлением

Из рис.3.8 видно, что чем выше RRR, тем выше теплопроводность. Причина этого - тот факт, что электроны являются доминантом носителя тепла. Фононы тоже играют роль в теплопроводности, но эта компонента достаточна только при T < 4 К. Ниже T_c теплопроводность обрывисто падает и тем быстрее, чем больше электронов конденсируется в куперовские пары. Поскольку неспаренная энергия непригодна из-за хаотического теплового движения, пары не рассеиваются из-за колебаний решетки, и поэтому не могут проводить тепло от одной части ниобия к другой. При высоких температурах (4 K < T < T_c) малая часть электронов не превращается в куперовские пары и они могут нести тепло, доказывая тем самым, что рассеяние загрязняющими электронами небольшое. Так как температура в соседстве с дефектом находится между температурой ванны и критической температурой (от 4 до 9,2 К), то теплопроводность является высокотемпературной, и именно она будет оказывать сильное воздействие на тепловое разрушение.

Так как электроны конденсируются в куперовские пары, электрон-фононное рассеяние также уменьшается. Ниже примерно 4 К

теплопроводность от фононов доминирует и начинается увеличение, приводя к пику фононов около 2 К. С понижением температуры число фононов уменьшается как T^3 . В конце концов, величина максимума фононной проводимости ограничивается рассеянием фононов из-за несовершенства решетки, от которой интенсивность границы поликристалла является наиболее важной. Если поликристалл ниобия крупный, то из-за отжига при высокой температуре, наблюдается большой фононный пик. Наиболее значительные загрязнения рассеянными электронами являются межузельными, такие как O, N, C и H. Для идеального ниобия, в котором нет межузельного рассеяния а присутствует только электрон-фотонное, RRR составляет 3500. Межузельные загрязнения имеют эквивалентное действие на низкотемпературную электрическую и тепловую проводимость. Поэтому можно определять теплопроводность и чистоту ниобия путем измерения низкотемпературного сопротивления в нормальном состоянии. При 4,2 К теплопроводность ниобия приблизительно описывается соотношением:

 $\lambda = 0.25 \times \text{RRR}(\text{Bt/(MK)}).$

(3.7)



Рис.3.9. Расчетные зависимости ускоряющего градиента от величины остаточного сопротивления и размеров дефектов

Численные расчеты тепловой модели представлены на рис.3.9. Из графиков отчетливо видно, что ускоряющий градиент растет с увеличением RRR и с уменьшением диаметра дефектов. Заметим, что $H_{\text{макс}}$ почти не зависит от температуры в сверхтекучем гелии.

В DESY впервые были проведены серии измерений по выявлению дефектов с использованием углеродных резисторов при нагреве внешней поверхности, а также с помощью техники рентгеновского излучения [1.1]. Сканирование вихревыми токами ниобиевых листов для этих резонаторов не использовалось. На рис.3.10 изображены соответствующие результаты измерения указанными методами одного существенного дефекта.



Рис.3.10. а – нагрев внешней поверхности, измеренный углеродными резисторами; б – дефект, обнаруженный с помощью рентгеновского излучния: тантал

На рис.3.11 отражены результаты измерений собственной добротности от градиента ускоряющего поля для резонаторов без дефектов и одного резонатора с дефектом. Чтобы избежать дефектов, в настоящее время производят сканирование листов ниобия вихревыми токами. Они чувствительны к дефектам (100 – 200) мкм, что хорошо для резонаторов, работающих при ускоряющих градиентах до 20 MB/м.



Рис.3.11. Зависимость $Q_0(E_{\rm yck})$ для нескольких резонаторов, один из которых имел дефект

Природа дефектов часто не ясна. Как найти дефект менее 50 мкм на поверхности площадью в несколько см²? Кроме того, нужно их идентифицировать, а именно, определить их природу –

включения постороннего металла, области расслоения, нерегулярности с острыми краями, поры, брак сварки.

На рис.3.12 приведены увеличенные участки поверхности при разной их обработке. Очевидно, после электрополировки $H_{\text{макс}}$ будет более высокое, чем после химического травления того же резонатора.



Рис.3.12. а – поверхность после химической обработки (1 мкм неровности); б – поверхность после электрополировки (0,1 мкм неровности)

О преимуществах тренировки при высокой температуре можно судить из рис.3.13. Прогрев при температуре 1400 °С и RRR=770 позволил получить на семиячеечном резонаторе ускоряющий градиент до 29 МВ/м. Причем эта цифра была ограничена не квенчем, а недостаточным уровнем высокочастотной мощности, вводимой в резонатор.



Рис.3.13. Зависимость $Q_0(E_{vck})$ для семиячеечного резонатора

Очистка на финальной стадии подготовки резонатора к испытаниям на высоком уровне мощности состоит в следующем. Производится очистка твердотельным газопоглотителем. В качестве материала газопоглотителя используются Ті или Y, у которых повышенная структурная близость к O (N, C) по сравнению с ниобием. Покрывают чашки или резонатор газопоглощающим материалом при 1350 °C (Ti) при ультравысоком вакууме. Происходит диффузия кислорода из Nb к Ti, пока не будет достигнуто равновесие. При этом RRR увеличивается от 250–300 до 500–7000 и гомогенизируются загрязнения. Как показывают приведенные на рис. 3.14 данные измерений семи резонаторов, такая методика позволяет получить высокие значения добротности и напряженности поля, достигающие 30 MB/м.

Однако необходимо отметить отрицательные последствия, которые возникают при такой подготовке резонатора к испытаниям. Так, газопоглощающий материал нуждается в травлении и полировке, а именно, он должен быть обработан в толщине материала до 100 мкм вдоль границ кристалла. Снаружи должен быть снят слой толщиной до 50 мкм для достижения хорошей передачи тепла и уменьшения сопротивления Капицы. При этом резонатор становится мягким.



Рис.3.14. Зависимость добротности резонатора от поля после очистки

В качестве средства против теплового разрушения рассматривали и использование пленки ниобия микронной толщины, наносимой на теплостабилизирующую медную подложку. Теплопроводность меди близка теплопроводности ниобия при RRR=1000. Техника напыления ниобиевого покрытия была развита в ЦЕРНе для структур с рабочей частотой 350 МГц и успешно применена для сотен структур. В Nb/Cu резонаторах редко наблюдался квенч. Хотя добротность Q_0 более 10^{10} наблюдалась при низких полях, СВЧ потери в таких резонаторах постоянно увеличивались с полем. Этот эффект приписывают суммарным потерям в ниобиевых пленках, которые становятся более жесткими на более высоких частотах.

В последнее время проведены исследования по изучению влияния формы ячейки на величину ускоряющего градиента при одном и том же значении $H_{\text{макс}}$. В табл. 3.1 приведены основные характеристики трех структур, отличающихся формой поверхности ячейки (рис.3.15 и 3.16).



Рис.3.15. Формы резонаторов TTF [2.2], Low Loss (LL) [2.12] и Re-Entrant (RE) [2.4]

Ячейку TTF (TESLA) отличает пониженное значение максимальной напряженности электрического поля на поверхности, сильная связь от ячейки к ячейке. Достоинством ее является и наклоненная форма области диафрагмы, что позволяет проводить хорошую влажную очистку структуры, обеспечивающую подавление полевой эмиссии. Однако для нее свойственно повышенное $H_{\text{макс}}/E_{\text{vск}}$ (примерно на 15%).



Рис.3.16. Сравнение профилей ячеек Low-Loss и Re-Entrant с TTF

Ячейка формы Low Loss имеет пониженное отношение $H_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, но ее характеризует меньшая величина отверстия в диафрагме и повышенное $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$.

Ячейка формы Re-Entrant является компромиссом по высокочастотным характеристикам двух вышеприведенных ячеек, однако ее форма затрудняет очистку структуры после промывки водой при высоком давлении.

Таблица 3.1

Параметр	Размерность	TTF	LL	RE	Комментарий
r_i	MM	35	30	33	
k _c	%	1,9	1,52	1,8	Равномерность поля
$E_{\rm Makc}/E_{\rm yck}$		1,98	2,36	2,21	Максимальный гра-
					диент (предельное E)
Вмакс/ Еуск	мТл/(МВ/м)	4,15	3,61	3,76	Максимальный гра-
					диент (предельное В)
$R_{\rm m}/Q$	Ом	113,8	133,7	126,8	Запасенная энергия
G	Ом	271	284	277	Рассеяние
$R_{\rm m}/Q G$	Om ²	30840	37970	35123	Рассеяние (предел
					криогенный)

Сравнительные ларактеристики трел форм резонаторо	Сравнительные	характеристики	трех форм	резонаторо
---	---------------	----------------	-----------	------------

Появление квенча можно обнаружить с помощью высокочастотного сигнала и температурной карты. При прохождении высокочастотного сигнала через резонатор при появлении квенча наблюдается обрыв передаваемой мощности за время в несколько миллисекунд, что соизмеримо с тепловой постоянной времени.

На рис.3.17 представлена температурная карта. Горячее пятно наблюдается в части поверхности с высоким магнитным полем. Во время квенча происходит значительное изменение температуры в месте квенча.

Применение рентгеновского излучения для этих целей усложняет ситуацию, так как может возникнуть квенч, индуцированный полевой эмиссией, мультипакторный разряд и др.

В табл. 3.2 приведены экспериментально полученные и расчетные значения магнитного поля на поверхности резонатора из ниобия и соответствующие ускоряющие градиенты при относительной скорости $\beta=1$. Точное значение поля зависит от конкретной геометрии структуры. Реальные сверхпроводящие резонаторы имеют меньшие значения указанных полей.



Рис.3.17. Пример температурной карты

Таблица 3.2

Экспериментальные	И	расчетные	значения	полей
1		1		

Экспериментальные	Расчетное поле	<i>Е</i> _{уск} , МВ/м	
данные, мТл при 4,2 К	при 0 К	при 2 К	при 2 К
130	164	156	37
158	200	190	45
190	240	230	54

Типичное достигнутое значение поверхностного магнитного поля в одноячеечных резонаторах составляют 180 –190 мТл, но недавно в Корнельском университете было получено 209 мТл [2.5]. В девятиячеечных резонаторах достигнуто 170 мТл.

В настоящее время остаются открытыми следующие вопросы, связанные с явлением квенча [3.1, 3.2]:

- Является ли приоритетным для понижения критического магнитного поля использовать крупный поликристаллический или монокристаллический ниобий? Речь идет об уменьшении эффекта границ поликристалла. Возможно ли использовать ровную поверхность крупных поликристаллов без применения электрополировки? Существует ли зависимость от предварительной обработки?
- Почему электрополировка дает более высокие поля?
- Каким образом можно промоделировать явление квенча с учетом сопротивления Капицы и связать результаты моделирования с экспериментально наблюдаемым спадом добротности при повышенных полях?

3.4. Полевая эмиссия

Полевая эмиссия – это явление, которое в последние годы представляет собой одно из основных ограничений при испытаниях многоячеечных резонаторов, особенно при работе с пучком. Обычное начало полевой эмиссии для резонатора из одной ячейки, рассчитанного на частоту 1,3 ГГц, наступает при величине ускоряющего поля $E_{\rm yck.} > 30$ МВ/м, а для многоячеечных резонаторов – при $E_{\rm vck.} \approx 20 - 25$ МВ/м.

Однако измерения, проведенные в DESY [2.5], показали, что можно работать с пучком без полевой эмиссии и при 35 MB/м. Так, на рис. 3.18 представлены результаты, полученные на девятиячеечном резонаторе при испытаниях на низком уровне мощности, на высоком уровне импульсной мощности на частоте следования ВЧ импульсов 1 и 5 Гц. Корреляция между началом полевой эмиссии и размерами дефектов установлена на основании измерении полевой эмиссии и сканирования электронным микроскопом для 38 полевых эмиттеров. Экспериментально наблюдали металлические частицы нерегулярной формы с размерами 0,5 – 20 мкм, причем только 5 – 10% из них эмитировали электроны. Вакуумная система содержала также углеводородные загрязнения.



Рис.3.18. Зависимость *Q*₀(*E*_{уск}) для девятиячеечного резонатора при разной СВЧ мощности

Для объяснения физической картины высокочастотного разряда в вакууме существует несколько теорий. Одна из них, подтвержденная экспериментально полученными значениями ускоряющих напряжений, при которых возникает пробой в ускоряющих структурах типа круглого диафрагмированного волновода, основана на комбинации двух теорий: теории взрывной электронной эмиссии (Explosive Electron Emission – EEE) и модифицированной формы полевой эмиссии (автоэмиссии) – так называемой инициируемой полем эмиссии «горячих» электронов (Field Induced Hot-Electron Emission–FIMEE).

Известно, что электроны удерживаются внутри металла потенциальным барьером и при нормальных условиях их энергии недостаточно, чтобы позволить им преодолеть его и покинуть металл. Электроны могут покинуть металл, если имеется внешняя энергия в форме тепловой энергии (термоэмиссия) или энергия излучения (фотоэмиссия). В соответствии с квантовой механикой, волновая функция электронов быстро затухает вне поверхностного потенциального барьера. Но если барьер достаточно тонкий, затухание будет неполным и имеется определенная вероятность того, что некоторые электроны будут пронизывать барьер и попадать в вакуум. Используя этот механизм, Фаулер и Нордгейм показали, что когда работа выхода с металлической поверхности ниже приложенного к поверхности электрического поля, электроны могут проникать через получаемый барьер. Благодаря электрическому полю электроны приобретают потенциальную энергию

$$V(x) = -eEx. (3.8)$$

Электроны испытывают силу притяжения из-за присутствия проводящей поверхности. Эта сила приводит к появлению потенциальной энергии

$$V(x) = -\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x}.$$
(3.9)

Тогда суммарная потенциальная энергия есть

$$V(x) = -\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x} - eEx .$$
 (3.10)

Решая уравнение Шредингера, при такой потенциальной энергии Фаулер и Нордгейм получили следующее выражение для плотности тока, инициируемого полем с идеальной поверхности:

$$J_F(E) = \frac{A_{FN} E^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{E}\right) \quad . \tag{3.11}$$

В этой формуле $A_{FN}=1,54\cdot10^6$, $B_{FN}=0,83\cdot10^3$, *Е* измеряется в MB/м и J_F – в A/м², ϕ – работа выхода в электронвольтах.

В случае сверхпроводящих резонаторов приведенная функция должна быть модифицирована введением так называемого коэффициента усиления поля β_{*FN*}:

$$I(E) = \frac{A_{FN}A_e(\beta_{FN}E)^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B_{FN}\phi^{3/2}}{\beta_{FN}E}\right),$$
(3.12)

где $I = jA_e$ - ток из эмиттера, A_e – эффективная эмитирующая область. Если не учитывать этот фактор усиления поля, то следовало ожидать, что экспериментальные результаты будут заниженными на несколько порядков.

Поскольку микроскопическое электрическое поле на металлической поверхности записывается в виде $E_0 \sin \omega t$, то среднее значение эмиссионного тока может быть рассчитано как среднее за высокочастотный период

$$I \propto \left(\beta_{FN} E\right)^{2.5} \exp\left(-\frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{\beta_{FN} E}\right).$$
(3.13)

На практике ни одна металлическая поверхность ускоряющей структуры не является совершенно гладкой и чистой. Имеются значительные изменения в поверхности, которые приводят к увеличению коэффициента β_{FN} . В последние годы достигнут значительный прогресс в понимании различных вкладов в усиление полевой эмиссии. Они классифицируются по разным категориям. В числе их отметим: неровности металлической поверхности изза несовершенства обработки, трещин, микровыступов; металлическая грязь; микрочастицы; кристаллизованные границы; жидкие кратеры после пробоя; диэлектрические загрязнения и пленки; абсорбированный газ. Все эти эффекты могут приводить к появлению эмитирующих областей, обычно называемых эмиттерами. Они могут быть идентифицированы с помощью различных методик диагностики состояния поверхности.

Наблюдения эмиттеров на постоянном токе и на высоких частотах подтверждают, что загрязняющие металлические микрочастицы несут основную ответственность за полевую эмиссию. Из общего числа посторонних частиц, присутствующих на поверхности резонатора, 10–15% являются эмиттерами. Механическая полировка может даже усугубить ситуацию, так как может внести дополнительное загрязнение от полирующего состава. Резонаторы должны собираться в чистой комнате при минимизации загрязнения. Промывание резонаторов после травления должно проводится с использованием очень чистой жидкости, отфильтрованной от частиц микронных и субмикронных размеров.

Коэффициент увеличения поля для разных форм микровыступов можно рассчитать. На рис. 3.19 представлен коэффициент усиления поля для некоторых идеализированных геометрий микронеровностей, а именно, сфера над поверхностью, цилиндр с полусферой на конце и эллипсоид.



Рис.3.19. Коэффициент усиления для идеализированных геометрий микронеровностей в функции *h*/ρ или *h*/*k*

Упрощенное представление β_{FN} состоит в том, что частица как целое увеличивает поле на $\beta_{FN 1} = 10$ и небольшие выступы на частице увеличивают поле еще на $\beta_{FN 2} = 10$.

Произведение $\beta_{FN1}\beta_{FN2}$ достаточно объясняет полученное значение $\beta_{FN} = 100$. Типичное значение β_{FN} для сверхпроводящих резонаторов лежит между 50 и 500.

Значение β_{FN} можно найти по наклону прямой линии зависимости $\ln(I)/E^2$ от 1/E, построенной в полулогарифмическом масштабе (график Фаулера – Нордгейма). A_e определяют как отрезок в предположении, что он представляет полный ток из эмиттера, а не часть тока, перехватываемого зондом.

Коэффициент A_e не находится в прямом соотношении с физическим размером эмиттера. Также отмечается, что нет существенной разницы в поведении на высокой частоте и на постоянном токе

Возникновение полевой эмиссии можно наблюдать по прохождению высокочастотного сигнала через резонатор. На рис.3.20 показаны зависимости высокочастотного сигнала U(t) и log $P_{nep}(t)$ из резонатора с нагружением его полевой эмиссией.



Полевую эмиссию можно наблюдать и по увеличению рентгеновского излучения в соответствии с законом Фаулера – Нордгейма и зависимости $Q_0(E)$. Типичное уменьшение добротности показано на рис.3.21.

На рис.3.22 изображена температурная карта для резонатора, в котором возникает полевая эмиссия. В приведенном примере более 90% энергии электронов передается в тепло.

Среди других методов измерения отметим следующие: с помощью электронных зондов (измерение постоянного тока на СВЧ зондах); по характеристикам волн высших типов, возбуждаемых при полевой эмиссии; по карте рентгеновского излучения с чувствительными фотодиодами; по спектрограммам рентгеновского излучения.





Рис.3.22. Карта температур резонатора с нагружением полевой эмиссией

Зависимость Фаулера – Нордгейма предсказывает, что для получения ускоряющего градиента в сверхпроводящих резонаторах 40 МВ/м (для ILC) ширина царапины или размер частицы должен составлять 1,3 мкм, а для получения ускоряющего градиента 30 МВ/м (для XFEL) ширина царапины или размер частицы должен составлять 3 мкм.

Очень важным при изготовлении резонаторов, свободных от полевой эмиссии, является качество конечных стадий чистки и сборки, обеспечивающие устранение загрязнений. Резонатор и все вспомогательное оборудование должны быть идеально чистыми, предусмотрены откачка и вентиляция без загрязнений. Должны отсутствовать присущие ниобию ограничения в хорошо изготовленном и хорошо подготовленном резонаторе. К сожалению, поверхностные условия сверхпроводящих резонаторов пока еще плохо изучены в сравнении с полупроводниками.

Проблемы, которые являются на сегодня открытыми и должны быть решены, следующие: необходимо найти практический подход, как судить о качестве финальной очистки; упростить процедуру работы в чистой комнате; ответить на вопрос, необходима ли чистка резонатора перед модульной сборкой; какова оптимальная поверхностная обработка с точки зрения полевой эмиссии и как влияет прогрев при 120 °C на полевую эмиссию.

Очевидно, нужно улучшать существующие процедуры, среди которых отметим промывание горячей водой после химической очистки (получается лучшая растворимость и лучшая сушка), улучшение системы промывания при высоком давлении (нет подвижных частей внутри резонатора, известны мощность струи и давление, можно варьировать формы струй), сушка с продуванием.

Существуют альтернативные подходы к чистке. Это звуковое споласкивание, то есть эффективная чистка частицами субмикронных размеров. Необходимо улучшать передаваемую мощность, например, с помощью небольшого генератора, размещенного внутри резонатора, и транспортировку частиц с большой скоростью потока. Возможна и эффективная чистка субмикронных частиц и загрязняющих пленок с помощью сухого льда. Также отметим чистку лазером, плазмой, горячим водяным паром.

Для устранения полевой эмиссии применяют разные виды тренировки. Применяют тренировку эмиттеров при умеренном уровне высокочастотной мощностью и с гелием. Причем режим работы может быть как непрерывный, так и импульсный с короткими импульсами при большом уровне мощности. Применяют и гелиевую тренировку с модификацией абсорбированными газами (примерно секунды) и с взрывным разрушением поверхности (доли секунд, редко). На рис.3.23 показана динамика поверхностного разрушения при пробое.

Часто применяют тренировку большой импульсной мощностью. В этом случае локальное плавление приводит к образованию плазмы и, наконец, к взрыву эмиттера – «звездообразный взрыв», вызванный плазмой. Когда поле растет и эмиссионный ток превышает 10¹¹ А/м², температура в эмиссионной области становится достаточно высокой, чтобы расплавить небольшую область поверхности частицы. Микровыступ эмитирующей частицы может расплавиться, и эмиссия прекратится, но в целом эмиссия от частицы будет продолжаться на том же базовом уровне.

Когда повышают высокочастотное поле в резонаторе, то в первое время отдельные микроэмиттеры плавятся и эмиссионный ток будет нестабильным до тех пор, пока не расплавятся все чувствительные области. Атомы испаряются из расплавленной области. Омический нагрев из-за тока Фаулера – Нордгейма также дегазирует атомы, абсорбированные на поверхности. Расчеты показывают, что при 30 MB/м эмитированные электроны будут приобретать энергию до 30 эВ в микронном слое высокочастотной поверхности, что является достаточной энергией для ионизации газа.



Рис3.23. Динамика поверхностного разрушения при пробое

Затем имеют место события, происходящие за очень короткое время (наносекунды) в присутствии газа, играющего центральную роль. Так как ток полевой эмиссии ионизирует испаряющийся и/или десорбирующийся газ, то ионы ускоряются полем к месту эмиссии. Ионный ток производит вторичные электроны и ионы, которые приводят к дополнительному нагреву поверхности путем бомбардировки, при этом выделяется больше газа. Образующаяся плазма распространяется на несколько сотен микрон. Электронная и ионная бомбардировки из плазмы очищают поверхность. Так как ионы двигаются медленно, их достаточное число аккумулируется около эмиттера, приводя к существенному увеличению электрического поля. Количественно усиление поля зависит от общего тока с эмиттера. Установлено, что когда общий ток приближается к миллиамперному уровню, эмиттер будет возбуждать лавинный разряд, то есть имеется достаточно ионов, чтобы начался разряд, который является лавинообразным разрушением газа, окружающего местонахождение эмиттера. В центре дуги интенсивный ток может расплавить ниобий, произведя жидкие кратеры, испаряя целые эмитирующие места и оставляя осажденную пленку первоначального загрязнения на кратере. Во многих случаях разряд оставляет позади жидкие осколки (рис.3.23). Давление плазмы во время разряда вырывает расплавленную зону и выталкивает капли. Может существовать множество дуг между ионным облаком и ниобием, создающих множество кратеров от одного первоначального эмиссионного места. Кратер и другие расплавленные частицы не эмитируют, поскольку они являются сглаженными местами.

Рассмотренный механизм предлагает путь улучшенной тренировки эмиссионных участков. Для участков с характерными значениями β_{FN} и A_e должно быть увеличено электрическое поле для того, чтобы достичь значения $\beta_{FN} A_e$, соответствующего плотности тока эмиссии более 10^{11} А/м² и приблизиться к нагреву и плавлению на участке поверхности с целью создания достаточной плотности газа. При этом общий ток должен достигать одного ампера, чтобы произошел пробой. Очевидно, для получения необходимого уровня поля требуется большая высокочастотная мощность. Можно использовать короткие высокочастотные импульсы, поскольку взрыв эмиттера происходит очень быстро (наносекунды), когда созреют условия для пробоя.

При тренировке большой импульсной мощностью многоячеечных резонаторов (структуры в вертикальном положении и состоящая из пяти и девяти ячеек) наблюдалось повышение ускоряющего градиента от 10–15 МВ/м до 20–28 МВ/м, но часто с уменьшением добротности. Величина добротности частично восстанавливается после нагрева до комнатной температуры [3.3].

Для получения ускоряющего градиента более 30 MB/м в девятиячеечном резонаторе на частоте 1,3 ГГц необходимы большие входные мощности и новый ввод мощности [3.4].

В табл. 3.3 приведены значения высокочастотной мощности, необходимые для получения напряженности ускоряющего поля 40, 60 и 80 МВ/м при длительностях ВЧ импульса 200, 400 и 500 мкс при работе на девятиячеечный резонатор с нагруженной добротностью 3.10⁶.

На рис.3.24 приведены зависимости собственной добротности сверхпроводящего резонатора в функции напряженности ускоряющего поля без тренировки и при тренировке большой импульсной мощностью, а также после промывки при температуре 300 К.

Таблица 3.3

	Длительность ВЧ импульса, мкс				
$E_{\rm vck}$ MB/m	200	400	500		
	Мощность, МВт				
40	2,45	0,79	0,57		
60	5,5	1,77	1,28		
80	9,77	3,15	2,28		

ВЧ мощность, необходимая для получения разных ускоряющих градиентов при разных длительностях ВЧ импульса для сверхпроводящего резонатора TESLA



Рис.3.24. ∇ – зависимость Q_0 в функции E_{yck} до применения тренировки большой импульсной мощностью; \blacktriangle – с ее использованием; • – после промывки при 300 К

Итак, можно констатировать, что в настоящее время:

- существующая картина полевой эмиссии не завершена, но хорошо обоснована;
- стандартная очистка и процедура сборки позволяют получить характеристики резонаторов очень высокого качества;
- полевая эмиссия (темновой ток) еще являются основным ограничением, если требуются использовать градиенты более 20 МВ/м в многоячеечных ускоряющих резонаторах;
- необходимо дальнейшее улучшение стандартной техники, качества контроля и развитие альтернативных подходов;
- тренировки являются единственным восстановительным инструментом для применения в ускорителях.

3.5. Мультипакторный разряд

В последние годы становится все более важным изучение процесса вторично-электронного резонансного разряда (ВЭРР) – мультипакторного разряда в высокочастотных структурах. Увеличение интереса вызвано двумя тенденциями в области применения сверхпроводящих ускорителей. Это необходимость передачи все более высоких уровней мощности в ВЧ резонаторы и соответственно специальных исследований и проектирования устройств ввода мощности. Кроме этого все увеличивается использование сверхпроводящих резонаторов для ускорения протонов и ионов, диапазон изменения скоростей в которых весьма широк. Если аксиально-симметричные структуры еще можно рассчитывать полуаналитически, то для расчета ускоряющих ячеек нового поколения необходимы трехмерные программы моделирования.

Мультипакторный разряд – это нежелательное резонансное увеличение числа электронов в вакуумной области СВЧ структуры. Электроны могут вылететь с поверхности СВЧ структуры под воздействием электромагнитного поля или вследствие других процессов. Если вылетевшие электроны возвратятся к поверхности за время τ , близкое к длительности нечетного числа полупериодов высокочастотного напряжения, и будут обладать энергиями, при которых коэффициент вторичной эмиссии k_3 больше единицы, то лавина электронов будет возрастать:

$$\tau = (2n_i - 1)T/2, \qquad (3.14)$$

где n_i =1, 2, 3, ... называется порядком ВЭРР. На рис. 3.25 представлены характерные траектории электронов для ВВЭР, соответствующие первому, второму и третьему порядкам.



Рис.3.25. Появление ВЭРР первого, второго и третьего порядков

Нарастание лавины электронов приведет к следующим нежелательным последствиям: возрастанию потерь высокочастотной мощности в тракте, разогреву бомбардируемой электронами стенки.

Возрастание потерь высокочастотной мощности в тракте приводит к уменьшению градиента ускоряющего поля структуры. Разогрев бомбардируемой стенки сверхпроводящего резонатора может инициировать образование квенча, то есть выход части ускоряющей секции из сверхпроводящего состояния. Последнее происходит в случае, если выделяемое в результате нагрева тепло не успевает отводиться. Образование лавинного процесса приводит к разрушению поверхности высокочастотного ввода мощности за счет сильного локального нагрева за короткий промежуток времени. Этот эффект сопровождается не только выделением тепла в стенке, но и преобразованием энергии движения электронов в энергию излучения и механическую энергию.

С целью определения вероятности процессов, указанных выше, анализируется число свободных электронов, число вторичных электронов, полное число электронов и средняя энергия электронов, выживших после последнего соударения. По числу вторичных электронов возможно оценивать вероятность образования лавины. Возрастание полных потерь СВЧ мощности на ускорение электронов и нагревание стенки ввода мощности, можно оценивать по числу полных электронов и средней энергии электронов, выживших после последнего соударения.

Начальный импульс вылетающего электрона является случайным. Можно сделать предположение о косинусном распределении углов вылета электронов с постоянной энергией. Реально энергия вылета электронов имеет распределение с глобальным максимумом 2 ... 5 эВ, создаваемым истинно вторичными электронами. На краю функции распределения находятся не упруго отраженные электроны, а имеются локальные максимумы, соответствующие максимуму с наибольшей энергией вылета вторичных электронов.

Для развития мультипакторного разряда в вакуумном объеме, (то есть в объеме, длина свободного пробега молекул остаточного газа в котором больше размеров рассматриваемого объема) в присутствие высокочастотного электромагнитного поля (при постоянных частоте f, падающей мощности $P_{\text{пад}}$ и отраженной мощности $P_{\text{отр}}$) необходимо одновременно выполнение следующих условий:

• существование такой траектории электрона в электромагнитном поле рассматриваемой структуры, что существует предел последовательности $\lim \sqrt{(r_n - r_0)^2 + (z_n - z_0)^2 + (\phi_n - \phi_0)^2}$, построенной для *n* соударений, где r_n , z_n , ϕ – текущие координаты и фаза частицы, r_0 , z_0 , ϕ_0 – их начальные значения;

• должна существовать равновесная фаза вылета электрона, относительно которой при малом ее отклонении он будет совершать фазовые колебания (соответствуют замкнутым траекториям в обобщенном фазовом пространстве), либо асимптотическое стремление к ней (в обобщенном фазовом пространстве такое поведение соответствует асимптотической траектории);

• состояние поверхности материала должно быть таким, чтобы коэффициент вторичной электронной эмиссии для набранных электроном энергий был больше единицы.

Первые два условия гарантируют набор энергии электрона, не отличающейся от равновесной больше, чем на величину, определяемую третьим условием. Последнее условие гарантирует в свою очередь рождение в результате соударения в среднем (усреднение по полному числу соударений) больше одного электрона.

Скорость нарастания лавины на начальной стадии (при малом числе электронов) определяется числом периодов СВЧ поля, прошедших до первого соударения (порядком мультипактора). Далее определяющим фактором является число вторичных электронов, выбиваемых при соударении со стенкой, то есть зависит от коэффициента вторичной электронной эмиссии. Процесс предлагается характеризовать временем нарастания лавины, под которым понимается время, за которое число электронов увеличится в е раз.

Производя расчет высокочастотного разряда для различных фиксированных уровней мощности, получаем зоны мультипакции, то есть зоны мощности, для которых выполняются все три условия. Однако уровню мощности, отличному от начального, может соответствовать уже другая точка r_N , z_N , φ_N . Среди получаемых зон можно выделить те из них, которые соответствуют одноточечному мультипактору и многоточечным разрядам.

При $P \neq$ const требуется сравнивать скорость изменения мощности со скоростью нарастания лавины. Если изменение мощности настолько велико, что рабочий уровень мощности выходит за пределы зоны мультипакции, то предлагается руководствоваться временем, за которое мощность изменяется на δP – ширину зоны мультипактора. Возможным результатом является то, что при достаточно медленном изменении мощности мультипакторный разряд успеет развиться.

Нестабильность частоты в некотором роде эквивалентна изменению фазы вылета электрона. Здесь условием мультипакции будет являться отсутствие выхода системы за пределы области, ограниченной сепаратрисой в обобщенном фазовом пространстве.

Вообще при изменении падающей мощности и частоты изменяется также и отраженная мощность, то есть расчет в этом случае должен производиться для различных коэффициентов отражения.

Рассмотрим условия существования разряда, когда конечная скорость электрона V_k находится внутри некоторого интервала скоростей $V_{k1}-V_{k2}$, для которого k_3 больше единицы. Энергии электрона eV_{k1} , eV_{k2} , соответствующие скоростям V_{k1} и V_{k2} , называются соответственно первым и вторым критическими потенциалами. Обычные значения этих потенциалов (эВ): $eV_{k1}=20 - 50$ и $eV_{k2}=1500 - 10000$.

Из уравнения движения заряженных частиц в СВЧ поле

$$m\ddot{z} = eE_{_{\rm BY}}\sin(\omega t + \varphi_0) \tag{3.15}$$

получаются выражения для скорости и расстояния в виде

$$v(t) = v_0 + \frac{eE_{\scriptscriptstyle B^{\scriptscriptstyle q}}}{m\omega} \left[\cos\varphi_0 - \cos(\omega t + \varphi_0)\right], \qquad (3.16)$$

$$z(t) = v_0 t + \frac{eE_{\scriptscriptstyle B^{\scriptscriptstyle H}}}{m\omega^2} [\omega t \cos \varphi_0 - \sin(\omega t + \varphi_0)], \quad (3.17)$$

где V_0 – начальная скорость частицы, ϕ_0 – фаза ВЧ напряжения в момент начала движения частиц. Полагаем расстояние между электродами *s*. С учетом условия (3.14), можно из выражений (3.16) и (3.17) получить

$$E_{_{\mathrm{B}\mathrm{Y}}} = \frac{m}{e} \frac{\omega^2 s - (2n_i - 1)\pi\omega v_0}{\pi(2n_i - 1)\cos\varphi_0 + 2\sin\varphi_0}, \ v_k = v_0 + 2\frac{eE_{_{\mathrm{B}\mathrm{Y}}}}{m\omega}\cos\varphi_0.$$
(3.18)

Если принять для упрощения постоянство отношения начальной скорости электрона к конечной $v_0/v_{\kappa} = k_{\nu} = \text{const}$, то уравнения (3.18) будут иметь вид [3.6]

$$E_{\rm Bq} = \frac{m}{e} \omega^2 s G , \quad v_k = \omega s \frac{2 \cos \varphi_0}{1 - k_v} G , \qquad (3.19)$$

rge $G = \left[(2n_i - 1)\pi \frac{1 + k_v}{1 - k_v} \cos \varphi_0 + 2 \sin \varphi_0 \right]^{-1} .$

Зависимость $G(\varphi_{01})$ немонотонная и при некотором значении $\varphi_0=\varphi_{01}$ коэффициент *G* минимален. Из формулы (3.19) следует, что этому минимуму соответствует и минимальное значение $E_{B^{4}}$, при котором может возникнуть мультипакторный разряд. Для $k_{\nu}=0,25$ $\varphi_{01}=21$ при $n_i=1$ и $\varphi_{01}=7,3$ при $n_i=2$. При дальнейшем увеличении напряженности разряд не прекращается, а происходит при меньших углах вылета φ_0 . Очевидно, минимальное значение угла вылета φ_{02} (максимальное значение напряженности), при котором будет еще существовать разряд, определяется условием, когда вылетевший электрон не возвращается на тот же электрод. При $k_{\nu}=0,25$ минимальный угол $\varphi_{01}=-53$. Во всем диапазоне фаз $\varphi_{02}-\varphi_{01}$ разряд устойчив.

Так как коэффициент вторичной эмиссии больше единицы только в определенном интервале конечных скоростей электронов, то мультипакторный разряд в соответствии с выражениями (3.19) возможен лишь в ограниченной области произведения ωs .

Рис.3.26. Первая и вторая области существования ВЭРР.



На рис. 3.26 показаны области существования ВЭРР при *k*_v=0,25 для первой и второй мод. Точками изображены результаты эксперимента.

В соответствии с приведенным рисунком для середины первой зоны $f_s = 0.3 \times 10^3$ МГц·см и $V=10^3$ В получим зазор s = 0.1 см, т.е. напряженность поля составляет 10 кВ/см, что в три раза ниже напряженности электрического поля, при которой возникает пробой в сухом воздухе.

Из выражений (3.19) следует, что резонансная величина СВЧ напряжения для развития ВЭРР $V_{B4} = E_{B4} s$ не зависит от рабочей частоты f_0 при масштабировании размеров.

За последнее десятилетие в процессе исследования явления мультипакторного разряда были разработаны различные средства вычисления. Первоначально преобладал экспериментальный подход. Однако средства исследования мультипакторного разряда развивались быстро. Изначально для определения резонансных условий преобладали аналитические формулы и эмпирические законы. Полный числовой расчет долгое время был невозможен изза сложного взаимодействия между СВЧ полями, необходимости отслеживания траекторий множества частиц и задания точных поверхностных характеристик СВЧ структуры. Однако с увеличением вычислительной мощности были созданы сначала двухмерные, а затем и трехмерные программы исследования мультипакторного разряда, позволяющие определять потенциальную возможность возникновения мультипакторного разряда в новых СВЧ структурах.

В последние годы, численные методы расчета становятся все более и более важными для оценки характеристик СВЧ структур. Они могут быть применены к широкому диапазону как аксиальносимметричных, так и несимметричных структур (соответственно двух- и трехмерные программы расчета). В то время как существуют значительные различия между имеющимися программными приложениями, общий подход для всех один и обычно состоит из трех этапов анализа [3.7, 3.11]. Эти этапы с некоторыми отличиями присутствуют при реализации численного метода расчета в каждой программе. Первый шаг – определение геометрии и вычисление СВЧ полей для данной геометрии. Второй – задание поверхностных свойств СВЧ структуры и введение большого количества частиц в структуру. Далее следует расчет траекторий частиц и как последний этап – идентификация мультипакторного разряда.



Рис.3.27. Характерные графики зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии для меди, ниобия и керамики

При исследовании мультипакторного разряда важную роль в процессе моделирования играет коэффициент вторичной электронной эмиссии, определяемый характеристикой материала внутренней поверхности структуры и влияющий на число вторичных электронов и диапазон энергий, при которых возможно возникновение вторичных электронов. Для каждого материала существует собственная зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии. На рис. 3.27 приведены примеры значений вторичной электронной эмиссии для меди, ниобия и керамики, которые используются при создании устройства ввода мощности.

Двухмерные программы позволяют проводить расчет и анализ лишь аксиально-симметричных структур, что не охватывает ряд важных проблем, связанных с мультипакторным разрядом в несимметричных структурах. Примером такой программы является программа MULTIPAC [3.7]. В основе ее лежит следующее. Ставится краевая задача для уравнений Максвелла, для чего задается граничное условие в виде одного или нескольких замкнутых плоских контуров, ограничивающих односвязные области в плоскости *г z*, имеющих общие точки только на их границе и образующие кривую ненулевой длины (например, рис. 3.28).



Рис. 3.28. Расчетная модель холодного окна в программе MULTIPAC 2.1

Элементам контура ставится в соответствие одно из следующих граничных условий: электрическая Е-стенка, магнитная Н-стенка или условие однозначности решения на общей границе частичных областей. Условия: абсолютно черное тело и неполное отражение моделируется на основе расчета структуры, ограниченной с помощью указанных двух условий. Для моделирования первого условия структура ограничивается последовательно *E*- и *Ĥ*-стенками, положение которых определяется в результате итерационного процесса. На основе полученных двух решений вычисляется решение с заданным коэффициентом отражения. Абсолютное значение поля в узлах сетки вычисляется по уровню падающей мощности, исходя из аксиальной симметрии структуры и распространении волны E_{0n} на ее входе и выходе. Заполнение может быть диэлектриком без потерь с заданным коэффициентом диэлектрической проницаемости. Расчет поля производится методом конечных разностей. По итогам расчета создается файл, содержащий значения электрического и магнитного полей внутри структуры.

Мультипакторный разряд может развиваться только в вакууме. Поэтому следует рассматривать каждый элемент ввода мощности от теплого окна до входа в сверхпроводящий резонатор.

Для полученного распределения поля проводится расчет числа электронов, выживших после *N* соударений. Расчет траекторий проводится интегрированием уравнений движения заряженной частицы в электромагнитном поле методом Рунге – Кутта, а число

рожденных электронов – интегрированием функций распределения.

Точки, в которых наблюдается мультипактор в двухмерной задаче, соответствуют окружностям в исходной трехмерной структуре. Азимутальная компонента начальной скорости электрона полагается равной нулю, а траектория движения считается плоской. Для электронов, находящихся в объеме, рассчитывается обобщенная функция расстояния между точкой вылета электрона и точкой окончания движения. Для указанного электрона строится траектория его движения.

Программа MultP [3.9, 3.10] разработана для исследования мультипакторного разряда в ВЧ ячейках с использованием предварительных результатов численного расчета компонентов полей. Основной задачей являлось создание трехмерной программы с удобным интерфейсом, позволяющей исследовать процесс мультипакторного разряда в СВЧ структурах сложной геометрии.

Программа MultP использует 3D поля, рассчитанные с помощью программы MAFIA или Microwave Studio. Поля разбиты по компонентам и записаны в стандартном текстовом файле. На основе этих данных программа MultP создает новый файл, содержащий интерполяцию всех расчетных полей с установленными значениями **E** и **B** для каждой частицы. Этот файл создается один раз при первом запросе программы. В течение этой процедуры сглаживаются искажения компонент вблизи изогнутых, острых, краеугольных поверхностей, полученных из программы MAFIA. При последующих запусках программы используются обработанные данные полей, что позволяет увеличить скорость расчётов. Геометрия исследуемой конструкции пишется пользователем, и этот файл вносится в список файлов.

Расчет траекторий частиц при мультипакторном разряде является прямым и может быть применен для расчета до десятков тысячи частиц (ограничения накладываются только возможностью компьютера). Для каждой частицы выполняются независимые расчёты траекторий. На каждой интеракции временного шага программа MultP контролирует положение частицы: являются ли она внутренней или внешней относительно стенки конструкции. Внутренние частицы остаются свободными. Внешняя частица восстанавливается в положение как раз перед входом в стенку и ей назначается импульс, направленный в противоположную сторону и соответствующий вторичному электрону. Если частица не может выбить вторичный электрон или если столкновение происходит во время уменьшения фазовой скорости в электромагнитном поле, расчёт для этой частной частицы заканчивается. Число вторичных электронов является неопределенным и зависит от коэффициента вторичной эмиссии. Значение начальной скорости вторичных частиц также неизвестно и внутренний интервал этих значений задается пользователем.

Программа MultP обеспечивает возможность проведения различных исследований мультипакторного разряда и позволяет: отслеживать отдельные электроны; отслеживать группу электронов; определять уровни электрического поля и начальных фаз электронов и определять возможность мультипакторного разряда; моделировать процесс для множества беспорядочно распределенных электронов.

Программа MultP изначально была разработана для исследования мультипакторного разряда в СВЧ резонаторах, в связи с чем был организован только один режим расчета в режиме стоячей волны. Однако необходимость исследования возможности возникновения мультипакторного разряда существует не только для ускоряющих резонаторов, но и для устройств ввода мощности в ускоряющие резонаторы, а эти устройства требуют расчета в режиме бегущей волны. В связи с этим в программе была реализована возможность расчета в режиме бегущей волны.

Программа использует 3D поля, рассчитанные в специализированных программах расчета электромагнитных полей. Поля разбиты по компонентам и записаны в стандартном текстовом файле. Используются не непосредственно эти файлы, а файл, который создает сама программа MultP, содержащий интерполяцию всех расчетных полей. Для осуществления режима бегущей волны необходимо экспортировать два файла, содержащие компоненты 3D поля в структуре со сдвигом фаз $\pi/2$, которые в дальнейшем используются в соответствии с выражениями:

$$E = E(0)\sin(\omega t) + E(\pi/2)\cos(\omega t),$$

$$B = B(0)\sin(\omega t) + B(\pi/2)\cos(\omega t).$$
(3.20)

Таким образом, к настоящему моменту, наряду с уже существующими возможностями, программа позволяет: проводить построение довольно сложных геометрических конструкций; задавать значения коэффициентов вторичной электронной эмиссии для различных материалов; проводить расчет как в режиме стоячей волны (ускоряющие резонаторы), так и в режиме бегущей волны (волноводы). Благодаря этим дополнениям, существующая расширенная версия программы MultiP позволяет проводить расчеты большинства элементов ускоряющих структур [3.12].

При проектировании устройства ввода мощности в сверхпроводящие резонаторы важно выбрать конструкцию таким образом, чтобы не было опасности возникновения мультипакторного разряда, который является причиной ряда негативных последствий, возникающих в процессе эксплуатации устройства. Проведены исследования наиболее опасных в этом отношении элементов устройства ввода мощности в сверхпроводящие резонаторы на примере устройства ввода мощности в сверхпроводящие резонаторы инжектора ускорителя с рекуперацией энергии ERL (рис. 3.29) [3.13]. Исследования затронули область прямоугольного волновода с продольным пазом в широкой стенке, коаксиальный волновод «теплой» части ввода мощности, коаксиальный волновод «холодной» части, а также области «холодного» керамического окна. Для исследования условий возникновения мультипакторного разряда была использована программа MultP.



Рис. 3.29. Устройство ввода мощности в сверхпроводящие резонаторы инжектора ускорителя с рекуперацией энергии ERL

Одной из проблем при передаче СВЧ мощности по волноводу прямоугольного сечения к волноводно-коаксиальному устройству питания сверхпроводящих резонаторов является возможность возникновения мультипакторного разряда в прямоугольном волноводе. Для структур, не обладающих аксиальной симметрией, к числу которых относятся прямоугольные волноводы, требуется трехмерное моделирование процесса мультипакторного разряда, учитывающее несимметрию электромагнитного поля в структуре, в связи с чем была использована программа трехмерного моделирования мультипакторного разряда MultP [3.9, 3.10].

Рассмотрим два варианта конструкции с размерами 165×85,5 мм – гладкий волновод и этот же волновод, но с продольным пазом 5×5 мм в середине широкой стенки. Величина СВЧ мощности изменяется в диапазоне от 100 до 450 кВт.

Оценочные статистические расчеты проводились с 1000 первичных частиц в структуре, скорость первичных электронов 1 эВ. Коэффициент вторичной эмиссии металла 3. Подобное приближение сделано в связи с оценочным характером расчетов при малом числе первичных электронов.

На рис. 3.30 представлено распределение электрической составляющей электромагнитного поля в продольном сечении гладкого волновода (а) и волновода с продольным пазом в середине широкой стенки (б). Электромагнитные поля рассчитывались с помощью программы MWS на сетке приблизительно с 100 000 элементов.

Результаты расчета показали, что в гладком волноводе при значениях мощности более 180 кВт возникает мультипакторный разряд низких порядков. На рис. 3.31 приведены результаты статистического расчета возможности возникновения мультипакторного разряда в гладком волноводе и с продольным пазом.



Рис.3.30. Распределение электрического поля: а – в гладком прямоугольном волноводе; б – в волноводе с пазом вдоль широкой стенки

На рис. 3.31 показаны область распределения электронов и график зависимости числа частиц в структуре от числа CBЧ периодов при уровне передаваемой мощности 200 кВт. Из рис. 3.31,а видно, что число частиц в структуре спустя 50 CBЧ циклов начинает экспоненциально увеличиваться в области, показанной более темным цветом, что означает возможность возникновения мультипакторного разряда в указанной области. Наличие паза позволяет избежать или снизить порядок мультипакторного разряда во всем исследуемом диапазоне передаваемых мощностей.



Рис.3.31. Области распределения электронов и график зависимости числа частиц в структуре от числа ВЧ периодов при уровне передаваемой мощности 200 кВт для гладкого волновода (а) и с пазом (б)

Из рисунков отчетливо видно, что наличие паза вносит незначительные изменения в структуру распределения поля, что не влияет на функциональность устройства, однако позволяет изменить траекторию вылетающих с поверхности электронов, и тем самым избежать или снизить порядок мультипакторного разряда.

Результаты проведенных расчетов совпадают с экспериментальными данными, которые были получены в лаборатории физики элементарных частиц Корнельского университета (США) и представлены в работе [3.14].

Важным элементом, требующим рассмотрения с точки зрения возможности возникновения мультипакторного разряда в устройстве ввода мощности, является керамическое окно. При возникновении мультипакторного разряда в области керамических окон возможен их перегрев и, как следствие, нарушение их целостности.

Исследовалась область холодного керамического окна в вводе мощности проекта ERL. Размер диаметра внешнего проводника коаксиальной линии «теплой» части (между «теплым» и «холодным» окнами) составляет D = 62 мм, внутреннего проводника d = 28,8 мм. Размер диаметра внешнего проводника коаксиальной линии «холодной» части (между окном и резонатором) составляет D = 62 мм, внутреннего проводника d = 22,8 мм. Оценочные статистические расчеты проводника d = 22,8 мм. Оценочные статистические расчеты проводились с 1000 первичных частиц в структуре, скорость первичных электронов 1 эВ. Коэффициент вторичной эмиссии металла для диапазона энергий соударения частиц с поверхностью 50 – 1500 кВ был равен 3. Коэффициент вторичной электронной эмиссии для керамики был задан равным 6. Электромагнитные поля рассчитывались с помощью программы MWS с разбиением сетки ~ 30 000 элементов.

Результаты расчета показали возможное наличие мультипакторного разряда в диапазоне мощностей приблизительно от 50 вплоть до 4000 кВт. При уровнях мощности до 200 кВт области возможного мультипакторного разряда расположены ближе к коаксиальным линиям, при более высоких уровнях эти области смещаются ближе к керамике. На рис. 3.32,а и рис. 3.32,б показаны области, в которых наблюдается лавинное увеличение числа электронов.


а



Рис.3.32. Результаты оценочного статистического расчета при уровнях мощности: а – 100 кВт; б – 700 кВт

На рис. 3.33 и 3.34 представлен пример результата статистического расчета и характерные траектории движения электронов в опасных областях при уровне мощности 250 кВт.

По характеру траекторий движения электронов было определено, что при уровнях мощности до 500 кВт порядок возможного мультипакторного разряда не ниже 6.



Рис.3.33. Результат статистического расчета при уровне мощности 250 кВт



Рис.3.34. Траектории электронов при уровне мощности 250 кВт

Возникновение мультипакторного разряда в резонаторе может являться одним из факторов, ухудшающих его ожидаемые характеристики, а именно, ограничивать максимально достижимый ускоряющий градиент в структуре. В связи с этим исследование проектируемых ускоряющих структур на возможность возникновения в них мультипакторного разряда является неотъемлемой частью ещё на стадии разработки. Подобные оценки позволяют избежать значительных убытков в процессе эксплуатации устройств.

С разработкой эллиптического профиля резонатора значительно уменьшилась вероятность развития мультипакторного разряда в ускоряющих структурах со скоростью, равной скорости света. В резонаторе с закругленной формой электроны дрейфуют к области нулевого поля на экваторе (рис.3.35). Здесь электрическое поле так мало, что вторичные электроны не могут получить достаточно энергии, чтобы возродиться (возможен только двухточечный мультипактор). Однако мультипакторный разряд еще является помехой для структур с низкой скоростью частиц, а также для устройств ввода мощности.



Рис.3.35. Траектории вторичных электронов в резонаторе эллиптической формы

Результаты статистического расчета по программе MultP показали, что при ускоряющем градиенте от 5 до 25 MB/м обнаруживается экспоненциальное увеличение числа электронов. На рис. 3.36 представлен пример статистического расчета при ускоряющем градиенте 8 MB/м. С помощью статистического расчета выявлено, что во всем диапазоне ускоряющих градиентов, при которых наблюдается экспоненциальное увеличение числа электронов, наибольшую опасность в отношении возможности возникновения мультипакторного разряда представляет область экватора. Дальнейшее исследование движения отдельных электронов в области экватора показало наличие стабильных мультипакторных траекторий, присущих двухточечному мультипакторному разряду первого порядка при ускоряющем градиенте 25 MB/м. На рис. 3.37 приведен пример траектории электрона, вылетающего из точки с координатами x = 0,00006788, y = 0,09854713, x = 0,00500491.



Рис.3.36. Пример статистического расчета при ускоряющем градиенте 8 МВ/м



Рис.3.37. Траектории электрона при ускоряющем градиенте 25 МВ/м

Резонаторы из разных проектов имеют разные значения фазовой скорости и частоты. Несмотря на это их геометрия может быть нормирована на длину волны (рис.3.38). Как показывают расчеты, у различных форм экватора в резонаторах, таких, как в JLAB-OC, JLAB-HG и JLAB-LL энергия соударения может быть снижена от 42 эВ до 25 эВ. Поэтому среди резонаторов предпочтительной в отношении недопущения развития мультипакторного разряда является форма с относительно плоским экватором.

Появление мультипакторного разряда в сверхпроводящих ускоряющих резонаторах можно определить по величине и форме прошедшего высокочастотного сигнала, по частым пробоям высокочастотного поля во время тренировки (наподобие квенча), с помощью детекторов рентгеновского излучения и электронных датчиков, показывающих активность в момент пробоя, а также по результатам снятия температурной карты.



Рис.3.38. Сравнение нормированных форм резонатора

Тренировка занимает время от секунд до часов (при одноповерхностных мультипакторных разрядах тренировка мало помогает, а двухповерхностные разряды могут быть подавлены при тренировке). Очень важно иметь в виду, что необходима повторная тренировка после поднятия температуры до комнатной.

3.6. Понижение добротности

На экспериментально полученных зависимостях собственной добротности сверхпроводящих резонаторов в функции изменении величины ускоряющего градиента (без полевой эмиссии) можно выделить три участка, указанные на рис.3.39. Такая картина обычно наблюдается в электрополированных и термически не обработанных резонаторах. Участок кривой ІІІ относится к эффекту отжига. Почти все резонаторы из ниобия показывают понижение добротности (коэффициент понижения добротности 2...5 в сравнении с добротностью при низком уровне поля). Когда применяют термическую обработку в течение, например, двух дней при температуре 110 – 125 °C в условиях сверхвысокого вакуума, снижение добротности исчезает и можно получить высокий ускоряющий градиент, часто достигающий 40 МВ/м.

Спад собственной добротности с увеличением ускоряющего градиента не является жестким ограничением на применение резонаторов при высокой напряженности поля. Но при этом следует учитывать увеличение криогенной нагрузки, что приводит к увеличению стоимости или ограничению рабочего ускоряющего градиента.

Понижение добротности, которое обычно появляется в измеренной зависимости $Q_0(E_{vck})$ сверхпроводящих ниобиевых резонаторов, анализируют с использованием двух моделей: модели глобального нагрева и модели проникновения магнитного поля. Экспериментальная зависимость $Q_0(E_{vck})$ хорошо объясняется при комбинации этих моделей. Халбриттер [1.6] объясняет этот эффект как кислородную диффузию из поверхности, загрязненной кислородом в ниобий. Аналогичное понижение добротности наблюдается также в химически обработанных резонаторах, но эффект отжига здесь сказывается меньше, чем в предыдущих экспериментах. Кноблох [3.2] связывает понижение добротности в III области с увеличением магнитного поля на поликристаллических граничных поверхностях шва, образованного при сварке по экватору электронным лучом половинок ниобиевых резонаторов. Появляется и локальный нагрев из-за нарушения сверхпроводящего состояния при увеличении поля.



Рис.3.39. Понижение добротности в электрополированных и термически не обработанных резонаторах из ниобия

До сих пор, однако, нет полного объяснения понижения добротности, основанного на характеристике сверхпроводимости. В

работе [3.15] приводится простая модель, которая объясняет понижение добротности во II и III областях с помощью BCS схемы.

Эта модель трактуется как комбинация глобального нагрева изза слабой теплопроводности сверхпроводников и эффекта проникновения высокочастотного магнитного поля, которое уменьшает запрещенную энергетическую зону с увеличением высокочастотного поля. Эти оба эффекта вызывают рост поверхностного сопротивления от поля, что приводит к снижению добротности.

На рис.3.40 приведена зависимость собственной добротности резонаторов в функции максимального магнитного поля на поверхности $Q_0(B_{\text{макс}})$ для резонатора из ниобия, подвергнутого химическому травлению и электрополировке. С ростом магнитного поля (при $B_{\text{макс}} > 90 - 100 \text{ мTл}$) наблюдается резкий спад собственной добротности такого резонатора из-за роста высокочастотных потерь. Этот спад происходил без обнаружения рентгеновского излучения, то есть при отсутствии полевой эмиссии. После термической обработки резонатора при температуре $100 - 140^{\circ}$ С в течение 48 часов значительно снижался спад собственной добротности.



Рис.3.40. Зависимость *Q*₀(*B*_{макс}) без присутствия полевой эмиссии при разных технологиях обработки поверхности резонатора

О влиянии термической обработки на характеристики сверхпроводящего одиночного резонатора на частоте 1,3 ГГц можно судить также по данным Корнельского университета, представленным на рис. 3.41. Резонатор сделан из поликристалла ниобия с неровностями 5 – 10 мкм. Спад добротности еще имеет место и после термической обработки.



для одиночного резонатора

Недостатки химического травления могут быть исправлены термической обработкой. Это – универсальное средство обработки, 800 °С или 1350 °С, с электрополировкой или полировкой при химическом травлении. Рис.3.42 наглядно показывает преимущества электрополировки с последующей термической обработкой.



Рис.3.42. Зависимость $Q_0(E_{yck})$ для одиночного резонатора при разной технологии – тонкая пленка Nb/Cu, – ниобиевый резонатор, химическое травление и электрополировка, – химическое травление и отжиг, – электрополировка и отжиг

На рис.3.43 изображены результаты исследования ячейки из поликристаллического материала (размер зерен 1–5 мм), обработанной химическим травлением и имеющей неровность поверхности после очистки на финальной стадии в пределах 5–10 мкм. Здесь же приведено сравнение ее с ячейкой, испытанной без термической обработки. Следует заметить, что спад добротности возвращается после термической обработки. Спад добротности возвращается для больших поликристаллов, обработанных химическим травлением, как и в одиночных кристаллических резонаторах.

При отжиге в «воздухе» восстановление спада добротности несколько улучшается (рис. 3.44) и повышается остаточное сопротивление. Однако отжиг в «воздухе» менее эффективен, чем отжиг при ультравысоком вакууме.

Спад добротности возвращается для всех резонаторов, изготовленных из поликристаллического ниобия и обработанных электрополировкой и отожженных при 800 °C / 1400 °C.



Рис.3.43. Зависимость *Q*₀(*E*_{уск}) для резонатора из поликристаллического ниобия с химическим травлением и без него

Итак, понижение добротности является общим для химического травления, электрополировки большого поликристалла ниобия и монокристалла ниобия. Начало спада добротности отмечается выше для низкой плотности границ кристалла.

Стандартный рецепт термической обработки следующий. Тренировка при температуре110 – 125 °С в течение 1 – 2 дней в условиях сверхвысокого вакуума. Полностью собранный резонатор после обработки должен находиться в чистой комнате.



Рис.3.44. Зависимость $Q_0(E_{vck})$ для резонатора при отжиге на воздухе

Альтернативой является более высокая температура (135 – 150 °C) в течение 3 – 12 часов в условиях сверхвысокого вакуума. Резонатор должен быть полностью собран. В Сакле применяют открытый отжиг на воздухе, а в ДЕЗИ – в азоте. Для массового производства резонаторов хороша процедура открытого прогрева на воздухе при температуре 110 °C в течение 60 часов.



Рис.3.45. Динамика повышения ускоряющего поля для сверхпроводящего резонатора

Основные выводы для объяснения снижения добротности сверхпроводящих резонаторов при увеличении ускоряющего напряжения сводятся к следующему:

- модель глобального нагрева не может объяснить уменьшение собственной добротности на экспериментальной зависимости Q₀ (E_{yck}) в области высокого градиента (область III). Вероятно, нужно учитывать и проникновение магнитного поля, однако предположение об этом должно быть подтверждено будущими экспериментальными исследованиями;
- снижение собственной добротности определяется магнитным полем на поверхности. Понижение добротности в области III в химически полированных резонаторах должно быть связано и с повышением поля из-за неровности поверхности;
- термическая обработка позволяет не допустить спада собственной добротности для всех резонаторов, прошедших электрополировку. Она позволяет уменьшить спад собственной добротности для резонаторов из крупного поликристалла и монокристаллов, прошедших предварительное химическое травление. Термическая обработка увеличивает концентрацию кислорода внутри материала на глубине проникновения СВЧ поля. Но нет соответствующих результатов для резонаторов из мелкозернистых поликристаллов, прошедших предварительное химическое травление.

Глава 4 КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ

4.1.Особенности устройств ускорителей со сверхпроводящими резонаторами

В настоящей главе рассмотрены наиболее важные узлы сверхпроводящих ускоряющих резонаторов, а именно, коаксиальные и волноводные устройства вводов мощности в ускоряющие резонаторы, устройства вывода из резонаторов волн высших типов, элементы высокочастотного тракта многосекционных линейных ускорителей со сверхпроводящими резонаторами, а также некоторые конструкции сверхпроводящих резонаторов для ускорителей электронов и протонов.

Вводы высокочастотной мощности в нормально проводящие резонаторы должны выполнять две основные функции:

- обеспечивать эффективную связь источника ВЧ мощности с нагрузкой,
- выполнять функции вакуумного барьера между заполненной воздухом или газом передающей линией и вакуумным объемом резонатора.

Аналогичные функции выполняют и выводы мощности из генераторов и усилителей высокочастотных колебаний. При рассмотрении вводов мощности в сверхпроводящие резонаторы эти функции сохраняются, однако существует несколько довольно важных отличий в конструкции и условиях эксплуатации, а именно:

 Ввод мощности соединяет конструкции ускоряющей системы, находящиеся при комнатной температуре, с криогенной системой при температуре 2 – 4,2 К. Должны быть низкие потоки тепла между окружением снаружи при комнатной температуре и окружением внутри при криогенной температуре (от 2 до 4,5 К). Поэтому необходимо проведение точных тепловых расчетов, тщательное размещение тепловых экранов и/или активного охлаждения. Конструкция должна выдерживать статические и динамические тепловые нагрузки так, чтобы они не доминировали в общей тепловой нагрузке на криостат.

- Холодная часть ввода мощности будет служить своего рода криогенным насосом, адсорбируя на поверхности остаточный газ. Быстрая десорбция этого газа под воздействием СВЧ полей может стать причиной дугового или искрового разряда. Это происходит из-за бомбардировки поверхности электронами во время мультипакторного разряда.
- СВЧ потери в сверхпроводящем резонаторе пренебрежимо малы по сравнению с мощностью пучка. Ввод мощности проектируется таким образом, чтобы передавать всю мощность только пучку. Следовательно, внезапное изменение или потеря пучка приводит к тому, что системе обратной связи приходится поддерживать амплитуду ускоряющего поля постоянной и/или предотвращать большие отражения СВЧ мощности.
- Наконечник ввода мощности находится в пролетном канале пучка. Погружение в ячейку резонатора может приводить к локальному повышению магнитного поля или непредсказуемому мультипакторному разряду. Кроме того, необходимо минимизировать возмущение поля в резонаторе в месте подсоединения ввода мощности с тем, чтобы уменьшить влияние создаваемой асимметрии поля на характеристики ускоряемого пучка. Для этого используют сдвоенные вводы мощности, компенсирующие штыри и др.
- Вводы мощности для сверхпроводящих резонаторов должны работать в широком диапазоне изменения импеданса нагрузки: от условия согласования, когда резонатор нагружен пучком, до полного отражения при произвольной фазе без нагрузки пучком. Поэтому в ряде конструкций таких вводов мощности должны быть предусмотрены возможности регулировки коэффициента связи передающей линии с ускоряющими резонаторами.
- Должна быть обеспечена чистая процедура сборки криомодуля для минимизации риска загрязнения сверхпроводящего резонатора. Поэтому в конструкции предусматривается холодное окно, которое может работать при высоких полях.

Надежность компонент определяется количеством пробоев в час. По этому критерию вводы мощности показывают себя как самый критичный компонент системы. Однако аккуратный сбор данных показывает, что зачастую пробои в вводах мощности являются вторичными эффектами. Основной упор при рассмотрении делается на время возникновения необходимых условий для пробоя. Его можно объяснить мультипакторными явлениями – вторичным электронным разрядом. Появление вторичных электронов при столкновении зависит от энергии столкновения и состояния поверхности. Для чистой медной поверхности коэффициент вторичной эмиссии составляет 1,2. Загрязненная поверхность или абсорбирующие газы увеличивают этот коэффициент на 50%. Очень опасно в отношении мультипактора окно из Al₂O₃, поскольку коэффициент вторичной эмиссии доходит до 6. Порядок мультипакторного разряда определяется временем пролета электронов, нормированным на период ВЧ поля. Более стабильным, но и более опасным, является мультипактор низших порядков. Для коаксиальной линии опасны первые шесть порядков.

Нами рассмотрены коаксиальный и волноводный варианты устройств регулируемых и нерегулируемых вводов большой средней/импульсной мощности. На примере коаксиального регулируемого ввода средней мощности 75 кВт [4.1–4.6] показаны особенности электродинамических и тепловых расчетов таких устройств.

Другой важный узел сверхпроводящих ускоряющих резонаторов – это устройство вывода волн высших типов (ВВТ) из резонатора. Известно, что при пролёте электронного пучка в ускоряющей секции линейного ускорителя, работающего как в режиме бегущей, так и стоячей волн, генерируется широкий спектр волн различных типов с разными резонансными частотами, в том числе и дипольные волны высших типов. Этот эффект оказывает отрицательное влияние на работу ускорителя, так как при этом часть энергии пучка отдаётся ВЧ полю, но гораздо более существенным с точки зрения динамики пучка является взаимодействие наведенных волн с пучком. Наведённые поля обладают поперечными электрическим и магнитным компонентами на оси и, следовательно, отклоняют следующие сгустки. Это может привести к нестабильности пучка – вызвать значительное увеличение поперечного и продольного эмиттанса пучка и в итоге привести к расширению энергетического спектра частиц и даже к потере частиц на стенках, а при увеличении тока пучка к его полной потере.

Демпфирование BBT играет все более важную роль в достижении и сохранении низкого эмиттанса и низкой модуляции энергии пучков в ускорителях, особенно в ускорителях, основанных на сверхпроводящей технологии.

Очень большие значения собственной добротности Q_0 из-за сверхпроводящего состояния стенок резонатора, которое является преимуществом перед резонаторами с нормально проводящими стенками в случае ускоряющей моды, делают импеданс пучка на ВВТ также очень высоким. Это может привести к сильному взаимодействию пучок-резонатор, вызывая рост эмиттанса, расширение энергетического спектра от сгустка к сгустку и/или дополнительной криогенной нагрузке.

В настоящей главе представлен обзор существующих устройств вывода волн высших типов из сверхпроводящих ускоряющих резонаторов, а также результаты исследований авторов по волноводным устройствам вывода этих волн [4.7–4.15].

В многосекционных ускорителях со сверхпроводящими резонаторами питание секций осуществляется от фазируемых источников СВЧ мощности. В большинстве случаев источником мощности служит усилительный клистрон. Нами рассмотрены некоторые устройства высокочастотного тракта коллайдера TESLA [4.16 – 4.24], обеспечивающие эффективную передачу мощности от клистронов в ускоряющие секции. Система питания ускорителя TESLA обладает типичными чертами CBЧ системы многосекционного ускорителя и особенностями, обусловленными спецификой питания сверхпроводящих ускоряющих секций. По такой же схеме предполагается создание ускорительного комплекса XFEL [4.25]

Основная схема ускорителя предполагает использование ускоряющих резонаторов, разработанных для экспериментальной установки TESLA Test Facility (TTF) [2.3].

Система СВЧ питания должна обеспечить разведение мощности СВЧ генератора к этим входным волноводам. К каждому резонатору в номинальном режиме подводится мощность 231 кВт. Необходимая регулировка мощности СВЧ питания каждого ускоряющего резонатора в диапазоне составляет ± 30 кВт от номинальной, а диапазон независимой регулировки фазы ускоряющего поля в резонаторах $\pm 50^{\circ}$. Выбор значения внешней добротности ускоряющего резонатора (или коэффициента связи передающей линии с резонатором) определяется шунтовым сопротивлением, собственной добротностью, уровнем поступающей мощности и величиной ускоряемого тока.

Ниже приведены результаты разработок по созданию таких важных компонентов волноводного тракта питания многосекционных ускорителей со сверхпроводящими резонаторами, как регулируемые направленные ответвители и волноводные согласующие устройства на основе двойного тройника с подвижными короткозамыкателями.

4.2. Вводы ВЧ мощности в сверхпроводящие резонаторы

4.2.1. Коаксиальные и волноводные вводы мощности

В различных ускорителях используются устройства ввода мощности, как на основе прямоугольных волноводов, так и коаксиальных линий. Оба типа имеют свои преимущества и недостатки. Сравним два типа этих устройств по ряду характеристик.

- При одинаковой передаваемой мощности максимальное электрическое поле для стандартного волновода на частоте 1.3 ГГц составляет 400 кВ/м. Для коаксиальной линии с внешним диаметром, равным размеру узкой стенки волновода, эта величина составляет 800 кВ/м. Если увеличить диаметр коаксиальной линии таким образом, чтобы ее сечение было таким же, как и в волноводе, то по этому критерию конструкции сравняются.
- Для обоих приведенных выше примеров потери мощности составляют примерно 1 кВт на метре длины. Для коаксиальной линии около трети потерь приходится на внешний проводник, но основная часть выделяется на внутреннем проводнике. Тепло с него может быть снято без нагрузки на криогенную зону (конструкция с одним теплым окном), или через второе (холодное) окно при температуре 70 К.
- В области низких частот волноводные вводы мощности становятся слишком громоздкими. Изготовление прямоугольного волновода с хорошим медным напылением в углах гораздо более сложная задача, нежели создание круглой трубы. К тому же фланцы для круглых труб легче конструировать и собирать. С другой стороны, большие размеры волноводного ввода мощно-

сти обеспечивают более высокую скорость откачки, а отсутствие центрального проводника делает устройство более простым и легче охлаждаемым.

- Подстройка коэффициента связи ввода мощности может быть очень полезной для компенсации погрешностей при производстве, неравномерности поля в резонаторе и при изменении тока пучка. Для коаксиального ввода мощности это может быть сделано за счет перемещения наконечника внутреннего проводника ближе к пролетному каналу пучка. Изменение коэффициента связи для волноводного ввода мощности является сложной задачей. Небольшая подстройка коэффициента связи может быть получена при использовании трехшлейфового согласующего трансформатора в конце волноводной линии. Но это приведет к возникновению дополнительной стоячей волны в передающей линии.
- Коаксиальные вводы мощности имеют меньшие утечки тепла и позволяют относительно легко изменять уровни мощности мультипактора путем изменения диаметра и/или импеданса коаксиальной линии.
- ВЧ окна для волноводных вводов мощности обычно планарной конструкции с одной или более керамикой разной формы и иногда переменной толщины.
- Коаксиальные вводы мощности требуют коаксиальноволноводных переходов. Более часто используются переходы типа «дверная ручка» («door knob»). В коаксиальных вводах мощности могут быть использованы окна различных форм: коаксиальный диск, цилиндрические и конические. Цилиндрические окна являются частью волноводно-коаксиального перехода, в то время как дисковые и конические – частью самой коаксиальной линии.

СВЧ окна отделяют газонаполненную часть системы от вакуумной. В большинстве случаев они делаются из керамики, основным компонентом (95% – 98%) которой служит Al₂O₃. В связи с высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии необходимо использовать Ti, TiN или другое напыление для препятствования развития мультипакторного разряда.

В табл. 4.1 суммированы основные достоинства и недостатки волноводных и коаксиальных вводов мощности.

Наиболее часто наблюдаемое повреждение окон проявляется в появлении металлического напыления под действием взрывной эмиссии или дугового разряда. В результате локальный перегрев может привести к механическим нагрузкам и разрушению керамики. Иногда дугу можно наблюдать без явных причин. Эффективным методом борьбы с пробоями по поверхности керамики является уменьшение зернистости керамики.

В устройствах ввода мощности обычно используются одно или два окна. Второе (холодное) окно может быть присоединено к резонатору в условиях чистой комнаты, таким образом будет снижен риск загрязнения резонатора. Теплое окно присоединяется после подключения резонатора в вакуумной системе. При этом вакуум между двумя окнами достигается независимо.

Таблица 4.1

Вариант	Достоинства	Недостатки		
Волноводный	 простота устройства 	 большие размеры 		
	- легкость охлаждения	 большие утечки тепла 		
	- высокая скорость откачки	- трудно сделать регулировку		
	-	коэффициента связи		
Коаксиальный	- компактность	- сложная конструкция устрой-		
	- малые утечки тепла	ства		
	- легко сделать регулировку	- плохая регулировка уровня		
	коэффициента связи	мощности		
	- легко изменить уровни	 трудности охлаждения 		
	мощности мультипактора	 малая скорость откачки 		

Характеристики волноводного и коаксиального вводов мощности

На холодную часть ввода мощности воздействуют как статические, так и обусловленные СВЧ полем тепловые нагрузки. Внешний проводник разделен теплоотводом в 70 К и в 4 К, если резонатор работает при 2 К. Или же он может охлаждаться обратным потоком охлаждающего контура резонатора для снижения тепловой нагрузки в криогенную зону. Внутренний проводник может охлаждаться водой или холодным газом. В случае использования второго, холодного, окна тепловой поток через керамику может быть существенным при небольшой средней мощности (2 кВт) как например в TESLA.

Перед использованием ввод мощности проходит тренировку, так как передача максимальной СВЧ мощность не может быть немедленно получена на новом устройстве. Ввод мощности снабжают различными видами датчиков для анализа эффектов во время тренировки и/или в качестве блокировок:

- вакуумными манометрами, однако эти манометры имеют низкую чувствительность из-за того, что холодная поверхность работает как крионасос;
- датчиками, регистрирующими электронный или ионный ток;
- световыми сенсорами (фотоумножителями или диодами) для регистрации световых явлений;
- инфракрасными сенсорами, которые могут измерять температуру окна. Для получения косвенной информации о росте температуры используют размещаемые снаружи платиновые терморезисторные датчики.

Отдельные вводы мощности могут демонстрировать специфическое поведение во время тренировки. Вот некоторые наиболее общие проявления, полученные в нескольких лабораториях:

- часто вакуум ухудшается на определенных уровнях мощности,
- в это же самое время появляется ток на коллекторе (в основном электронный, о чем можно судить по смещению напряжения);
- одновременно регистрируются вспышки света на тех же уровнях мощности.

Наиболее правдоподобное объяснение такого поведения состоит в том, что мультипакторные электроны бомбардируют поверхность, вызывая десорбцию сконденсированного газа. С помощью анализатора остаточных газов выявляется наличие воды на начальных этапах тренировки. На низких уровнях мощности присутствуют гидрокарбонаты и оксиды углерода. Поэтому производят тренировку, то есть очистку поверхности от остаточного газа за счет электронной бомбардировки. Тренируют при высоком и стабильном уровне десорбции, не допуская резкого ухудшения вакуума, которое может привести к искровому разряду или пробою. Важными условия для быстрой тренировки являются отжиг поверхности и высокая скорость откачки ввода мощности, особенно в районе окон.

4.2.2. Устройства ввода большой мощности в сверхпроводящие резонаторы

В табл. 4.2 и 4.3 представлены характеристики вводов большой средней и импульсной ВЧ мощности. Эти вводы разработаны для

сверхпроводящих резонаторов, которые были испытаны при высоком уровне ВЧ мощности. В таблицах приведены частота, на которой работают вводы мощности, тип ввода (коаксиальный или волноводный), тип используемого окна, величина внешней добротности и диапазон ее изменения, максимальная мощность, на которую рассчитаны и при которой испытаны устройства, режим работы (бегущая или стоячая волна). В случае вводов импульсной мощности указаны также длительность и частота высокочастотных импульсов.

Таблина 4.2

Установка	Частота,	Тип	ВЧ окно	$Q_{\scriptscriptstyle \mathrm{BH}}$	$P_{\text{макс}}, \kappa \text{Вт}$	Режим
	ΜГц					
LEP2/	352	Коаксиал,	Цилиндр	2.10^{6}	Испытано 565	Бег.
SOLEIL		фикс.			Рабочее 150	волна
[4.26]						
LHC	400	Коаксиал,	Цилиндр	2.10^4 -	Испытано 500	Бег. и ст.
[4.27,4.28]		регул.		$3,5.10^{5}$		волны
HERA	500	Коаксиал,	Цилиндр	$1,3.10^{5}$	Испытано 300	Бег. вол-
[4.29]		фикс.	_		Рабочее 65	на
CESR (c	500	Волновод,	Волновод	2.10^{5}	Испытано 250	Бег. и ст.
пучком)		фикс.	3 диска		Рабочее 155	волны
[4.30,4.31]		_				
TRISTAN/	509	Коаксиал,	Коакс.	7.10^{4}	Испытано 800	Бег. и ст.
KEK/BEPC		фикс.	диск		Рабочее 400	волны
-II [4.32 –		_				
4.34]						
ART	700	Коаксиал,	Коакс.	2.10^{5} –	Испытано 1000	Бег. и ст.
[4.35]		регул.	диск	6.10^{2}	Рабочее 850	волны
ERL ин-	1300	Коаксиал,	Цилиндр	$9.10^4 -$	Рабочее 61	Бег.
жектор		регул.	(холодное	8.10^{2}		волна
[3.5, 4.36 –			и теплое)			
4.37]						
JLAB FEL	1500	Волновод,	Волновод-	2.10^{6}	Испытано 50	Очень
[4.38]		фикс.	ное,		Рабочее 35	низкое
			плоское			ΔT

Вводы большой средней мощности

Вводы мощности в установках HERA, LEP2 и TRISTAN представляют первое поколение вводов большой средней мощности. Эти вводы мощности во время испытаний продемонстрировали, что они способны передать сотни киловатт высокочастотной мощности. Однако из-за специфики ускоритель/резонатор они были ограничены при работе уровнем мощности 100 кВт. Тем не менее эти вводы мощности обеспечили неоценимый опыт изготовления, тестирования, работы и поддержания больших систем (288 ввода мощности в LEP). Из первого поколения до сих пор работают только вводы HERA.

Вводы мощности второго поколения были разработаны с учетом полученного опыта и знаний и в некоторых случаях были улучшенными версиями старых вводов мощности (LHC, KEKB, JLAB FEL), но в то же время появлялись и новые устройства (APT, CESR). Эти вводы мощности достигли впечатляющих уровней мощности 1 МВт на испытательном стенде (APT) и 380 кВт в работе (KEKB).

В качестве примера волноводного ввода мощности на рис.4.1 изображен ввод мощности в В-ячейку резонатора (CESR, Корнельский университет) с фиксированной связью $Q_{\rm BH}=2\cdot10^5$ через связующую щель в пролетной трубке. Так как мультипакторный разряд в холодной секции вакуумированного волновода представлял некоторые трудности в CESR, то к внешней части волновода были добавлены соленоидальные катушки.

Ввод мощности для ускорителя КЕК показан на рис.4.2. Он является улучшенным вариантом длительное время работающих 32 вводов мощности TRISTAN и имеет фиксированную связь при $Q_{\rm BH}=7\cdot10^4$. Керамическое окно толщиной 10 мм в виде коаксиального диска сделано из алюминия чистотой 95%. Для уменьшения коэффициента вторичной эмиссии поверхность окна покрыта пленкой TiN_xO_{1-x} толщиной 100 ангстрем. Импеданс коаксиальной линии диаметром 120 мм составляет 50 Ом. Внутренний проводник сделан из электрополированной меди и охлаждается водой. Внешний проводник стальной, покрытый медным слоем, и охлаждается гелием при температуре 4 К с потреблением 8 л/мин.

Таблица 4.3

Установка	Частота, МГц	Тип	ВЧ окно	$\mathcal{Q}_{\scriptscriptstyle\mathrm{BH}}$	Р _{макс} , МВт	Длительность импульса, мс	Частота, Гц
SNS [4.39, 4.40]	805	Коаксиал, фикс	Коакс. диск	7·10 ⁵	Испытано 2 Рабочее 0,55	1,3	60
J-PARC [4.28]	972	Коаксиал, фикс.	Коакс. диск	5·10 ⁵	Испытано 1,9	0,63	25
FLASH [4.41]	1300	Коаксиал, регул. (FNAL)	Конич. (хол.) Волн. планар- ное (тепл.)	$\frac{1\cdot10^6-}{1\cdot10^7}$	Испытано 2,2. Рабочее 0,37	1,3– 0,8	10
FLASH [4.41]	1300	Коаксиал, регул. (TTF-II)	Цилиндр. (хол.) Волн. планар- ное (тепл.)	$1 \cdot 10^{6} - 1 \cdot 10^{7}$	Испытано 0,25 Рабочее 0,25	1,3	10
FLASH /XFEL/ JLC [4.42– 4.46]	1300	Коаксиал, регул. (TTF-III	Цилиндр. (хол. и тепл.)	$1.10^{6}-$ 1.10^{7}	Испытано 1,5 Рабочее 0,25	1,3	2- 10
KEK STF [4.47]	1300	Коаксиал, фикс.	Коакс. диск (хол. и тепл.)	2·10 ⁵	Испытано 1,9	10– 1,5	5
KEK STF [4.48]	1300	Коаксиал, фикс. (емк. связь)	Диск (хол.) Цилиндр (тепл.)	2·10 ⁵	Испытано 2,1	1,5	3– 5

Вводы большой импульсной мощности



Рис.4.1. Устройство Корнельской В-ячейки резонатора с вводом мощности в виде прямоугольного волновода



Рис.4.2. Коаксиальный ввод мощности КЕКВ

Переход от волновода к коаксиальной линии в виде «дверной ручки» образует цилиндрический конденсатор вокруг внутреннего проводника, который позволяет подавать разность потенциалов ± 2 кВ для подавления мультипактора.

Ввод мощности для LHC с переменной связью базируется на конструкции ввода мощности для LEP2. Поперечное сечение этого ввода мощности показано на рис. 4.3. Высота волновода уменьшена, чтобы сделать волноводно-коаксиальный переход без «дверной ручки». Цилиндрическое окно, покрытое титаном, является частью перехода. Основная коаксиальная линия диаметром 145 мм имеет импеданс 75 Ом, ее антенна охлаждается воздухом. Цилиндрическая емкость служит для обеспечения разности потенциалов 3 кВ. Наиболее характерным отличием этого ввода мощности является диапазон изменения связи. Внешняя добротность, изменяемая от $2.0 \cdot 10^4$ до $3,5 \cdot 10^5$, получается путем перемещения снабженной сильфонами антенны (ход 60 мм).

Ввод мощности для ART представлен на рис.4.4.



Рис.4.3. Ввод мощности для LHC с переменной связью



Рис.4.4. Ввод мощности для ART

Две основные функции ввода мощности реализованы в двух разных сборках: сборка ВЧ окна и сборка ввода мощности. Сборка ВЧ окна состоит из волноводно-коаксиального (диаметром 152 мм и импедансом 50 Ом) Т-образного перехода и двойной секции керамического окна. Окна похожи на окна, используемые в мощных клистронах. Ввод мощности состоит из внешнего проводника, внутреннего проводника и теплового отрезка. Ввод мощности обеспечивает внешнюю добротность $4 \cdot 10^5$, регулируемую на ± 50% при перемещении наконечника на ± 5 мм. Максимальная достигнутая мощность составила 1 МВт на бегущей волне и 850 кВт в режиме стоячей волны.

В настоящее время с большим уровнем непрерывной мощности работают три ускорителя: CESR (4 ввода мощности), HERA (16 вводов мощности) и KEKB (8 вводов мощности). TRISTAN (32 ввода мощности) и LEP2 (288 вводов мощности) в настоящее время демонтированы. Установка FEL Джефферсонской лаборатории остановлена для модернизации. Работа на высоком уровне мощности обычно ограничена общими параметрами ускорителя, а не характеристиками ввода мощности. Максимальная мощность, переданная пучку, составляет 380 кВт в KEKB.

Заслуживают внимания некоторые новые устройства вводов мощности. Ни одно из них не может быть отнесено к устройствам ввода экстремально больших мощностей. Акцент данных устройств направлен на надежность конструкции, хорошую скорость откачки и возможность избежать мультипакторного разряда.

Ввод мощности для проекта с резонатором в виде тормозной колодки показан на рис.4.5.

Это коаксиальный ввод мощности 212 кВт на частоте 350 МГц. Были приняты во внимание эксперименты с вводом мощности ART, но в качестве прототипа была выбрана конструкция нормально проводящего резонатора APS. Ввод мощности состоит из секции волновода в половину высоты волновода WR2300, соединенной с короткозамыкающим коаксиальным проводником. Цилиндрическое керамическое окно толщиной 4,8 мм размещено на волноводно-коаксиальном (103 мм и 75 Ом) переходе. Порт откачки полного диаметра размещен в четвертьволновом шлейфе.



Рис.4.5 Схематическое изображение ввода мощности для резонатора в виде тормозной колодки.

На рис. 4.6 изображен ввод мощности ускорителя SNS. Высокочастотная система этого ускорителя состоит из сверхпроводящих резонаторов, из которых 33 рассчитаны на фазовую скорость 0,61с и 48 резонаторов – на фазовую скорость 0,81с (с – скорость света). Каждый резонатор имеет ввод мощности, который должен выдерживать полную мощность клистрона 550 кВт при полном отражении для длительности ВЧ импульса 1,3 мс и частоте следования импульсов 60 Гц. Все вводы мощности изготовлены в JLAB. Сверхпроводящие резонаторы на частоте 805 МГц с основным π видом колебаний и типом волны E_{010} ускоряют ионы водорода в основном ускорителе от 185 МэВ до 1,0 ГэВ (диапазон энергий может быть увеличен в пределах 840–1300 МэВ). Ввод мощности состоит из 50-омной коаксиальной линии с планарным керамическим окном. Этот ввод мощности является развитием ввода мощности для сверхпроводящих резонаторов В-фабрики в КЕК. Изменения связаны с другой рабочей частотой, а также конструкцией криостата. Со стороны атмосферы внешняя конструкция сделана из покрытой медью нержавеющей стали.



Рис.4.6. Ввод мощности ускорителя SNS

Ввод мощности согласован с прямоугольным волноводом WR975 через переход типа «дверная ручка». Модифицированные прокладки типа ConFlat используются на стороне окна, чтобы обеспечить хороший высокочастотный контакт и в то же время вакуумное уплотнение. Емкость для подачи постоянного смещения предусмотрена между внутренним и внешним проводниками коаксиальной линии. Коаксиальная конструкция алюминиевого окна имеет четыре конструктивных порта на вакуумной стороне: два для вакуумных приборов, один как электронный датчик и один для сапфировой оптики детектора искрения; охлаждаемая водой внутренняя конструкция сделана из бескислородной меди марки OFE. Испытания ввода мощности проведены при импульсной мощности 2 MBт.

Для международного линейного электрон-позитронного коллайдера ILC разработана конструкция ввода мощности с емкостной связью (рис. 4.7). Проведенные испытания на высоком уровне мощности продемонстрировали успешную работу на согласованную нагрузку с импульсами мощностью 1 МВт при длительности ВЧ импульса 1,5 мс и частоте 5 Гц, а также с импульсной мощностью 2 МВт при длительности ВЧ импульса 1,5 мс и частоте 3 Гц. При работе в режиме короткого замыкания проведены испытания при импульсной мощности 500 кВт при длительности ВЧ импульса 1,5 мс и частоте 5 Гц. Мультипакторный эффект проявлялся слабо. Верхний предел мультипактора 200 кВт.



Рис.4.7. Ввод мощности с емкостной связью с низким тепловым потоком

Прототип ввода мощности способен создать ускоряющий градиент 45 МВ/м в ускорителе ILC. Модульная структура обеспечивает хорошую ремонтопригодность устройства.

Технологию изготовления сверхпроводящих резонаторов, работающих в импульсном режиме, развитую для установки TESLA, применяют в настоящее время в ряде проектов линейных ускорителей непрерывного режима, предназначенных для генерации ультракороткого излучения. Это ERL, BESSY лазер на свободных электронах и источник света четвертого поколения в Daresbury (4GLS). Многие технологии прямо могут быть перенесены на установки непрерывного режима. Однако некоторые должны быть пересмотрены. Это относится к вводу мощности. Он был спроектирован на импульсную мощность 1 МВт и в основном работал при средней мощности менее 1,5 кВт на бегущей волне.

Эксперименты показали, что TTF-III прошел успешные испытания на бегущей волне при уровне мощности до 10 кВт и на стоячей волне до 5 кВт. Простое устройство охлаждения внутреннего проводника может быть реализовано с минимальной модификацией теплой части ввода мощности. Это позволит увеличить мощность в режиме стоячей волны до 8 кВт и даже до 25 кВт.



Рис.4.8. Ввод мощности TTF-III

На рис. 4.8 изображен входной ввод мощности TTF-III. Он состоит из двух коаксиальных частей («теплая» и «холодная») и волноводно-коаксиального перехода. «Холодная» часть подсоединяется к пролетной трубке резонатора и имеет общий вакуум с резонатором, предохраняемый керамическим цилиндрическим окном. «Теплая» часть, соединенная с резонатором, помещается в криостат. Второе цилиндрическое окно на переходе от волновода к коаксиальной линии обеспечивает дополнительный вакуумный барьер, причем «теплая» часть ввода мощности откачивается через отдельную линию. Сильфоны в вводе мощности позволяют изменять напряжения в устройстве и облегчают его центровку. Внешний и внутренний проводники (исключая «холодную» антенну) изготовлены из нержавеющей стали, покрыты слоем меди толщиной 10 мкм и 30 мкм соответственно.

Для нормальной работы в криомодуле существует три теплосъема. Фланцы резонатора при 2 К с дополнительными теплосъемами в областях 5 К и 80 К показаны на рис. 4.8. Последние связаны с тепловыми экранами соответствующих температурных зон модуля TTF.

Внутренний проводник охлаждается только за счет теплопроводности через холодную керамику и, следовательно, чувствителен к сильному нагреву, даже если потери малы. Тепловой анализ устройства показывает, что наиболее критичные части (внутренний проводник сильфона) нагревается на 25 °С на 1 кВт мощности бегущей волны при работе при комнатной температуре. Ожидается, что при криогенной температуре проводимость керамики улучшится в 3 – 8 раз, так что устройство должно работать при более высокой мощности из-за того, что внутренний проводник охлаждается лучше. Моделирование также показывает, что радиационные потери играют важную роль, когда охлаждается внутренний проводник при уровнях мощности на бегущей волне 4 кВт.

Разрушение окна, позволяющее внезапно проникать атмосферному воздуху в сверхпроводящие резонаторы, может потенциально ухудшить эксплуатацию существующих секций ускорителя. Последующая разборка криостата и других компонент ускорителя для исправления рассматриваются как бедствие из-за неизбежно больших затрат времени и ресурсов. Стоимость и потери времени для ремонта и исправления ускоряющей структуры существенно выше по сравнению со стоимостью дополнительного окна в конструкции устройства ввода мощности.

Для суперструктуры [2.15] необходима входная мощность 1,1 МВт при длительности импульса 1,3 мс, частоте повторения 5 Гц. Криогенные потери при этом равны 12 Вт при 70 К, 1 Вт при 4 К и 0,12 Вт при 2 К. Постоянное смещение равно 4 кВ.

Вблизи керамического окна важно обеспечить низкое электрическое и магнитное поля, чтобы уменьшить опасность возникновения мультипактора. Вместо цилиндрических окон должны быть использованы плоские окна.

Расчеты по программе HFSS дают максимальный градиент напряжения 1440 В/м на ватт входной мощности, что соответствует напряжению 30,3 кВ в зазоре 2 см (для максимальной мощности 1,1 МВт) в области ввода мощности с наиболее высоким электрическим полем.

Напряжение пробоя определяется выражением:

$$V_{\text{макс}} = \sqrt{Z_0 P_{\text{макс}}}$$

Напряжение пробоя, рассчитанное по напряжению пробоя для соизмеримой стандартной коаксиальной линии с таким же импедансом, как в установке TESLA, равно 108 кВ. Это напряжение пробоя в 3,5 раза больше, чем рассчитанное максимальное напряжение в вводе мощности TESLA.

Существенно ожидаемым ограничением во время работы ввода мощности может быть вторичный резонансный электронный разряд при высоких уровнях мощности, особенно на нерегулярности поверхности вблизи области пайки керамического окна. Для предупреждения этого явления поверхности, обращенные к вакууму, покрывают нитридом титана (TiN), используя метод распыления.

В результате испытаний установлено, что устройство ввода мощности AMAC (рис.4.9) свободно от мультипакторных траекторий в режиме оговоренной мощности и поверхность окна такова, что имеются лишь траектории мультипактора с коротким временем жизни. Температурные расчеты выполнены по программе ANSYS с учетом температуры, соответствующей теплопроводности и электрических потерь после завершающей стадии пайки.

В Лаборатории линейных ускорителей LAL (Orsay, Франция) разработан метод промышленного изучения вводов мощности. Трем компаниям поручено представить предложения по процессу изготовления и изготовить два прототипа в 2008 г. Это необходимый и полезный шаг по направлению массового производства вводов мощности (800 штук для FEL и 16000 штук для ILC).

Рис.4.9. Ввод мощности TESLA, изготовленный АМАС



4.3. Ввод мощности в инжектор ускорителя с рекуперацией энергии

Создание источника синхротронного излучения требует расширения существующих ускорительных технологий в нескольких направлениях, в том числе в создании устройства ввода высокочастотной мощности в ускоряющую сверхпроводящую структуру. Поскольку средние уровни мощности, вводимые в сверхпроводящие резонаторы, должны составлять несколько сот киловатт, то проблема минимизации потоков тепла, создающих нагрузку на криогенную систему, является одной из центральных. Поэтому для надёжного функционирования устройства ввода мощности и установки в целом необходимо выполнение тепловых расчётов и расчетов механической прочности сложной конструкции, работающей в условиях переменных значительных тепловых и внешних механических напряжений. Особенно важно уменьшение тепла, выделяемого устройством ввода мощности в криогенной зоне с температурой 2 К, охлаждаемой жидким гелием, а также 4 К и 80 К. Устройство ввода мощности должно быть также согласовано на рабочей частоте при различных положениях антенны, вводимой в сверхпроводящий резонатор при изменении нагрузки пучком. Немаловажной проблемой при уровнях средней мощности более 150 кВт является создание условий по недопущению развития мультипакторного разряда. Универсальная методика разработки устройства ввода мощности, учитывающая все указанные факторы, до сих пор в полном объёме не развита.

Лаборатория физики элементарных частиц Корнельского университета проводит работу над проектом по созданию установки синхротронного излучения, основанной на линейном ускорителе с рекуперацией энергии ERL на энергию 5–7 ГэВ и током 100 мА в непрерывном режиме [4.38]. Основные параметры ускорителя ERL приведены в табл. 4.4.

На первом этапе совместно с Джефферсонской лабораторией будет сооружен прототип ускорителя с параметрами пучка 100 МэВ и током 100 мА, предназначенный для изучения концепции рекуперации энергии сильноточных пучков с малыми эмиттансами.

Параметр, размерность	Значение		
Энергия пучка, ГэВ	5–7		
Средний ток, мА	100 / 10		
Основная частота, ГГц	1.3		
Заряд сгустка, пК	77 / 8		
Энергия инжекции, МэВ	10		
Нормализованный эмиттанс, мм мрад	$\leq 2 / 0.2$		
Энергетический спектр, %	0.02-0.3		
Длина сгустка, пс	0,1–2,0		
Общая мощность излучения, кВт	400		
Яркость рентгеновского излучения, фотон/с/мм ² /мрал ²	10 ²²		

Характеристики ERL



Рис.4.10. Схема ускорителя с рекуперацией энергии - ERL

Основными частями установки являются (рис. 4.10) фотоинжектор, основной ускоритель, сверхпроводящая транспортная петля и ондулятор для производства рентгеновского излучения.

Электронный пучок с энергией 10 МэВ и малым нормализованным поперечным эмиттансом от инжектора вводится в основной сверхпроводящий линейный ускоритель. Сверхпроводящая структура ускоряет электроны до 5–7 ГэВ. Затем пучок проходит по рециркуляционной транспортной петле, где он используется для получения рентгеновского излучения. Возвращаясь в линейный ускоритель с изменением фазы на 180 градусов по отношению к ВЧ волне, пучок используется для рекуперации энергии. В линейном ускорителе рециркулированные электроны отдают свою энергию, которая затем используется для ускорения последующих сгустков. Наконец, пучок с низкой энергией на выходе из ускорителя отклоняется с помощью дипольного магнита с небольшим полем для демпфирования.

Инжектором ускорителя ERL является пушка с фотокатодом, работающим от лазера. Сверхпроводящие резонаторы позволят получить энергию пучка 10 МэВ. Каждый ВЧ цуг в резонаторах с частотой 1,3 ГГц должен содержать заряд 77 пК для получения тока пучка 100 мА. Относительно низкий заряд сгустка выбран с тем, чтобы уменьшить остроту проблем, свойственных пучку с большим зарядом – влияние когерентнго синхротронного излучения (CSR), пространственного заряда и эффектов наведенного поля на шестимерный эмиттанс. В инжекторе сгустки предварительно подвергаются компрессии до получения длины сгустка 0,7 мм, прежде чем они поступают в основной линейный ускоритель. Чтобы получить нормализованный эмиттанс в ондуляторе менее 2 мм мрад, необходимо получить эмиттанс менее 1,5 мм мрад на выходе инжектора и еще меньшее от пушки. Таким образом, очень тщательная компенсация эмиттанса должна быть реализована в конце участка с низкой энергией, где пучок наиболее уязвим.

Фотоинжектор является важной частью установки, так как он определяет максимально достижимый поток и яркость. Первоначальное изучение и расчеты показывают, что фотоэмиссионная пушка, управляемая лазером, наиболее подходит для этих задач. Выбор оптимального материала катода и гарантированное большое время его жизни при условии работы с большим током представляется достаточно обнадеживающим. Минимизация теневого тока и работа при наиболее высоком напряжении для катода будут требовать разработок изоляторов, материалов катода и поддержания условий очень высокого вакуума.

Пучок электронов от пушки постоянного тока при напряжении 500 кВ поступает в медный группирователь и затем ускоряется до энергии 5,5 МэВ в пяти двухъячеечных сверхпроводящих резонаторах при номинальном токе 100 мА. В табл. 4.5 приведены некоторые параметры инжектора ускорителя ERL. Необходимая СВЧ мощность генератора с учетом нагрузки пучком, потерь в волноводах и некоторого запаса составляет 130 кВт в расчете на один резонатор. Предусмотрен режим ускорения до 15,5 МэВ при меньшей нагрузке током. Для его реализации в устройствах ввода мощности предусматривается возможность изменения величины внешней добротности сверхпроводящих резонаторов на порядок.

Таблица 4.5

Параметр, размерность	Значение
Энергия электронов, МэВ	0,5 до 5,5
Номинальный ток пучка, мА	100
Рабочая частота, МГц	1300
Число ячеек в резонаторе	2
Собственная добротность	$\geq 5 \cdot 10^9$
Прирост энергии на резонаторе, МэВ	1

Параметры инжектора ERL

В конструкции используется двойной (симметричный) коаксиальный узел ввода мощности (рис. 4.11 и 4.12). Симметричные коаксиальные вводы мощности имеют два преимущества: они обеспечивают отсутствие поперечного отклонения пучка, движущегося вдоль оси резонатора, и уменьшают нагрузку мощностью для каждого его плеча в два раза. Внешний диаметр коаксиальной линии выбран 62 мм, а импеданс 60 Ом выбран для минимизации нагрева внутреннего проводника «холодной» части ввода мощности. «Теплая» часть коаксиальной линии имеет внешний диаметр и импеданс ввода мощности, аналогичный TTF-III (62 мм и 46 Ом соответственно).

Форма концевой части антенны представляет изогнутый эллиптический диск с полуосями 20 мм и 23,4 мм, внутренний изогнутый радиус 35 мм. Толщина диска 4 мм и внешние углы диска скруглены. Углы плоскости поперечного сечения между внешней трубой коаксиальной линии и пролетного канала скруглены радиусом 4 мм.



Рис.4.11. Внешний вид двухъячеечного резонатора



Рис.4.12. Геометрия резонатора с отдельным изображением концевой части антенны

Сверхпроводящая бустерная секция инжектора также потребует значительной оптимизации. Необходимо минимизировать асимметрию, ухудшающую эмиттанс, в то время как следует передать пучку мощность в 1 МВт таким образом, чтобы ВЧ фокусировка и ВЧ группировка смогли сопровождаться без разрушающей компенсации эмиттанса, что является более критичными, чем в любой существующей системе.

Основной линейный ускоритель состоит из девятиячеечных сверхпроводящих резонаторов типа TESLA с ускоряющим градиентом 20 MB/м. Фокусирующие квадруполи в основном ускорителе подавляют нестабильность типа обрыва импульса тока и допускают малые бетатронные колебания как для ускоряемых пучков, так и используемых для рекуперации энергии. В наиболее простой конфигурации используется только один линейный ускоритель. Альтернативой является многооборотное ускорение, в котором пучок ускоряется в линейном ускорителе несколько раз. Однако для такого варианта многооборотного устройства обрыв тока из-за явления укорочения импульса тока является более низким, чем для устройств с одной петлей.

Транспортная петля состоит из каналов пучка и ондуляторов, необходимых для генерации синхротронного излучения. Петля устроена таким образом, чтобы минимизировать различные причины, приводящие к ухудшению эмиттанса (например, квантовое возбуждение, эффекты когерентного синхротронного излучения). Предусмотрена также возможность выполнения в будущем манипуляций продольного фазового пространства в транспортной петле.
Оптимальное использование ERL потребует создание ондуляторов с очень большим числом периодов. Хотя существует много типов специальных ондуляторов, в данном случае наиболее интересны два из них, так как могут быть использованы для многих областей приложения синхротронного излучения. Один – длиной 25 м с периодом 1,7 см, другой - двухметровый ондулятор с длиной периода от 1,7 до 3,3 см. Вкупе с низким эмиттансом ERL, ондулятор длиной 25 м позволит обеспечить беспрецедентную яркость и поток. В табл. 4.4 приведены наиболее важные параметры источника рентгеновского излучения ERL.

Основной линейный ускоритель, выбранный для ERL, работает на уровне хорошо известной существующей технологии. Эконооправданный оптимум показывает, что примерно мически 20 MB/м является желательным рабочим градиентом. Этот градиент обычно достигается при импульсной работе и с относительно малым средним током. Однако необходимые значения градиента и добротности могут поддерживаться и при непрерывном режиме работы с высоким средним током. Более того, чтобы избежать ухудшения эмиттанса от обрыва импульса тока, обусловленного высшими типами волн в резонаторах, должно быть достигнуто более сильное демпфирование, чем имеется сейчас в сверхпроводящих структурах без компромисса достижимой добротности и градиента. Непрерывный режим работы при большом среднем токе создает высокий уровень мощности волн высших типов, которая должна быть выведена из криогенной системы с большой эффективностью. Это требует не только нововведений в устройства ввода мощности высших типов волн, расположенные вне линии распространения пучка, но также развитие поглотителей, чтобы поглотить мощность волн высших типов, которая распространяется вдоль пути следования пучка. Экономическая выгода основного линейного ускорителя достигается использованием экстремально высоких добротностей при минимизированной требуемой мощности клистрона.

Ввод мощности должен иметь малую утечку тепла при криогенных температурах и устройство, совместимое с криостатом инжекторного резонатора (рис. 4.13). Сверхпроводящие инжекторные резонаторы должны работать при температуре 2 К. Устройство инжекторного криомодуля подобно криомодулю TESLA, так что некоторые конструктивные особенности устройства входного ввода мощности похожи на ввод мощности TTF-III. В конструкции предусмотрены тепловые экраны при 4,2 К (холодный гелиевый газ) и 80 К (либо жидкий азот, либо холодный газообразный гелий). Соединительные фланцы, длина ввода мощности так же, как другие конструктивные особенности аналогичны TTF-III.

Требования к коаксиальному вводу мощности в двухъячеечный сверхпроводящий резонатор приведены в табл. 4.6.

Прототипом исследуемого ввода большой средней мощности явилось коаксиальное устройство, разработанное в лаборатории DESY и предназначенное для секции, работающей в импульсном режиме [2.3]. В отличие от прототипа величина передаваемой средней мощности через устройство увеличена на два порядка. Для симметризации поля в области пролета пучка мощность вводится в резонатор через два расположенные друг против друга ко-аксиальных ввода (рис. 4.12).

Для обеспечения эффективной работы ускорителя при изменении нагрузки током предусмотрена возможность перестройки величины связи секции с подводящим трактом, соответствующей регулировке внешней добротности сверхпроводящего резонатора в диапазоне $9,2 \cdot 10^4 - 8,2 \cdot 10^5$. Такая перестройка должна быть реализована за счет перемещения возбуждающей антенны на 15 мм внутрь резонатора. Кроме того, с целью минимизации энергопотребления криогенной системы, налагаются жесткие требования на тепловую нагрузку в различных температурных зонах. Рабочая частота, как и в импульсном прототипе, равна 1,3 ГГц.



Рис.4.13. Криомодуль

Таблица 4.6

Требования к коаксиальному вводу мощности в двухъячеечный сверхпроводящий резонатор

Параметр, размерность	Значение
Рабочая частота, МГц	1300
Максимальная мощность, передаваемая в согласован- ную нагрузку, кВт	75
Число керамических окон	2
Импеданс коаксиальной линии, Ом	60
Внешний диаметр коаксиальной линии, мм	62
Диапазон изменения внешней добротности	$4,6.10^44,1.10^5$
Перемещение антенны, мм	≥15
Утечка тепла в зону 2 К, Вт	<0,2
Утечка тепла в зону 4.2 К, Вт	<3,5
Утечка тепла в зону 80 К, Вт	<75

Для проведения тепловых расчетов ввод мощности был разделен на две области. Граница областей проходит по фланцу, связанному с криостатом в области температур 300К. Одна область включает коаксиально-волноводный переход с «теплым» окном, а другая содержит коаксиальную линию с «холодным» окном. Охлаждение внутреннего проводника достигается потоком воздуха. Обе части устройства согласованы для обеспечения отсутствия отражений СВЧ мощности. При тепловых расчетах с использованием программы ANSYS были учтены зависимости теплопроводности и электропроводности от температуры для использованных в конструкции материалов (меди, нержавеющей стали и алюминиевой керамики).



Рассмотрим основные этапы расчета такого ввода мощности.

Рис.4.14. Ввод мощности в инжекторную секцию ускорителя ERL

Схема расчета. Разработан алгоритм проведения тепловых расчетов, в которых в качестве одной из тепловых нагрузок на конструкцию выступают электромагнитные поля, а именно тепловыделения, обусловленные конечной проводимостью металлических поверхностей и неидеальностью диэлектриков [4.48]. Последовательность расчетов состоит сначала в создании твердотельной модели, включающей как конструкцию непосредственно самого объекта, подвергаемого действию электромагнитного излучения, так и среды распространения электромагнитных волн. Затем проводится расчет электромагнитной задачи. После этого, для определения начального распределения температур, в конструкции проводится тепловой расчет без учета воздействия электромагнитного поля. По результатам этих двух расчетов вычисляются тепловыделения на металлических поверхностях и в диэлектриках, которые и применяются в качестве граничных условий для теплового расчета. Затем следует итерационный тепловой расчет, на каждом последующем шаге которого определяются температуры и сравниваются с предыдущим шагом. При недостаточном совпадении результатов вновь происходит пересчет тепловыделения с учетом нового распределения температур. И так далее, вплоть до достижения необхолимой схолимости.

При создании твердотельной модели важно корректно выбрать плоскости симметрии исходя как из конструкции устройства, так и из конфигурации электромагнитных полей. Для решения электромагнитных задач аксиально-симметричной конструкции используются трехмерные элементы, а для тепловых – возможно использование как трехмерных, так и плоских элементов. Предпочтение отдается плоскостным конечным элементам, поскольку их использование позволяет построить сетку из очень большого количества конечных элементов, которая будет точно описывать конструкцию.

Конфигурация электромагнитных полей в коаксиальной части ввода мощности является аксиально-симметричной. Для уменьшения времени расчета используется модель сегмента с углом разворота на уровне 15 – 20 градусов. Увеличение этого угла больше указанного приводит к увеличению расчетного времени, а меньшее значение приводит к большой ошибке.

Первоначально использовалась трехмерная сетка в тепловой и СВЧ моделях ввода мощности, содержащая общие узлы на поверхности металл-вакуум. Расчеты 15-градусного сегмента аксиально-симметричной части ввода мощности со скругленными гофрами сильфонов занимали примерно 15 часов расчета на компьютере Р4/2800MHz/2GB. Чтобы производить оптимизацию параметров, желательно уменьшить время одного расчета, по крайней мере, до часа. Поэтому для аксиально-симметричной части ввода мощности были созданы трехмерная модель для СВЧ расчетов и плоская модель для тепловых расчетов. Сетки для СВЧ и тепловых задач создаются независимо для увеличения точности расчетов. Перенос СВЧ потерь из СВЧ задачи в тепловой модуль выполняется посредством ANSYS макроса, созданного для этой цели. Время расчета 15-градусного сегмента СВЧ задачи и плоской тепловой задачи занимает примерно 30 минут. Такой подход позволяет провести множество расчетов и выполнить оптимизацию в разумный интервал времени. Также использование плоских тепловых элементов позволяет рассчитывать преобразование тепла в инфракрасное излучение без существенного увеличения расчетного времени.

Оптимизация коаксиальной части. Для улучшения охлаждения теплый сильфон был разделен на две части дополнительным

теплопроводом при 300 К. Для понижения тепловой нагрузки в криогенной зоне при 5 К были рассмотрены различные устройства холодных сильфонов. Сначала был рассмотрен регулярный сильфон. Модель, использованная при расчетах, состояла из коаксиальной линии без потерь с подсоединенным сильфоном. Теплопроводы в 4 К и 80 К были размещены на концах сильфона на внешних поверхностях колец, приваренных к сильфону, как это показано на рис. 4.15,а. В процессе расчетов изменяли такие параметры сильфона, как их длина, число гофр и толщина медного покрытия. Толщина сильфона роли не играет, т.к. при этих температурах, в связи с разной теплопроводностью стали и меди, основной поток тепла идет по медному напылению.



Рис.4.15. а – регулярный сильфон; б – зависимость теплового потока от длины сильфона

На рис. 4.15,6 представлены зависимости теплового потока в зону 4 К от длины сильфона из 11 гофр для толщины покрытия медью в диапазоне от 10 до 30 мкм. Оптимальным является длина 50 мм при толщине покрытия 15 мкм. Таким образом, необходимо использовать сильфон минимальной длины, достаточной для перемещения наконечника антенны. Была рассчитана коаксиальная линия полной длины для ввода мощности с таким сильфоном. Результаты расчета теплового потока на теплоотводах для этого случая приведены в табл.4.7.

Другая конструкция холодного сильфона представлена на рис.4.16,а. Сильфон разделен пополам кольцом и имеет дополнительный теплоотвод при 80 К. Последний должен быть подсоединен к кольцу через элемент с тепловым сопротивлением. Для упрощения модели расчета в качестве такого элемента использован диск из нержавеющей стали.

На рис.4.16,6 представлены результаты расчета зависимости теплового потока по теплоотводу при 4 К для различных толщин медного покрытия сильфона между фланцами 4 К и 80 К. Наименьший тепловой поток соответствует медному покрытию толщиной 10 мкм и толщине диска 6 мм. Расчет показал, что оптимальным вариантом является подсоединение теплоотвода непосредственно к кольцу, разделяющему сильфон. Была рассчитана коаксиальная линия полной длины для ввода мощности с таким сильфоном. Результаты расчета теплового потока на теплоотводах для этого случая приведены в табл.4.7.



Рис.4.16. а –конструкция сильфона, разделенного пополам теплоотводом; б – зависимость теплового потока от длины сильфона

	Тепловой поток, Вт			
Тепловой поток	Конструкция	Конструкция		
	рис.4.15	рис.4.16		
На фланце 2 К	0,18	0,17		
На теплоотводе 5 К	3,19	2,45		
Общие потери при 80 К	66,5	69,2		

Характеристики тепловых потоков в теплоотводах

Применение полой антенны позволяет уменьшить механическое напряжение на керамическое окно. С другой стороны, теплопроводность от конца антенны уменьшается, приводя к дополнительному нагреву. Чтобы определить влияние этого дополнительного увеличения температуры на теплоотводе при 2 К, были выполнены тепловые расчеты, которые учитывали инфракрасное излучение. Зависимость тепловых потерь в зоне 2 К от толщины стенки антенны показана на рис.4.17.

На рис. 4.18 приведен окончательный результат для коаксиальной части ввода мощности, учитывающий поток тепла на фланце при 2 К, вызванный теплообменом и потоком тепла на стенки резонатора из-за инфракрасного излучения с наконечника антенны.



Рис.4.17. Зависимость тепловых потерь в зоне 2 К от толщины стенки антенны



Рис.4.18. Тепловой расчет для коаксиальной части ввода мощности

Волноводно-коаксиальный переход. Для расчетов была создана программа, переносящая решение СВЧ задачи на тепловую модель волноводно-коаксиального перехода. Он был аналогичен тому, что использовался при расчете коаксиальной части. Но при расчете волноводно-коаксиального перехода обнаружился один недостаток. Дело в том, что при расчете используются трехмерные СВЧ и тепловые сетки, при этом они обе содержат большое количество элементов (порядка 500 тыс. элементов СВЧ сетки и 400 тыс. элементов тепловой сетки). Во время расчетов выяснилось, что основное время (порядка 60%) тратится не на сам расчет, а на обработку и перенос данных в массивах, таких, как поиск и соотнесение узлов СВЧ и тепловых сеток друг другу, пересчет напряженностей полей в потери. Это был вполне прогнозируемый результат, так как, по большому счету, макроязык не предназначен и не оптимизирован для решения подобных задач. Чтобы максимально сократить время промежуточных пересчетов часть программы, работающая с массивами, была переписана на Delphi, что сократило время выполнения этой части до 10% относительно всего времени расчета.

На рис.4.19 приведено распределение температур в волноводно-коаксиальном переходе. Максимальная температура на керамике не превышает 90 °C. Прямоугольный волновод нагревается до 40 °C. Все металлические части сделаны из меди, чтобы улучшить отвод тепла от зоны вокруг керамики. Материал некоторых частей может быть при необходимости заменен нержавеющей сталью.



Рис.4.19. Распределение температур в волноводно-коаксиальном переходе

Ввод мощности на 250 кВт. [4.49]. Результаты теплового расчета, проведенного по программе ANSYS при увеличении мощности до 250 кВт без изменения конструкции, приведены в табл. 4.8.

Таблица 4.8

	Тепловыделение в криогенных зонах, Вт				
Охлаждаемая область	При увеличении мощ- ности до 250 кВт без изменения конструк- ции	Конструкции с одним сильфоном	С антенной, выполненной в виде петли связи		
Гелий, 2 К	0,65	0,55	0,79		
Гелий, 4.2 K	6,6	9,6	10,6		
Азот, 80 К	355,0	178,7	119,8		

Результаты теплового расчета характеристик ввода мощности

Расчёт показал, что при увеличении мощности до 250 кВт без изменения конструкции слабым звеном становятся сильфоны. Большая площадь поверхности сильфонов и их малая толщина не позволяют эффективно отводить от них тепло, в результате чего на поверхности сильфонов возникают области локального перегрева. Это в свою очередь ведет к увеличению инфракрасного излучения в ячейку резонатора. Такое излучение может негативно сказаться на тепловом режиме самого резонатора.

Для решения этой проблемы можно использовать охлаждающие рубашки, установленные на сильфонах и продуваемые азотом или холодным воздухом. Но добавление охлаждающих рубашек делает конструкцию более громоздкой. Поэтому следует минимизировать число сильфонов в конструкции, а по возможности отказаться от их использования.

Также одним из решений проблемы уменьшения потерь в сильфоне является уменьшение его длины. Но существует жесткое требование на диапазон изменения внешней добротности, а следовательно, величину перемещения антенны. Возможность многократного сжатия и растяжения сильфона без его разрушения ограничивает уменьшение его длины.

Таким образом, максимальная передаваемая мощность для этой конструкции составляет 100–150 кВт.

Как видно из тепловых расчетов, при увеличении мощности до 250 кВт без изменения конструкции основной проблемой являются локальные перегревы сильфонов. Однако известно, что для перестройки внешней добротности достаточно одного сильфона, с помощью которого должно осуществляться погружение антенны в пролетное отверстие резонатора. В связи с этим в качестве решения проблемы перегрева сильфонов была предложена конструкция ввода мощности с одним сильфоном, которая представлена на рис.4.20.

Сильфон размещен на антенне ближе к наконечнику. Это накладывает определенные требования на точность изготовления конструкции, но позволяет избавиться от громоздкости конструкции с охлаждающими рубашками. Для охлаждения сильфона предусматривается несколько вариантов. Можно разделить сильфон на две части теплоотводом или подвести через внутренний проводник жидкий азот. Уменьшение длины сильфона ограничено в связи с жестким требованием на изменения значения внешней добротности, то есть на величину перемещения антенны за счет сжатия и растяжения сильфона.

Подобное изменение конструкции по сравнению с вводом мощности на 75 кВт не внесло принципиального изменения в регулировку добротности. Геометрия антенны осталась неизменной, а следовательно, зависимость внешней добротности ввода мощности от глубины погружения конечной части антенны в пролетное отверстие резонатора не изменилась.



Рис.4.20. Ввод мощности с одним сильфоном

Результаты теплового расчета по ANSYS для ввода мощности с одним сильфоном представлены в табл. 4.8.

Конструкция с одним сильфоном для регулировки коэффициента связи позволяет уменьшить проблему локальных перегревов сильфонов, избегая чрезмерной громоздкости конструкции за счет необходимости охлаждения только одного сильфона. Дальнейшее уменьшение длины сильфона для уменьшения тепловых потерь можно обеспечить изменением геометрии антенны таким образом, чтобы была уменьшена величина хода сильфона при сохранении диапазона внешней добротности. На рис. 4.21 представлен вариант двойного ввода мощности с антенной, выполненной в виде петли связи.

Изменение внешней добротности достигается за счет изменения величины емкостного зазора между центральным проводником коаксиальной линии и антенной. Отделение антенны от центрального проводника позволяет уменьшить его длину, что в свою очередь снизит тепловой поток в азот и уменьшит механическую нагрузку на керамику. Предпочтительнее всего сделать антенну сверхпроводящей. Это позволит значительно снизить тепловой поток в гелиевую зону.



Рис.4.21. Двойной ввод мощности с антенной в виде петли связи

В данной конструкции элементом регулировки связи является антенна, наконечник которой погружается в пролетное отверстие резонатора с помощью сильфона. Она выполняется в виде петли связи, также погружаемая в пролетное отверстие резонатора, но уже с помощью изменения величины емкостного зазора между центральным проводником коаксиальной линии и антенной. В связи с изменением геометрии регулирующего элемента (антенны) возникает необходимость в проведении новых расчетов, отражающих зависимость изменения внешней добротности от величины емкостного зазора между центральным проводником.

Настройка ввода мощности проводилась при помощи пакета прикладных программ HFSS. Для определения зависимости внешней добротности $Q_{\rm BH}$ сдвоенного ввода мощности от глубины погружения конечной части антенны в пролетное отверстие резонатора был создан макрос для HFSS трехмерной модели двухъячеечного резонатора и коаксиальной части ввода мощности с антенной, выполненной в виде петли связи. Далее средствами HFSS были проведены расчеты электромагнитной задачи для различных значений величины емкостного зазора между центральным проводником коаксиальной линии и антенной. Расчеты проводились в диапазоне частот, близких к резонансной частоте.

Как результат, были получены зависимости коэффициентов передачи от частоты. По этой зависимости определялась величина нагруженной добротности. При величине зазора 8 мм значение нагруженной добротности получилось равным 1,6·10⁵. Погрешность расчетов составляет 5 – 10% при сетке в 40000 элементов. Заметим, что в данном случае рассматривался резонатор без по-

терь, и, следовательно, внешняя добротность равна нагруженной добротности.



Рис.4.22. Зависимость внешней добротности от величины зазора

Подобные расчеты были проведены для значений зазора 4, 6, 8, 12 и 14 мм. На рис. 4.22 представлена полученная зависимость величины внешней добротности от величины зазора. Внешняя добротность одного ввода мощности в два раза выше.

Как видно из графика, внешняя добротность изменяется на порядок при изменении величины зазора приблизительно на 10 мм. При изменении геометрии антенны, а именно глубины погружения в пролетное отверстие резонатора и длины самой антенны, возможно уменьшение этой величины. Использование конструкции с малой величиной изменения зазора и при этом значительным изменением внешней добротности не является проблемой с технической точки зрения. Точность позиционирования можно обеспечить использованием резьбы с мелким шагом. А уменьшение длины перемещения позволит уменьшить длину сильфона и тем самым снизить радиальный люфт центрального проводника.

Результаты теплового расчета по ANSYS для ввода мощности с антенной, выполненной в виде петли, представлены на рис. 4.23 и в табл. 4.8.



ΛN

Рис.4.23. Тепловой расчет ввода мощности с антенной

Увеличение теплового потока в гелиевую зону, по сравнению с предыдущей конструкцией, связано с потерями на поверхности антенны, которая в данной конструкции соединена непосредственно с фланцем резонатора. Небольшое изменение тепловыделения на теплоотводе 4,2К связано с незначительными изменениями в конструкции ввода мощности, а именно с изменением длины внешнего проводника.

Рассмотренные коаксиальные варианты ввода мощности позволяют вводить большие уровни средней мощности в сверхпроводящие резонаторы при умеренных потерях в области криогенных температур.

4.4.Вывод волн высших типов из сверхпроводящих резонаторов

4.4.1. Волны высших типов сверхпроводящих резонаторов

Волны высших типов оказывают сильное негативное влияние на характеристики ускоряемого пучка. Их демпфирование играет важную роль в достижении и сохранении низкого эмиттанса и низкой модуляции энергии пучков в ускорителях, особенно в ускорителях, основанных на сверхпроводящей технологии [4.50-4.57]. Очень большие значения собственной добротности Q_0 из-за сверхпроводящего состояния стенок резонатора делают импеданс пучка на ВВТ также очень высоким. Это может привести к сильному взаимодействию пучок-резонатор, вызывая рост эмиттанса, расширение энергетического спектра от сгустка к сгустку и/или повышение криогенной нагрузки.

Импеданс пучка волн высших типов записывается в виде

$$Z = \frac{\begin{pmatrix} R_{\text{III.}3\phi} \\ Q_0 \end{pmatrix} Q_{\text{H}}}{1 + iQ_{\text{H}} 2\Delta\omega / \omega_0}$$
(4.1)

и зависит от характеристического импеданса ($R_{\text{III.3}\phi}/Q$), нагруженной добротности $Q_{\text{H}}=(1/Q_0+1/Q_{\text{BH}})$ и относительной расстройки частоты $\Delta \omega = \omega - \omega_0$. Чтобы уменьшить влияние волн высших типов на характеристики пучка, необходимо сохранять низкое значение Z. В то время как значение ($R_{\text{III.3}\phi}/Q$) зависит только от геометрии ускоряющей структуры, низкое Q_{BH} и также низкое Q_{H} получаются при диссипации энергии волн высших типов во внешних устройствах. Энергия, индуцированная пучком в ускоряющей структуре, извлекается устройствами вывода волн высших типов и/или поглощается в пролетной трубке с поглотителем. Поглощение вызывает экспоненциальное ослабление энергии волн высших типов:

$$W(t) = W(0) \cdot e^{\left(-\frac{\omega_0 t}{\tau}\right)}, \qquad (4.2)$$

где τ – время, в течение которого происходит ослабление энергии моды в *e* раз. Когда τ в несколько раз короче времени t_B между сгустками, каждый сгусток проходит через резонатор, свободный от волн высших типов (одиночное возбуждение при прохождении). Однако когда τ длиннее, чем t_B , имеет место многосгустковое возбуждение волн высших типов. Сгусток, проходящий резонатор, взаимодействует с волнами высших типов, возбужденными всеми предыдущими сгустками.

В случае односгусткового возбуждения пучок теряет малую часть энергии на волны высших типов. Эта небольшая энергия, потерянная точечным зарядом *q*, есть

$$\Delta W = \frac{\omega_0}{4} \begin{pmatrix} R_{\text{m.s}\phi} \\ Q_0 \end{pmatrix} \cdot q^2.$$
(4.3)

Потери мощности пучком на волны высших типов при много сгустковом возбуждении равны:

$$P = \operatorname{Re}[Z]I_B^2, \qquad (4.4)$$

где I_B – ток пучка.

К вопросу определения потерь мощности пучка можно подойти и с использованием выражения для коэффициента потерь, значения которого могут быть рассчитаны по известному распределению амплитуды и фазы поля в резонаторе. Соответствующие определения этих параметров приведены в разделе 2.



Рис.4.24. Пример запертой моды в 13-ячеечном резонаторе. Конечные ячейки и средние ячейки имеют разные частоты для этого резонансного образца

В многосекционных сверхпроводящих ускоряющих структурах устройства вывода волн высших типов должны быть размещены в пролетных трубках. Эксперименты показывают, что эти выводы волн высших типов, подсоединенные к ячейкам резонатора, понижают ускоряющий градиент. К сожалению, некоторые волны высших типов имеют очень малую запасенную энергию в конечных ячейках. Их вывод и подавление затруднено. Это явление принято называть запиранием внутри резонатора. Причиной запирания является разница в частоте моды конечной ячейки и средней ячейки. Примеры расчетов показаны на рис. 5.19. В 13-ячеечной структуре типа TESLA монопольная мода с частотой 2,4 ГГц имеет очень малую запасенную энергию в концевой ячейке. Различие в частотах между конечной и средней ячейками для этого резонансного образца составляет 30 МГц. Так как связь между ячейками для этой полосы пропускания 3%, конечные ячейки не могут «резонировать» совместно с внутренними ячейками [4.50].

Подобное явление имеет место в криомодуле со многими структурами. Различие в частоте (из-за ошибок изготовления) между соседними структурами вызывает запирание распространяющихся мод. Рис. 4.25 представляет рассчитанный пример для монопольной моды на частоте 8,878 ГГц в части криомодуля TESLA Test Facility (TTF). Мода возбуждается пучком в среднем резонаторе. Она не распространяется по направлению абсорбера на линии пролета пучка, размещенного между криомодулями, из-за различия по частоте $\Delta f = \pm 32$ МГц этого вида колебаний для соседних резонаторов. Выбранное значение Δf является статистическим значением для серий первых трех резонаторов, установленных в линейном ускорителе TTF.



Рис.4.25. Расчетный пример запертых волн в криомодуле

Меньшее число ячеек в структуре уменьшает вероятность запертых мод. Мода в примере рис. 4.24 демонстрирует меньшее запирание, когда число ячеек уменьшено до девяти или пяти (рис. 4.26). Это очевидное преимущество коротких резонаторов является противовесом их основному недостатку – быстрому повышению стоимости ускорителя с более короткими секциями.

Другой возможностью минимизации запертых волн является согласование конечной и внутренней ячеек и увеличение апертуры отверстия, приводящей к увеличению связи между ячейками для волн высших типов.



Рис.4.26. Распределение волн высших типов в структурах различной длины

Пятиячеечная структура на частоте 704 МГц для электронного охлаждения RHIC (рис. 4.27) удовлетворяет всем указанным требованиям, чтобы обеспечить хорошее демпфирование волн высших типов и избежать запертых мод. Расчеты показали, что эта структура может ускорять пучки до 2 А (в сорок раз больше, чем по техническим условиям) для предложенной схемы охлаждения RHIC и оптики. Энергия волн высших типов излучается из резонатора и рассеивается в абсорбирующей нагрузке, расположенной по траектории пучка. Не нужно присоединять устройства вывода волн высших типов. Следует заметить, что форма конечных ячеек очень похожа на внутренние ячейки. Ниобиевый прототип структуры изготовлен в 2006 г. Advance Energy System и будет испытан в Брукхейвенской национальной лаборатории.

Такое устройство пригодно для коротких ускорителей, работающих при умеренном градиенте, так как увеличенные отверстия в диафрагмах приводят к уменьшению импеданса основной моды и увеличению нагрузки криогенной системы.



Рис.4.27. Пятиячеечная структура на частоте 704 МГц для электронного охлаждения RHIC

Чтобы частично избежать запертых волн высших типов в длинной многоячеечной структуре, спроектированной для работы при высоком градиенте, можно использовать две различные формы конечных ячеек (асимметричная структура). Метод был применен для структуры TESLA как средство против запертых мод с наиболее высоким импедансом в третьей дипольной полосе. Модификация геометрии конечной ячейки привела к увеличению запасенной энергии в дипольной моде и улучшению ее демпфирования. Однако, степень подавления паразитных монопольных мод с наибольшим импедансом уменьшилась. Две использованные конечные ячейки в устройстве TESLA были компромиссом в демпфировании обеих полос пропускания.

Другой путь предотвращения запирания волн высших типов в длинной структуре с высоким градиентом состоит в ее разделении на короткие субструктуры, связанные трубками длиной $\lambda/2$. Такая структура имеет преимущество в стоимости, так как в ней достаточно одного ввода мощности для многих ячеек. Длина внутренних соединений гарантирует синхронизм между пучком и ускоряющей модой, делая возможным поток энергии между слабосвязанными субструктурами и предоставляя место для подсоединения устройств вывода волн высших типов. Устройство 2×7 ячеек было успешно протестировано в линейном ускорителе TTF в 2002 г.

В расчетном примере (рис. 4.28) 14-ячеечная структура типа TESLA была разбита на две 7-ячеечных субструктуры. Изображенная картина поля для моды TM_{011} , запертой в четырнадцатой ячейке структур, может быть легко демпфирована устройствами вывода волн высших типов, подсоединенными к трубке, связывающей две субструктуры.



Место для подсоединения устройств волн высших типов



Рис.4.28. Монопольная запертая мода типа *ТМ*₀₁₁ в 14-ячеечной структуре. Мода может быть демпфирована устройствами вывода высших типов, размещенными в соединительной трубке 2×7 ячеек структуры

4.4.2. Устройства вывода волн высших типов из сверхпроводящих резонаторов

Коаксиальные устройства вывода волн высших типов. Устройства выводов волн высших типов на основе коаксиальных линий были предложены в 1985 г. и затем использовались несколько лет для резонатора из четырех ячеек на частоте 500 МГц в установке НЕRA и резонаторе из пяти ячеек на частоте 352 МГц в установке LEP. Все 48 устройств вывода волн высших типов НЕRA продолжают успешно работать. Их конструкция и расположение (устройства погружены в гелиевую ванну) позволяют работать в непрерывном режиме при умеренном градиенте. Устройства вывода волн высших типов НЕRA обеспечивают хорошее подавление опасных мод до значений добротности менее 1000, гарантируя стабильную работу с электронным и позитронными пучками при токе до 45 мА.

Устройства подавления волн высших типов для установки TESLA на частоте 1300 МГц (рис. 4.29) аналогичны устройствам для установки HERA. ВЧ устройство упрощено из-за достаточно умеренного требования на демпфирование (добротность порядка 10⁵). Устройства вывода волн высших типов размещены вне гелиевого сосуда для минимизации стоимости их производства и сборки. Такое положение возможно из-за достаточно малого нагрева устройств благодаря низкому фактору заполнения коллайдера (1%).



Два устройства вывода волн высших типов

Рис.4.29. Резонатор TESLA с двумя устройствами вывода волн высших типов

Устройства вывода волн высших типов TESLA пересчитаны на другие диапазоны волн и реализованы при других применениях. Устройства волн высших типов для SNS на частоту 805 МГц получены с небольшими дополнительными изменениями. Устройст-

ва подавления волн высших типов для резонатора инжектора (работающего на третьей гармонике с частотой 3,9 ГГц) созданы на более высокой частоте. В новой версии устройства с меньшей магнитной связью должна быть компенсация с большей электрической связью (увеличенный диаметр внутреннего проводника). Компьютерное моделирование показало, что новая версия обеспечивает лучшее охлаждение всех внутренних частей.

Для вновь проектируемых резонаторов CEBAF [4.58] на энергию 12 ГэВ на частоте 1,5 ГГц предложена новая версия устройств вывода волн высших типов в резонаторах типа TESLA. Ускоритель СЕВАГ работает в непрерывном режиме. Также многие будущие применения резонаторов TESLA, главным образом для когерентных источников света с линейными ускорителями (4GLS [4.59], ELBE, BESSY), потребуют вывода волн высших типов, работающих в непрерывном режиме или, по крайней мере, с низкой скважностью при высоком градиенте. Чтобы такая работа была возможной, требуется улучшение охлаждения демпферов волн высших типов при установке их вне охлаждаемой гелием зоны. Проблемой здесь является нагрев внешней антенны остаточным магнитным полем основной моды (несколько процентов от поля на экваторе) и теплоотвод от внешней линии. Это явление впервые наблюдалось в 2002 г. при холодных испытаниях в непрерывном режиме в установке SNS и усовершенствованных резонаторах СЕВАГ на 12 ГэВ в Джефферсоновской национальной лаборатории. Первые испытания в непрерывном режиме для полностью оборудованного TESLA резонатора были выполнены в DESY в 2004 г. В этих испытаниях длительная работа приводит к уменьшению собственной добротности из-за нагрева ниобиевой антенны, который начинается уже при умеренном градиенте 5 МВ/м (рис. 4.30).



Рис.4.30. Источники нагрева в коаксиальном устройстве вывода волн высших типов

В настоящее время в процессе исследований находятся следующие модификации устройств вывода волн высших типов:

- повышение теплопроводности коаксиальных разъемов *N*-типа с сапфировым окном и охлаждаемыми медными теплоотводами;
- устройства вывода волн высших типов с внутренними антеннами;
- устройства вывода волн высших типов со связующей емкостью и прямым соединением между внутренним проводником и внешней линией.

Все три модификации следуют основному предположению, что внешняя антенна должна оставаться сверхпроводящей для минимизации теплоотвода в устройствах волн высших типов.

Части улучшенного устройства ВЧ соединения, изготовленного и испытанного в Джефферсоновской национальной лаборатории, показаны на рис. 4.31. Коммерчески приемлемое соединение, имеет хорошую теплопроводность при величине рассеянной мощности 20 мВт.

Одноячеечный резонатор был изготовлен в Джефферсоновской национальной лаборатории для холодных испытаний вывода волн высших типов с экранированной антенной. Внутренний проводник устройства имел дополнительный индуктивный штырь, обращенный к внешней трубе (рис. 4.32). Антенна помещена в трубу и, следовательно, не подвержена действию остаточного магнитного поля основной волны.

Первое холодное испытание резонатора, погруженного в ванну при 2 К, показали улучшение достигнутого градиента до 28 МВ/м

для новой конструкции в сравнении с 15 МВ/м в оригинальной конструкции TESLA.



Рис.4.31. Части соединения с улучшенной теплопроводностью



Рис.4.32. Часть устройства вывода волн высших типов с экранированной антенной

Двухъячеечный резонатор был разработан в DESY для выполнения холодных испытаний устройства подавления волн высших типов с прямой связью между внутренним проводником и внешней линией. Поперечное сечение устройства показано на рис. 4.33. Дополнительный индуктивный штырь оканчивается штифтом, чтобы помещаться в разрезанный внутренний проводник соединения. Резонатор находится в конечной стадии изготовления в компании ACCEL. Выходная антенна охлаждается до температуры внутреннего проводника устройства вывода волн высших типов.



Рис.4.33. Устройство вывода волн высших типов с прямым соединением между внутренним проводником и соединителем

Медная модель устройства была изготовлена для исследования подавления волн высших типов и достижения необходимой внешней добротности для ускоряющей моды. Измерения на медном резонаторе TESLA доказали, что как демпфирование волн высших типов для международного сверхпроводящего коллайдера ILC, так и высокая внешняя добротность (более 10¹¹) для основной волны обеспечиваются этой новой версией устройства вывода волн высших типов TESLA.

Волноводные устройства вывода волн высших типов. Выводы волн высших типов, основанные на волноводной технике, были впервые созданы в Корнельском университете в 1982 г. для резонаторов, работающих на частоте 1,5 ГГц. (рис.4.34). 160 таких резонаторов успешно работали в ускорителе СЕВАF. Небольшой номинальный ток СЕВАF и очень малая мощность волн высших типов позволяет разместить выводы волн высших типов с волноводными нагрузками внутри криостата. Эксперименты с волноводными устройствами СЕВАF показали, что они не имели рассмотренных проблем нагрева, когда работают в непрерывном режиме, но их габариты сильно влияют на размеры криостатов. В случае большой величины тока нагревающиеся нагрузки должны быть размещены вне криостата.

Новое применение волноводных устройств вывода волн высших типов для структур, работающих при большом токе, было предложено в Джефферсоновской национальной лаборатории [4.51, 4.60]. Первая структура, показанная на рис. 4.35, может ускорять пучки до 100 мА. Вторая конструкция, изображенная на рис. 4.36 и рис. 4.37, подходит для класса ускорителей до 1 А (табл. 4.9).



Рис.4.34. Пара пятиячеечных резонаторов СЕВАF на частоту 1,5 ГГц с волноводными выводами волн высших типов



Рис.4.35. Слабосвязанные ячейки на частоте 1,5 ГГц с волноводными выводами волн высших типов, предложенными в [4.51]



Рис.4.36. Пятиячеечная структура с рабочей частотой 750 МГц с шестью волноводными выводами волн высших типов, предложенными в [4.60]



Рис.4.37. Резонаторная секция со скругленным профилем обечайки, демпфером ВВТ волноводного типа и волноводным окном

Таблица 4.9

Параметр, размерность	Значение	Параметр, размерность	Значение
Напряжение, МВ	100-120	Предел ВВU, А	более 1
Длина, м	10	Добротность ВВТ	менее 10 ⁴
Частота, МГц	750	Мощность пучка, МВт	0 – 1
Апертура пучка, мм	более 76,2		

В табл. 4.9 приведены суммарные параметры для нового модуля. Чтобы достичь этих целей, предполагается использовать компактный пятиячеечный резонатор с волноводными демпферами, размещенными в криомодуле типа SNS. Необходимо обеспечить очень высокое демпфирование волн высших типов, низкую мощность волн высших типов и высокую мощность основной волны. Шесть пятиячеечных резонаторов обеспечивают необходимый набор энергии при среднем значении градиента 16,7 МВ/м, которое соответствует SNS резонаторам со скоростью, близкой к скорости света. Каждый резонатор имеет свой собственный гелиевый криостат, что также позволяет охлаждать секции на их концах. Вакуумные фланцевые соединения линии проводки пучка находятся вне гелиевого охлаждения. Мощность волн высших типов извлекается с помощью волноводных демпферов с охлаждаемыми водой нагрузками до температуры окружающей среды. Отсутствие сильфонов между резонаторами и тепловыми контактами линии проводки пучка обеспечивается теплыми сильфонами на концах модуля, как в устройстве повышения энергии до 12 ГэВ в Джефферсоновской национальной лаборатории. Большой диаметр отверстия в диафрагме (140 мм) дает возможность пролета для гало пучка, обеспечивает сильную связь между ячейками и хорошее демпфирование волн высших типов.

На обоих концах резонатора используется сложный волноводный узел, чтобы обеспечивать вывод дипольных волн и всех монопольных волн любой ориентации, даже при наклонном распределении поля вдоль структуры после настройки. Волноводные оконечные группы на противоположных концах резонатора повернуты по азимуту (рис. 4.38), чтобы позволить модам высшего порядка быть извлеченными и обеспечить прямолинейную конфигурацию гелиевой магистрали.



Рис.4.38. Вид с конца структуры, показывающий повернутые на угол нагрузки волн высших типов и линию сбора двухфазного гелия

Отметим еще один вариант – демпфирование волн высших типов на основе волноводов круглого сечения, предложенный в КЕК [4.53]. Схема демпферов показана на рис.4.39, она тестировалась на медной модели для одиночной ячейки типа TESLA и девятиячеечном резонаторе (рис.4.40). Хорошее подавление волн высших типов было получено для одной ячейки. Демпфирование в девятиячеечном резонаторе нуждается в дальнейших исследованиях. Ожидается, что характеристики ILC могут быть достигнуты с демпферами, подсоединенными ближе к концевым ячейкам.



Рис. 4.39. Демпферы на основе волноводов круглого сечения как модель с одной ячейкой типа TESLA



Рис.4.40. Демпферы на основе волноводов круглого сечения с 9 ячейками TESLA

Рассмотрим особенности выбора волноводных устройств вывода волн высших типов из семиячеечных сверхпроводящих резонаторов, форма которых соответствует форме суперструктуры [4.61]. С целью уменьшения габаритов изготовленный макет работал в десятисантиметровом частотном диапазоне. Форма ячеек макета полностью повторяет форму ячеек сверхпроводящего резонатора, рассчитанного на частоту 1300 МГц. Размеры средних ячеек макета получены из условия подобия. За базовые величины были приняты размеры (*a*) широкой стенки прямоугольного волновода, через который осуществляется подача СВЧ мощности в структуру. Отношение значения *a* = 165,1 мм для частоты 1300 МГц и *a* = 72 мм для *S*-частотного диапазона использовано в качестве коэффициента подобия, равного 2,293. Учитывая линейный характер зависимости резонансной частоты от размеров резонатора, ее расчётное значение для макета составляет 2,981 ГГц.

На рис. 4.41 изображена средняя ячейка и половина оконечной ячейки структуры.



Рис.4.41. Геометрические параметры структуры

Важная проблема связана с так называемыми «запертыми модами», т.е. с модами, электромагнитное поле которых сконцентрировано в центральных ячейках резонатора и практически отсутствует в крайних ячейках. Такие моды чрезвычайно слабо демпфируются волноводными выводами мощности, расположенными на пролетных трубках. Примером такой моды является волна H_{121} . Для подавления этих мод вводится некоторая асимметрия двух крайних ячеек. При асимметричной форме крайних ячеек удается несколько увеличить амплитуду поля этих мод в одной из крайних ячеек и, тем самым, увеличить степень демпфирования этих волн. Также из-за наличия трубок дрейфа на концах резонатора электромагнитное поле в нем оказывается искаженным, то есть напряженность поля меняется от ячейки к ячейке. Для выравнивания распределения поля вдоль оси резонатора была проведена коррекция размеров концевых ячеек.

Расчеты проводились отдельно для каждой половины резонатора с дрейфовыми трубками диаметром 49,70 и 34,04 мм. На рис. 4.42 изображены продольные сечения резонансных макетов. Полученные распределения продольной компоненты электрического поля на оси для случая настроенных макетов приведены на рис. 4.43.



Рис. 4.42. Модели, состоящие из 3 ¹/2 ячеек и дрейфовой трубки диаметром: а – 34,04 мм; б – 49,70 мм

Настройка производилась изменением величины радиуса концевой ячейки R_0 . На рис. 4.43 приведено изменение резонансной частоты макета от параметра R_0 , а на рис.4.44 – зависимость неравномерности поля для макета с дрейфовой трубкой диаметром 49,70 мм. Мерой неравномерности было принято отношение максимумов напряжённости электрического поля на оси в средней и концевой ячейках. Зависимости этих величин для другой части макета с трубкой диаметром 34,04 мм имеют подобный характер.

Анализ полученных результатов показывает, что оптимальное распределение полей достигается при значениях R_0 =45,80 мм и R_0 =45,02 мм для макетов с дрейфовой трубкой диаметром 34,04 и 49,70 мм соответственно.

Полученные распределения продольной компоненты электрического поля на оси для случая настроенных макетов приведены на рис. 4.45.





Рис.4.43. Зависимость резонансной частоты макета от радиуса *R*₀

Рис.4.44. Зависимость неравномерности поля на оси макета от *R*₀



Рис.4.45. Распределение напряжённости электрического поля вдоль оси начальной и конечной половин резонатора с дрейфовыми трубками диаметром: а – 34.04 мм, б – 49,70 мм

На рис. 4.46 приведено распределение E_z -компоненты поля на оси системы, состоящей из двух настроенных семиячеечных резонаторов и устройства ввода мощности, рассчитанное с использованием программы электродинамического моделирования.



Расчет резонансных частот в основной и в высших полосах пропускания проводился на моделях, состоящих из 3¹/2 ячеек, так

как структура из семи ячеек не позволяет достичь результатов с требуемой точностью (рис. 4.47).



Рис.4.47. Модель для расчета структуры: а – из трех с половиной ячеек; б – из семи ячеек

Для того чтобы получить все возможные резонансные частоты на волнах разных типов при расчете попеременно применялись граничные условия в виде магнитной и электрической стенок. Так, на основном типе волны E_{010} модель с магнитными стенками (рис.4.47,а) позволяет получить виды колебаний $\pi/6$, $\pi/2$, $5\pi/6$, а граничные условия в виде электрической стенки на границе половины ячейки позволяют получить колебания 0, $\pi/3$, $2\pi/3$ и рабочий вид π .

Был исследован частотный диапазон до 5,7 ГГц, в котором находятся практически все волны высших типов, наиболее опасные с точки зрения негативного влияния на пучок. Типы волн идентифицированы по картинам электрических и магнитных полей. Для примера на рис. 4.48 представлены картины полей основной E_{010} волны.

В указанном частотном диапазоне помимо основной E_{010} в структуре возбуждаются четыре волны высшего типа: H_{111} , E_{110} , H_{121} и E_{011} . При ускорении электронов максимальное взаимодействие частиц с полем происходит при $\beta_{\phi}=1$. Этому условию на дисперсионной зависимости отвечают точки пересечения характеристических кривых с прямой, соответствующей фазовой скорости, равной единице. На рис.4.49 изображена дисперсионная зависимость структуры с характеристическими точками, отвечающими условию $\beta_{\phi}=1$. Значения резонансных частот и добротности на разных видах колебаний для основной волны и волн высших типов приведены в табл. 4.10.



а





Рис. 4.48. Поля π -вида колебаний волны E_{010} в структуре: а – силовые линии магнитного поля в поперечном сечении; б – силовые линии электрического поля в продольном сечении; в – продольная компонента электрического поля вдоль оси структуры

в





Таблица 4.10

Тип	Параметр	Вид колебаний						
волны	mapamerp	0	π/6	π/3	π/2	$2\pi/3$	5π/6	π
E ₀₁₀	<i>f</i> , ГГц	2,930	2,938	2,949	2,961	2,972	2,979	2,983
	$Q_0, \cdot 10^9$	3,61	3,58	3,58	3,54	3,53	3,50	3,56
H ₁₁₁	<i>f</i> , ГГц	3,718	3,749	3,795	3,853	3,923	4,003	4,087
	$Q_0, \cdot 10^9$	2,63	2,71	2,82	2,93	3,09	3,27	3,33
F	<i>f</i> , ГГц	4,329	4,326	4,315	4,297	4,268	4,225	4,126
L ₁₁₀	$Q_0, \cdot 10^9$	4,25	4,18	4,19	4,12	4,14	4,19	2,96
<i>H</i> ₁₂₁	<i>f</i> , ГГц	5,2622	5,264	5,270	5,279	5,292	5,3	5,312
	$Q_0, \cdot 10^9$	3,65	3,59	3,67	3,77	4,39	4,49	4,12
F	<i>f</i> , ГГц	5,617	5,5919	5,561	5,529	5,500	5,474	5,455
L_{011}	$Q_0, \cdot 10^9$	3,60	3,62	3,60	3,62	3,68	3,75	3,78

Резонансные частоты и добротности основной и высших типов волн в ускоряющей системе, состоящей из семи ячеек

Представляет интерес значение поперечного шунтового сопротивления для каждой из волн высших типов в характеристических точках, где $\beta_{\phi}=1$. Для его определения в этих точках сначала проводится расчет поперечного шунтового сопротивления в двух резонансных точках, соседних с характеристической на дисперсионной кривой. В самой же характеристической точке значение $r_{\rm m}\perp$ рассчитывалось путем интерполирования.

Для того чтобы найти поперечное шунтовое сопротивление в соответствии с выражением (2.49), прежде всего необходимо выделить основную гармонику продольной составляющей электрического поля. В программе CST Microwave Studio были построены три прямые: первая вдоль оси структуры, две остальные на расстоянии 2 и 4 мм от нее. Вдоль них была рассчитана продольная составляющая электрического поля E_z .

При выделении основной гармоники ускоряющего поля используется участок эпюры, снятый вблизи оси структуры. Так как период E(z) совпадает с $\lambda_{\rm B} = \lambda \beta_{\rm d}$, то

$$E_{z0} = \frac{2}{\lambda_s} \int_0^{\lambda_s} E(z) \sin(\frac{2\pi}{\lambda_s}) dz \cong 2 \frac{\Delta z}{\lambda_s} \sum_0^N E(z) \sin(\frac{2\pi}{\lambda_s} \Delta z). \quad (4.5)$$

На языке системы МАТLAВ была написана программа по выделению основной гармоники, также с ее помощью по формуле были рассчитаны значения величины $\partial E_{z0}/\partial r$ в характеристических точках при фиксированных значениях продольной координаты *z*. При этом координата *z* отвечает максимальному поперечному электрическому полю E_r . Это сделано для того, чтобы определить $r_{\rm m} \perp$ там, где поле сильнее всего воздействует на пучок в поперечном направлении.

Таблица 4.11

Вид колебаний	<i>г</i> _ш ⊥, МОм/м
H_{111}	8,7
E_{110}	81,7
H_{121}	0,0001
E_{011}	0,0003

Рассчитанные поперечные сопротивления высших типов волн

В табл. 4.11 приведены результаты расчета поперечного шунтового сопротивления для волн высших типов на частотах, при которых фазовая скорость волны равна скорости света.

Для исследования эффективности поглощения мощности волн высших предложен ряд устройств.

На рис. 4.50 изображено устройство на основе *Y*-соединения, плечами которого являются волноводы прямоугольного сечения размером 47×9 мм, запредельные для основного вида колебаний. В двух из них располагаются поглощающие нагрузки. В третье плечо *Y*-тройника помещен подвижной короткозамыкающий поршень, подбором положения которого добиваются того, чтобы передача энергии между двумя другими плечами происходила без отражения. Положением короткозамыкающего поршня также можно добиться компенсации эквивалентной реактивности устройства.

Макет волноводного вывода, установленный на дрейфовой трубке структуры, изображен на рис.4.51. Полный макет представляет собой модель из 3,5 ячеек с попеременно устанавливаемыми граничными условиями в виде электрических и магнитных стенок. Он позволяет получить полный спектр волн при возбуждении на резонансной частоте.




Рис.4.50. Устройство вывода мощности волн высших типов с азимутальным расположением щелей связи (⊥ типа)

Рис.4.51. Макет для расчета внешней добротности в режиме бегущей волны с волноводными выводами волн высших типов

В волноводном выводе волн вся мощность высших мод должна полностью без отражения поглощаться в нагрузке. В качестве такой нагрузки при расчете в режиме бегущей волны выступают так называемые порты, которые могут быть как источником мощности в структуру, так и идеальной нагрузкой, поглощающей без отражения всю поступающую волну.

В данном случае использовались четыре порта, порт № 1 был задействован как ввод мощности в структуру, порты № 2–4 были использованы как идеальная поглощающая нагрузка. Расположение портов указано на рис. 4.52,а.

Необходимо отметить, что программа CST Microvawe Studio позволяет устанавливать порты только в плоскостях, параллельных плоскостям осей координат. Поэтому в волноводном выводе волн высших типов пришлось повернуть один из волноводов на 45°, чтобы можно было разместить на его конце порт №2. Длина изгиба по средней линии равна половине длине волны на рабочей частоте, это позволяет согласовать изгиб и избежать отражения.

Помимо структуры, изображенной на рис. 4.51, производился расчет структур с идентичными геометрическими размерами ячеек, но с волноводными выводами, повернутыми на 90°, и с различными размерами щелей связи с дрейфовой трубкой (рис. 4.52,б). Размеры волноводов и щелей связи приведены в табл. 4.12.





Рис.4.52. Расположение портов в устройстве вывода волн высших типов для вариантов: $a - \bot$ -типа; $\delta - \parallel$ -типа

Таблица 4.12

Размеры щелей связи исследуемых структур

Параметр, размерность	Вариант 1	Вариант 2 Вариант 3 Вариан		Вариант 4
Тип щели связи	⊥ -типа	-типа		
Длина щели связи <i>b</i> , мм	34	34 34 40		47
Длина волновода <i>L</i> , мм	148			
Ширина волновода В, мм	48			
Ширина щели связи <i>l</i> , мм	6,7			

Результаты расчета резонансных частот и внешней добротности для варианта 1 приведены в табл. 4.13. Резонансная частота на основном виде колебаний составила 2980 МГц, что говорит о правильной настройке структуры на рабочую частоту.

Таблица 4.13

Рассчитанные резонансные частоты и внешние добротности высших типов волн структуры с щелями связи — - типа

Тип волны	Вид колебаний	Резонансная	Внешняя доброт-
		частота, МГц	ность, $Q_{\rm BH}$
H_{111}	2π/3	3804	520
E_{110}	5π/6	4183	1414
H_{121}	π/3	5246	4109
E_{011}	π/2	5529	172

На рис.4.53 приведена в качестве примера зависимость амплитуды сигнала на мониторе поля, расположенном внутри структуры, от времени.



Рис.4.53. Уровень амплитуды сигнала на пробнике в зависимости от времени для волны E_{110}

Результаты расчетов волноводного *H*-устройства с параллельным типом щели связи приведены в таблице 4.14. Из нее видно, что все три структуры правильно настроены на рабочую частоту π -вида колебаний волны E_{010} . С увеличением щели связи внешняя добротность падает (рис. 4.54,а,б). Следует также отметить, что добротность структуры с щелями связи ||-типа выше, чем у структуры с волноводными выводами \bot -типа.

Таблица 4.14

Тип	Вид		Вариант 2	Вариант 3	Вариант 4
вол-	коле-				
ны	баний				
E_{010}	π	Частота, МГц	2982	2983	2983
H_{111}	2π/3	Частота, МГц	3884	3907	3900
		$Q_{\scriptscriptstyle m BH}$	540	487	389
E_{110}	5π/6	Частота, МГц	4204	4189	4200
		$Q_{\scriptscriptstyle m BH}$	823	721	300
H_{121}	π/3	Частота, МГц	5248	5256	5242
		$Q_{\scriptscriptstyle m BH}$	56720	28870	7500
E_{011}	π/2	Частота, МГц	5563	5550	5550
		$Q_{\scriptscriptstyle m BH}$	56880	21350	6350

Результаты расчетов резонансных частот и внешней добротности структур с волноводным выводом волн ||-типа



Рис.4.54 Зависимость величины добротности от длины окна связи для волн типа: а – $H_{111}(1)$ и $E_{110}(2)$; б – $H_{121}(1)$ и $E_{011}(2)$

4.4.3. Поглотители в тракте пролета пучка

Сверхпроводящие структуры в виде одной ячейки в синхротронах В-фабрик или в источниках света работают при больших токах и поэтому нуждаются в сильном подавлении ВВТ. Основная идея состоит в том, чтобы заставить распространяться все ВВТ в пролетных трубках и поглощать всю их энергию при комнатной температуре вне криостата. Поскольку рабочий градиент для таких резонаторов невысокий из-за низкого импеданса их основной волны (вследствие увеличенного отверстия диафрагм), то криогенная нагрузка будет небольшой.

В резонаторе КЕК-В с рабочей частотой 500 МГц, CESR в Корнелле [4.62], Тайванском источнике света и ВЕР-II в Пекине ферритовые поглотители в тракте распространения пучка используются для поглощения нескольких киловатт мощности ВВТ. Поглотитель резонатора CESR показан на рис. 4.55. Аналогичный поглотитель будет использоваться для пятиячеечного резонатора электронного охлаждения RHIC.





Рис.4.55. Ферритовый поглотитель в тракте распространения пучка для резонатора CESR

Ускоритель ERL рассчитан на работу при номинальном непрерывном токе пучка 100 мА. Стабильная работа линейного ускорителя требует поглощения примерно 130 Вт мощности волн высших типов в расчете на один семиячеечный резонатор. Для этого поглотители из феррита устанавливаются в тракте распространения между резонаторами внутри криомодуля. Абсорберы изотермически связаны с линией жидкого азота, поддерживая их рабочую температуру вблизи 80 К при работе с номинальным током. Два сильфона согласовывают длину поглотителя и изолируют его по температуре от 2 К окружения. Рис. 4.56 показывает предложенное устройство поглотителя.



Рис.4.56. Ферритовый поглотитель в тракте пролета пучка

В ускоряющей структуре Европейского XFEL высокочастотная часть спектра волн высших типов должна быть поглощена в поглотителях в тракте распространения пучка, установленных между восемью резонаторными криомодулями. Распространяющаяся мощность волн высших типов будет 5,4 Вт/криомодуль для работы с 40000 сгустков/с и номинальном заряде пучка 1 нКл. Керамическое кольцо CERADYNE будет использовано для поглощения (рис.4.57). Рассеянная мощность должна быть передана линии жидкого азота посредством медного шлейфа, припаянного непосредственно к керамике. Шлейф держит кольцо в вакуумной камере, сделанной из нержавеющей стали. Конструкция обеспечивает возможность рассеяния мощности более 100 Вт. Этот запас заложен для будущего повышения мощности установки. Медный штырь

Керамическое кольцо $\varepsilon' = 15, \varepsilon'' = 4$



Камера из нержавеющей стали

Рис.4.57. Поглотитель в тракте распространения пучка ускорителя XFEL

4.5. Система питания ускорителей со сверхпроводящими резонаторами 4.5.1. Схемы систем питания

Линейные ускорители со сверхпроводящими резонаторами обычно являются многосекционными ускорителями, в которых питание секций осуществляется от фазируемых источников СВЧ мощности. В большинстве случаев источником мощности служит усилительный клистрон. При этом каждый клистрон питает одну либо несколько ускоряющих секций. По такой схеме, в частности, построены системы питания ускорителей, входящие в состав электрон-позитронного коллайдера TESLA [2.3] и проекта ускорителя XFEL[4.25].

Рассмотрим некоторые устройства высокочастотного тракта указанных ускорителей, обеспечивающие эффективную передачу мощности от клистронов в ускоряющие секции. В табл. 4.15 приведены основные характеристики системы питания коллайдера на двух этапах сооружения установки.

Таблица 4.15

Этап	Ι	II
Рабочая частота, ГГц	1,3	
Максимальная длительность импульса напряжения модулятора, мс	1,7	
Максимальная длительность СВЧ импульса, мс	1,3	
Номинальная импульсная мощность клистрона, МВт	10	
Число клистронов	572	1144
Число ускоряющих резонаторов, питаемых клистроном	36	18
Импульсная мощность СВЧ питания одного резонатора, кВт	231	462

Параметры системы СВЧ питания коллайдера TESLA

Сечение криомодуля коллайдера TESLA показано на рис.4.13. Криомодуль представляет собой вакуумированный корпус с двенадцатью ускоряющими резонаторами, с раздельным питанием каждого их них. Для этого с наружной стороны корпуса размещены 12 входных волноводов, подключенных к устройствам ввода мощности ускоряющих резонаторов.

Система СВЧ питания должна обеспечить разведение мощности СВЧ генератора к этим входным волноводам. К каждому резонатору в номинальном режиме подводится мощность 231 кВт (этап I) либо 462 кВт (этап II). Необходимая регулировка мощности СВЧ питания каждого ускоряющего резонатора в диапазоне составляет ±30 кВт от номинальной, а диапазон независимой регулировки фазы ускоряющего поля в резонаторах ±50°.

Выбор значения внешней добротности ускоряющего резонатора (или коэффициента связи передающей линии с резонатором) определяется шунтовым сопротивлением, собственной добротностью, уровнем поступающей мощности и величиной ускоряемого тока. Для регулировки величины внешней добротности до значения, при котором достигается согласование секции с трактом и отсутствует отраженная от секции волна, предусмотрены следующие методы:

- настройка коэффициента связи устройства ввода мощности с резонатором в процессе сборки криомодуля путем установки определенного погружения штыревой антенны устройства ввода мощности внутрь резонатора;
- установка перед входом секций специальных согласующих устройств в схеме СВЧ питания, предназначенных для оперативного компенсирования возникающих отражений и, тем самым, для регулирования внешней добротности резонатора в различных рабочих режимах при изменении мощности СВЧ питания и величины ускоряемого тока.

Источником СВЧ мощности является клистрон Thales TH 1801 с возбуждением от твердотельного задающего генератора. Рабочая частота клистрона 1300 МГц, импульсная мощность – до 10 МВт. Клистрон имеет два выходных волновода, по которым передается импульсная мощность по 5 МВт. Один клистрон питает 36 ускоряющих резонаторов, размещенных в трех криомодулях, т.е. каждый выходной канал клистрона обеспечивает питание 18 резонаторов. Распределение мощности между секциями может осуществляться по различным схемам. Известны две схемы системы CBЧ питания ускоряющих резонаторов: древовидная и последовательная.

Древовидная схема СВЧ питания [4.21] изображена на рис.4.58. В этой схеме мощность генератора поступает в 16 резонаторов через 15 одинаковых направленных ответвителей с переходным ослаблением 3,0 дБ (волноводных мостов). Суммарная длина волноводов системы 46,2 м. Другим вариантом древовидной схемы является СВЧ система на основе Р-делителей (рис.4.59). Обе схемы позволяют регулировать мощность питания каждого резонатора при условии использования регулируемого волноводного моста либо регулируемого Р-делителя.



Рис.4.58. Древовидная схема СВЧ питания с направленными ответвителями



Рис.4.59. Древовидная схема СВЧ питания с Р-делителями мощности

Р-делитель изображен на рис. 4.60 и представляет собой Тобразное соединение в плоскости H с дополнительной подвижной стенкой внутри. Подвижная стенка прикреплена к середине узкой стенки прямого волновода T-образного соединения и может поворачиваться около линии этого соединения. При этом между подвижной стенкой и широкими стенками указанного волновода имеется зазор.



Рис.4.60. Делитель мощности

224

Другим вариантом системы СВЧ питания является последовательная схема, изображенная на рис. 4.61. Данная схема представляет собой линейную цепочку соединенных последовательно волноводных направленных ответвителей, величины переходного ослабления которых подобраны специальным образом, обеспечивающим равный уровень мощности на входах ускоряющих резонаторов.



Рис.4.61. Последовательная схема системы СВЧ питания

Как указывалось, от одного выходного волновода клистрона питается 18 резонаторов. Для разведения мощности СВЧ тракт должен включать 17 направленных ответвителей. Первый обеспечивает ответвление 1/18 части мощности генератора, второй – 1/17 части оставшейся мощности и так далее. Это соответствует следующим величинам переходного ослабления ответвителей в номинальном режиме: 12,55; 12,30; 12,04; 11,76; 11,46; 11,14; 10,79; 10,41; 10,00; 9,54; 9,03; 8,45; 7,78; 6,99; 6,02; 4,77 и 3,01 дБ. Необходимость применения ответвителей с различным переходным ослаблением является недостатком последовательной схемы, обусловливающим повышенную сложность ее изготовления. С другой стороны, суммарная длина волноводов системы составляет 24 м, что существенно меньше, чем в древовидной схеме.

Общим для обеих схем является применение устройств развязки клистрона и нагрузки, а также устройств, расположенных на входе каждого резонатора для регулировки его внешней добротности и фазы ускоряющего поля.

Для развязки клистрона и его нагрузки рассматриваются два варианта. В первом из них между направленным ответвителем и

резонатором с устройствами регулирования фазы и внешней добротности включается невзаимное устройство – ферритовый циркулятор. Число циркуляторов соответствует числу ускоряющих резонаторов. Во втором варианте циркулятор устанавливается лишь в каждом выходном волноводе клистрона. В первом варианте каждый циркулятор должен обеспечивать передачу мощности до 300 кВт, число циркуляторов составляет 20592. Во втором варианте циркулятор должен быть рассчитан на мощность до 5 МВт, и число циркуляторов составляет 1144. Циркуляторы должны быть применены как в древовидной, так и в последовательной схеме СВЧ питания.

Волноводный направленный ответвитель является известным устройством, широко используемым во многих СВЧ установках. Для обеспечения необходимой перестройки мощности на входе каждого резонатора характеристики направленных ответвителей должны быть регулируемыми в диапазоне изменения переходного ослабления ± 1 дБ по отношению к номинальному значению при сохранении коэффициента направленности более 25 дБ и обратных потерь не хуже –25 дБ (коэффициент отражения не более 0,05).

Для регулирования фазы ускоряющего поля в резонаторах должен быть использован фазовращатель. При этом перестройка фазы может быть совмещена с регулированием внешней добротности резонатора. Это обеспечивается в таких устройствах, как трехшлейфовый трансформатор, а также *EH*-согласователь на основе двойного волноводного тройника с подвижными короткозамыкателями в *E*- и *H*-плечах. Выбор конкретного типа устройства может быть сделан на основании сравнения их электродинамических характеристик и конструктивных особенностей.

Рассмотренные особенности структуры и элементов древовидной и последовательной схем СВЧ питания позволяют суммировать их основные характеристики (табл. 4.16) и выполнить сравнительный анализ этих систем.

Таблица 4.16

Характеристика	Древовидная	Последовательная	
	схема	схема	
Число направленных ответвителей	15/16	17/18	
на один резонатор			
Унификация ответвителей	Все ответвители	17 разновидно-	
	идентичны	стей ответвителей	
Общее число ответвителей	19290	19448	
Длина волноводного тракта систе- мы СВЧ питания, м	46,2	24	
Потери СВЧ мощности в системе питания, %	7,5	4,0	
Настройка требуемых значений внешней добротности и фазы	Сложная	Простая	

Основные характеристики древовидной и последовательной схем

Древовидная система обеспечивает питание фиксированного числа резонаторов (проектное число равно 18). Соответственно необходимы 643 СВЧ станции для древовидной схемы вместо 572 для последовательной при прочих равных условиях.

Длина волноводного тракта в древовидной системе почти вдвое превышает длину в последовательной схеме. Это приводит к более высокой стоимости изготовления древовидной системы и к почти вдвое большим потерям СВЧ мощности генератора в волноводах.

Последовательная схема органично вписывается в конструкцию ускорителя в туннеле, в то время как древовидная схема сложна конструктивно и занимает большой объём в туннеле.

Процесс получения требуемых значений входной мощности, внешней добротности резонатора и фазы поля в ускоряющих резонаторах в последовательной схеме достаточно прост и заключается в последовательной настройке направленного ответвителя и согласователя для каждого резонатора в цепочке системы СВЧ питания. Настройка древовидной системы осложнена влиянием величины коэффициента передачи каждого направленного ответвителя на распределение мощности и значение фазы поля во многих резонаторах одновременно.

Приведенное сравнение позволяет сделать выбор в пользу использования последовательной схемы СВЧ питания ускоряющих резонаторов. В свою очередь, это определило требования к характеристикам основных элементов тракта: согласователей и направленных ответвителей. Подробно эти устройства рассмотрены ниже.

4.5.2. Устройство настройки входных параметров ускоряющей секции

Для настройки входных параметров сверхпроводящих ускоряющих секций используют шлейфовые трансформаторы, включенные в высокочастотный тракт ускорителя [2.3]. Альтернативой таких устройств является *EH*-согласователь, содержащий двойной волноводный тройник с подвижными короткозамыкающими поршнями в *E*- и *H*-плечах. Использование восьмиполюсников с подвижными поршнями для согласования волноводной нагрузки известно. В частности, такими устройствами являются волновод с двумя шлейфами в плоскости *E* и гибридное *T*-образное соединение [4.19]. Гибридное соединение называется также магическим тройником, либо двойным волноводным тройником.

В двухшлейфовом согласователе перемещение поршней обеспечивает настройку входных параметров нагрузки. Однако эти



Рис.4.62. Волноводный двойной тройник

устройства не позволяют согласовать произвольную проводимость нагрузки. Использование лвойного волноводного тройника с настроечными поршнями обеспечибо́льшую область вает согласования, чем двухшлейфовый согласователь, поэтому его применение является предпочтительным.

Рассмотрим матрич-

ную модель устройства с использованием двойного волноводного тройника. Изображение устройства с указанием нумерации плеч (портов) приведено на рис.4.62. При анализе предполагается, что в волноводах могут распространяться волны только низшего типа.

Запишем связь падающих $(a_i, i=1...4)$ к устройству и отраженных от него волн (b_i) с помощью матрицы рассеяния

$$[b] = [S] \cdot [a]. \tag{4.6}$$

Устройство является взаимным, обладает геометрической симметрией. Считая потери в восьмиполюснике пренебрежимо малыми, выражение (4.6) можно представить в следующем виде:

$$\begin{bmatrix} b_{1} \\ b_{2} \\ b_{3} \\ b_{4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} & S_{34} \\ S_{14} & S_{24} & S_{34} & S_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{1} \\ a_{2} \\ a_{3} \\ a_{4} \end{bmatrix}.$$
(4.7)

Если в плечах 3 и 4 находятся идеальные короткозамыкающие подвижные поршни, то:

$$a_3 = -e^{-2j\phi_e}b_3, \qquad (4.8)$$

$$a_4 = -e^{-2j\phi_h}b_4, \qquad (4.9)$$

где $\varphi_e = \frac{2\pi}{\lambda_{\rm B}} (z - z_0), \ \varphi_h = \frac{2\pi}{\lambda_{\rm B}} (x - x_0), \ \lambda_{\rm B}$ - длина волны в волно-

воде.

Здесь индексы «*e*» и «*h*» относятся к *E*- (плечо 3) и *H*-плечам (плечо 4), соответственно. *x*₀ и *z*₀ – начальные точки отсчета положения поршней в плечах 3 и 4.

Если в плече 2 установлена согласованная нагрузка, то

$$\dot{U}_{\Pi 2} = 0.$$
 (4.10)

Решая систему уравнений (4.7) с учетом условий (4.8), (4.9), (4.10), можно получить выражение для коэффициента отражения \hat{S}_{11} на входе плеча 1:

$$\hat{S}_{11} = \frac{S_{13}^{2} e^{-2j\phi_{e}} (1 + S_{44} e^{-2j\phi_{h}}) + S_{14}^{2} e^{-2j\phi_{h}} (1 + S_{33} e^{-2j\phi_{e}}) - 2S_{13}S_{14}S_{34} e^{-2j(\phi_{e} + \phi_{h})}}{(1 + S_{33} e^{-2j\phi_{e}}) (1 + S_{44} e^{-2j\phi_{h}}) - S_{34}^{2} e^{-2j(\phi_{e} + \phi_{h})}} - S_{11}}$$

$$(4.11)$$

Исследуя систему уравнений (4.7), можно показать, что для произвольной нагрузки в плече 2 ($a_2 \neq 0$) существуют такие положения поршней в плечах 3 и 4, при которых отражение на входе $b_1=0$, т.е. устройство обеспечивает согласование произвольной нагрузки. Координаты поршней, при которых реализуется согласование, можно получить также численными методами. *ЕН*-согласователь состоит из двойного волноводного тройника и двух подвижных короткозамыкающих поршней. Расчет *ЕН*-

согласователя включает: определение геометрических размеров волноводного тройника, при которых он согласован со стороны всех плеч; расчет положений поршней, соответствующих согласованию произвольной нагрузки; расчет положений поршней, соответствующих регулировке фазы поля в произвольной нагрузке; расчет конфигурации подвижных поршней. Расчет согласователя, конструкция которого основана на использовании волноводов сечением 165,11×82,55 мм, выполнялся на рабочей частоте уско-(1.3 ГГп). Численное моделирование рителя TESLA EHсогласователя проводилось с помощью программы Agilent HFSS 5.6 с использованием компьютера с процессором Intel Pentium IV и объемом оперативной памяти 2 Гб.

Устройство двойного волноводного тройника изображено на рис. 4.62. Его согласование со стороны всех плеч может быть осуществлено различными методами. С учетом симметрии устройства достаточно применения двух реактивных элементов для обеспечения согласования. Конструктивно наиболее простым является применение индуктивных диафрагм, не снижающих электрической прочности тройника. Индуктивные диафрагмы установлены в волноводах 3 и 4. Расчет условий согласования состоял в подборе размеров и положения диафрагм.

Таблица 4.17

Значения модуля коэффициентов матрицы рассеяния S _{ii} /, дБ					
i j	1	2	3	4	
1	-43,7±0,5	-32,1±0,1	-3,01±0,01	-3,01±0,01	
2	-32,1±0,1	-43,6±0,5	-3,01±0,01	-3,01±0,01	
3	-3,01±0,01	-3,01±0,01	-32,1±0,1	<-60	
4	-3,01±0,01	-32,1±0,1	<-60	-31,5±0,1	

Результаты расчета двойного волноводного тройника

Соответствующие значения коэффициентов матрицы рассеяния настроенного двойного волноводного тройника представлены в табл. 4.17. Указанные параметры двойного волноводного тройника являются приемлемыми для использования в *EH*-согласователе.

Для расчета положений поршней. соответствующих согласованию произвольной нагрузки, использовалась следующая модель. Нагрузка в волноводе представляиндуктивной лась лиафрагмой с переменным положением в волноводе и согласованной нагрузкой, установленной за ней. На рис. 4.63 показаны результаты моделирования устройства с нагрузкой, модуль коэффишиента отражения $|S_{11}|=0.14$.



Рис.4.63. Распределение максимума электрического поля в *ЕН*-согласователе

Перемещение поршней в *E*- и *H*-плечах на половину длины волны в волноводе позволяет получить любые значения коэффициентов *S*-матрицы *EH*-согласователя. Зависимость модуля коэффициента отражения на входе устройства от положения поршней представлена на рис. 4.64. Коэффициент отражения от входа *EH*согласователя не превышает 0,032.

Схематичное изображение EH-согласователя приведено на рис.4.65,а, на рис.4.65,б – фотография макета устройства. К двойному волноводному тройнику I подключен волновод 2. В H-плече установлена индуктивная диафрагма 3 для настройки тройника. В волноводе, подключенном к H-плечу, установлен короткозамыкающий поршень 7, перемещение поршня обеспечивается узлом шагового двигателя 4. Контактная прокладка 5 позволяет получить надежный электрический контакт между тройником и волноводом. Коаксиально-волноводные адаптеры 6 установлены в двух плечах тройника и позволяют измерять амплитуду и фазу волны, передаваемой через устройство. Адаптеры 6 разработаны для экспериментальных измерений и не являются составными элементами EHсогласователя.



Рис.4.64. Зависимость модуля коэффициента отражения S₁₁ *EH*-согласователя от положения поршней в плечах *E* и *H*



Рис.4.65. ЕН-согласователь: а – конструкция; б – общий вид

В *Е*- и *Н*-плечах двойного волноводного тройника расположены подвижные короткозамыкающие поршни, которые могут перемещаться в пределах не менее половины длины волны в волноводе, составляющей 161,33 мм. Шаговые двигатели, обеспечивающие перемещение поршней, управляются компьютером. Максимальный рабочий ход поршня составляет 167 мм.

ЕН-согласователь должен работать при значительной импульсной мощности питания ускоряющего резонатора (до 1 МВт), поэтому важно минимизировать напряженность поля в местах, опасных с точки зрения пробоя. В ходе работы рассмотрены два варианта дроссельных поршней [4.19].

Управление функциями *ЕН*-согласователя осуществляется с помощью единого программно-аппаратного комплекса, разработанного и изготовленного специально для этого устройства и являющегося его неотъемлемой частью. Функциональная схема системы управления приведена на рис. 4.66.

Основными исполнительными элементами для настройки устройства являются два шаговых двигателя (ШД), которые обеспечивают перемещение короткозамыкающих дроссельных поршней в *E*- и *H*-плечах согласователя. Двигатели позволяют делать 200 шагов на один оборот вала, что обеспечивает необходимую точность позиционирования поршней. Системы перемещения и схемотехника блоков управления двух поршней полностью идентичны.



Рис.4.66. Функциональная схема программно-аппаратного комплекса управления *EH*-согласователем

Оперативное управление комплексом, сбор, обработка и хранение данных калибровки и измерений осуществляется компьютером. Для выполнения перечисленных функций он оснащён дополнительными устройствами, обеспечивающими обмен данными с остальными элементами комплекса – платой цифрового вводавывода информации ADLINK PCI-7230 и интерфейсом GPIB.

Значения коэффициентов матрицы рассеяния S _{ij} /, дБ					
i j 1 2 3 4					
1	-30,6±0,2	-25,9±0,2	-2,97±0,02	-3,14±0,02	
2	-25,9±0,2	-28,4±0,2	$-3,22\pm0,02$	-3,13±0,02	
3	-2,97±0,02	-3,22±0,02	-28,2±0,2	-39±0,5	
4	-3,14±0,02	-3,13±0,02	-39±0,5	-33,7±0,2	

Таблица 4.18 Результаты измерения характеристик двойного волноводного тройника

В табл. 4.18 приведены результаты измерения параметров *EH*согласователя. После настройки *EH*-согласователя была выполнена его калибровка на низком уровне мощности. Для этого к входному и выходному портам устройства были присоединены коаксиально-волноводные адаптеры. С их помощью устройство было включено в измерительную цепь векторного анализатора цепей. Прибор содержит встроенный генератор, работающий в частотном диапазоне 0,3 – 6000 МГц, и позволяет проводить измерения параметров двух- и четырехполюсников, относительно плоскостей отсчета, указываемых процессом калибровки устройства совместно с питающей линией. Прибор соединен с компьютером по интерфейсу GPIB.



Рис.4.67. Калибровочные кривые на комплексной плоскости при перемещении поршней: а – коэффициент отражения S₁₁; б – коэффициент передачи S₁₂

Калибровка ЕН-согласователя осуществляется в полностью автоматическом режиме под управлением программы, написанной в

среде программирования LabView. На рис. 4.67 приведен характерный вид калибровочных кривых, представляющих собой семейство окружностей. Точки, составляющие одну окружность, соответствуют изменению положения одного поршня во всём диапазоне его перемещения при фиксированном положении другого поршня (каждой точке соответствует амплитуда и фаза коэффициента отражения или коэффициента передачи).

Работоспособность *EH*-согласователя, т.е. возможность согласования с его помощью нагрузок с различными коэффициентами отражения, была экспериментально проверена с применением тестовой нагрузки. Процедура согласования соответствовала алгоритму, который разработан для настройки элементов высокочастотного тракта коллайдера TESLA.

Тестовая нагрузка была собрана следующим образом. К коаксиальному разъему коаксиально-волноводного адаптера присоединена коаксиальная согласованная нагрузка. Внутри адаптера был расположен металлический отражающий элемент. Подбором положения этого элемента внутри адаптера коэффициент отражения (обратных потерь) от такой нагрузки изменялся в широких пределах. Измерены значения амплитуды и фазы коэффициента отражения (обратных потерь) от четырех нагрузок (табл.4.19). Здесь же приведены результаты измерения коэффициента отражения от входа *ЕН*-согласователя. Отражение от волноводного порта адаптера измерялось с помощью анализатора цепей HP8752C.

Таблица 4.19

Коэффициент отражения S_{11L} от				Коэффициент отражения от		
	нагрузки		входа ЕГ	Н-согласова	ателя S ₁₁	
			посл	не согласов	ания	
$ S_{11L} $	$ S_{11L} ,$	Φ аза $\phi_{\rm H}$,	$ S_{11L} $	$ S_{11L} ,$	Фаза ф,	
	дБ	град.		дБ	град.	
0.676	-3.4	-128	0.063	-24.0	-54	
0,010	-,.		0,002	,.	-	
0,850	-1,4	-123	0,043	-27,3	-159	
,	,		,	,		
0,397	-8,0	-29	0,009	-40,9	-42	
0,283	-11,0	-63	0,045	-26,9	29	
	Коэффин <i>S</i> _{11<i>L</i>} 0,676 0,850 0,397 0,283	Коэффициент отраже нагрузки $ S_{11L} $ $ S_{11L} $, дБ 0,676 -3,4 0,850 -1,4 0,397 -8,0 0,283 -11,0	Коэффициент отражения S_{11L} от нагрузки $ S_{11L} $ $ S_{11L} $, дБФаза град.0,676-3,4-1280,850-1,4-1230,397-8,0-290,283-11,0-63	Коэффициент отражения S_{11L} от нагрузкиКоэффи входа $Eлпост S_{11L} S_{11L} ,_{\ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ $	Коэффициент отражения S_{11L} от нагрузкиКоэффициент отраж входа EH -согласова после согласова после согласова 15_{11L} $ S_{11L} $ $ S_{11L} $, дБФаза $\varphi_{\rm H}$, град. $ S_{11L} $ дБ $ S_{11L} $, дБ0,676-3,4-1280,063-24,00,850-1,4-1230,043-27,30,397-8,0-290,009-40,90,283-11,0-630,045-26,9	

Результаты согласования поглощающих нагрузок

Выполненные измерения коэффициентов отражения от четырех нагрузок позволяют установить поршни *ЕН*-согласователя в положение, соответствующее согласованию на входе *ЕН*согласователя. Измерение коэффициентов отражения на входе *ЕН*согласователя показывает достаточно хорошее согласование устройства во всех случаях (табл.4.19). Экспериментально удалось согласовать нагрузки не хуже, чем –24 дБ. Полученные данные свидетельствуют об удовлетворительной работоспособности разработанного устройства по согласованию нагрузок с различными коэффициентами отражения.



Рис.4.68. Интерфейсное окно программы установки S-параметров *EH*-согласователя по данным предварительной калибровки

4.5.3. Регулируемые направленные ответвители

Система СВЧ питания ускоряющих секций коллайдера TESLA включает регулируемые волноводные направленные ответвители нескольких типов, имеющих различные характеристики. В последовательной схеме питания секций используются ответвители с переходным ослаблением в номинальном режиме от 12,5 до 3 дБ. Диапазон регулировки переходного ослабления в каждом из них должен быть ±1 дБ по отношению к номинальному значению. В случае древовидной схемы переходное ослабление всех ответвителей в номинальном режиме равно 3 дБ и должно регулироваться в диапазоне, меньшем чем ± 1 дБ. Таким образом, ответвители с переходным ослаблением 3 дБ используются как в последовательной, так и древовидной схемах.

При разработке направленных ответвителей основное внимание уделено устройствам с крайними значениями переходного ослабления, а именно 12,5 и 3 дБ. Это позволяет найти и обосновать принципиальные технические решения для всех типов ответвителей, предназначенных для системы питания коллайдера. Конструкция ответвителей с переходным ослаблением *С*, лежащим в диапазоне от 3 до 12,5 дБ, является аналогичной. Значение коэффициента направленности волноводных ответвителей должно быть не меньше 25 дБ во всем диапазоне перестройки переходного ослабления.

Для обеспечения компактности устройств рассматриваются конструктивные решения, позволяющие регулировать переходное ослабление ответвителей с помощью изменения их геометрии в области отверстий связи. На примере ответвителя со связью по общей узкой стенке волноводов [4.20] и переходным ослаблением ЗдБ рассмотрены два варианта регулировки переходного ослабления, различающиеся ориентацией подвижных короткозамыкающих поршней, которые перемещаются в области отверстия связи относительно волноводов, образующих ответвитель. В первом варианте цилиндрические или призматические поршни вводятся через широкие стенки волноводов напротив окна связи в средней плоскости между волноводами (емкостная перестройка). Во втором варианте к узким стенкам волноводов ответвителей напротив отверстий связи присоединены вспомогательные волноводы с подвижными поршнями (индуктивная перестройка)

Расчетные параметры, полученные при расчетном моделировании направленного ответвителя, выполненного на базе прямоугольного волновода с сечением 72×34 мм на частоте 2,797 ГГц, с использованием емкостных регулировочных цилиндрических либо призматических плунжеров (рис. 4.69), приведены в табл. 4.20. В процессе расчетов определялись: коэффициент переходного ослабления $C = -20 \cdot \lg S_{14}$, коэффициент направленности $D = 20 \cdot \lg (S_{14}/S_{13})$, коэфициент обратных потерь $R = -20 \cdot \lg S_{11}$ в

237

функции положения плунжеров. Между приведенными характеристиками существует простая связь: R = C + D, так как для симметричных устройств $S_{11} = S_{13}$. В процессе расчетов основное достижению максимально внимание уделялось возможного коэффициента направленности во значения всем диапазоне изменения переходного ослабления. Данные, приведенные в таблице, получены с помощью программы HFSS для лучших из рассмотренных вариантов геометрических размеров. Видно, что перемещение плунжеров позволяет регулировать переходное ослабление с сохранением коэффициента направленности не хуже 20 дБ. Однако направленные ответвители с емкостной связью обладают недостаточной электрической прочностью, а создание подобной конструкция для двухдырочного ответвителя (на 12,6 дБ) представляется весьма сложным.



Рис.4.69. Направленные ответвители с емкостной перестройкой

Таблица 4.20

Параметр, размерность	Цилиндрические плунжеры	Призматические плунжеры
Коэффициент переходного ослабле- ния С, дБ	1,8-3,4	2,3-4,1
Коэффициент направленности D, дБ	12 - 28	25,2 - 14,1
Коэффициент обратных потерь <i>R</i> , дБ	14 - 31	19,8 - 26,6
Положение плунжера <i>h</i> , мм	-18 +18	203 - 175

Интервалы изменения параметров направленных ответвителей с емкостными регулировочными плунжерами

Рассмотрим направленный ответвитель с индуктивной связью. Реализация его достигается с помощью различных конструктивных решений. На рис.4.70 изображены регулируемые направленные ответвители: однодырочный с переходным ослаблением 3 ± 1 дБ и двухдырочный с переходным ослаблением 12,6 дБ. Оба направленных ответвителя рассчитаны на рабочую частоту 1,3 ГГц. Размеры прямоугольных волноводов – a=165,1 мм; b=82,5 мм.



Рис.4.70. Чертеж направленного ответвителя с индуктивной связью: а – однодырочного на 3 дБ; б – двухдырочного на 12,6 дБ

На рисунке указаны следующие обозначения геометрических размеров: *h* – ширина щели связи; *L* – размер широкой стенки вспомогательного волновода, в котором размещается короткозамыкающий поршень; *d* – положение поршня в волноводе, отсчитываемое от начала скоса в нем; S и S_h - ширина и высота скоса, соответственно; *T* – суммарная ширина щели связи и перемычки; *t* - толщина общей стенки волноводов. Вспомогательные волноводы присоединены под прямым углом к основным волноводам и симметрично относительно отверстия связи. Их узкая стенка равна 82,5мм. Для регулировки переходного ослабления в пределах ±1дБ относительно номинального значения и получения коэффициента направленности более 25 дБ во всем диапазоне перестройки подбирались как размеры широкой стенки вспомогательного волновода, так и размеры плавных скосов. Для двухдырочного направленного ответвителя подбирались и размеры T и h. C увеличением размера L наблюдается повышение направленности во всем диапазоне изменения переходного ослабления. Все дальнейшие расчеты проводились с L=276 мм. Как показали расчеты, при меньшей ширине регулирующего волновода происходит резкое падение коэффициента направленности при смещении плунжеров от среднего положения, соответствующего номинальным значениям коэффициента переходного ослабления. Увеличение ширины регулирующего волновода уменьшает скорость спада коэффициента направленности на краях диапазона перестройки. Таким образом, существует такая ширина регулирующего волновода, при которой коэффициент направленности на краях диапазона перестройки являприведены наибольшим. Ha рис. 4.71 ется зависимости переходного ослабления и направленности для 3 дБ и 12,6 дБ ответвителей, полученные направленных результате в многопараметрической оптимизации размеров.



Рис.4.71.Характеристики направленности и переходного ослабления в функции положения короткозамыкателей во вспомогательном волноводе для направленных ответвителей: а, б – для однодырочного; в, г – двухдырочного

Для определения допусков на размеры, обеспечивающих получение указанных параметров, были проведены расчеты чувствительности направленности и переходного ослабления к изменению геометрических параметров ответвителей. В результате расчетов были установлены следующие допуски на основные размеры: $L=(276,0\pm0.5)$ мм, $h=(322\pm2)$ мм, $s=(19\pm1)$ мм, $s_h=(71\pm1)$ мм, $t=(4,0\pm0.5)$ мм, $p=(141\pm2)$ мм, $s_k=(140\pm1)$ мм, $a=(165\pm1)$ мм, Аналогично были получены $b = (83 \pm 1)$ мм функции и допуски для ответвителя 12.6 лБ: чувствительности на L=(276,0±0,5) мм, h=(80±1) мм, T=(100±1) мм, s=(19±1) мм, $s_{k}=(77\pm1)$ MM, $t=(4,0\pm0,5)$ MM, $p=(135\pm2)$ MM, $s_{k}=(90\pm1)$ MM. *а*=(165±1) мм, *b*=(82±1) мм.

Исследования регулируемых направленных ответвителей с индуктивной перестройкой связи были направлены также на получение заданных характеристик устройств при наложении ограничений на их габариты, а именно длина и ширина должны быть в пределах 500 и 400 мм соответственно. Такие жесткие ограничения позволяют произвести замену существующих нерегулируемых направленных ответвителей в СВЧ тракте коллайдера TESLA на регулируемые направленные ответвители без изменения конфигурации разработанной СВЧ системы ускорителя. Чтобы выполнить дополнительные условия, пришлось применить повороты регулирующих волноводов, в которых размещаются подвижные короткозамыкатели, на 90° (рис. 4.72).



Рис.4.72. Направленные ответвители с уголковыми поворотами: а – 3 дБ; б – 12,6 дБ

Расчет и оптимизация выполнены методом градиентного спуска при помощи программы HFSS 5.5. Варьировались десять геометрических размеров устройства.

На рис.4.73 показаны изометрии поверхностей, где двумя независимыми координатами являются положения плунжеров, а функциями – коэффициенты переходного ослабления и направленности для направленного ответвителя на 12,6 дБ.



Рис.4.73. Зависимости параметров ответвителя от положения плунжеров: a – переходного ослабления; б – направленности

Регулировочные кривые оптимизированного направленного ответвителя на 3 дБ представлены на рис. 4.74. Коэффициент переходного ослабления можно перестраивать от 2 до 4 дБ, коэффициент обратных потерь составляет не более –35 дБ, направленности – не менее 31 дБ.



Рис.4.74. Зависимость переходного ослабления от положения плунжеров (а) и направленности и обратных потерь от переходного ослабления (б) для направленного ответвителя на 3 дБ

Обеспечение необходимой электрической прочности является одним из важнейших вопросов при создании рассматриваемых устройств. Было исследовано распределение максимума электрического поля в объеме направленного ответвителя при различных положениях плунжеров. Для количественной оценки полей использовался коэффициент перенапряженности k, являющийся отношением максимального электрического поля в ответвителе к напряженности поля бегущей волны во входном волноводе. Максимальное значение коэффициента перенапряженности не превышает 1,13 и достигается при C=13,5дБ и d=233мм. Максимум поля расположен между двумя плоскими стенками ответвителя.

В связи с большим расстоянием между плунжерами (~500 мм) в конструкции устройства целесообразно использовать независимые приводы для каждого поршня. В устройстве должна быть проведена калибровка переходного ослабления от положения поршней. В табл. 4.21 приведены параметры калибровки ответвителя.

Параметр	Значения параметров		гров
Число шагов двигателя между изме-	1	10	50
ряемыми точками	•		20
Время калибровки при независимом	7282	72.8	2.91
движении плунжеров, ч	1202	72,0	2,91
Время калибровки при синхронном	1.42	0.142	0.028
движении плунжеров, ч	1,42	0,142	0,028
Число точек измерения при переме-	5120	512	102
щении поршня	5120	512	102
Точность установки коэффициента	0.02	0.2	1
переходного ослабления, %	0,02	0,2	1

Расчетные параметры калибровки ответвителя

Таблица 4.21

Проектирование короткозамыкающих плунжеров требует знания распределения электрического поля вблизи плоскости плунжеров в различные моменты времени.

Для обеспечения необходимого коэффициента направленности регулируемых направленных ответвителей при перестройке коэффициента переходного ослабления на ± 1 дБ использованы регулирующие волноводы сечением 276×82,55 мм. В волноводах с таким размером широкой стенки наряду с волной типа H_{10} может распространяться и волна типа H_{20} . В ответвителе с переходным ослаблением 3дБ распределение поля в регулирующих волноводах близко к распределению поля в однородном короткозамкнутом волноводе такого же сечения, как и регулирующий, в котором возбуждаются волны H_{10} и H_{20} равной амплитуды и со сдвигом фаз 90°. В направленном ответвителе с переходным ослаблением 12,5дБ в одном из регулирующих волноводов преобладает волна типа H_{20} с волной H_{10} небольшой амплитуды, а в другом – наоборот. Можно ожидать, что в направленных ответвителях с переходным ослаблением от 3 до 12,5дБ распределение поля в регулирующих волноводах близко к распределению поля различных комбинаций волн типа H_{10} и H_{20} . При разработке подвижного короткозамыкающего поршня рассматривались дроссельные плунжеры специальной конструкции для каждого регулирующего волновода и каждого ответвителя, а также универсальный подвижный короткозамыкатель, обеспечивающий работу при полях, образованных любыми комбинациями волн типа H_{10} и H_{20} .

Выбор конфигурации и размеров подвижного короткозамыкателя проводился по критериям эффективного короткого замыкания на всей длине перемещения поршня и обеспечения в поршне напряженности поля меньшей, чем в прямоугольном волноводе.

Одним из вариантов подвижного короткозамыкателя является дроссельный поршень, рассчитанный на высокий уровень мощно-



Рис.4.75. Распределение электрического поля в волноводе перед дроссельным поршнем

сти. Конструкция такого поршня и распределение поля в волноводе перед поршнем представлены на рис. 4.75. Дроссель соединен с основанием фторопластовыми стержнями. Коэффициент перенапряженности поля в таком устройстве достигает 2,7.

Ось *X* направлена в сторону поршня, начало отсчета находится в плоскости поршня, обращенной к падающей волне. Перенапря-

женность в дроссельных каналах достигает 3,5 при возбуждении в волноводе волн типа H_{10} и 2,7 при возбуждении суммой волн типов H_{10} и H_{20} равной амплитуды и со сдвигом фаз 90⁰. Уменьшение мощности за поршнем составляет 33дБ. Так как поле в регулировочном волноводе является суммой двух типов волн, то это обусловливает возникновение трех областей перенапряженности между поршнем и широкой стенкой волновода.

Для решения этой проблемы была проведена оптимизация геометрических размеров узла. Дроссельный поршень рассчитывался для поля, созданного суммой волн типа H₁₀ и H₂₀ равной амплитуды и со сдвигом фаз 90°. Определены размеры канавки в дросселе в местах расположения пучностей электрического поля.

Испытания дроссельного поршня с фторопластовыми держателями для ЕН-согласователя показали их недостаточную механическую жесткость. Кроме того, при пробоях фторопласт выделяет летучие ядовитые соединения фтора. В связи с этим для крепления

дросселя целесообразно исметаллическую пользовать пластину специально выбранной формы. В пластине выполнены проточки напротив узкой стенки для устранения перенапряженностей. На рис. 4.76 изображен вид такого дроссельного поршня. Расчет и оптимизация узла проведены при помощи HFSS 5.5 программы.

Ослабление



Рис.4.76. Конфигурации поршня с прямоугольным основанием

электромагнитной волны за пределами поршня составляет –105дБ. В дроссельных каналах напряженность электрического поля мала по сравнению с напряженностью поля в ответвителе. Коэффициент перенапряженности электрического поля в дроссельном поршне не превышает 0,9.

Короткозамыкающий поршень может быть выполнен на основе тонкой изогнутой пластины из упругого материала – мембраны, закрепленной одним концом на широкой стенке поршня, а другим концом на фланце вдоль широкой стенки регулирующего волновода (рис. 4.77). Между мембраной и боковой стенкой волновода имеется зазор размером 9 мм. Размеры пластины и зазора между широкой стенкой волновода и плунжером, равного 15 мм, выбраны таким образом, чтобы обеспечить эффективное короткое замыкание при перемещении поршня на ±(8...16) мм относительно среднего положения и допустимые деформации мембраны.



Рис.4.77. Поршень на основе гибкой мембраны



Рис.4.78. Распределение поля в поршне с диафрагмой

гибкой Использование мембраны обладает рядом лостоинств. Токи в боковой стенке текут только от нижней широкой верхней части к стенки волновода для волн типа H_{10} и H_{20} , поэтому при небольших деформациях мембудет браны не возникать большого электрического поля между боковой стенкой и краем мембраны. Короткозамыкатель на основе мембраны универсален и может быть применен в ответвителях для всех регулирующих волноволов.

Выполнен расчет полей при различных положениях короткозамыкающего поршня на основе мембраны. Наибольшее электрическое поле возникает при крайнем поло-

жении мембраны, когда поршень выдвинут в сторону направленного ответвителя (рис. 4.78). Поле на расстоянии 1 мм от края мембраны составляет 0,07 от поля во входном волноводе направленного ответвителя. Напряженность электрического поля при приближении к краю мембраны возрастает пропорционально 1/r (r – расстояние от края мембраны). При толщине мембраны 0,1 мм напряженность электрического поля на поверхности края мембраны составит приблизительно 0,7 от напряженности поля во входном волноводе ответвителя, что является удовлетворительным с точки зрения электрической прочности.

Подвижный короткозамыкатель на основе гибкой мембраны обладает лучшими характеристиками и выбран в качестве основного варианта для использования в составе регулируемых направленных ответвителей. С использованием проведенных расчетов были изготовлены полномасштабные образцы направленных ответвителей с перестройкой ±1 дБ относительно номинальных значений переходного ослабления 3 и 12,5 дБ. Экспериментальному исследованию характеристик таких регулируемых направленных ответвителей предшествовало создание согласованных нагрузок и волноводных устройств, предназначенных для градуировки измерителя параметров четырехполюсников непосредственно на фланце коаксиально-волноводного адаптера.

Измерение характеристик направленных ответвителей проводилось с использованием в регулировочных волноводах как плоских короткозамыкающих пластин, так и подвижных короткозамыкателей мембранного типа.

На рис. 4.79 показан общий вид измерительного стенда для исследования характеристик ответвителей.



Рис. 4.79. Общий вид измерительного стенда

На рис 4.80 изображены зависимости коэффициента переходного ослабления в функции положения короткозамыкателя, полученные по результатам расчета и с использованием экспериментальных данных. Для этих же случаев на рис. 4.81,6 приведены зависимости направленности от переходного ослабления.

Данные получены как с плоским короткозамыкателем и с набором отрезков волноводов, так и с подвижным короткозамыкателем мембранного типа. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов для ответвителя представлено на рис. 4.81. В табл. 4.22 представлены регулировочные характеристики ответвителей обоих типов. Управление функциями направленного ответвителя осуществляется с помощью единого программно-аппаратного комплекса, разработанного и изготовленного специально для этого устройства и являющегося неотъемлемой его частью. Основными исполнительными элементами настройки устройства являются два шаговых двигателя, перемещающие короткозамыкающие поршни (мембранного типа). Двигатели позволяют делать 200 шагов за один оборот вала, что обеспечивает необходимую точность позиционирования поршней. Система управления и схемотехника блоков управления обоих поршней полностью идентичны.



Рис.4.80. Зависимости для 3 дБ ответвителя: а – переходного ослабления от положения поршня; б – направленности от переходного ослабления



Рис. 4.81. Зависимости для ответвителя 12,5 дБ: а – переходного ослабления от положения поршня; б – направленности от переходного ослабления

Организация программно-аппаратного комплекса степени аналогична организации комплекса управления *EH*-согласователем. Калибровка направленного ответвителя производится автоматически при помощи специальной программы.

Таблица 4.22

	Мембранный поршень		Плоский поршень	
Параметр	Ответвитель 12,5дБ	Ответвитель 3 дБ	Ответвитель 12,5дБ	Ответвитель 3 дБ
Референсное положение поршня, мм	215	206	220	226
Диапазон изменения положения поршня, мм	21	40	17	36
Диапазон изменения переходного ослабления, дБ	11,5 – 13,5	2-4	11,5 – 13,5	2-4
Диапазон изменения направленности, дБ	30 - 27	38 - 33	28-48	32–50
Диапазон изменения обратных потерь, дБ	-(44 - 30)	-(44 - 38)	-(29 - 55)	-(35 - 55)

Характеристики ответвителей с переходным ослаблением 3 дБ и 12,5 дБ

4.6. Настройка сверхпроводящих резонаторов 4.6.1. Требования к настроечным устройствам

Настроечные устройства должны обеспечивать резонансную частоту равной проектируемой рабочей частоте. Существует несколько условий, определяющих характеристики настроечных устройств. Чтобы сделать точный прогноз по необходимому диапазону перестройки частоты, основываясь на измерениях при комнатной температуре, необходимо учесть влияние вакуума, изменение длины резонатора из-за понижения температуры и сокращение размеров элементов поддержки резонатора. Влияние этих факторов составляет 10⁻⁴ и требуемый диапазон настройки такой же.

В накопительных кольцах резонатор непосредственно не используется для ускорения, в нем можно сдвинуть частоту основной моды на половину частоты гармоники оборота частиц, чтобы избежать повышения мощности, индуцируемой пучком на основной моде. Для накопительных колец с небольшой длиной окружности, как CESR (800 м), частота обращения 400 кГц. Во время ускорения устройство настройки должно корректировать медленные изменения частоты резонатора, например из-за изменения давления в танке, или длины системы поддержки резонатора, возникающей вследствие изменения температуры теплых частей. Эксперименты показывают, что обычная чувствительность к давлению резонаторов низкочастотного накопительного кольца составляет от 8 до 80 Гц/мбар. Для резонаторов более высокочастотного линейного ускорителя чувствительность меняется от –15 до –60 Гц/мбар. Различие в величине и знаке происходит из-за небольшого различия в форме резонаторов и различных способов поддержки резонаторов внутри криостатов.

В некоторых применениях полезно к основному устройству настройки добавлять устройство тонкой настройки, которое также является более быстродействующим. Высокое быстродействие необходимо в случае реактивной нагрузки пучком или для быстрой расстройки резонатора после ВЧ отключения, чтобы мощность, индуцируемая пучком в сверхпроводящем резонаторе, не стала чрезмерной. После устранения причины, которая вызвала расстройку частоты, устройство быстрой настройки обеспечивает приведение резонатора в рабочий режим без потери пучка. Скорость коррекции частоты ограничивается механическими резонансами системы «резонатор-устройство настройки».

Устройство настройки в основном устанавливают в активной части сложной ВЧ контрольной системы, которая выполняет несколько функций. Она стабилизирует частоту, амплитуду и фазовые изменения, индуцируемые такими источниками, как ВЧ система, изменение тока пучка, расстройка из-за силы Лоренца и микрофонные эффекты. Уровень, который может быть достигнут совместным контролем частоты, амплитуды и фазы, определяет энергетический спектр пучка в линейном ускорителе.

После того как сигнал от опорного генератора проходит через фазовращатель, который определяет опорную фазу, он обрабатывается фазовым и амплитудным контроллерами и усиливается до уровня мощности, необходимого при управлении резонатором. Для амплитудного контроля сигнал от зонда, следящего за полем в резонаторе, поступает на амплитудный детектор, где сравнивается с контрольным значением и сигналом ошибки, после усиления и фильтрации сигнал ошибки используют для привода системы ам-

плитудного контроля. Фаза сигнала с зонда сравнивается с опорным сигналом, и обнаруженные ошибки корректируются системой фазового контроля. Система контроля частоты управляет медленными и быстрыми устройствами настройки, что обеспечивает совпадение частоты резонатора с необходимой рабочей частотой. Системы ВЧ контроля накопительного кольца позволяют достигнуть амплитудной стабильности 1-2% и фазовой стабильности несколько градусов. Если питание каждого резонатора осуществляется от индивидуального клистрона с системой ВЧ контроля, то достигается фазовая стабильность в доли градуса и амплитудная стабильность 10^{-4} . Такие характеристики существенно лучше, чем в схеме питания нескольких резонаторов от одного генератора.

4.6.2. Микрофонный эффект

Типичные значения нагруженной добротности для сверхпроводящих резонаторов составляют около 10⁶, и в случае больших ускоряемых токов нагруженная добротность порядка 10⁵. В любом случае нагруженная добротность в сверхпроводящих резонаторах выше, чем в нормально проводящих резонаторах. Получаемая узкая частотная полоса делает сверхпроводящие резонаторы более чувствительными к механическим вибрациям. Этот эффект усугубляется тем, что сверхпроводящие резонаторы делают из ячеек с тонкими стенками.

Тяжелое оборудование может передавать механические вибрации к резонатору через тракт проводки пучка, опоры и криостат. Механические вакуумные насосы могут влиять на резонатор через трубки проводки пучка. Компрессоры и насосы рефрижератора будут возбуждать колебания, которые распространяются вдоль подающих гелий в криостат труб и достигают резонаторов. Изменение давления, произведенное оборудованием, может взаимодействовать с резонатором. В некоторых случаях даже испаряющийся гелий может вызвать шум в фазе, что недопустимо для таких применений, как лазеры на свободных электронах. Однако работа при сверхтекучести уменьшает флуктуации давления в криостате и пузырьковые шумы.

Источники шума генерируют спектр механических вибраций, который фильтруется преобразующей средой и взаимодействует с резонатором. Вместе с устройствами настройки и поддерживающими креплениями резонатор имеет свой собственный характеристический отклик на внешние возмущения.

Флуктуации амплитуды и фазы резонатора от механических вибраций должны быть уменьшены до допустимых уровней системой ВЧ контроля. Чтобы избежать нестабильностей в системе контроля частоты, нужно сделать механические резонансные частоты как можно выше так, чтобы они не были связаны с низкочастотными вибрациями движения опоры установки и криогенной системы. Это может быть обеспечено разными способами, например увеличением жесткости резонатора или добавлением точек поддержки.



Рис.4.82. Связующие стержни для многоячеечных резонаторов

Можно повысить значения низших частот продольных и поперечных механических мод, применяя связующие стержни для многоячеечных резонаторов. Например, для структуры из четырех ячеек на частоте 1300 МГц (рис. 4.82) удалось таким способом поднять частоту продольного механического мода с 233 до 744 МГц [2.1].

Резонаторы для ускорителей тяжелых ионов, которые по существу состоят из дрейфовых трубок, поддерживаемых стержнями, имеют большую чувствительность к микрофонному эффекту и расстройке под действием силы Лоренца. Так как ускоряемые токи в таких ускорителях небольшие, внешнюю добротность выбирают сравнительно высокой, в области 10⁷, чтобы избежать применения мощных клистронов и потерь мощности на отражения от секции. Фазовая стабильность здесь обеспечивается использованием внешнего управляемого напряжением реактивного сопротивления, электрически связанного с резонатором. Путем регулирования скважности между двумя состояниями средняя фаза может быть установлена по отношению к внешней опорной фазе.
4.6.3. Расстройка силы Лоренца и пондермоторные колебания

ВЧ магнитное поле в резонаторе взаимодействует с ВЧ токами в тонком поверхностном слое стенок, вызывая силу Лоренца, которая становится очень важной при высоких ускоряющих полях. Давление описывается следующим выражением:

$$P_{\pi} \propto \mu_0 H^2 - \varepsilon_0 E^2 \,. \tag{4.12}$$

Оно вызывает небольшую деформацию формы ячейки, производя сдвиг резонансной частоты ячейки на величину:

$$\Delta f \propto \left(\varepsilon_0 E^2 - \mu_0 H^2\right) \Delta V . \qquad (4.13)$$

Здесь ΔV есть изменение объема полости резонатора, которая подвержена деформации. Типичное значение коэффициента в этой зависимости несколько Гц/(MB/м)² и ниже при импульсном режиме работы.

Стенка резонатора наклонена внутрь объема, а экваториальная часть ячейки деформируется наружу, как показано на рис. 4.83 для ячейки типа TESLA. Оба эффекта обуславливают уменьшение резонансной частоты. Учет расстройки под действием силы Лоренца особенно важен при высоких полях и при импульсной работе ускорителей, таких как TESLA. В незакрепленном резонаторе с толщиной стенки 2,8 мм сдвиг частоты при ускоряющем градиенте 25 MB/м составляет 1200 Гц. Ширина полосы частот резонатора с подсоединенным основным вводом мощности ($Q_{\rm BH} = 2,5\cdot10^6$) составляет 360 Гц.



Рис.4.83. Рассчитанный эффект действия силы Лоренца на форму резонатора. Деформации показаны с увеличением в 10⁵ раз

Области резонатора, которые испытывают наибольшее давление, являются в то же время областями, ответственными за наибольшее изменение частоты. Там, где сила Лоренца меняет знак, изменение частоты также меняет знак. Это значит, что расстройку из-за силы Лоренца нельзя устранить оптимизацией формы резонатора. Единственным способом является увеличение жесткости резонатора. Для этого приваривают ниобиевые кольца между соседними ячейками, как показано на рис. 4.84. Это обеспечивает уменьшение сдвига частоты в два раза и не превышает 320 Гц. Требуется дополнительная техника непосредственного контроля и регулирования частоты и фазы с требуемой точностью.



Рис.4.84. Конечная часть секции резонатора с укрепляющим кольцом и конической пластиной для сварки с гелиевым баком

При работе сверхпроводящих резонаторов LEP наблюдались нестабильности, которые включали несколько эффектов: механические резонансы резонатора, расстройку под действием сил Лоренца и расстройку резонатора из-за реактивной составляющей нагрузки пучком. Любая амплитудная модуляция резонатора приводит к частотной модуляции, которая в свою очередь вызывает появление амплитудной модуляции, результатом чего будет существенная расстройкя резонатора. Так как резонаторы и криостат уже установлены, единственное эффективное решение – расстройка резонатора синхронно с нагрузкой пучком. Однако при этом необходимо некоторое увеличение ВЧ мощности питания.

Другим эффектом являются пондермоторные осцилляции. Когда сила Лоренца деформирует резонатор, его частота меняется и уменьшается его связь с источником мощности. Напряженность поля уменьшается, механические напряжения в резонаторе ослабевают и СВЧ поле восстанавливается, после чего процесс повторяется. Такие пондермоторные колебания должны контролироваться системой с обратной связью.

4.6.4. Конструкции настроечных устройств

Настроечные устройства со стандартными плунжерами, применяемые в медных резонаторах, не находят широкого применения в сверхпроводящих резонаторах из-за того, что они имеют подвижные части в вакуумной области и увеличивают риск загрязнения. Существует также риск развития вблизи настроечных плунжеров мультипакторного разряда Настроечное устройство с плунжером должно иметь СВЧ фильтр для отражения основной волны и оно должно иметь скользящие полоски, чтобы сделать СВЧ перегородку, необходимую для отвода волн высшего типа и мощности основной волны от сильфонов устройства настройки.

Обычный метод настройки сверхпроводящих резонаторов состоит в изменении длины ячеек с помощью механической регулировки всей длины резонатора. Так как все ячейки почти идентичны, то каждая из них меняется на одну и ту же величину, и в целом эти изменения не влияют на распределение поля. Возможности расширения области настройки ограничены пределом упругости ниобия. Оставаясь в пределах области упругости, удается получить область настройки в несколько десятков кГц. Однако обычно требуется более широкая область. При комнатной температуре это достигается превышением предела упругости с некоторой допустимой деформацией резонатора. При низкой температуре предел упругости по порядку величины больше, так что многократное перемещение устройства настройки в большом диапазоне может быть реализовано. С помощью шагового двигателя, перемещающего настроечный элемент, можно получить рабочую частоту в пределах ширины полосы. Однако требуемой точности можно достичь при значительном усилии приводного механизма. Из-за высокой жесткости резонатора силы в вакууме составляют несколько тонн.

Двигатель устройства настройки часто размещают вне криостата, в области изолирующего вакуума и, лишь в некоторых случаях, внутри гелиевого бака. В последней конструкции важно освободить мотор от смазки, которая теряет свои свойства при криогенных температурах, и экранировать резонатор от создаваемых мотором магнитных полей.

Альтернативой использования мотора как привода устройства настройки является использование теплового расширения балок, служащих для крепления устройства настройки. Тепловой метод позволяет избежать механических проблем, связанных с мотором (например, люфта), но увеличивает тепловую нагрузку на криогенную систему, так как балки должны поддерживаться при температуре 80 К, чтобы обеспечить достаточный коэффициент теплового расширения.

В устройствах настройки, развитых для большинства действующих установок, изменение длины позволяет создать сдвиг частоты 40–80 Гц/мкм для низкочастотных резонаторов накопительных колец и 500 Гц/мкм для высокочастотных резонаторов линейных ускорителей. Полный реализуемый диапазон настройки составляет обычно 50–1000 кГц.

Устройства настройки с тепловым управленим применяют так же, как быстрые устройства настройки с хорошим разрешением. Дополнительная настройка основана на пьезоэлектриках или на эффекте магнитострикции. Такие устройства настройки могут быть быстрыми, но их постоянная времени ограничивается десятками миллисекунд из-за механических резонансов в ускоряющей структуре. Устройства с пьезоэлектриками являются быстрыми и точными, но хрупкость пьезокристалла не позволяет хорошо выдерживать продольные и поперечные силы. Также необходимо приложить к устройству перемещения высокое напряжение (1-2 кВ). Магнитострикционное устройство настройки является более эластичным и использует более доступный источник повышенного напряжения, но оно обеспечивает меньший диапазон настройки. Создаваемое магнитное поле может повлиять на собственную добротность резонатора в случае квенч-эффекта. Также омические потери, создаваемые возбуждающим током, могут увеличить криогенный нагрев нагрузки. Наконец, постоянная времени ограничивается вихревыми токами.

На рис.4.85 показано механическое устройство настройки для ускорителя TRISTAN. Оно состоит из грубого механического уст-

ройства настройки и тонкого пьезоустройства настройки с рычагом для увеличения диапазона настройки в два раза. Механическое устройство настройки состоит от шагового двигателя, зубчатого зацепления и натяжного болта; это меняет длину резонатора на 0,21 мкм/импульс. Чувствительность настройки около 75 Гц/мкм. Максимальная возможная нагрузка 2 т, и это позволяет получить ширину области настройки 10 мм. Тонкое устройство настройки представляет собой столбик из 60 пьезоэлементов, каждый диаметром 32 мм и толщиной 1 мм. Ход исполнительного устройства составляет примерно 100 мкм при смещении 1600 В. Возможная точность коррекции частоты составляет 20 Гц.



Рис.4.85. Грубая механическая настройка и тонкая пьезоэлектрическая настройка для резонатора TRISTAN

4.7. Сверхпроводящие ускоряющие структуры для ускорителей на малые и средние энергии

В настоящее время возрастает также потребность в ускорителях заряженных частиц со сверхпроводящими высокочастотными резонаторами со скоростями меньше скорости света (β <1), особенно для ускорения частиц в непрерывном режиме или импульсном режиме с малой скважностью (с временем заполнения более 10%). Такие ускорители нужны для ядерной трансмутации долгоживущих ядерных отходов как интенсивные источники нейтронов при расщеплении ядер, для ускорения радиоактивных нейтронов и

производства мюонов/ нейтрино, а также для производства трития. Ускоряющие структуры таких ускорителей имеют определенные особенности. Рассмотрим это более подробно.

Из значительного числа публикаций, появившихся в последнее время по этой проблеме, отметим обзорные работы [4.63, 4.64, 4.65].

В табл. 4.23 указано, какой режим ускорения необходимо реализовать при различных назначениях установки.

Таблица 4.23

Режим	Большой ток	Средний/небольшой			
		ток			
Непрерывный	Ведущие системы ускорителя	Производство радио-			
	Трансмутация ядерных отходов	активных ионов			
	Производство энергии	Структура ядра			
Импульсный	Импульсные источники расщепле-	-			
	ния ядра				

Применение ускорителей со сверхпроводящими резонаторами

В указанном диапазоне скоростей все сверхпроводящие ускоряющие структуры по типу геометрии можно отнести к одной из следующих групп: *TM* группа и *TEM* группа.

Резонаторы первой группы – это хорошо известные эллиптические резонаторы на виде колебаний E_{010} , конструктивно аналогичные резонаторам при β =1. Многоячеечные сверхпроводящие резонаторы эллиптической формы с пониженной скоростью рассматриваются несколькими научными ускорительными центрами как для работы ускорителей в непрерывном режиме с β = 0,47, так и для импульсной работы, как это реализовано в резонаторах ускорителя SNS с β = 0,61 и 0,81. Эллиптические резонаторы имеют свойственные им проблемы при понижении β , а именно: механические; мультипакторный разряд; низкую эффективность.

Сверхпроводящие резонаторы второй группы – это передающие линии: четвертьволновые (Quarter-wave, Split-ring, Twin quarterwave, Lollipop), полуволновые (Coaxial half-wave, Spoke, H-types). Особо следует отметить резонаторы со спицами, которые разрабатываются для перекрытия области β =0,1–0,6 в диапазоне частот 300-900 МГц. Известны соответствующие прототипы RIA, AAA, EURISOL, XADS, ESS

Достоинство сверхпроводящих резонаторов состоит в том, что они позволяют получить высокое напряжение в непрерывном режиме в относительно короткой структуре. Поэтому для повышения энергии ионов линейный ускоритель следует образовать как цепочку независимо сфазированных резонаторов, позволяющих менять скорость частиц. Сверхпроводящий бустер способен ускорять различного сорта частицы и с разным зарядом. Независимая фазированная цепочка образует систему, которая обеспечивает высокую степень рабочей приспособленности и допускает изменения в характеристике отдельных резонаторов. Сверхпроводящие бустеры показывают превосходные свойства в поперечном и продольном фазовом пространстве и превосходны в транспортировке пучка и в координации характеристик. Из-за модульности конструкции не представляет труда увеличить энергию ускоренных ионов, добавив на выходе ускоряющие структуры с более высокой скоростью. Можно также расширить число ускоряемых частиц с разной массой путем добавления резонаторов с более низкой скоростью на входе ускорителя.

В табл. 4.24 приведены характерные особенности ускорителей.

Ускорители со средними скоростями обычно не рассчитываются на очень высокие ускоряющие градиенты. Практически достижимые градиенты ограничиваются криогенными потерями (непрерывный режим), вводами ВЧ мощности (при большом ускоряемом токе). Для таких ускорителей часто более важен высокий шунтовой импеданс.

Сверхпроводящие ускорители в области средних скоростей в основном используются для производства вторичных частиц, ускоряемые пучки приходят в столкновение с мишенью при средних мощностях от 100 кВт до нескольких МВт. Поэтому важно при конструировании такого ускорителя рассматривать тепловые свойства мишеней.

Таблица 4.24

Характеристики ускорителей заряженных частиц со сверхпроводящими
секциями с фазовой скоростью скоростями менее скорости света

Режим работы, ток	Непрерывный режим, большой гок	Импульсный ре- жим, большой ток	Непрерывный режим, средний и небольшой ток		
Тип частиц	p, H⁻, d	p, H⁻	От р до U		
Техниче- ские ха- рактери- стики и проблемы	-Потери пучка (около 1Вт/м) -Активация -Высокий уро- вень непрерыв- ной ВЧ мощности -Волны высших типов -Криогенные потери	-Потери пучка (около 1Вт/м) -Активация -Волны высших типов -Высокий уровень импульсной ВЧ мощности -Расстройка из-за сил Лоренца	-Микрофонный эф- фект, контроль часто- ты -Криогенные потери -Широкий диапазон отношение заряда к массе -Ускорение многоза- рядных состояний -Активация		
Значение для техно- логии вы- сокоча- стотной сверхпро- водимости	-Резонаторы с высоким аксеп- тансом -Развитие вводов высокой средней мощности -Вывод мощно- сти волн высших типов -Резонаторы с высоким шунто- вым сопротивле- нием	 Резонаторы с высоким аксептансом Развитие вводов высокой импульсной мощности Вывод мощности волн высших типов Развитие активных компенсаторов расстройки изза силы Лоренца 	-Резонаторы с низкой чувствительностью к вибрации -Развитие компенса- ции микрофонного эффекта -Резонаторы с боль- шим шунтовым со- противлением -Резонаторы с боль- шим аксептансом по скорости и по току		

Структуры класса *TEM* существенно трехмерные, не обладающие аксиальной симметрией. При их расчете используют программы трехмерного моделирования MAFIA, Microwave Studio, HFSS и другие. Программы обычно дают хорошую точность при расчете частот. Однако при расчете поверхностных полей их следует использовать осторожно, меняя размеры сетки.

Если характерная длина ускоряющей структуры много меньше длины волны (β≤0,5), то можно решать задачу, разделяя проблему на две части: электростатическая модель области с высоким напряжением и передающая линия. На рис. 4.86 и 4.87 представлены нагруженная на емкость четвертьволновая коаксиальная линия и полуволновая линия. На этих рисунках показаны соответствующие четвертьволновый и полуволновый резонаторы. На рис. 4.88 приведены некоторые из рассчитанных зависимостей для четвертьволнового резонатора, нагруженного на емкость. В табл. 4.25 приведены характеристики четвертьволнового резонатора, нагруженного на емкость и полуволнового резонатора. Они получены при расчетах, использующих упрощенную модель.



Рис.4.86.Четвертьволновый резонатор, нагруженный на емкость



Рис.4.87. Полуволновый резонатор



Приведенные в таблице параметры и их обозначения указаны ранее. Отметим, что прирост энергии вычисляется по формуле

$$\Delta W = g \int_{-\infty}^{+\infty} E(z) \cos(\omega t + \varphi) dz . \qquad (4.14)$$

Полагая, что скорость постоянная, получим

$$\Delta W = q \cos \varphi \Delta W_0 T(\beta), \qquad (4.15)$$

$$\Delta W_0 = \Theta \int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)| dz . \qquad (4.16)$$

Здесь пролетный фактор

$$\theta = \frac{\operatorname{Makc} \int_{-\infty}^{+\infty} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)| dz}$$
(4.17)

и диапазон скорости

$$T(\beta) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz}{\underset{-\infty}{\operatorname{Makc}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz}.$$
(4.18)

Таблица 4.25

Характеристики	резонаторов
----------------	-------------

Характеристи-	Четвертьволновый резонатор,	Полуволновый резона-		
Ka	на руженный на емкость	10p		
емкость на	$C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{1-1} = \frac{2\pi\varepsilon_0}{1-1}$	$C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{1-1/\epsilon} = \frac{2\pi\varepsilon_0}{1-1/\epsilon}$		
единицу длины	$\ln b/r_0 = \ln l/\rho_0$	$\ln b/a \ln 1/\rho_0$		
Индуктивность	$\mu_0 \mu_0 \left(b \right) \mu_0 \mu_0 \left(1 \right)$	$\mu_0 \mu_0 \left(b \right) \mu_0 \mu_0 \left(1 \right)$		
на единицу	$L = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{1}{r_{\rm c}} \right) = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{1}{r_{\rm c}} \right)$	$L = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{r_{0}} \right) = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{r_{0}} \right)$		
длины				
Напряжение	$V(z) = V \sin\left(2\pi z\right)$	$V(z) = V \cos\left(2\pi z\right)$		
центрального	$V(z) = V_0 \sin\left(\frac{1}{\lambda}z\right)$	$V(z) = V_0 \cos\left(\frac{\lambda}{\lambda}z\right)$		
проводника		~ /		
Ток по цен-	$I(-)$ $I = -\left(2\pi\right)$	$I() = I = i\pi \left(2\pi\right)$		
тральному про-	$I(z) = I_0 \cos\left(\frac{1}{\lambda}z\right)$	$I(z) = I_0 \sin\left(\frac{\lambda}{\lambda}z\right)$		
воднику		``´´		
Импеданс линии	$V_{\rm e}$ n (1) $\overline{\mu_{\rm e}}$	$= V_0 \eta_1 (1)$		
	$Z_0 = \frac{1}{L} = \frac{1}{2\pi} \ln \left \frac{1}{2\pi} \right , \eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{2\pi}}$	$Z_0 = \frac{1}{I_0} = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{1}{\rho_0} \right)$		
	$I_0 2\pi (\mathbf{p}_0) \forall \mathbf{\epsilon}_0$	0 (F0)		
Нагружающая	$\lambda_{\lambda} = \lambda \epsilon$			
емкость	$l = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Arctg} \left[\frac{1}{\Gamma \ln(1/\rho_0)} \right]$			
	$ = \frac{1}{2} \frac$			
	$\Gamma(z) = \lambda \varepsilon \frac{\operatorname{ctg}(\pi \zeta/2)}{1-(z/2)}$			
	$\ln(l/\rho_0)$			
Максимум	$V_p = [m \ U]_2 \ l_m \frac{1}{m} \sin\left(\frac{\pi}{m}\right) [l_m \ A_m]$	$V_p = [p H]_p = [1 [1 [1 [1 [1 [1 [1 [1$		
магнитного поля	$\frac{1}{b} = \{\Pi, H_j \rho_0 m \frac{1}{\rho_0} sm \frac{1}{2} \zeta \} M, A/M_j$	$\frac{1}{b} = \{\Pi \mid H\}\rho_0 \ln \frac{1}{\rho_0} \{M, A/M\}$		
Рассеянная	$R_{\rm p} = V^2 8 R_s \lambda 1 + 1/\rho_0$	$P - V^2 \frac{16}{16} \frac{R_s}{R_s} \frac{\lambda}{\lambda} \frac{1 + 1/\rho_0}{1 + 1/\rho_0}$		
мощность (без	$I = V_p \frac{1}{\pi} \frac{1}{\eta^2} \frac{1}{b} \frac{1}{\ln^2 \rho_0}$	$\Gamma = \rho_p \pi \eta^2 b \ln^2 \rho_0$		
учета потерь в	$c + (1/\pi) \sin \pi c$ R	R_{s} $\pi^2 \Omega \lambda^2$		
закорачивающей	$\frac{\zeta + (1/R) \sin R\zeta}{1 + 2(1 + 1/2)}, P \propto \frac{R_s}{R_s^2} E^2 \beta \lambda^2$	$P \propto \frac{1}{n^2} E^{-1} p \lambda^{-1}$		
пластине)	$\sin(\pi \zeta/2)$ η	-1		
Запасенная	$V = V^2 \pi \varepsilon_0$, $1 \zeta + (1/\pi) \sin \pi \zeta$	$\chi \chi^2 \pi \epsilon_0 \gtrsim 1$		
энергия	$v = v_p \frac{1}{8} \lambda \frac{1}{\ln 1/\rho_0} \frac{1}{\sin^2(\pi \varsigma/2)}$	$V = V_P \frac{1}{4} \lambda \frac{1}{\ln 1/\rho_0}$		
	$U \propto \varepsilon_0 E^2 \beta^2 \lambda^3$	$U \propto \varepsilon_0 E^2 \beta^2 \lambda^3$		
Геометрический	$b \ln(1/\alpha_s)$	$h \ln(1/\rho_{\perp})$		
фактор	$G = QR_s = 2\pi\eta \frac{D}{2} \frac{m(1/p_0)}{1 + 1/2}$	$G = QR_s = 2\pi\eta \frac{D}{2} \frac{m(2/P_0)}{1 + 1/2}$		
φuillop	$\lambda I + I/p_0$	$\lambda I + I/\rho_0$		
		$G \propto \eta \beta$		
Шунтовой	$p_{\mu} = \eta^2 32 b \ln^2 \rho_0 \sin^2(\pi \varsigma/2)$	$\eta^2 16 b \ln^2 \rho_0$		
импеданс,	$R_{\rm m} = \frac{R_{\rm s}}{R_{\rm s}} \frac{\pi}{\pi} \frac{\lambda}{\lambda} \frac{(1+1/\rho_0)}{(1+1/\rho_0)} \frac{\zeta + (1/\pi) \sin \pi \zeta}{\zeta + (1/\pi) \sin \pi \zeta}$	$K_{\rm m} = \frac{1}{R} - \frac{1}{\pi} \frac{1}{\lambda} \frac{1}{(1+1/\rho_{\rm m})}$		
$4V_{\rm P}^2 / P$	$R R_{-} \propto n^2 \beta$	$n_s n n (1 + 1/p_0)$		
-		$R_{\rm m}R_{\rm s} \propto \eta^2\beta$		
$R_{\rm m}/Q$	$\frac{R_{\rm m}}{16} = \frac{16}{n \ln(1/\alpha)} \frac{\sin^2(\pi \zeta/2)}{16}$	$\frac{R_{\rm m}}{R_{\rm m}} = \frac{8}{2} n \ln(1/2)$		
	$\frac{Q}{Q} = \frac{\pi^2}{\pi^2} \frac{1}{1} \frac{1}{1} \frac{1}{1} \frac{1}{1} \frac{1}{1} \frac{1}{2} \frac{1}{1} \frac{1}{1$	$\frac{1}{Q} = \frac{1}{\pi^2} \eta \ln(1/\rho_0)$		
	$R_{\rm III}/Q \propto \eta$	$\tilde{R}_{\rm m}/Q \propto n$		
		<u>*`ш' ≈ 'I</u>		

На рис. 4.89-4.92 приведены разные варианты исполнения четвертьволновых, полуволновых и эллиптических сверхпроводящих резонаторов. В случае полуволнового резонатора оба его конца закорочены и образуют резонатор с максимумом ускоряющего поля при длине $\lambda/4$. Одна или несколько дрейфовых трубок размещены в центре проводника в максимуме электрического поля. Обычно высота их около метра. Внутренний проводник, который делают из ниобия, является полым и заполняется жидким гелием. Обычно работают на частотах 100 – 200 МГц при температуре 4 К. Важной проблемой является необходимость обеспечения механической прочности и фазовой стабильности, особенно при низких скоростях и малой нагрузке пучком. Что касается структур с поперечными спицами, то они имеют преимущества, так как могут быть реализованы при создании длинных многозазорных структур в виде отдельных блоков. Когда число нагружающих элементов (спиц) значительно и они повернуты на 90° по отношению друг к другу, то такие структуры рассматриваются как *H*-резонаторы.



Рис.4.89. Четвертьволновые коаксиальные линии





















Резонаторы типа встречные спицы (двухкратная и трехкратная)



Резонатор из многих спиц

Рис.4.92. Полуволновые резонансные линии с поперечными спицами



Рис.4.92. Примеры эллиптических резонаторов при относительных скоростях: $a - \beta = 0.81; \ 6 - \beta = 0.61; \ B - \beta = 0.47$

Ускоряющие структуры ускорителей ионов на средние энергии обычно проектируют на работу при относительно невысоком ускоряющем градиенте, в отличие от электронных ускорителей на высокие энергии, где требуется дальнейшее совершенствование технологии высокочастотной сверхпроводимости. Обычно в ускорителях на средние энергии достаточными являются ускоряющие градиенты 8-15 MB/м. В случае работы в непрерывном режиме рабочие поля ограничиваются нагрузкой на криогенную систему, а при работе с большим током поля определяются возможностями узла ввода мощности. При работе в непрерывном режиме объективно более важно иметь высокое шунтовое сопротивление, чем высокий градиент. При конструировании сверхпроводящих резонаторов стремятся минимизировать поля на поверхности. Благодаря высокому ООС, контролю дефектов, лучшей обработка поверхности получают в настоящее время $B_{\text{макс}} = 170 \text{ мTл}$ на поверхности приближается к теоретическому резонатора, что пределу (190 мТл). Улучшенная технология чистки поверхности позволяет получить электрическое поле Емакс, превышающее 80 МВ/м. При этом важно сохранить высокую добротность, присущую сверхпроводящим резонаторам, а при работе в непрерывном режиме – повышенное значение шунтового сопротивления. Резонаторам со спицами присущ большой коэффициент связи, что облегчает их изготовление и настройку. Несомненно, необходимо соблюсти условия недопущения развития мультипакторного разряда, контролировать и при необходимости демпфировать волны высших типов. Должна быть предусмотрена необходимая механическая жесткость конструкции, приемлемая сила настройки, механическая стабильность при вакуумном давлении (испытания примерно при давлении две атмосферы), стабильность против микрофонных импульсов, допустимая расстройка из-за динамических сил Лоренца.



Рис.4.93. Резонатор со спицами

В случае оптимизация геометрии резонатора с поперечными спицами (рис.4.93) в отношении СВЧ свойств обращают внимание на следующее. Прежде всего производят оптимизацию геометрии с целью уменьшения отношений $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$. Отношение $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, отношения отношений $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, отношение $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$, отношения с сильной спицы может минимизировать отношение $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}$. Для этих резонаторов расчеты хорошо согласуются при $E_{\text{макс}}/E_{\text{уск}} = 3$ и $B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}} = 7 - 8$ мТл/(МВ/м), хотя более точную информацию о поверхностном поле можно получить из расчетов по 3D программам. Преимущества резонаторов со поперечными спицами состоят в очень сильной связи многозазорного резонатора, в жесткости конструкции против статической и динамической вибраций, слабой зависимости параметров от β , а также и тот факт, что диаметр

такого резонатора в два раза меньше, чем эллиптического резонатора (рис. 4.94).



Рис.4.94. Размеры ячейки и коэффициент связи между ячейками: а – структура с $E_{010.}$, диаметр (0,88–0,92) λ ; б – структура длиной пол волны, диаметр (0,46–0,51) λ ; коэффициент связи 20–30 %

Мощность охлаждения криогенной системы в ускорителях непрерывного режима нередко является наиболее существенным, а часто и основным ограничением при выборе величины ускоряющего градиента. Мощность, рассеиваемая в УС при выбранном поле, определяется двумя параметрами, один из которых связан с конкретной геометрией ускоряющей структуры а другой зависит от свойств материала, т.е. от величины эффективного поверхностного сопротивления $R_{\rm s}$.

$$P = \frac{E^2 l^2}{R_s R_{\rm m}} R_s \,. \tag{4.19}$$

Знаменатель этого выражения называют геометрическим параметром, поскольку он зависит только от формы структуры. Поскольку этот параметр пропорционален числу ячеек, составляющих ускоряющий резонатор, то можно провести сравнение структур только по результатам расчета одной ячейки для каждой структуры.

В табл. 4.26 приведены сравнительные характеристики эллиптического резонатора на виде колебаний E_{010} и полуволнового резонатора при изменении относительной скорости β .

На рис. 4.95 даны зависимости от скорости β для сверхпроводящих эллиптического резонатора и полуволнового резонатора. Графики показывают, что с приближением к β =1 эллиптические резонаторы на виде колебаний E_{010} не имеют конкурентов.

Таблица 4.26

Сравнительные характеристики	сверхпроводящих эллиптического резонатора
на виде колебаний	E_{010} и полуволнового резонатора

	-	
Характеристика	Эллиптический резонатор	Полуволновый резонатор
	на волне типа E_{010}	
Электрическое поле на поверх- ности	- <i>E</i> _{макс} / <i>E</i> _{уск} ≅2 для β = 1 -Увеличивается медленно с уменьшением вертикального диаметра эллипса диафрагмы	-Чувствительно к геометрии резонатора -Электростатическая мо- дель "фигурной геометрии" дает <i>E</i> _{макс} / <i>E</i> _{уск} ≈ 3,3 независимо от β
Магнитное поле на поверхности	$-B_{\text{макс}}/E_{\text{уск}}=4$ мТл/(МВ/м) для $\beta = 1$ -Медленно увеличивается с уменьшением β	-Чувствительно к геомет- рии резонатора -Модель передающей ли- нии дает <i>B</i> _{макс} / <i>E</i> _{уск} =8мТл/(МВ/м), независимо от β
Геометрический фактор (<i>QR_s</i>)	-Простое масштабирование: <i>QR</i> ₅ ≅275β (Ом)	-Модель передающей ли- нии: <i>QR</i> ₅ ≅200β (Ом)
$R_{\rm m}/Q$ ячейки или элемент нагру- жения $R_{\rm m} = V^2/P$	-Простая модель, игнори- рующая эффект апертуры линии пучка, дает <i>R</i> _ш / <i>Q</i> ~β -Когда длина резонатора ста- новится сравнима с апертурой линии пучка, <i>R</i> _ш / <i>Q</i> ~β ² - <i>R</i> _ш / <i>Q</i> ~120β ² (Ом)	-Модель передающей ли- нии дает <i>R</i> _ш /Q=205(Ом) -Не зависит от β
Шунтовой импе- данс $R_{\rm m}$ $(R_{\rm m}/Q QR_S)$ на ячейку)	- <i>R</i> _ш <i>R</i> _S ≅33000β ³ (Om ²)	- <i>R</i> _ш <i>R</i> _S ≅4000β (Om ²)
Запасенная энер- гия ячейки (Пропорцио- нальна $E^2\lambda^3$)	-Простая модель дает $U/E^2 \sim \beta$ -На практике $U/E^2 \approx 200-250$ -Не зависит от β (может увеличивается, когда $\beta \le 0.5 - 0.6$)	-Чувствительна к геометрии конструкции -Модель передающей линии дает U/E ² ≈ 200β ²

Мультипакторный разряд в эллиптической структуре можно смоделировать и предсказать или избежать. Для этого существуют соответствующие программы и конструктивные приемы. В полуволновых структурах мультипактор всегда имеет место и его намного труднее смоделировать.



Рис.4.95. Точки, попавшие на линии, относятся к классу структур *TM* (эллиптические резонаторы), а изолированные точки относятся к классу структур *TEM* (резонаторы со спицами)

Глава 5 ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ

5.1. Материалы для резонаторов и методы их изготовления

Для возможностей реализации принципиальных сверхпроводимости ускоряющих структурах необхолимы в материалы с высокими критическим полем и температурой. сверхпроводимости Явление в массивном состоянии при нормальном давлении, как отмечалось ранее, обнаружено у 42 элементов. Наиболее высоким критическим полем и критической температурой обладают ниобий, технеций и свинец. Наибольший интерес проявляется к СВЧ устройствам из ниобия и свинца, а резонаторы из технеция изучены мало из-за высокой стоимости получения этого материала.

В первоначальных работах по СВЧ резонаторам, работающим в состоянии, основное сверхпроводящем внимание уделялось [1.11]. резонаторам свинца Изготовление резонаторов ИЗ осуществляется методом токарной обработки и штамповки, гальванического осаждения, вакуумного литья И методом [1.2, 5.1]. В резонаторах достигается напыления в вакууме достаточно высокая добротность (до 10¹⁰), при этом коэффициент остаточного сопротивления на порядок хуже, чем у ниобия. Кроме того, высокая добротность реализуется при возбуждении Н-типов волн. На Е-типах волн добротность резонатора существенно ниже. Так, для резонатора с Е010-типом волны добротность составляет ~107, достигаемый градиент поля не превышает 10 МВ/м [5.2]. В связи с этим применение резонаторов из свинца ограничено небольшими ускорителями, В которых количество секний невелико и не требуются высокие градиенты ускоряющего поля. К таким установкам относятся электронные микроскопы, ускорители ионов на небольшую энергию.

Резонаторы из ниобия имеют существенно большие величины добротности и критического поля на поверхности при возбуждении в них электрических типов волн. В связи с этим применение ниобия в сверхпроводящих ускоряющих структурах стало преобладающим.

В настоящее время еще не получены сверхпроводящие резонаторы из ниобия с добротностью, близкой к теоретически возможной (~10¹³), из-за наличия остаточного сопротивления, физической которое не связано природой явления с сверхпроводимости и обусловленного наличием дефектов в кристаллической структуре (примеси, дислокации, границы зерен), окисными адсорбированными пленками. качеством И микрорельефа поверхности резонатора.

Существенными являются требования к обработке поверхности. Эти требования формулированы многими авторами на основе опыта изготовления и испытания резонаторов различных типов. Наиболее важными из них являются [5.3]:

- Для изготовления резонаторов необходимо использовать материалы с крупными зернами или монокристаллы, так как границы между зернами способствуют появлению микротрещин, адсорбирующих влагу, окислы.
- Материал должен иметь однородную (гомогенную) структуру, что обеспечивает подавление условий возникновения квенч-эффекта.
- Материал должен иметь высокую степень объемной чистоты, особенно недопустимы легкие примеси внедрения и замещения (кислород, азот, углерод), а также тяжелые металлы (тантал, вольфрам). Это обеспечивает высокую добротность резонатора.
- Обработка поверхности резонатора должна обеспечивать коэффициент автоэмиссии. Наибольший минимальный коэффициент автоэмиссии наблюдается материала, y нанесенного минимальный гальваническим методом, _ y монокристаллического.
- Материал должен обеспечивать хорошую термостабильность структуры, то есть обладать высокой теплопроводностью при рабочей температуре и минимальными гистерезисными явлениями при изменении температуры от рабочей до комнатной и обратно. Гистерезисные явления приводят к сдвигу кристаллов и перемещению дислокаций, что существенно влияет на

характеристики резонатора. Гистерезис отсутствует только у монокристаллов.

В настоящей главе технология изготовления сверхпроводящих резонаторов будет рассмотрена на примере секций из девяти ячеек типа TESLA. Такая структура выбрана в качестве базовой для проектируемых коллайдеров, включая ILC, так как именно она весьма тщательно исследована. Накопленный опыт показывает, что ускоряющий градиент может быть выше 30 MB/м в полномасштабном варианте.

Изготовление резонаторов с высокой добротностью начинается с обеспечения высокого качества ниобия [5.4]. Ячейки и элементы объелинения изготавливаются в группы их ИЗ листов металлического ниобия высокой чистоты и малым относительным сопротивлением (OOC).Малое остаточным остаточное сопротивление косвенно указывает на чистоту монолитного металла и отсутствие в нем трещин и других неоднородностей. Величина ООС более 300 является признаком хорошего качества материала. В табл. 5.1 и 5.2 представлены требования к предназначенного характеристикам листового ниобия. лля изготовления резонаторов коллайдера ILC.

Устройства подключения к гелиевому танку изготавливаются из ниобия более низкого качества с ООС около 40. Фланцы резонаторов и переходы изготавливаются из сплава ниобия, обычно это NbTi55. Сплав является более жестким материалом и препятствует деформации вакуумных уплотнений и обеспечивает высокое качество переходов и подключений резонатора.

Таблица 5.1

Элемент	Та	W	Ti	Fe	Mo	Ni	Н	Ν	0	С
Содержание, промилле (10 ⁻⁶)	≤500	≤70	≤50	≤30	≤50	≤30	≤2	≤10	≤10	≤10

Допустимое содержание (по массе) элементов в монолитном ниобии

Таблица 5.2

Характе- ристика	000	Размер зерна, мкм	Предел текучести, МПа	Предел прочности на разрыв, МПа	У длинение при разрыве, %	Твердость по Виккерсу
Допустимая величина	≥300	~50	> 50	> 100	~30	≤50

Требования к характеристикам металлического ниобия

Для исследования качества листового ниобия применяется сканирующая система индукционных (вихревых) токов на глубину 0,5 мм. На рис. 5.1 показана установка контроля качества ниобиевых листов. Эта система позволяет определить тип и размеры посторонних включений в монолитный материал.



Рис. 5.1. Установка контроля качества ниобиевых листов методом вихревых токов

Обычно отбраковываются около 5% заготовок как содержащих недопустимое количество дефектов. Заготовки могут пройти химическую очистку и стать пригодными для дальнейшего использования. Включения железа в ниобий появляются при механическом раскатывании листов стальными валками. Этот дефект устраняется заменой материала валков на другой с лучшей прочностью и износостойкостью. В табл. 5.3 приведено сравнение характеристик ниобия различных поставщиков.

Ячейки формируются прессованием либо гидроформовкой в матрицах необходимой формы. Ниобиевые листы подвергаются сильному вытягиванию и сварке при изготовлении резонаторов. Эти методы изготовления ячеек требуют обработки поверхностей для получения сварных соединений. Все элементы резонаторов свариваются электронным пучком в вакууме. Это уменьшает швов и позволяет получить наиболее загрязнение чистые соединения металлов. До сварки все элементы проверяются, обезжириваются. полируются. Свариваемые элементы обезжириваются и химически протравливаются для устранения слоя загрязнения и включений, образовавшихся при механической обработке изделий.

Таблица 5.3

Поставщик	000	Предел прочности на разрыв, Н/мм ²	Предел текучести, МПа	Растяжение, %	Твердость, по Бриннелю	Размер зерна, мкм
ИТЭФ,	640 -	154	95	36 - 42	41	3,5 – 5
Россия	980					
Cabot,	234 –	165 – 176	62 - 64	60 - 64	54	8
Германия	320					
Plansee	307 -	125 – 149	45 - 50	35 - 48	47 ± 5	6
(Heraeus),	317					
Германия						
Ningxia,	333 –	157 – 166	108 - 121	56 - 60	58 - 60	6,0-6,5
Китай	344					

Характеристики листового ниобия

Проводятся два предварительных исследования при изготовлении резонаторов, которые направлены на определение качества материала и швов, полученных при электронной сварке. Материал стенок исследуется с помощью интроскопических методов для определения и последующего устранения дефектов поверхности материала. Материал с дефектами не позволит достичь ожидаемых напряженностей поля. Помимо дефектов поверхности загрязнение швов посторонними включениями и термически деформированные зоны рядом со сварными швами также снижают достигаемую напряженность поля. Швы должны быть однородными, со скругленным поперечным сечением, без острых краев, без наплывов из свариваемого материала. Дефекты в экваториальной поверхности, швах. проходящих по могут ограничивать максимальный градиент поля из-за развития квенчсверхпроводимости), эффекта (локальной потери обуславливаемых вблизи высоким магнитным полем швов. Температурные карты, снимаемые при развитии квенч-эффекта, указывают области локальной то. потери на что сверхпроводимости находятся вблизи экваториальной поверхности резонатора [5.5].

5.2. Очистка поверхности резонатора

После механического изготовления элементов резонатора и их сварки поверхность резонатора покрыта слоем нормально проводящего материала. Имеются обширные зоны нормальной проводимости, снижающие добротность резонатора. Посторонние частицы становятся центрами полевой эмиссии [5.6].

Важным фактором, позволяющим значительно уменьшить число загрязняющих частиц в воздухе, является правильное использование персоналом защитной одежды и респираторов. На рис. 5.2 показано количество частиц в воздухе, вносимое человеком в различных условиях.

На рис. 5.3 представлены типичные зависимости концентрации частиц от кратности обмена воздуха. Особенно важными являются защита рук и органов дыхания.

Оценка загрязнения различных поверхностей в чистой комнате осуществляется с помощью исследования под микроскопом поверхностей фильтров, устанавливаемых в системах очистки воздуха в различных зонах чистой комнаты.

Элементный состав и размеры частиц могут быть самыми разнообразными. Частицы могут иметь форму от сферической до сложной трехмерной фигуры.



Рис.5.2. Количество частиц в атмосфере комнаты, вносимых человеком, в различных условиях



Рис. 5.3. Зависимости концентрации частиц в различных частях комнаты от кратности обмена воздуха

Общим является то, что частицы попадают на поверхность резонатора с потоками воздуха и удерживаются на ней силами различной природы. Этими силами является кулоновское притяжение – для заряженных частиц, силы Ван-дер-Ваальса – для нейтральных частиц. В связи с этим необходимо использовать различные методы очистки поверхностей резонаторов.

Достигаемые концентрации частиц: 67 част./мм² на поверхности стола, 11 част./мм² на стенах, 17 част./мм² в среднем по чистой комнате.

5.2.1.Ультразуковая очистка

Эффективность удаления частиц загрязнения различных размеров с помощью ультразвуковых методов показана на рис. 5.4.



Рис. 5.4. Зависимость концентрации частиц от их размера при различных методах очистки

Приведенные методы обеспечивают снятие статического заряда с помощью ультразвукового потока ионизованного газа (азота). Уменьшение поверхностного загрязнения может обеспечиваться с помощью промывки спиртом, другими очищающими составами, промывкой очищенной водой под давлением, сушкой ультразвуковой газовой струей под давлением (азот, аргон).

5.2.2. Механическая очистка

Механическое удаление примесей и посторонних частиц с поверхности резонатора может осуществляться следующими методами [5.7]: шлифовка, полировка в специальных бочках (галтовка).

Преимущества и недостатки методов:

Шлифовка: Проста в применении, относительно недорогое избирательного оборудование, возможность локального И удаления неоднородных включений. Необходимо проверять возможность применения на сверхпроводящих материалах, сохраняется углерод, кремний, клей, царапины, образуется новый загрязняющий слой толщиной 40 мкм, состоящий из материала шлифовального состава.

Полировка. Полировочные составы изготавливаются из абразивных материалов различного состава. Подбором формы и размеров зерен обеспечивается эффективное сглаживание и удаление локальных дефектов. Полировка осуществляется абразивными насыпными материалами в центрифуге. На рис. 5.5 показано устройство для полировки резонаторов.



Рис. 5.5. Устройство для полировки поверхности резонаторов в центрифуге

Для удаленных от оси вращения частей резонатора механическое воздействие более интенсивно, с них снимается больший слой материала. Снижение этого эффекта возможно при использовании центрифуги с изменяемой осью вращения.

5.2.3. Химическая очистка

Изготовленный резонатор подвергается также химической обработке внутри и снаружи для максимального устранения загрязняющих слоев [5.8]. Очистка внешней поверхности необходима также для обеспечения хорошего термического контакта резонатора с охлаждающим гелием в криогенной ванне.

Ниобиевые листы подвергаются сильному вытягиванию и сварке при изготовлении резонаторов. Поврежденный слой толщиной около 100 мкм должен быть удален со внутренней поверхности резонатора для получения оптимальных условий сверхпроводимости. Часто для этого осуществляется травление поверхности резонаторов. Ниобиевые листы покрыты естественным слоем оксидов (NbO, NbO₂, Nb₂O₅), которые являются химически инертными и могут быть удалены только фтористоводородной (плавиковой) кислотой HF. При этом однородная пленка Nb2O5 не всегда должна удаляться, так ее присутствие может улучшать параметры резонатора. Причины, обуславливающие это улучшение, будут обсуждены ниже.

Химическое травление (Buffering Chemical Polishing, BCP) состоит из двух альтернативных процессов: растворение слоя оксила ниобия плавиковой кислотой и окисление азотной кислотой HNO₃. Для снижения скорости травления добавляются буферные вещества, в частности фосфорная кислота Н₃РО₄ в концентрации 85%, и смесь кислот охлаждается до температуры ниже 15°С. Стандартная процедура удаления слоя со скоростью 1 мкм/мин обеспечивается смесью кислот HF (1 часть), HNO₃ (1 часть), Н₃РО₄ (2 части по объему) и называется буферной химической полировкой. Применяются различные смеси кислот. Наиболее часто применяются смесь по объему 1:1 плавиковой (HF 49%) и азотной (HNO₃ 70%) кислот или смесь по объему 1:1:2 плавиковой (HF 49%), азотной (HNO₃70%) и фосфорной (H₃PO₄ 85%) кислот. В первом случае скорость удаления загрязненного слоя при температуре 20°С составляет не менее 20 мкм/мин, во втором – не менее 1 мкм/мин. Смеси являются достаточно агрессивными и вступают в реакцию с чистым ниобием.

Другим методом травления поверхности является электрохимическое полирование (Electric Polishing, EP). Электрохимическое полирование может осуществляться двумя способами: при постоянном напряжении и при переменном напряжении. При реализации первого способа резонатор является анодом в электролитической ванне [5.9].

При подборе напряжения между анодом и катодом возможно самовозбуждение низкочастотных колебаний тока, которое проявляется в образовании на вольт-амперной кривой участка с отрицательной дифференциальной проводимостью [5.10] (рис. 5.6).



Рис. 5.6. Вольт-амперная кривая при электрохимическом полировании сверхпроводящего резонатора

С повышением напряжения возникают колебания тока, которые носят сначала синусоидальный, а затем релаксационный характер. На вольтамперной кривой этот участок соответствует области потенциалов на отрезке AB. Этот режим является режимом истинной полировки, при нем неровности имеют наименьшую высоту. При дальнейшем повышении напряжения наступает срыв колебаний.

При электрополировке продукты реакции накапливаются около электродов. доступа электролита Для обеспечения к обрабатываемой поверхности применяется перемешивание Перемешивание электролита. должно тшательно контролироваться, так как при его высокой интенсивности возможно появление волнистости на поверхности резонатора. В случае использования переменного напряжения происходит определенное перемешивание электролита из-за импульса обратной полярности. Полирование при переменном напряжении применяется в случае необходимости снять достаточно большие слои металла, так как скорость травления достаточно велика – до 3 мкм/мин. Эта величина в несколько десятков раз превышает скорость полировки на постоянном токе [5.11].

Материал обрабатывается в потоке смеси кислот, которая одновременно является электролитом. При этом сглаживаются острые края и поверхность становится очень гладкой, что является значительным преимуществом метода по сравнению с химическим травлением. С использованием метода электрополировки можно обеспечить большие напряженности ускоряющего поля в секциях. Для единичной ячейки преодолен порог 40 MB/м.

Секция размещается горизонтально в фиксирующей оправке, обеспечивает ee герметизацию которая при врашении оси. Катол виде стержня, относительно продольной в изготовленного из алюминия высокой чистоты, устанавливается в апертуре для пролета пучка. Катод имеет несколько отверстий, через них в секцию закачивается электролит. Катод подсоединен к отрицательному полюсу источника постоянного напряжения. Сама секция является анодом и присоединена к положительному напряжения. полюсу источника Электролит смесь фтористоводородной и серной кислот в соотношении по объему 1:9 или 1:10. В начале процесса секция заполнена до уровня 60% высоты катода. Вращение секции осуществляется с небольшой скоростью около 1 оборота в минуту. Источник питания обеспечивает плотность тока 50 мА/см². Секция подвергается полировке в течение 6 – 7 часов, при этом снимается 150 мкм Температура электролита толшины ниобия. поддерживается равной 30°С, при этом скорость травления составляет 0,4 мкм/мин. После завершения травления секция промывается потоком особо чистой воды для устранения химических осадков и опасных включений. На рис. 5.7 показан общий вид установки для электрополировки секции в DESY.



Рис. 5.7. Установка для электрополировки секции в DESY

Применяются также другие составы электролита: смесь кислот по объему от 1:8 плавиковой (HF 45%) и серной (H₂SO₄ 96%) до 1:10 плавиковой (HF 45%) и серной (H₂SO₄ 96%) с водой благодаря гигроскопичности серной кислоты. Скорость удаления загрязненного слоя при напряжении 17 В, объемной смеси 1:9, температуре 20°С составляет 0,3 – 0,4 мкм/мин.

Достоинством метода электрополировки является то, что при снятом напряжении смесь не вступает в реакцию с ниобием. На рис. 5.8 показано сравнение поверхности резонатора после химической полировки и электрополировки.



Рис. 5.8. Поверхность резонатора: а – после химической полировки; б –после электрополировки

Преимущества метода электрополировки видны из рис. 5.9. При химическом травлении максимальный градиент составляет 28,9 МВ/м, при электрополировке – 35,6 МВ/м.



Рис. 5.9. Достигаемый ускоряющий градиент при различных методах полировки

Технология электрополировки была успешно применена к секциям, состоящим из девяти ячеек совместно DESY и КЕК [5.12]. В DESY проводился термический отжиг ячеек (пяти ячеек при 800°С, четырех – при 1400°С). В лаборатории КЕК осуществлена электрополировка, полная сборка и финальная промывка осуществлены в DESY. Испытания девяти секций на высоком уровне мощности показали следующие результаты. В четырех градиент поля составил не менее 35 MB/м, в пяти – не менее 30 MB/м. В двух секциях развивалась автоэлектронная эмиссия. После дополнительной электрополировки автоэмиссия была устранена. Рекордная напряженность поля, достигнутая в этой серии экспериментов, равнялась 40 MB/м, что является уникальным результатом для секций, состоящих из нескольких ячеек.

Резонаторы, прошедшие электрополировку, были исследованы на высоком уровне мощности при номинальной длительности

импульса, при этом время заполнения секции составляло 500 мкс, плоская вершина – 800 мкс. Частота повторения импульсов изменялась в диапазоне 1–10 Гц. Добротность секций превышала 7·10⁹. Градиент поля составлял не менее 35 МВ/м и в резонаторе с добротностью 10¹⁰ достиг 37 МВ/м. Прогрев секций до 300 и 150 К с последующим охлаждением не ухудшил характеристик секций.

Долговременные испытания секций в течение 1100 часов при градиенте 35 МВ/м не выявили деградации характеристик секций. Термические пробои (квенч-эффект) не привели к ухудшению добротности резонаторов.

Одной из составляющих электрохимического полирования анодное оксидирование. Обрабатываемое является излелие помещается в ванну в качестве анода, катодом служит обычно электрод второй ИЗ ниобия. платины или алюминия. Отличительной особенностью является то, что из электролита способствующие полностью исключены компоненты, растворению оксидной анодной пленки.

С помощью анодного оксидирования можно получить хорошее защитное покрытие, очистить поверхностный слой сверхпроводника от примесей легких элементов. Применение метода позволяет также очистить сверхпроводник от примесей тяжелых металлов, таких, как тантал, вольфрам, железо [5.13].

Применение оксидного слоя из Nb_2O_5 может способствовать подавлению мультипакторного разряда. Кроме того, Nb_2O_5 имеет малые потери в СВЧ диапазоне. Исследования показали, что коэффициент вторичной эмиссии ниобия 1,6 – 1,25, ниобия с защитной пленкой – 1,15. В связи с этим участки поверхности резонаторов, которые подвергаются воздействию больших магнитных полей и электронной бомбардировке, специально покрываются анодной пленкой Nb_2O_5 .

Оксидное покрытие приводит к уменьшению автоэмиссии на порядков. диэлектрическое несколько Идеальное покрытие подавляет автоэмиссию, повышает пробивное напряжение, но диэлектрические внести дополнительные потери может в резонатор. Тем не менее нанесение защитной оксидной пленки на поверхность резонатора приводит к увеличению добротности. Это можно объяснить тем, что при анодном оксидировании в первую

очередь окисляются микронеровности, что ведет к существенному сглаживанию микрорельефа поверхности. Кроме того снижается локальная напряженность электрического поля за счет высокой диэлектрической проницаемости пленки Nb₂O₅, которая равна шести в CBЧ диапазоне.

В зависимости от режима оксидные слои могут быть трехслойными NbO – NbO₂ – Nb₂O₅, двухслойными NbO – Nb₂O₅ либо однослойными Nb₂O₅. В то же время именно прослойки NbO и NbO₂ являются причиной увеличения остаточного сопротивления и часто способствуют возрастанию эмиссионных эффектов.

Одно препятствий применения ИЗ сверхпроводящих резонаторов – ухудшение их характеристик со временем из-за изменения свойств рабочей поверхности резонатора. Даже при давлении 10⁻⁶ Тор чистый ниобий является хорошим геттером, сильно поглощающим газы, находящиеся в объеме. Этот процесс можно в значительной степени предотвратить созданием на стенках резонатора защитного покрытия в виде пятиокиси ниобия. Такое покрытие обеспечивает защиту поверхности ниобия на протяжении значительного времени, не вносит больших диэлектрических потерь, сохраняет высокую добротность резонатора.

Ниобий с малым содержанием примесей имеет высокую стоимость, что сдерживает его применение в крупных установках. Альтернативным решением может стать применение ниобия с содержанием примесей проходящего повышенным И обработку. Этой обработкой предварительную является электрохимическая очистка ниобия. основанная на оксиполировании, то есть на последовательном нанесении и удалении анодного окисного покрытия. Процедура повторяется 8 – 10 раз. Это позволяет снизить содержание примесей в 8 – 10 раз на глубине до 6 – 8 мкм, что существенно больше проникновения СВЧ поля в сверхпроводник [5.14].

При нанесении покрытия нужно обеспечивать условия получения слоя из Nb_2O_5 и подавления образования слоев низших оксидов ниобия. Эти оксиды приводят к увеличению эмиссионных эффектов и потерь на поверхности сверхпроводника.

5.3. Промывка и тепловая очистка (отжиг)

После химической очистки секция промывается и высушивается перед помещением в вакуумный объем для тепловой очистки.



Рис. 5.10. Установка для промывки секции в DESY

Для промывки секция устанавливается В вертикальном положении в баке ополаскивания; внутрь структуры вдоль ее оси медленно перемещается сопло, разбрызгивающее особо-чистую воду. Сама структура вращается относительно своей оси. Давление разбрызгиваемой воды составляет 80 - 100 бар, что обеспечивает силу воздействия на поверхность 40 Н. Сопло перемещается вдоль оси структуры несколько раз, чем достигается качественная очистка внутренних стенок секции от посторонних частиц. Такое ополаскивание (промывка) является наиболее секции

эффективным методом очистки поверхности секции от загрязнений. Подготовка секции к промывке показана на рис. 5.10.

Содержание примесей тяжелых металлов не изменяется во времени, тогда как концентрация внедренных легких элементов (кислорода, водорода, азота, углерода) может существенно изменяться от условий обработки и хранения материала. Для снижения концентрации этих примесей применяется отжиг резонатора в высоком вакууме (10⁻⁶ – 10⁻⁸ Па) при высокой температуре (1800 – 2200°С) [1.11].

При длительном отжиге в стенках резонатора устанавливается относительно однородная по глубине концентрация примесей. Каждому сочетанию давления остаточных газов и температуры определенная отжига соответствует вполне концентрация устойчивого состояния отдельных газов. Поэтому для достижения примесей необходимо концентраций обеспечить малых максимально возможный вакуум в печи отжига. На рис. 5.11 показана операция установки секции в вакуумную печь для отжига.



Рис. 5.11. Установка в DESY для отжига секции в высоком вакууме
Очень важной является технологическая операция охлаждения резонаторов, при котором важно не допустить нарушения гомогенности поверхностного слоя, в частности, из-за сегрегации на поверхности кислорода, служащей предварительной ступенью образования включений диоксида ниобия [5.15].

Высокотемпературный отжиг осуществляют в печах с нагревом либо печах индукционным в с высокоомными нагревательными элементами. Наиболее распространены печи второго типа. На рис. 5.12 показан внешний вид такой печи Научно-исследовательском институте ядерной физики Томского политехнического университета.

Рис. 5.12. Внешний вид печи для отжига сверхпроводящих резонаторов



При отжиге кислород удаляется из ниобия в виде летучих оксидов NbO и NbO₂, а не в виде молекул газа, как это имеет место для водорода и азота. Скорость испарения NbO пропорциональна концентрации кислорода в ниобии, скорость испарения NbO₂ – квадрату концентрации кислорода. Дегазация твердых растворов ниобия при содержании кислорода менее 1% протекает по реакции первого порядка. При этом скорость удаления кислорода в составе окисла NbO при температуре выше 2250 °C перестает зависеть от

температуры. Поэтому эту температуру можно считать верхним пределом для выбора температуры отжига ниобия.

Зависимости температуры и давления остаточных газов от времени в рабочей камере печи показаны на рис. 5.13.



Рис. 5.13. Зависимости от времени обработки: а – температуры; б – давления остаточных газов в печи

Углерод, который находится в поверхностном слое ниобия, можно удалить только посредством образования его летучих соединений с кислородом, водородом и фтором. При температуре выше 1000 °C диффузия углерода к поверхности становится достаточно быстрой, однако водород и фтор уже десорбированы. В связи с этим единственным способом удаления углерода является выжигание его кислородом.

Если надо провести глубокую очистку от углерода, необходимо принять специальные меры по увеличению концентрации кислорода в атмосфере печи. Процесс отжига становится двухстадийным. Сначала резонаторы отжигают при избыточном давлении кислорода, затем – в сверхвысоком вакууме.

Возможным удаления методом углерода является предварительное анодное оксидирование вместо напуска кислорода в печь [5.16]. В качестве оксидного слоя наносится покрытие Nb₂O₅. При повышении температуры происходит разложение оксида Nb₂O₅ до оксидов низшей валентности. Содержание углерода при этом падает, так как он связывается в газообразные оксиды СО и СО₂, которые откачиваются насосом.

При охлаждении резонатора в области температур 700 – 900°С кислород из остаточной атмосферы быстро диффундирует в ниобий до глубины, зависящей от парциального давления кислорода и времени. При достаточно быстром охлаждении от температуры 900 до 100°С оксиды NbO не появляются и сохраняется гомогенная структура поверхностного слоя.

При высокотемпературном отжиге происходит заметное испарение материала со стенок резонатора. Это следует учитывать при проведении электрополировки для получения заданной резонансной частоты структуры.

Высокотемпературный отжиг требуется для резонаторов с небольшим коэффициентом остаточного сопротивления (до 250). Для более качественного ниобия температура и время отжига могут быть существенно уменьшены. Высокотемпературный отжиг приводит к росту размеров зерен, при этом снижается поверхность, занятая границами [5.17].

5.4. Создание бесшовных ускоряющих структур

Создание бесшовных структур должно позволить существенно продвинуться в область больших напряженностей ускоряющего поля. Это обусловлено тем, что швы представляют собой неоднородности в теле резонатора и они являются наиболее слабой частью резонатора [5.18]. Бесшовные структуры могут создаваться формовкой либо вытягиванием. На рис. 5.14 показаны предельные величины ускоряющего градиента, достигнутые в резонаторах, изготовленных гидроформовкой и вытягиванием.



Рис. 5.14. Зависимости добротности от ускоряющего градиента для резонаторов, изготовленных методом: а – гидроформовки; б –вытягивания

При предельных напряженностях поля происходит существенное снижение добротности резонатора, что видно на приводимых графиках.

На рис. 5.15 показан последовательный процесс формовки секции из девяти ячеек.



Рис. 5.15. Процесс изготовления секции

Из цилиндрической трубы путем нескольких последовательных операций формуется часть секции, состоящая из трех ячеек, затем три идентичные части соединяются в единую структуру. Соединение осуществляется с помощью сварки, кроме того, к секции со стороны входа и выхода привариваются патрубки для присоединения к внешним устройствам. Патрубки обеспечивают повышение жесткости конструкции. одновременно Важной проблемой является неравномерное уменьшение толщины стенок при формовке, особенно существенное вблизи пролетного канала.

Проблема неравномерного уменьшения толщины стенок при формовке ускоряющих ячеек может быть в значительной степени решена при использовании медных резонаторов, покрытых слоем ниобия. Покрытие медной трубы ниобием осуществляется до начала формовки. Медь является пластичным материалом, при формовке она удерживает слой ниобия И не дает ему растрескиваться. Медь должна иметь специальный состав. Так, обязательная добавка циркония (0,15%) обеспечивает высокую температуру рекристаллизации материала. Нанесение ниобия на медь осуществляется методом плакирования (прессование при высокой температуре, влавливание). Таким методом изготавливаются как отдельные резонаторы, так и секции из девяти ячеек. Последовательность формовки секции соответствует последовательности операций, показанных на рис. 5.15.

5.5. Технология изготовления ускоряющих структур, работающих на высших типах волн

ускорительных лабораторий разрабатываются В ряде ускоряющие сверхпроводящие структуры типа TESLA. работающие на типах волн, отличающихся от нижнего. В Национальной лаборатория им. Ферми разработан ускоритель для генерации коротких пакетов света (A0 photo-injector facility). Ускоритель включает в себя СВЧ инжектор, две сверхпроводящие ускоряющие секции с рабочей частотой 1,3 ГГц. После них установлена секция, работающая на частоте 3,9 ГГц и Е010- типе волны. Эта секция предназначена для улучшения эмиттанса пучка. В ускорителе установлена также секция, работающая на частоте 3,9 ГГц и Е110-типе волны. Она предназначена для диагностики сгустков. Эти резонаторы изготовлены из заготовок листового ниобия с коэффициентом остаточного сопротивления 300 [5.19]. Секция, работающая на третьей гармонике, имеет небольшие размеры, достаточно тонкие стенки, поэтому при ее изготовлении вопросом обеспечение существенным является достаточно жестких допусков. Это предъявляет повышенные требования к технологии изготовления и настройки секции.

Перед изготовлением секции заготовки проходят проверку на наличие примесей и механических неоднородностей с помощью

Заготовки. сканера ИНДУКЦИОННЫХ токов. полученные от поставщиков, имеют коэффициент остаточного сопротивления не хуже 450. Из заготовок с помощью механической формовки и обработки изготавливаются обечайка торцевые И стенки резонаторов. Сварка резонаторов осуществляется электронным лучом. Отжиг структуры при температуре 1200 °С позволяет удалить абсорбированный водород. После отжига необходима очистка поверхности с помощью химического травления смесью 1:1:2 кислот (плавиковая, азотная, серная). Промывка особо чистой водой с сопротивлением столба 18 МОм производится в чистой комнате класса 10. На рис. 5.16 показана установка химической очистки резонаторов.



Рис. 5.16. Установка химической очистки резонаторов в лаборатории им. Ферми

Остановимся подробнее на некоторых технологических операциях.

Химическая предназначена очистка для удаления слоев, содержащих примеси и посторонние поверхностных частицы. Для химического травления требуется около 250 л смеси кислот. Скорость прокачки смеси через резонатор составляет не менее 1,1 л/мин. При этом скорость удаления поверхностного слоя составляет 1 мкм/мин. Для поддержания температуры раствора постоянной и равной 15 °C расходуемая теплообменником мощность составляет 2 кВт. При площади поверхности ниобия в резонаторе около 1 м² происходит выделение до 15 л диоксида азота (NO₂). Помимо этого выделяется оксид азота (NO), происходит испарение азотной И плавиковой кислот. что загрязняет атмосферу помещения. Для устранения загрязнений осуществляется кондиционирование воздуха со скоростью около 700 м³/час (200 л/с).

Смесь кислот поставляется в бочках с двойными химически инертными стенками, внутренняя поверхность выполнена из фторопласта. Смесь кислот перед применением охлаждается и подается в ванну для обработки резонатора. Внутренняя и внешняя поверхности обрабатываются в раздельных циклах химической очистки. Использованная смесь может быть повторно применена, если концентрация ниобия в ней не превышает 10 г/л. Вода, используемая для промывки, приобретает кислотную реакцию и должна быть нейтрализована в автоматизированной системе предварительной промывки осуществляется После очистки. дальнейшая промывка резонатора в чистой комнате до получения высокого сопротивления потока воды на выходе промывочной системы. Это указывает на полное удаление кислотных остатков из резонатора.

Технологический процесс находится под автоматизированным контролем. Датчики обеспечивают информацию о параметрах процесса на всех стадиях, система блокировок не позволяет вносить в процесс недопустимые изменения.

Стены отсека, в котором осуществляется травление, покрыты инертными материалами, вход оборудован герметически закрываемыми дверями для получения водонепроницаемого помещения. Наиболее критические элементы системы травления снабжены двойными стенками. Отрезки труб с соединениями снабжены элементами сбора кислотной смеси, которая может просачиваться через соединения. Утечки собираются в едином объеме, откачиваются из него и нейтрализуются. На рис. 5.17 представлена зависимость высоты неровностей от толщины материала после химической обработки.



Рис. 5.17. Зависимость высоты неровностей от толщины материала после химической обработки

Исследование материала резонаторов представляет собой важную часть их изготовления и настройки. Задачей этого контроль технологического исследования является процесса подготовки резонатора, определение сопротивления поверхности, выявление участков, ответственных за полевую эмиссию. Для этого применяются различные методы, включая сканирующую электронную микроскопию, рентгеновский анализ, измерения остаточной проводимости, сканирование индукционных токов. Помимо этого применяются и новые методы, такие, как магнитные SQUID (сверхпроводящие измерители квантовые интерферометры), магнитооптические измерители.

Исследования микроскопического состояния поверхности осуществляются на различных стадиях изготовления резонатора. На рис. 5.18 показана поверхность резонатора после технологической обработки. Обработка включала химическое удаление слоя толщиной 100 мкм, отжиг в вакууме в течение 5 часов при температуре 800 °С и завершающее удаление слоя толщиной 20 мкм. Линейные размеры гранул составляют около 50 мкм при отжиге их размеры изменяются не более чем на несколько процентов. Размеры гранул существенно больше в области швов вблизи диафрагм и экваториальной области. Они имеют глубину около 1 мкм вблизи валиков, образованных швами. Уменьшение размеров гранул может быть достигнуто электрополировкой.



Рис.5.18. Структура поверхности резонатора

Определение остаточного сопротивления позволяет судить о чистоте ниобия в стенках резонатора. На рис. 5.19 представлена величина коэффициента остаточного сопротивления образцов.

Отдельный интерес представляют термические свойства ниобия в сварных швах, потому что в резонаторах, работающих на волне типа E_{110} , магнитное поле имеет наибольшую величину вблизи швов. Коэффициент остаточного сопротивления измерен вблизи швов с точностью 5% и не было выявлено его изменений в процессе технологической подготовки резонатора.



Рис.5.19. Величина коэффициента остаточного сопротивления образцов до и после обработки

Измерение намагниченности материала резонатора дает информацию о качестве его отжига. На рис. 5.20 показаны результаты измерения намагниченности образца, представляющего собой ленту, скрученную в цилиндр диаметром 16 мм и высотой 40 мм при температуре 4,2 К.



Рис. 5.20. Зависимости намагниченности образцов от приложенного магнитного поля

Из рис. 5.20 видно, что ширина петли гистерезиса становится меньше после технологической обработки, так как при отжиге удаляются области повышенной намагниченности.

5.6. Сверхпроводящие тонкие покрытия

Современные технологии сверхпроводящих изготовления резонаторов базируются монолитном ниобии. Олнако на применение технологии нанесения сверхпроводящего материала позволяет существенно сократить затраты на на подложки изготовление резонаторов. Помимо этого очень важным является то, что применение альтернативных сверхпроводящих материалов может позволить существенно повысить критическую температуру и критическое магнитное поле. Поиск и исследование материалов с такими свойствами ведется в ряде научных центров [5.20]. Основные методы получения тонких пленок приведены в табл. 5.4. Перечисленные методы дают наилучшие результаты, если применяются в комбинации.

Таблица 5.4

Методы получения тонких пленок материалов в сверхпроводящих резонаторах

- Покрытия подложки фольгами Sn или Pb-Sn.
- Анодное окисление Nb
- Металлизация (плакирование) медью стальных подложек
- Haпыление Nb, NbN, NbTiN
- Диффузионное испарение Sn в Nb
- Термическая диффузия N в Nb
- Металлизация (плакирование) Nb медной подложки
- Плазменное напыление меди на ниобиевые резонаторы
- Электроформовка медных резонаторов на оправках
- Катодно-дуговое осаждение ниобия
- Покрытие TiN керамических окон
- Погружение горячего Nb в жидкий Sn

Целесообразно классифицировать методы и процессы создания резонаторов с тонкими пленками в зависимости от того, происходит или нет существенное изменение свойств подложки. Схемы классификации приведены на рис. 5.21. Ниже рассмотрены наиболее распространенные методы нанесения покрытий.



Рис. 5.21. Методы нанесения металлических покрытий

Электрохимическое покрытие

Подложка является катодом, и она погружается в электролитическую ванну вместе с анодом. При подключении потенциала ионы материала анода разряжаются на катоде и создают слой покрытия. При этом происходит растворение анода и истощение электролита, из электролита выделяется водород. Схематическое изображение установки для электролитического покрытия приведено на рис. 5.22. Используется источник питания постоянного либо импульсного тока.

Электролит может быть водным, безводным, состоять из расплавленных солей, ионосодержащих жидкостей. К электролиту предъявляется ряд требований. Для повышения проводимости в добавляется проводящий электролита компаунд, состав что позволяет применять источники мощности с невысоким напряжением. В электролит добавляется также стабилизирующий предотвращения образования лля нерастворимых агент гидроокисей и карбонатов, буферный агент – для предотвращения изменения рН электролита, увлажняющий агент – для подавления газообразования, выравнивающий агент – улучшает передачу мощности через электролит, анодный депассивирующий агент предотвращает пассивацию анода.



Рис. 5.22. Схема установки для электролитического покрытия

Перед электрохимическим покрытием медная подложка должна быть подготовлена для получения высокого качества наносимого на нее покрытия. Для этого осуществляется ее механическая полировка, промывка в щелочном и кислотном растворах с промежуточным и окончательным ополаскиванием деионизированной водой.

При покрытии подложки свинцом электролит включает фторборат свинца. Для получения покрытия толщиной 1 мкм плотность тока должна составлять около 1 А/см². После нанесения покрытия образец ополаскивается в деионизированной воде и этаноле, затем высушивается азотом.

На рис.5.23 показана зависимость коэффициента остаточного сопротивления от толщины нанесенного слоя при различных температурах.

Образцы с нанесенным покрытием подвергаются химической полировке смесью перекиси водорода, уксусной кислоты, азотной кислоты, воды. После этого осуществляются окончательная промывка и сушка. Хранение полученных образцов осуществляется в атмосфере сухого азота или в вакууме.



Рис. 5.23. Зависимость коэффициента остаточного сопротивления от толщины нанесенного слоя

Метод электролитического нанесения пленок применяется также для получения покрытий из других металлов. Из водных растворов наносятся такие металлы, как As, Sb, Bi, Mn и Re. Из органических растворов наносится алюминий (гидрид алюминия в диэтиленгликоле, диметиле либо тетрагидрофуране). Из расплавленных солей наносятся тугоплавкие металлы такие, как Ti, Zr, Hf, V, Nb, Ta, Mo и W.

Новым электролитическим нанесения покрытий методом является лазерно-индуцированное осаждение металлов. В этом методе лазерный луч обеспечивает ускоренное осаждение металла подложке. Это ускорение может достигать 1000 на раз. Оборудование включает лазер с фокусирующей оптикой. Луч проходит через отверстие в аноде и через электролит попадает на поверхность обеспечивает катода повышение скорости И осаждения металла на подложке.

Плазменно-электролитическое оксидирование (микродуговое оксидирование)

Подложка помещается в раствор электролита. Между анодом и катодом подается напряжение, величина которого выше пробойного напряжения для электролита. Возникает искровой разряд на поверхности материала, в котором происходит его частичное плавление. Капли расплава перемещаются через электролит и оседают на подложке, быстро охлаждаясь. По сравнению с плазменным напылением в вакууме такое нанесение покрытий существенно проще по технологии.

Электрофорез

При погружении твердой дисперсной фазы (например, неорганических частиц или коллоидов) в электролит возникает абсорбция молекул и ионов электролита на дисперсных частицах, приобретают заряд. При подаче напряжения которые на электролит начинается миграция пол лействием частиц потенциала – электрофорез. Заряд, приобретаемый дисперсной частицей, зависит от ее размера, соответственно, скорость миграции и осаждения материала на подложке может быть существенно выше, чем обычных электролитах. Это в обеспечивает покрытий высокую скорость нанесения И ИХ высокую однородность.

Электроформовка

Электроформовка позволяет создать изделие на подложке, которая затем устраняется. Для этого подложка изготавливается из легкоплавкого материала с малой адгезией к наносимому материалу. При электроформовке сложно получить острые кромки в изделии, внутри изделия возникают термические и механические напряжения, которые могут разрушить формируемое изделие.

Нанесение покрытий без электролиза

Осаждение покрытий при таком способе обеспечивается подбором каталитических металлов каталитические или на активизированные подложки. Покрытие наносится при химическом осаждении металлов из солей, растворенных в ванне, в которую помещается изделие. Покрытие является достаточно однородным и сравнимо по качеству с электролитическим покрытием. К недостаткам относятся малая твердость покрытия и низкая скорость нанесения покрытия.

Однако в ряде случаев данный метод является предпочтительным. Например, при изготовлении резонаторов из Nb₃Sn перед диффузионным нанесением Sn осуществляется предварительная активизация Nb раствором SnCl₄ для получения первичного слоя Sn.

Погружение в расплавленные металлы

покрытий Перед созданием предварительно подложка подготавливается с помощью химического травления. После подготовки подложка погружается в ванну с расплавленным металлом, который становится покрытием. Поверхность изделия состоит из слоя материала покрытия, под которым содержится переходный диффузионно-связанных материалов слой ИЗ подложки и покрытия, и затем – материал подложки. Важным является качество очистки поверхности подложки от оксидных слоев. Таким методом при создании резонаторов осуществляется нанесение свинцового покрытия на ниобиевую подложку.

Диффузионное покрытие

Атомы покрытия из области высокой концентрации мигрируют в область меньшей концентрации на материале подложки и создают диффузионный слой на ней. Качество покрытия зависит от атомных радиусов материалов покрытия и подложки, энергии активации атомов покрытия, эффективности легирования подложки атомами покрытия.

Коэффициент диффузии возрастает с температурой, уменьшением радиуса атомов покрытия, увеличением концентрации атомов, при введении в систему дополнительной энергии (электромагнитной, тепловой).

Диффузионное покрытие может выполняться из твердой, жидкой, газообразной фаз материала. Нанесение покрытий может проводиться в открытых и закрытых реакционных объемах.

Термическое напыление

К термическим методам напыления относятся: напыление расплавленных металлов, включающее нанесение покрытия пламенем, плазменным потоком, дуговым разрядом. Кроме того, к термическим методам относятся покрытие большой кинетической энергией, частичное оплавление поверхности для ее упрочнения.

Механическая формовка

При механической формовке покрытий применяются ударные воздействия либо центробежные силы в центрифугах для

нанесения покрытия методом галтовки. Галтовкой называется процесс очистки поверхностей объемных изделий с помощью насыпных абразивных материалов. Изделие загружается в барабан вместе с абразивом, барабан приводится во вращение или ему придаются возвратно-поступательные перемещения. В качестве галтовочных объектов используются керамические либо фарфоровые шарики.

Механическая формовка может применяться для нанесения покрытия из Sn на подложку из Nb и получения пленки Nb₃Sn.

Соединение прессованием

Методы соединения могут быть следующими: холодная и прессование, горячая прокатка, детонационное соединение. комбинация Возможна также ИЗ перечисленных метолов. Поверхность подложки должна быть тщательно отполирована, наличие царапин недопустимо, так, при царапинах невозможно качественное соединение материалов. В качестве примера можно назвать закатку ниобия в медную подложку.

5.7. Сверхпроводящие материалы из сплавов

Ниобий имеет наибольшую критическую температуру среди чистых материалов и наибольшее критическое магнитное поле. Достигнутые величины магнитного поля (рис. 5.24) близки к теоретическому пределу, равному 200 мТ [5.21].



Рис. 5.24. Зависимость добротности секции от ускоряющего градиента

Для дальнейшего повышения напряженности поля необходимо разрабатывать новые материалы, являющиеся сплавами. Необходимость этого обусловлена тем, что с достижением критической температуры 4,2 К и выше существенно снижаются затраты на криогенную систему. Выбор новых материалов наиболее целесообразно осуществлять по высокой критической температуре и высокой проводимости в нормальном состоянии. Наиболее подходящие материалы приведены в табл. 5.5.

Из табл. 5.5 видно, что материалы, имеющие высокую критическую температуру, обладают повышенным удельным сопротивлением. Это указывает на то, что для сверхпроводящих резонаторов нет идеального сверхпроводящего материала, выбор следует делать на основе компромисса.

Таблица 5.5

Материал	Критическая	Удельное	Критическое	Глубина
	температура, К	сопротивление,	магнитное	проникновения
		мкОм/см	поле, Т	магнитного
				поля, нм
Nb	9,2	2	0,2	40
NbN	16,2	70	0,23	200
NbTiN	17,5	35	-	151
Nb ₃ Sn	18,3	20	0,54	85
V ₃ Si	17	-	-	-
Mo ₃ Re	15	-	0,43	140
MgB ₂	40	_	0,43	140

Характеристики сверхпроводящих материалов

Для получения малых потерь на CBЧ материал должен иметь достаточно высокую критическую температуру, малое сопротивление в нормальном состоянии, обладать свойствами металла. Для получения высокого градиента в резонаторе материал должен обладать значительной величиной критического поля.

Рассмотрим в отдельности различные компаунды.

Компаунд ниобия типа В1.

Таким термином характеризуют кристаллическую кубическую решетку, состоящую из атомов металла А, занимающих углы и центры квадратов, образующих кубы решетки, а также из атомов неметаллов В, расположенных в серединах сторон квадратов (рис. 5.25).

Для соединений ниобия только несколько нитридов и карбидов металлов IV, V, VI переходных групп металлов имеют такую решетку и критическую температуру выше, чем у ниобия. К таким соединениям относится NbN, свойства которого достаточно подробно исследованы. Получение этого материала осуществляется двумя методами.

• Термическая диффузия: термический отжиг монолитного ниобия (RRR ~ 300) в вакууме при температуре 1550°С в течение 2 ч, затем выдержка заготовки в атмосфере азота при температуре 1400 °С в течение 4 ч. В результате на поверхности заготовки образуется устойчивая однородная пленка NbN.

Реактивное напыление: распыление чистого ниобия в атмосфере Ar и N₂ в триодной магнетронной системе.



Рис. 5.25. Кристаллическая решетка типа В1

Получаемый материал обладает хорошими сверхпроводящими и механическими свойствами, имеет низкий коэффициент вторичной эмиссии. Кристаллическая решетка может находиться в

нескольких фазах перехода в сверхпроводящий режим. Наиболее предпочтительной является так называемая δ -фаза, имеющая критическую температуру 17,2 К. При этом соединение имеет аномально высокое сопротивление в нормальном состоянии, превышающее иногда 100 мкОм/см. Это обусловлено тем, что корректная запись структуры решетки имеет вид Nb_{0,987}N_{0,987}, а не Nb_{1,0}N_{1,0}, и металлические и газовые вакансии распределены случайным образом в обеих субрешетках.

Компаунд NbTiN

Полностью корректная формула компаунда записывается следующим образом: Nb_{1-x}Ti_xN. Введение Ті в кристаллическую решетку обеспечивает снижение сопротивления материала и облегчение формирования кубической структуры материала. При этом δ-фаза остается термодинамически стабильной даже при критической температуре. Значение критической температуры так же высоко как у компаунда NbN, если (1-х)>0,5. Соединение имеет высокую твердость, хорошую адгезию к различным подложкам, высокие коррозионную и эрозионную устойчивость, высокую температуру сублимации, оно относительно инертно. Более выраженные свойства металлические делают соединение предпочтительным сверхпроводящих лля использования В резонаторах по сравнению с NbN.

материала Получение осуществляется магнетронным напылением в атмосфере Ar и N_2 при температуре 600 °C. 1 - x < 0.5Пленки Nb_{1-v}Ti_vN с имеют меньшее расчетное сопротивление. критические лучшие меньшие поля. поверхностные свойства, чем пленки NbN. Преимущества пленки увеличиваются, если напыление Nb_{1-x}Ti_xN проводится при невысоких температурах.

В лабораториях CERN изготовлены шесть медных резонаторов, покрытых пленкой NbTiN. Рабочая частота резонатора 1,5 ГГц. Толщина пленки равна 4,3 мкм, температура, при которой осуществлялось напыление, 265 °C. Добротность резонатора выше, чем резонатора из чистого ниобия, однако, предельное ускоряющее поле не превышает 1 МВ/м.

309

Компаунды со структурой А₁₅

Структура кристаллической решетки, называемой A₁₅, представлена на рис. 5.26.



Рис. 5.26. Кристаллическая решетка типа А15

Здесь А – атом элементов из переходной группы IV, V либо VI, В – атом из непереходной группы. Атомы типа В занимают углы и центры кубов, образующих кристаллическую решетку. Атомы типа В образуют ортогональные цепи бисекторных плоскостей в решетке. Такую структуру имеют Nb₃Sn, Nb₃Al, Nb₃Ge, Nb₃Ga, V₃Si, Mo₃Re. Все эти кристаллы являются кандидатами для применения в сверхпроводящих резонаторах.

Критическая температура кристаллов на основе Nb и V достаточно велика – 15...20 К. Кристаллы Nb₃Ge, Nb₃Ga являются нестабильными кристаллами. Кристаллы Nb₃Al существуют только при высоких температурах, что обусловлено высокой неупорядоченностью их структуры. Кристаллы V₃Si, Nb₃Sn являются стабильными и характеризуются высокой критической температурой. Кристалл Mo₃Re имеет критическую температуру 15 К, однако его физические свойства пока недостаточно изучены.

Рассмотрим методы создания кристаллов A₁₅ [5.22]. Основной проблемой создания таких кристаллов заключается в том, что они не могут быть сформированы в качестве объемной структуры. В связи с этим кристаллы формируются в виде тонких пленок на

подложке, роль которой играет внутренняя поверхность резонатора. Толщина пленки составляет 1 – 2 мкм.

Метод совместного напыления.

Первым методом является совместное напыление различных мало совместимых по материалов. химическим свойствам. например Nb₃Ge или V₃Si. Создание пленки осуществляется одновременным напылением компонентов кристалла. Получение однородной пленки на больших площадях представляет собой достаточно требует прецизионного сложную задачу И перемешения напыляющих головок относительно подложки. Исходный продукт, наносимый на подложку, заготавливается предварительно в качестве спеченного порошка и затем наносится напыляюшей головкой. При этом лолжен осуществляться скорости осаждения, контроль температуры подложки, ЭТО обеспечивает однородное покрытие поверхности резонатора.

Метод химического осаждения.

Другим методом нанесения покрытия является химическое осаждение из пара. Такое осаждение может осуществляться из металлорганических соединений, находящихся в фазе пара (газообразной фазе). Пар химически реагирует с подложкой и образует на ней тонкую пленку. Скорость осаждения и структура пленки зависят от температуры и концентрации реагента. Поддержание постоянной температуры и однородности потока газа является трудной задачей при сложной геометрии резонатора. Наибольшее развитие метод нашел при создании пленок Nb₃Sn. На рис. 5.27 представлены результаты исследования характеристик резонатора, в котором осуществлено диффузионное напыление Sn при температуре 1200°С. Рабочая частота резонатора 1,5 ГГц.

Для резонатора из пяти ячеек, покрытого пленкой Nb₃Sn, собственная добротность составила 10^9 , при значении ускоряющего поля 7 MB/м ее величина снижается до $8 \cdot 10^8$.

Пленка Nb₃Sn может быть получена также диффузией компаундов из жидкой фазы. При применении этого метода температура компаунда должна быть выше 930° C, чтобы предотвратить образование соединений Nb₆Sn₅ или NbSn₂, имеющих критическую температуру 2,6 К и 2,1 К соответственно.

Следующим примером кристаллов типа A_{15} является V_3Si . Этот компаунд имеет критическую температуру 17,1 К и коэффициент остаточного сопротивления около 80. Такая пленка получается с помощью термической диффузии.



Рис. 5.27. Зависимости добротности от градиента ускоряющего поля для резонаторов с напылением материала

Пленка Mo₃Re получается магнетронным распылением и осаждением на подложке из сапфира, меди либо ниобия. Критическая температура составляет около 6 К. Как показали исследования, возможно повышение критической температуры в кристаллической решетке, имеющей порядок до Mo₆₀Re₄₀.

Особое положение занимает кристаллическая пленка MgB₂. Такое соединение имеет свойства керамики при нормальной температуре. Критическая температура у этого соединения составляет около 40 К, что сопоставимо с купратами (теплыми сверхпроводниками). Форма кристаллической решетки представлена на рис. 5.28.



Рис. 5.28. Кристаллическая решетка на основе MgB

Этот кристалл дешевле купратов, имеет меньшую анизотропию, поэтому перспективен для применения в СВЧ диапазоне (табл. 5.6)

Таблица 5.6

сравнительные ларактеристики сверлироводлщих материало	C	равнительные	характеристики	сверхпроводящих	материалов
--	---	--------------	----------------	-----------------	------------

Характеристика	MgB_2	Nb
Критическая температура, К	39	9,2
Удельное сопротивление, мОм/см	0,1 - 10	0,05
Коэффициент остаточного сопротивления	3 - 30	300

Получение пленки осуществляется с помощью гибридного физико-химического осаждения из парообразной фазы. В качестве подложки применяется нержавеющая сталь, ниобий, TiN и ряд других материалов. Для покрытия поверхности резонатора применяется двухступенчатая схема. При температуре 400 – 500 °C резонатор заполняется газообразным соединением B₂H₆. Затем при температуре 850 – 900 °C в резонатор подается парообразный Mg. При осаждении паров на стенках образуется пленка MgB₂. Получение пленки высокого качества возможно только при отсутствии кислорода, ответственного за

окислительные процессы в пленке и препятствующего ее образованию. Разрушительное действие на пленку оказывают также пары воды.

Многослойные пленки

Развитие технологий тонкопленочных покрытий идет по пути создания многослойных материалов. Такая пленка состоит из слоев сверхпроводника и изолятора, как это показано на рис. 5.29.

При многослойном покрытии ставится цель увеличить критическое сопротивление без снижения величины критического магнитного поля. Слои с высокой критической температурой экранируют магнитное поле от объемного ссверхпроводника (Nb, Pb), включая вихревое проникновение поля в сверхпроводник.

В простейшем случае многослойное покрытие состоит из пленки изолятора и пленки Nb₃Sn толщиной 50 нм. При этом если критическое магнитное поле в чистом ниобии составляет 150 мTл, то при указанном покрытии расчетная величина этого поля возрастает до 324 мTл.

Ускоряющее поле также должно увеличиться более чем вдвое и может достигать 100 МВ/м. Практическая реализации таких пленок связана с существенными технологическими трудностями нанесения однородных тонких слоев друг на друга.



Рис. 5.29. Структура многослойного сверхпроводящего материала

5.8. Технологические операции перед СВЧ испытаниями

Остановимся кратко на операциях по подготовке секций к СВЧ испытаниям на высоком уровне мощности. Рассмотрение проведем для секции типа TESLA. Резонатор при комнатной температуре настраивается на заданную частоту, однородное распределение электрического поля на оси. Измерения поля осуществляются методом малых возмущений при перемещении малого тела вдоль оси структуры. Подстройка сжатием или растяжением соответствующих ячеек выполняется с помощью специальных устройств. [5.23, 5.24, 5.25].

После настройки ячеек секции производится финишная химическая обработка для окончательной очистки поверхности ниобия с помощью электрополировки, при этом снимается слой толщиной 10 – 30 мкм. Процессы очистки те же, что и при первичной химической обработке, однако время очистки существенно меньше.

Сборка секции выполняется в чистой комнате класса 10, в ней резонатор находится открытым в течение 12 часов. После высушивания резонатора к нему присоединяются вспомогательные узлы. Каждый фланец герметизируется с помощью алюминиевой прокладки, изготовленной с применением алмазных инструментов. Болтовые соединения обеспечивают раздавливание прокладки между фланцами. Все компоненты присоединяются к резонатору, отверстия для пролета пучка остаются не закрытыми для промывки секции после сборки.

Вторая промывка осуществляется более продолжительное время, чем первая. Это делается для того, чтобы удалить посторонние частицы, которые могут появиться на поверхности резонатора при его сборке. После промывки секция высушивается в течение 12 часов в чистой комнате класса 10. При этом секция располагается вертикально и открытым остается только нижнее отверстие для пролета пучка.

К секции присоединяется нижний фланец для пролета пучка. Во фланце имеется уплотняемый узел подключения насоса и манометрической лампы. Кроме того, фланец оснащен СВЧ вводом для проведения измерений на низком уровне мощности. На рис. 5.30 показана сборка секции перед СВЧ испытаниями. После завершения этого монтажа секция готова для проведения вакуумных и СВЧ испытаний. Узел подключения вакуумного насоса соединен с турбомолекулярным насосом. Откачка осуществляется в течение 12 часов, после чего производится поиск возможных натеканий с помощью гелиевого течеискателя.

Секция в вертикальном положении располагается в криогенной системе. Секция переводится в сверхпроводящее состояние при температуре 2 К, становится готовой для проведения исследований ее СВЧ характеристик.



Рис. 5.30. Сборка секции перед испытаниями на высоком уровне мощности

После испытаний температура в криогенной системе возвращается к комнатной, и секция может быть удалена из нее. При существующей технологии полный цикл исследований занимает в DESY два дня и четыре-пять дней в KEK.

Резюмируя рассмотрение технологических метолов изготовления сверхпроводящих ускоряющих резонаторов, можно констатировать, что за последние годы достигнут значительный прогресс в этом направлении. Развитые методы изготовления резонаторов, обработки их поверхности позволили существенно повысить градиент ускоряющего поля в одиночных как резонаторах, в многоячеечных секциях. обеспечили так И устойчивую работу резонаторов при высоких полях. Выполненные исследования являются хорошей основой создания и применения многосекционных ускорителей на высокие энергии, базирующиеся на сверхпроводящих структурах.

Глава 6 СОВРЕМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Сверхпроводящие резонаторы находят все более широкое применение в ускорителях различного назначения. Это обусловлено тем, что сверхпроводящие ускоряющие структуры обладают рядом преимуществ по сравнению с нормальнопроводящими. К этим преимуществам относятся высокий КПД преобразования энергии электромагнитного поля в энергию пучка, близкий к 100%; большая стабильность ускоряющего поля благодаря значительной добротности ускоряющей структуры; невысокая требуемая мощность СВЧ питания; малая чувствительность выходных параметров пучка к смещению пучка от оси в связи с большой апертурой ускоряющей секции.

Основные типы ускорителей, в которых используются сверхпроводящие ускоряющие секции, следующие:

• Накопительные кольца для физики высоких энергий: KEK-B, CESR, Tristan, LHC.

• Накопительные кольца для источников синхротронного излучения: SOLEIL, CHESS, Canadian Light Source, Taiwan Light Source, DIAMOND.

• Линейные ускорители протонов: SNS.

• Линейные ускорители с рециркуляцией пучка: CEBAF, S-DALINAC, LUX, Arc-en-Ciel, Нейтринные фабрики, Мюоные коллайдеры.

• Линейные ускорители с рекуперацией энергии: JLAB FEL, JAERI, Cornell FEL, PERL (BNL), 4GLS, KEK-ERL, RHIC-II.

• Линейные коллайдеры и ускорители электронов: ILC, European FLASH, XFEL, ELBE, BESSY-FEL, MIT Bates, FERMI-LAB 8 GeV.

Подробное описание характеристик типичных установок из перечисленных выше классов с указанием литературных источников приведено в настоящей главе. Расшифровка названий наиболее значительных установок дана в приложении «Краткий список сокращений». Наибольшее применение сверхпроводящие секции находят в линейных ускорителях электронов с фазовой скоростью волны, равной скорости света.

Современные ускорители для фундаментальных исследований являются приборами проверки Стандартной модели. В этой модели все частицы представляются композицией из 24 элементарных частиц, поделенных на три категории (поколения), состоящих из кварков и лептонов. Такие ускорители, как Tevatron, HERA, LEP, SLC являлись крупнейшими в мире в своем классе и обеспечивали получение новых данных о строении материи. При их создании использовались нормально-проводящие ускоряющие структуры с оптимизированными параметрами, что обеспечивало рекордные характеристики пучков. При модернизации некоторых из этих ускорителей в них устинавливались сверхпроводящие ускоряющие и сепарирующие резонаторы.

Для дальнейшего развития фундаментальных исследований строения материи необходимо повышение энергии и светимости ускоренных пучков. Ускорители со сверхпроводящими ускоряющими структурами обеспечивают возможность существенного продвижения по энергиям и светимости при создании новых поколений ускорителей.

6.1. Накопительные кольца для физики высоких энергий

Применение сверхпроводящих резонаторов планируется в крупнейшем ускорителе мира – Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) в ЦЕРНе [6.1]. Ускоритель строится в туннеле, который занимал коллайдер LEP. Энергия каждого из встречных интенсивных пучков протонов будет 7 ТэВ. В ускорителе предусмотрено также ускорение ионов тяжелых элементов. Установка станет существенным продвижением вперед по сравнению с Теватроном, энергия частиц в котором 1 ТэВ, светимость 10^{31} см⁻²·c⁻¹. Светимость в LHC будет в 10^3 раз выше. В LHC используются восемь ускоряющих резонаторов с рабочей частотой 401 МГц, мощность на входе резонатора составляет 100 кВт. Набор энергии в ускоряющей системе составляет 16 МэВ. Схематический вид ускоряющего модуля приведен на рис. 6.1.



Рис. 6.1. Структура ускоряющего модуля коллайдера LHC

Применение сверхпроводящих структур в электрон-протонных и протон-протонных коллайдерах имеет целый ряд достоинств. Для того чтобы получить высокую светимость, ускоренные сгустки должны нести большой заряд и располагаться на малых расстояниях друг от друга. При этом возможно развитие многосгустковых нестабильностей пучка. Подавления этих нестабильностей является одной из важнейших проблем, требующих решения. Эта проблема особенно остра для В-фабрик.

Для подавления многосгустковых нестабильностей наилучшим путем является уменьшение взаимодействия пучка с резонаторами. Так как сверхпроводящие резонаторы могут обеспечивать более высокие градиенты поля в непрерывном режиме, чем нормальнопроводящие структуры, необходимое напряжение может достигаться на меньшем числе ячеек, и это будет означать, что импеданс снижается. В табл. 6.1 представлены сравнительные данные для сверхпроводящих и нормальнопроводящих систем для установки КЕК-В [6.2]. Сверхпроводящая система уменьшает число требуемых резонаторов в 3,6 раза и величину потребляемой мощности в 2,2 раза.

Сверхпроводящие резонаторы работают на относительно низких частотах, поэтому они имеют пролетные отверстия большего размера, чем нормальнопроводящие. Это обеспечивает существенное уменьшение импеданса высших мод. Таблица 6.1 Сравнение характеристик резонаторов ускоряющей системы коллайдера КЕК-В

	Тип рез	вонатора
Параметр	Нормально-	Сверх-
	проводящий	проводящий
Число резонаторов	36	10
Q_0	$1,3.10^{5}$	1.10^{9}
Напряжение на резонаторе, МВ	0,45	1,6
Мощность, передаваемая пучку в резона-	114	400
торе, кВт		
Потери в резонаторе, кВт	119	0,1
Мощность питания резонатора, кВт	233	400
Полная мощность питания, кВт	8388	4000
Наибольшая величина R _ш /Q ₀ на моно-	34,8	0,4
польной высшей моде, Ом		
Наибольшая величина R _ш /Q ₀ на дипольной	20	15
высшей моде, Ом		

Ускорительные фабрики являются накопительными установками на среднюю энергию с высоким током пучка и высокой светимостью. Это направление ускорительной техники интенсивно развивается. Особенно впечатляющими являются достижения при создании электрон-позитронных накопительных колец. В установке КЕК-В (Япония) достигнута светимость 1,7·10³⁴ см⁻²·c⁻¹. В установке РЕР-II (США) светимость равна 1,2·10³⁴ см⁻²·c⁻¹. Установка DAFNE (Италия) обеспечивает светимость 1,5 ·10³² см⁻²·c⁻¹. Находятся в стадии монтажа и запуска накопительные установки CESR (США) и BEPC-II (Китай) [6.3].

В ряде ускорительных фабрик применяются сверхпроводящие резонаторы. Остановимся кратко на параметрах некоторых из них.

Коллайдер CESR в Корнелле, США [6.4, 6.5], является ускорителем на энергию 1,5 – 2,5 ГэВ с импульсным током пучка 230 мА. Проектная светимость должна составлять $1,5 \cdot 10^{32}$ см⁻²·с⁻¹.

На рис. 6.2 представлен разрез резонатора с каналом для пролета пучка. Его внешний вид показан на рис. 4.1. Особенностью резонатора является то, что он имеет волноводный ввод мощности. В кольце ускорителя установлены четыре резонатора [6.6].

Параметры ускоряющей секции приведены в табл. 6.2.

Рис. 6.2. Разрез ускоряющего резонатора установки CESR



Таблица 6.2

Параметры ускоряющей секции коллайдера СН

Параметр	Значение
Рабочая частота, МГц	499,6 - 500,0
Шаг перестройки частоты, Гц	10
Собственная добротность	7.10^{8}
Нагруженная добротность	$(2,3\pm0,3)\cdot10^5$
Мощность питания, кВт	270
Потери в резонаторе, Вт	Не более 30
Ускоряющий градиент, МВ/м	8
Ускоряющее напряжение в резонаторе, МВ	2,4

Коллайдер КЕК-В в Цукуба, Япония, является ускорителем на энергию 8 ГэВ (электроны) и 3,5 ГэВ (позитроны). Импульсный ток составляет 1,1 А (электроны) и 2,6 А (позитроны), это обеспечивает рекордную светимость 1,7·10³⁴ см⁻²·с⁻¹ [6.7].

Ускоряющая система коллайдера состоит как из нормально проводящих (12 штук), так и из сверхпроводящих (8 штук) резонаторов. Схематическое изображение ускоряющего модуля на основе сверхпроводящего резонатора приведено на рис. 6.3.

Рабочая частота резонатора 509 МГц, нагруженная добротность 8·10⁴. Мощность на входе каждого резонатора 250 кВт. Общая длина ускоряющего модуля 3,7 м.



Рис. 6.3. Ускоряющий модуль коллайдера КЕК-В

6.2. Накопительные кольца для источников синхротронного излучения

Установка SOLEIL является источником синхротронного излучения, сооружаемым во Франции вблизи Парижа [6.8]. Накопительное кольцо длиной 354 м состоит из 16 участков с поворотными магнитами и 24 прямолинейных участков. Энергия пучка равна 2,75 ГэВ, эмиттанс 3,7 нм рад. При таких параметрах пучка получается излучение с большой яркостью в диапазоне от крайнего ультрафиолета до жесткого рентгена. Для получения большого времени жизни пучка в накопителе пристальное внимание уделено разработке устройств магнитной оптики, датчиков положения пучка, СВЧ и вакуумной системы. Для повышения интенсивности циркулирующего пучка в установке предусмотрен бустер, инжеккоторый осуществляется из линейного ускорителяция в инжектора с выходной энергией 100 МэВ. Особое внимание уделено продольной стабильности пучка. Для решения этой задачи ускоряющие секции являются сверхпроводящими. Четыре ускоряющих резонатора размещены в двух криомодулях. Рабочая частота резонаторов равна 352 МГц. Величина ускоренного тока составляет 500 мА [6.9, 6.10].

Общий вид ускоряющего модуля из двух резонаторов приведен на рис. 6.4. Ввод мощности осуществляется через коаксиальный

узел. Ускоряющее напряжение на резонаторах (при малой нагрузке током) составляет 1,7 МВ при мощности питания 80 кВт. Предполагается увеличить мощность питания до 180 кВт, при этом ускоряющее напряжение достигнет 2,5 МВ. Резонатор снабжен устройствами вывода высших типов волн.



Рис. 6.4. Ускоряющий модуль установки SOLEIL

6.3. Ускорители протонов с высокой интенсивностью пучка

Ускорители протонов с высокой интенсивностью являются составной частью источников нейтронов, применяемых в различных приложениях: исследования материалов, производство энергии, трансмутация ядерных материалов (переработка ядерных отходов и наработка делящихся материалов, таких, как тритий).

Рассеяние нейтронов является важным инструментом материаловедения, химии, биофизики. Нейтронные исследования внесли заметный вклад для понимания процессов в конденсированной материи. Например, нейтронные исследования обеспечили подробное исследование структуры высокотемпературных сверхпроводников. Нейтронные потоки обеспечивают точное детектирование легкого кислорода в окружении тяжелых атомов Си и Ү. Атомы кислорода играют определяющую роль в природе сверхпроводимости. В полимерах атомы водорода детектируются нейтронами, но не могут быть идентифицированы с помощью тормозного излучения. Нейтроны применяются при исследовании магнитных материалов. Проникающая способность нейтронов высока, поэто-
му они могут применяться при исследовании толстостенных изделий имеющих, в частности, сварные соединения.

Ускорителем, предназначенным для нейтронных исследований вещества, является установка SNS [6.11, 6.12]. Ускоритель SNS (Spallation Neutron Source) – импульсный источник нейтронов деления. В установке осуществляется ускорение протонов до энергии 1,0 ГэВ. Мощность пучка равна 1,4 МВт. Ускоренный пучок падает на мишень из жидкой ртути, в которой генерируется поток нейтронов. Достигаемые характеристики по нейтронному рассеянию в 20 – 100 раз превышают достигнутый ранее уровень.

Основные характеристики установки приведены в табл. 6.3.

Таблица 6.3

Характеристика, размерность	Значе-
	ние
Энергия, ГэВ	1,0
Средний ток на мишени, мА	1,4
Мощность пучка, МВт	1,4
Частота импульсов, Гц	60
Скважность	16,7
Импульсный ток, мА	26
Длина ускорителя, м	335
Длина накопительного кольца, м	248
Время заполнения кольца, мс	1
Время вывода пучка из кольца, нс	250
Количество протонов на мишени за импульс	$1,5.10^{14}$
Масса и объем ртути в мишени, т / м	18 / 1

Характеристики ускорителя SNS

Схематическое изображение ускоряющей системы установки SNS приведено на рис. 6.5.



Рис. 6.5. Схема ускоряющей системы установки SNS

Ускоритель состоит из инжектора отрицательных ионов водорода с энергией 65 кэВ (И), системы транспортировки, ускоряющей системы с высокочастотной квадрупольной фокусировкой (ВЧКФ), в которой энергия пучка увеличивается до 2,5 МэВ. Затем следует модуль из шести секций с трубками дрейфа (ТД), в котором энергия увеличивается до 87 МэВ. В дальнейшей части ускорителя рабочая частота увеличивается вдвое и становится равной 805 МГц. В четырех модулях бипериодических ускоряющих секций (БУС) с резонаторами связи энергия возрастает до 186 МэВ. Затем следует часть линейного ускорителя со сверхпроводящими секциями (СПС), включающая 11 модулей на промежуточную энергию 379 МэВ и 12 модулей на конечную энергию 1000 МэВ. На выходе ускорителя установлены системы диагностики и коллимации пучка, после которых пучок поступает в накопительное кольцо, в котором осуществляется его компрессия с длительности 1 мс до 700 нс. Затем пучок поступает на ртутную мишень, где он трансформируется в поток нейтронов.

В начальной части ускорителя (до энергии 87 МэВ) рабочая частота секций равна 402,5 МГц. В остальной части ускорителя рабочая частота составляет 805 МГц.

На выходе инжектора и системы с квадрупольной фокусировкой установлены коллиматоры, обеспечивающие устранение ореола пучка, приводящего к потере частиц.

Каждая их шести ускоряющих секций с трубками дрейфа питается от клистрона с импульсной мощностью 2,5 МВт. Квадрупольные линзы с постоянными магнитами установлены в трубках дрейфа. Между секциями расположены датчики поперечного смещения пучка.

Ускоряющая система с резонаторами связи питается от четырех клистронов, мощность каждого составляет 5 МВт. Общее число ускоряющих ячеек составляет 384, они изготовлены из бескислородной меди.

Сверхпроводящая ускоряющая система питается от 81 клистрона, мощность каждого равна 0,55 МВт.

Генераторы установлены в зале СВЧ питания, расположенном параллельно туннелю ускорителя. Длина зала составляет 330 м. В этом же зале располагаются резервные клистроны. Высоковольтное питание на клистроны подается от 13 модуляторов.

Ускоритель SNS – первый ускоритель, в котором ускорение протонов осуществляется в сверхпроводящих секциях. Наиболее важными преимуществами сверхпроводящих резонаторов являются большая апертура для пролета пучка, высокий ускоряющий градиент, малые паразитные поля, высокий вакуум, очень высокий коэффициент полезного действия.

Скорость ионов в сверхпроводящих ускоряющих секциях изменяется от 0,55 до 0,87. Экономически целесообразно геометрию ячеек сделать двух типов: с фазовой скоростью 0,61 и 0,81. Некоторые параметры секций приведены в табл. 6.4.

Таблица6.4

Параметр, размерность	Зна	ачение
Фазовая скорость	0,61	0,81
Количество ячеек	6	6
Максимальное поле, МВ/м	27,5	35,0
Отношение максимального поля к ускоряюще-	2,71	2,19
му полю		
Отношение максимального магнитного поля к	2,10	2,14
максимальному электрическому полю		
Коэффициент связи между ячейками, %	1,61	1,61
Добротность при температуре 2К	5.10^{9}	5.10^{9}
Активная длина, м	0,682	0,906

параметры ускоряющих секции ускор	Параметры ускоряющих секций ускорителя	SNS
-----------------------------------	--	-----

Ускоряющие резонаторы изготовлены из листового ниобия с коэффициентом остаточного сопротивления 250. Электрополировка, промывка, сушка осуществлялись в чистой комнате класса 10 в непосредственной близости от туннеля ускорителя.

Ускоритель работает в импульсном режиме, поэтому в нем проявляются пондермоторные эффекты. Для компенсации расстройки секций в них установлены пьезоэлектрические устройства перестройки резонансной частоты с диапазоном перестройки 470 Гц.

Ускоритель работает при различной частоте посылок импульсов – от 15 до 60 Гц. При работе ускорителя проявляются эффекты полевой эмиссии. Эти эффекты не всегда связаны только с высоким электрическим полем в структуре. Появление эмиссии может провоцироваться преобразованием электромагнитного поля в поток теплового излучения. В связи с этим и другими эффектами для предотвращения потери сверхпроводимости некоторые резонаторы работают при пониженном ускоряющем поле. Для защиты высокочастотных окон на их входе установлены датчики давления, которые обеспечивают снижение мощности генератора при мультипакторных пробоях и других эффектах, вызывающих повышение давления в тракте.

Секции снабжены поглотителями волн высших типов, возбуждаемых пучком. Повышение амплитуды этих волн указывает не только на генерацию высших типов волн, но и на возможное развитие мультипакторного разряда в секции. Для предотвращения этих эффектов секции работают при пониженном ускоряющем градиенте.

Модернизация ускоряющей системы будет направлена на повышение рабочего градиента ускоряющего поля. Для этого будет осуществлена модернизация поглотителей высших типов волн, развита вакуумная система, установлены дополнительные резервные ускоряющие станции. Все эти меры должны обеспечить устойчивое получение мощности пучка 1,4 МВт.

Применение ускорителей в трансмутации и переработке радиоактивных отходов.

В настоящее время суммарный вклад атомной энергетики в мировое производство электроэнергии составляет 17%. При этом образуется количество радиоактивных отходов, которое продолжает расти. Переработка отходов – сложная техническая проблема. Накопление отходов в естественных и искусственных полостях – хранилищах является достаточно опасным, так как период полураспада некоторых элементов составляет десятки тысяч лет. Эта опасность может быть снижена при трансмутации долгоживущих изотопов в короткоживущие.

Ускоритель для трансмутации обеспечивает поток нейтронов, падающих на долгоживущие изотопы, вызывает их деление и образование стабильных либо короткоживущих изотопов. При этом новых трансурановых элементов не образуется. По оптимистичным оценкам один ускоритель сможет обеспечить трансмутацию отходов десяти энергоблоков мощностью 1 ГВт каждый. При этом он питается электроэнергией, вырабатываемой на этих блоках. Ускоритель для трансмутации может также применяться для переработки оружейного плутония. При энергии пучка 1 ГэВ и мощности пучка 100 – 200 МВт нужен поток нейтронов в 100 раз больший, чем может давать ядерный реактор. В настоящее время прорабатываются структурные схемы ускорителей для трансмутации. Практически все они базируются на сверхпроводящих ускоряющих структурах.

В стоимости ускорителя протонов на энергию 1 – 2 ГэВ наиболее существенную часть составляет стоимость ускоряющей системы на высокую энергию, превышающую 100 МэВ. Сверхпроводящая ускоряющая структура в непрерывном режиме обеспечивает темп ускорения 5 – 10 МэВ/м, тогда как нормальнопроводящая структура из меди позволяет ускорять частицы с темпом 1 МэВ/м. Это позволяет существенно сократить длину установки и соответственно снизить капитальные затраты. В сверхпроводящей структуре потери мощности в стенках практически отсутствуют, что также является ее значительным преимуществом по сравнению с традиционной структурой. Для импульсных источников нейтронов сверхпроводящая структура позволяет значительно увеличить коэффициент заполнения, однако с его ростом повышается опасность развития нестабильностей в накопительном кольце. Увеличение нестабильностей происходит также при повышении энергии пучка.

Существенная проблема ускорителей с высокой интенсивностью пучка – остаточная радиоактивность, требующая значительной выдержки установки после ее остановки до проведения монтажных и других работ, а также необходимости применения дистанционных манипуляторов. Для того чтобы остаточные уровни радиоактивности были в допустимых пределах основное внимание следует уделить уменьшению поперечных размеров пучка, а также рассмотреть возможность применения структур с увеличенной апертурой. В сверхпроводящих структурах увеличение апертуры не связано с существенным снижением темпа ускорения.

6.4. Ускорители с рециркуляцией пучка

Класс ускорителей с рециркуляцией пучка рассмотрим на примере установки CEBAF.

Установка CEBAF в лаборатории им. Джефферсона (JLab) является ускорителем электронов с пятью рециркуляциями пучка. Ускоритель работает в непрерывном режиме. Выходная энергия ускорителя составляет 6 ГэВ. Ускоритель предназначен для проведения фундаментальных исследований по ядерной физике. В настоящее время осуществляется подготовка к модернизации ускорителя для достижения выходной энергии пучка 12 ГэВ [6.13].

Основные направления исследований на ускорителе следующие:

• Экспериментальное исследование глюонных взаимодействий внутри элементарных частиц, направленное на выяснение природы конфайнмента, то есть запрета существования кварков в свободном состоянии.

• Выяснение причин, определяющих кварк-глюонную струк-туру элементарных частиц.

• Исследования по физике ядер и мезонов.

• Проверка Стандартной модели электрослабых взаимодействий, определение фундаментальных параметров этой модели.

Теоретические исследования показывают, что поляризованные фотоны с энергией 9 ГэВ оптимальны для генерации гибридных мезонов. Когерентное излучение, генерируемое при прохождении непрерывного пучка электронов с энергией 12 ГэВ через кристалл, является потоком поляризованных фотонов.

Программа повышения энергии электронов включает модернизацию существующих криомодулей и установку новых криомодулей, модернизацию магнитной системы, строительство нового экспериментального зала. Повышение энергии пучка возможно увеличением энергии, набираемой пучком при каждом проходе ускоряющей секции, либо увеличением числа проходов пучка через ускоряющие секции. Как показал анализ, более дешевым является повышение энергии пучка при проходе секции. Расчетная величина набора энергии при проходе секции составляет 1,1 ГэВ вместо 0,6 ГэВ, существующего в настоящее время.

На рис. 6.6 представлена структурная схема ускорителя с указанием модернизируемых систем.



Рис. 6.6. Структурная схема ускорителя CEBAF

Исследования с гибридными мезонами требуют, чтобы ток ускоренных электронов не превышал 5 мкА. Для решения других задач ток пучка должен быть существенно больше, мощность пучка должна достигать 10 МВт.

Увеличение прироста энергии в ускоряющей системе на 0,5 ГэВ будет достигаться использованием пяти дополнительных криомодулей с приростом энергии 100 МэВ в каждом. Криомодуль содержит восемь ускоряющих секций по семь ячеек в каждой. Рабочая частота секций 1497 МГц. Для набора энергии 100 МэВ градиент должен составлять 17,5 МВ/м. Проектная величина градиента принята равной 19,2 МВ/м. Это сделано для того, чтобы иметь возможность резервирования отключаемых резонаторов. Существующая ускоряющая система позволяет получить набор энергии 5,6 ГэВ при пяти проходах пучка через секции.

Обычно повышение ускоряющего градиента ограничивается снижением добротности секции до допустимого уровня. При расчете характеристик ускоряющей системы модернизируемого ускорителя основным ограничением явился уровень тепловых потерь в секции с учетом тепла, рассеиваемого в подводящих волноводах. Как показали расчеты, максимальное тепловыделение не должно превышать 29 Вт, это соответствует градиенту 19,2 МВ/м. Для снижения тепловыделения были предприняты следующие меры: осуществлена настройка выводов высших типов волн, отключен вывод высших типов волн, располагавшийся вблизи ввода мощности, установлены дополнительные теплоотводы. Еще одной мерой послужила модернизация СВЧ окон, которые стали двухступенчатыми между подводящим волноводом и секцией. Кроме того, осуществлена модернизация устройств настройки резонансной частоты секций, особенно с электромоторов, работающих в криогенной зоне.

Каждая секция питается от отдельного клистрона. Выбор мощности клистрона осуществляется с учетом ряда параметров ускорителя:

- Максимальный ускоряемый ток составляет 450 мкА, что соответствует мощности пучка 1 МВт.
- Внешняя добротность отличается от оптимальной не более чем на 30%.
- Максимальная расстройка частоты резонатора 25 Гц.
- Часть резонаторов должна работать при градиенте поля 21 МВ/м, что на 10% выше номинального значения.
- Потери в подводящих волноводах должны быть минимальными.

При выборе мощности клистрона должен быть предусмотрен запас по его расчетной мощности не менее 10%, так как реальные клистроны, как правило, имеют коэффициент усиления меньше расчетного.

В результате расчетов требуемая величина мощности составила 12,8 МВт. Был рассмотрен вариант питания нескольких секций от единого генератора. Расчеты показали, что снижение стоимости возможно при ухудшении управления амплитудами и фазовым сдвигом в секциях. В связи с этим был выбран вариант питания каждой секции от отдельного генератора. Система контроля обеспечивает точность поддержания амплитуды не менее 0,01% и фазы – не менее 0,2°.

Система транспортировки пучка в ускорителе с энергией 6 ГэВ содержит около 400 дипольных магнитов и 700 квадрупольных. Сердечники в дипольных магнитах имеют С-форму, магнитное поле составляет 0,2 Тл. Для повышения магнитного поля, обеспечивающего транспортировку пучка с энергией до 12 ГэВ сердечники магнитов будут изготовлены Н-образной формы. В электро-

магниты будут установлены дополнительные обмотки. Для квадрупольных магнитов модернизация почти не потребуется. Как показали расчеты, при повышении мощности питания у 10% квадрупольных магнитов будет достигаться необходимая фокусировка пучка.

Будет добавлен один магнитный канал поворота пучка, обеспечивающий прохождение пучка через ускоряющую секцию и вывод в экспериментальный зал. Магнитная оптика канала аналогична оптике других каналов.

Особенность установки – ускоренный пучок будет выводиться по нескольким (до пяти) каналам в различные экспериментальные залы. Вывод обеспечивается СВЧ дефлектором на основе медного цилиндрического резонатора. Дополнительное разделение выводимых пучков осуществляется септум-магнитом.

Существующий ускоритель будет работать до 2012 года, затем будет остановлен, физический запуск ускорителя на энергию 12 ГэВ запланирован на 2013 год.

6.5. Линейные ускорители с рекуперацией энергии

В Великобритании создается линейный ускоритель с рекуперацией 4GLS (4th GENERATION LIGHT SOURCE) для генерации когерентного излучения [6.14]. Первым этапом этой работы будет прототип ускорителя Energy Recovery Linac Prototype (ERLP) с энергией пучка 35 МэВ [6.15]. Основные параметры ускорителя ERLP приведены в табл. 6.5.

Таблица 6.5

Параметр, размерность	Значение
Энергия пучка на выходе пушки, кэВ	350
Энергия инжекции в ускоритель, МэВ	8,35
Энергия циркулирующего пучка, МэВ	35
Рабочая частота секций, ГГц	1,3
Заряд в сгустке, пК	80
Максимальная длительность цуга сгустков, мкс	100
Максимальная частота следования цугов сгустков, Гц	20
Максимальный средний ток, мкА	13
Максимальный импульсный ток, мА	6,5

Основные	параметры	ускорителя	ERLP
----------	-----------	------------	------

Прототип включает в себя электронную пушку с фотокатодом, сверхпроводящий промежуточный ускоритель и основной ускоритель, работающий в режиме рекуперации энергии и являющийся источником электронов для лазера, генерирующего инфракрасное излучение. Схема ускорителя приведена на рис. 6.7.



Рис. 6.7. Структурная схема ускорителя ERLP

Начальная часть ускорителя включает электронную пушку на энергию 350 КэВ, группирователь и ускоритель на энергию 8 МэВ. С помощью системы поворотных магнитов пучок транспортируется в основную часть ускорителя, где осуществляется его ускорение и последующая рекуперация энергии после прохождения вигглера и генерации когерентного потока излучения.

Сверхпроводящая часть ускорителя включает в себя бустер и основной ускоритель. Основные характеристики ускорителя приведены в табл. 6.6.

Таблица 6.6

	Бустер		Основной	
Параметр, размерность			уско	ритель
	Секция 1	Секция 2	Секция 1	Секция 2
Ускоряющий градиент, МВ/м	5	3	13,5	13,5
Собственная добротность	5.10^{10}	5.10^{10}	5.10^{10}	5.10^{10}
Нагруженная добротность	3.10^{6}	3.10^{6}	7.10^{6}	7.10^{6}
Входная мощность, кВт	32	20	6,7	6,7

Основные параметры ускорителя ERLP

Криосистема должна обеспечивать съем мощности 118 Вт при температуре 2 К и стабильности давления в ней не хуже 1 мбар. Структура установки 4GLS приведена на рис. 6.8.



Рис. 6.8. Структурная схема ускорителя 4GLS

Установка включает в себя следующие ускорители:

• Ускоритель начальной части (HACL Injector).

• Ускоритель-инжектор для ультрафиолетового лазера на свободных электронах (XUV-FEL Injector).

• Ускоритель с рекуперацией энергии (ERL Linac).

• Ускоритель для инфракрасного лазера на свободных электронах (ИК-ЛСЭ, IR-FEL).

Основные параметры этих установок приведены в табл. 6.7.

Таблица 6.7

Параметр, размерность	HACL	XUV-FEL	ERL	IR-FEL
	Injector	Injector	Linac	
Выходная энергия, МэВ	10	210	540	60
Число ячеек в секции	2	7	7	7
Число резонаторов в модуле	5	8	8	8
Число модулей	2	2	5	1
Ускоряющий градиент, МВ/м	4,3	16,3	16,7	9,3
Нагруженная добротность	$4,7.10^{4}$	$1,3.10^{7}$	$2,6.10^{7}$	$1,3.10^{7}$
Мощность питания одной	100	16,5	12,8	19,5
секции, кВт				

Основные параметры установок, входящих в комплекс 4GLS

При дальнейшем развитии установок предполагается достичь более высоких параметров ускоряющих систем, в частности, градиент поля должен быть повышен до 20 МВ/м, нагруженная добротность – до 10⁸. Эффективность поглотителей мощности волн высших типов должна быть не менее 200 Вт на секцию. Сдвиг резонансной частоты из-за микрофонного эффекта ограничен величиной 25 Гц, этот сдвиг эффективно компенсируется устройствами быстрой перестройки частоты.

6.6. Линейные коллайдеры

Сверхпроводящие ускоряющие структуры для линейных коллайдеров предложены в DESY. Проект коллайдера на энергии электронов и позитронов 0,5 ТэВ назван TESLA (Teravolt Electron Superconducting Linear Accelerator). Ускоряющая система коллайдера состоит из 19328 секций. Каждая секция включает девять резонаторов. При изготовлении полномасштабных макетов секций применялась электрополировка, отжиг при 1400 °С и промывка ультрачистой водой. Достигнутый в модельных испытаниях градиент ускоряющего поля составил 31 – 35 МВ/м. Испытания многосекционной ускоряющей структуры проводились в рамках установки TTF (TESLA Test Facility). В настоящее время на основе результатов, полученных при разработке коллайдера TESLA, и исследований на установке TTF ведутся работы по проектированию коллайдера ILC (International Linear Collider) [6.16, 6.17]. Эта установка будет создаваться усилиями международной коллаборации. поддерживаемой финансированием ряда государств. По состоянию на середину 2007 г. обсуждаются три возможных места строительства установки: в США (в Национальной ускорительной лаборатории имени Ферми, FNAL), Европе (в Швейцарии, Европейском центре ядерных исследований ЦЕРН), Азии (в Японии, конкретное место будет предложено из сравнения ряда возможных вариантов). Свои предложения выдвинула также Россия, строительство коллайдера может быть осуществлено в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне.

Основные проектные характеристики коллайдера приведены в табл. 6.8.

При обосновании выбора величины ускоряющего градиента и среднего тока пучка учитывалось, что максимальная мощность клистрона составляет 10 МВт, из которых 15% расходуется на обеспечение обратной связи и 6% составляют потери в канале передачи мощности. Рассмотрены три возможные величины уско-

ряющего градиента: 40, 35 и 30 МВ/м. Для каждого градиента длина ускорителя, потребление энергии, капитальные затраты на строительство и эксплуатацию, затраты на обеспечение надежности работы установки различны. Выполненные расчеты показали, что при градиенте 35 и 40 МВ/м затраты близки и выше для градиента 30 МВ/м. Для получении суммарной энергии пучков 1 ТэВ при градиенте 30 МВ/м длина туннеля на 8 км больше, чем при 35 МВ/м и на 13 км – чем при 40 МВ/м. Однако потребление энергии при градиенте 30 МВ/м на 15 МВт меньше, чем при 35 МВ/м и на 40 МВт – чем при 40 МВ/м.

Схематическое изображение коллайдера приведено на рис. 6.9.

Таблица 6.8

Параметр, размерность	Значение
Энергия электронов и позитронов, ГэВ	250
Светимость, $cm^{-2} \cdot c^{-1}$	$2 \cdot 10^{34}$
Коэффициент полезного действия	0,75
Частота повторения импульсов пучка, Гц	5
Длительность импульса тока, мс	1
Импульсный ток, мА	9,0
Ускоряющий градиент, МВ/м	31,5
Число ускоряющих секций	14240
Число клистронных генераторов	712
Длина каждого ускорителя, км	11
Энергия пучка в демпферном кольце, ГэВ	5
Длина демпферного кольца, км	6,7
Длина канала транспортировки пучков, км	4,5
Полная длина коллайдера, км	31
Полное энергопотребление, МВт	230

Проектные параметры коллайдра ILC



Рис.6.9. Структурная схема коллайдера ILC

При модификации установки и повышении энергии пучков до 500 ГэВ не должно потребоваться перестраивать систему инжекции и демпфирующие кольца. Демпфирующие кольца предназначены для обеспечения малого эмиттанса пучка и высокой плотности заряда на выходе ускорителей.

Для использования в проекте ILC принимались только апробированные технические решения, реализованные в нескольких ускорительных центрах. Новые предложения могут быть использованы только после всесторонней проверки и обсуждения [6.18].

СВЧ система базируется на многолучевом клистроне мощностью 10 МВт. Для передачи мощности от генератора в ускоряющие секции будет применена волноводная система с трехдецибельными мостами для деления мощности. На входе каждой секции установлен ферритовый циркулятор, обеспечивающий отвод отраженной от секции мощности в поглощающую нагрузку. Такая СВЧ система обеспечивает наименьшие габариты волноводного тракта. На рис. 6.10 показана структура ускорительного модуля.



Рис.6.10. Структурная схема ускорительного модуля

Высоковольтное питание клистрона осуществляется от модулятора, обеспечивающего высоковольтный импульс длительностью 1,57 мс с частотой повторения 5 Гц. Один клистрон питает три ускоряющие секции, каждая из которых расположена в отдельном криомодуле. Первая и третья секции содержат по девять резонаторов. Во второй (средней) секции восемь резонаторов, разделенных на две равные части, между которыми установлен сверхпроводящий квадрупольный магнит. Клистрон имеет два выхода, мощность из которых передается по двум волноводам. Перед криомодулями установлены два направленных ответвителя с коэффициентом деления мощности 4:9 (5,12 дБ) для распределения мощности между секцией, содержащей девять резонаторов, и полусекцией, содержащей четыре резонатора. Время заполнения секций энергией составляет 0,5 мс.

Для полномасштабных испытаний систем и элементов коллайдера создаются несколько исследовательских лабораторий. Это лаборатории в Германии, США, Японии. Основными задачами этих лабораторий являются технологическая проработка изготовления ускоряющего криомуля и подготовка его серийного производства во взаимодействии с промышленными фирмами.

Основные достижения этих лабораторий приведены ниже.

В ускорительном центре DESY исследовательская лаборатория названа TTF (TESLA Test Facility). Достигнут ускоряющий градиент 35 MB/м в секциях, изготавливаемых с помощью метода электрополировки. Создан ускоритель на энергию 450 МэВ, работающий в составе лазера на свободных электронах. Ведутся активные работы по созданию лазера на свободных электронах XFEL с ускорителем на энергию 17,5 ГэВ. Работы включают промышленное изготовление и испытание как отдельных резонаторов, так и целых криомодулей.

Лаборатория SMTF (Superconducting Module & Test Facility) создана рядом ускорительных лабораторий и университетов США. Головной организацией стала Национальная ускорительная лаборатория им. Ферми. Задачей лаборатории является разработка ускоряющих секций, пригодных для промышленного изготовления, объединение усилий исследовательских организаций и фирм для серийного изготовления ускоряющих криомодулей.

Лаборатория STF (Superconducting Test Facility) создана в ускорительном центре KEK и ведет исследования сверхпроводящих резонаторов и подготовку их серийного производства силами фирм Японии. Важнейшим направлением деятельности лаборатории является развитие методов повышения ускоряющего градиента и доведение его до 45 МВ/м. Это актуально для Японии, так как на ее территории возможно размещение установки, имеющей не слишком большие габариты.

6.7. Линейные ускорители электронов

Сверхпроводящие ускоряющие структуры изначально создавались для коллайдеров на сверхвысокие энергии. Однако вскоре исследователи поняли, что такие структуры прекрасно подходят лля ускорителей, предназначенных для лазеров на свободных электронах, генерирующих излучение длин волн, лежащих ниже длин волн видимого света. Яркость излучения лазера такого типа очень велика из-за высокой средней мощности ускоренного пучка, генерирующего когерентное излучение. Длина волны может существенно перестраиваться и достигать рентгеновского диапазона. Технической проблемой в этом диапазоне является отсутствие эффективных зеркал для формирования потоков излучения. Для компенсации этого недостатка может быть использован процесс самоусиливающейся стимулированной эмиссии фотонов (Self amplified stimulated emission of photons, SASE). Процессы, происходящие при стимулированной эмиссии, вызваны взаимодействием пучка с полем ондулятора. При этом образуются микросгустки, которые излучают когерентным образом, интенсивность излучения пропорциональна квадрату числа частиц. Для получения мощных когерентных (лазерных) потоков пиковое значение тока пучка должно превышать 1 кА, эмиттанс – не хуже 1 – 2 мкм рад, энергетический разброс – не более 10⁻³. На рис. 6.11 представлена диаграмма развития процесса самоусиления.



Длина ондулятора

Рис. 6.11. Диаграмма развития процесса самоусиления

Ранее принцип SASE был экспериментально продемонстрирован на микроволновых длинах излучения. Переход к длинам волн в несколько сотен ангстрем (область видимого света), то есть уменьшение длины волны на семь порядков представлялся нереалистичным. Однако развитие лазеров на свободных электронах позволяет достичь длины волны излучения ~100 нм, что на четыре порядка короче, чем в более ранних установках. Более того, установка TTF при оснащении ее ондулятором позволила обеспечить генерацию излучения от 6 до 40 нм. Энергия пучка должна составить около 1 ГэВ, установка должна быть оснащена системой компрессии пучка и ондулятором длиной 30 м. Установка названа FLASH – <u>F</u>ree electron Laser in <u>H</u>amburg [6.19].

Созданная установка в ускорительном центре DESY, Гамбург, Германия предназначена для проведения исследования физических, биологических, химических процессов под воздействием лазерных импульсов фемтосекундной длительности. Установка также является экспериментальным стендом для исследования узлов и систем проектируемых комплексов XFEL и ILC.

Общая схема установки приведена на рис. 6.12, ее основные параметры представлены в табл. 6.9.

Таблица 6.9

Параметр, размерность	Значение
Длина, м	330
Энергия, МэВ	1000
Импульсный ток, А	2500
Заряд в сгустке, нК	1
Эмиттанс, 2 <i>π</i> ·мрад·мм	1
Частота следования импульсов, Гц	10
Длительность СВЧ импульса, мс	0,8
Число ускоряющих резонаторов	40

0	сновные	параметр	ы комплекса	FLASH
---	---------	----------	-------------	-------

Основные физические задачи, решаемые в комплексе FLASH: исследование процессов в сверхпроводящих ускоряющих секциях при больших градиентах, анализ динамики пучков заряженных частиц, исследование активных кристаллов для диагностики параметров пучков. Смежные задачи высоких технологий, решаемые при создании и развитии установки: металлургия и кристаллография; технологии сварки, очистки поверхностей резонаторов; разработка и эксплуатация крупных криогенных систем, обеспечивающих температуру 2 К; технологии получения сверхвысокого вакуума; цифровая электроника для диагностики и контроля пучка; пьезоакустические преобразователи для настройки резонаторов; мощные клистроны.



Рис. 6.12. Структурная схема установки FLASH

Наиболее важным параметром ускоряющей системы является градиент ускоряющего поля. На рис. 6.13 приведена величина градиента в модулях установки и его среднее значение в резонаторах модулей. Средний градиент составляет 27 МВ/м, максимальная достигнутая величина 40 МВ/м. На рис. указаны проектные значения градиента поля для установок XFEL и ILC. Рабочая частота в них составляет 1,3 ГГц.



Рис. 6.13. Зависимость ускоряющего градиента от номера модуля

В установке FLASH значительное внимание уделено развитию систем диагностики пучка на всех участках его движения – от инжекции до выходных устройств. Созданы и установлены системы компенсации поперечного смещения пучка из-за возбуждения поперечных паразитных волн. Разрешение смещения одиночного сгустка в поперечном направлении составляет 2...10 мкм.

Для обеспечения узкого энергетического спектра и малого эмиттанса пучка применяется система коррекции СВЧ мощности генератора, обеспечивающая компенсацию снижения амплитуды поля при нагрузке секции ускоренным пучком. Ширина энергетического спектра пучка не превышает 1,6·10⁻⁴.

Длина волны излучения обратно пропорциональна энергии пучка. Продвижение в сторону коротких длин волн связано с рядом проблем. При каждой новой достигнутой энергии необходимо устанавливать новую оптику и осуществлять перестройку канала вывода пучка и ондулятора. В настоящее время достигнута длина волны 6,5 нм при энергии пучка 986 МэВ.

При длине волны 25,7 нм средняя энергия в импульсе составляет 65 мкДж, максимальная – 120 мкДж. Наибольшая яркость составляет 1,5·10²⁹ фотон/(с·мрад·мм²). Энергия в лазерном импульсе длительностью около 50 фс соответствует уровню мощности в несколько гигаватт.

Развитием установки FLASH будет являться установка XFEL – <u>X</u>-ray <u>Free Electron Laser</u> – лазер на свободных электронах рентгеновского диапазона [6.20, 6.21].

Начальной частью установки XFEL является фотоинжектор. Пучок электронов эмитируется фотокатодом, возбуждаемым лазером. Предварительное ускорение осуществляется в одиночном сверхпроводящем резонаторе. Инжектор расположен в отдельном помещении, отделенном радиационной защитой от туннеля основного ускорителя. В начальной части ускорителя установлены четыре ускорительных модуля, каждый из которых содержит восемь резонаторов. Все модули питаются одним генератором. Энергия пучка на выходе начальной части равна 0,5 ГэВ. На ее выходе расположена система оптимизации фазового объема пучка, которая работает на третьей гармонике основной моды (3,9 ГГц). Следующая часть ускорителя состоит из трех станций и обеспечивает ускорение до 2 ГэВ, после чего вновь осуществляется компрессия пучка. Импульсный ток достигает 5 кА, соответствующий компрессии тока инжекции в 100 раз. На протяжении всего ускорительного канала установлены датчики тока пучка для детального контроля его динамики.

Ускорение до полной энергии 20 ГэВ осуществляется в основном ускорителе, содержащем 25 ускоряющих станций по 100 ускоряющих модулей в каждой. На выходе основного ускорителя установлен канал транспортировки пучка для проведения необходимой коллимации пучка и передачи пучка в ондулятор. Комбинация медленных и быстрых переключающих ключей позволяет формировать последовательности сгустков различной длительности. После прохождения ондулятора пучок выводится в поглотитель с радиационной защитой. Имеется также поглотитель пучка до ондулятора, позволяющий раздельно исследовать характеристики ускорителя и ондулятора [6.22].

СВЧ система ускорителя содержит устройства резервирования. Между станциями компрессии пучка установлены три СВЧ станции, содержащие по четыре ускоряющих модуля в каждой. При этом только две станции находятся в активном режиме. В основном ускорителе, ускоряющем электроны от 2 до 20 ГэВ, также размещены две дополнительные станции, обеспечивающие резервирование активных генераторов. В номинальном режиме все ускоряющие резонаторы работают при пониженной напряженности поля. При выходе из строя какого-либо генератора повышается уровень мощности остальных таким образом, чтобы обеспечить сохранение средней величины ускоряющего поля в секциях.

Основные параметры установки приведены в табл. 6.10.

Для генерации когерентного излучения с длиной волны 0,1 нм энергия пучка должна быть 17,5 ГэВ. При энергии 20 ГэВ достижимая длина волны составляет 0,08 нм. Мощность отдельного генератора не превышает10 МВт, что является вполне достижимой величиной для многолучевых клистронов. Криогенная система также имеет запас по отбираемой тепловой мощности не менее 50%. Эти обстоятельства позволят в дальнейшем осуществлять развитие установки в сторону повышения энергии и тока ускоренного пучка.

Основные параметры установки 2	сновные г	араметры	установки	XFEL
--------------------------------	-----------	----------	-----------	------

Параметр, размерность	Значение
Энергия пучка, ГэВ	17,5
Длина волны излучения, нм	0,1
Длина ускорителя, км	2,1
Число ускоряющих модулей	116
Число ускоряющих резонаторов	928
Средний ускоряющий градиент, МВ/м	23,6
Мощность клистрона, МВт	5,2
Число СВЧ станций (клистронов)	29
Нагруженная добротность резонатора	$4,6.10^{6}$
Собственная добротность резонатора	10^{10}
Длительность СВЧ импульса, мс	1,4
Длительность импульса тока, мс	0,65
Максимальная мощность пучка, кВт	600
Полные потери мощности в криосистеме, кВт	1,7
Максимальное число сгустков в импульсе	3250
Минимальное расстояние между сгустками, нс	200
Заряд в сгустке, нК	1
Импульсный ток сгустка, кА	5
Поперечный эмиттанс пучка в ондуляторе, мм мрад	1,4
Энергетический разброс пучка в ондуляторе, МэВ	1

Проектные параметры установки имеют определенный запас и могут увеличиваться в процессе создания и развития установки. Так, проектный ускоряющий градиент 23,6 МВ/м может быть повышен до вполне реалистичной величины 28 МВ/м, это обеспечит энергию пучка 24 ГэВ. При одновременной модернизации инжектора и повышении тока частиц будет обеспечено продвижение генерируемого излучения в область коротковолнового рентгена. С другой стороны, имеющийся запас мощности СВЧ генераторов и криогенной системы позволяет ускорять пучок с малой скважностью и в пределе – в непрерывном режиме. Опыт, нарабатываемый при создании установки, будет эффективно использован при проектировании и создании коллайдера ILC.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в пособии материал свидетельствует о том, что сверхпроводящие ускоряющие СВЧ резонаторы представляют большой интерес и весьма перспективны для использования в ускорительной технике и исследованиях в области физики элементарных частиц.

К настоящему времени практически решены основные технологические трудности, связанные с изготовлением сверхпроводящих резонаторов с малым поверхностным сопротивлением, и трудности сохранения этих свойств в течение длительного времени при хранении и эксплуатации. Развитые методы подавления эмиссии электронов и эффективные методы борьбы с высокочастотным пробоем позволили увеличить напряженность электрического поля до 30 МВ/м в многоячеечной структуре и до 57 МВ/м в отдельном резонаторе. Это привело к резкому увеличению числа организаций, занимающихся разработкой различных проектов ускорителей с использованием сверхпроводящих ускоряющих структур. Такие ускоряющие системы позволяют проектировать и реализовывать ускорительные и накопительные комплексы с уникальными свойствами. Высокий КПД таких ускорителей, малый энергетический разброс ускоренных частиц, возможность получения квазинепрерывного режима работы являются уникальными особенностями таких ускорителей.

Можно надеяться, что интерес к сверхпроводящим СВЧ резонаторам будет возрастать с освоением высокотемпературной сверхпроводимости, поскольку из сверхпроводящей керамики проще делать резонаторы, чем провода для изготовления обмоток магнитов.

КРАТКИЙ СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

Названия установок

- ADS Accelerator Driven System ускоритель для трансмутации ядерных отходов
- **CEBAF** Continual Electron Beam Accelerator Facility ускоритель с непрерывным электронным пучком
- CESR Cornell Electron Storage Ring накопительное кольцо электронов Корнельского университета
- CHESS Cornell High Energy Synchrotron Source, источник синхротронного излучения на базе кольца CESR в Корнельском университете
- **DAFNE** (**DAΦNE**) двойное накопительное кольцо, Ф-фабрика
- DLS Diamond Light Source источник света с высокой яркостью
- ERL Energy Recovering Linac линейный ускоритель с рекуперацией энергии
- EURISOL EURopean Isotope-Separation-On-Line европейская установка разделения изотопов
- FAIR Facility for Antiproton and Ion Research фабрика для исследования антипротонов и ионов
- **FLASH Free Electron Laser in Hamburg** лазер на свободных электронах в Гамбурге
- JLC Japanese Linear Collider японский линейный коллайдер
- ILC International Linear Collider международный линейный электрон-позитронный коллайдер
- **КЕК-В** асимметричный электрон-позитронный коллайдер, Вфабрика
- **PEP Positron Electron Project** электрон-позитронный коллайдер в Станфордской ускорительной лаборатории, симметричная В-фабрика
- RIA Rare Isotope Accelerator сверхпроводящий линейный ускоритель редкоземельных изотопов
- RHIC Relativistic Heavy Ion Collider коллайдер релятивистских тяжелых ионов
- SLS Swiss Light Source швейцарский источник света

SNS – Spallation Neutron Sources – нейтронные источники расщепления ядер

SOLEIL – источник синхротронного излучения во Франции

SPARC – фотоинжектор для SASE-FEL

- **TESLA Teravolt Electron Superconducting Linear Accelerator** теравольтный сверхпроводящий линейный ускоритель электронов
- XADS Experimental Accelerator Driven System экспериментальный ускоритель для трансмутации ядерных отходов
- **XFEL The European X-Ray Free-Electron Laser** Европейскийлазер на свободных электронах рентгеновского диапазона
- LEP Large Electron Positron Collider Большой электронпозитронный коллайдер
- 4GLS 4th Generation Light Source источник синхротронного излучения четвертого поколения

Термины

- БУС бипериодическая ускоряющая структура
- ВВТ волны высших типов
- КВМ коаксиальный вывод мощности
- КДВ круглый диафрагмированный волновод
- ПВ прямоугольный волновод
- ТТВ трансформатор типа волны
- УВМ устройство вывода мощности
- УС ускоряющая структура
- ЭДХ электродинамическая характеристика

Accelerating structure – ускоряющая структура

Buffered Chemical Polihing (BCP) – химическая полировка

Booster - бустер

- CCL Coupling Cavity Linac линейный ускоритель со связанными резонаторами
- **СН Cross Bar** *H***-type structure** структура *H*-типа с поперечными штырями
- **CH-DTL Cross Bar** *H*-**type structure in Drift Tube Linac** структура *H*-типа с поперечными штырями в линейном ускорителе с дрейфовыми трубками

- Coupler каплер, устройство ввода/вывода мощности, трансформатор типа волны
- DAW structure Disk and Washer structure структура с шайбами и диафрагмами (УСШД)
- **DTL Drift Tube Linac** линейный ускоритель с трубками дрейфа **Electric Polishing, EP** электролитическое полирование
- Elliptical cavity резонатор эллиптического сечения
- Field limits ограничения по полю
- Multipacting вторичный электронный резонансный разряд
- HPR High Pressure Rinsing промывка при высоком давлении
- HOM High Order Mode волна высшего типа
- HWR Half-Wave Resonator полуволновый резонатор
- IH Interdigital *H*-type structure структура *H*-типа со встречными штырями
- QWR Quarter-Wave Resonator четвертьволновый резонатор
- RFQ Radio-Frequency Quadrupole высокочастотная фокусировка
- **RF Power In** ввод мощности
- Residual Resistivity Ratio (RRR) относительное остаточное сопротивление
- **Re-entrant** структура с наклоном внутренней поверхности ячейки
- SASE Self Amplified-Spontaneous Emission самоусиливаемая спонтанная эмиссия
- SCS Side Coupler Structure структура с боковыми резонаторами связи
- Split ring разрезное кольцо
- Spoke cavity резонатор со спицами
- Surface resistance поверхностное сопротивление
- **Superheating** сверхнагрев
- Thermal breakdown тепловое разрушение
- Wake fields кильватерные (наведенные) поля
- Low-Loss structure структура с пониженными потерями

Названия программ численного моделирования СВЧ устройств

- HFSS High Frequency Structure Simulation Моделирование высокочастотных устройств
- MAFIA Maxwell's Equations Analysis using Finite Integration Algorithm – Программа анализа (решения) уравнений Максвелла с использованием алгоритма конечных интегралов
- **MWS Microwave Studio** Программа анализа (решения) уравнений Максвелла с использованием алгоритма конечных интегралов, устанавливаемая на ЭВМ класса РС
- SUPERFISH 2D программа моделирования резонансных СВЧ систем
- **URMEL, URMEL-T** 2D программа моделирования CBЧ устройств, использующая прямоугольную (URMEL) или триангулярную (URMEL-T) сетку
- ANSYS 3D программа моделирования широкого класса устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Глава 1

1.1. Padamsee H., Knobloch J., Hays T. / RF Superconductivity for Accelerators // John Wiley&Sons, Inc. 1998, 515 p.

1.2. Диденко А.Н. / Сверхпроводящие резонаторы и волноводы // М., Сов. радио, 1973.

1.3. Линтон Э.А. / Сверхпроводимость // Изд.2. пер. с англ. Под ред. Л.П. Горькова. М.: Мир, 1971.

1.4. Савицкий Е.М. и др. / Металловедение сверхпроводящих сплавов // М.:Наука, 1969.

1.5. Harden C.R. et al. / Magnetic Losses in Superconductors at High Frequencies.// IEEE Trans. 1966, v.MAG-2, p.331.

1.6. Halbritter J. / Surface Residual Resistance of High-Q Superconducting Resonators. // J. appl. phys. 1971, v.42, №1, p.82

1.7. Rabinowitz M. / Possible sources of residual power loss in r.f. superconducting cavities. // Lett. nuovo cimento, 1970, v.4. N 12, p.549

1.8. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Халатников И.М. / Журнал эксперим. и теор. физики, 1958, т.35, с.265, 1959, т.37, с.187.

1.9. Абрикосов А.А., Халатников И.М. / Успехи физ.наук, 1958, т.65, №4, с.551 1.10. Pippard A.B. / Proc. Roy. A., 1950, v.203, pp.98, 195.

1.11. Диденко А.Н., Севрюкова Л.М., Ятис А.А. / Сверхпроводящие ускоряющие структуры // М., Энергоатомиздат, 1981, 208 с.

1.12. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. / К теории сверхпроводимости. // ЖЭТФ 1950, т.20, с.1064

1.13. Гейликман Б.Т., Кресин В.З. / Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках. // М.: Наука, 1972.

Глава 2

2.1. Cavity Shape Optimization for a Superconducting Linear Collider / E. Haebel et al // HEACC, vol.2, 957-959, Hamburg 1992.

2.2. The Superconducting Electron-Positron Linear Collider with an integrated X–Ray Laser Laboratory / Technical Design Report, TESLA Report 2001-23, DESY 2001-011, March 2001.

2.3. World Record Accelerator Gradient achieved in a Superconducting Niobium RF Cavity / R.L. Geng, H. Padamsee, A. Seaman, V.D. Shemelin // Proc. of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee.

2.4. Kneisel P. / Latest Developments in Superconducting RF Structures for beta=1 Particle Acceleration // The tenth European Particle Accelerator Conference, EPAC-2006, Edinburgh, July, 2006.

2.5. Saito K. / Gradient Yield Improvement for Single and Multi-Cellsand Progress for very high gradient cavities // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

2.6. Belomestnykh S., Shemelin V.D. / High-beta Cavity Design // 12th International Workshop on RF Superconductivity, Ithaca, NY, July, 2005.

2.7. Sekutowicz J. / Superconducting High β Cavities // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

2.8. Sobenin N.P., Zverev B.V. / Electrodynamic Characteristics of Accelerating Cavities // Foundation for International Scientific and Education Cooperation. Gordon and Breach Science Publishers S.A., 1999, 300 p.

2.9. Wilson P.B. / High Energy Electron Linacs: Application to Storage Ring RF Systems and Linear Colliders // SLAC–PUB–2884, 1982.

2.10. Geng R.L. / Review of new Shapes for higher Gradients // 12th International Workshop on RF Superconductivity, Ithaca, NY, July, 2005.

2.11. Shemelin V.D. / Optimized Shape of Cavity Cells for Apertures Smaller than in TESLA Geometry // Proc. of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee.

2.12. Design of the Low Loss SRF Cavity for the ILC / J. Sekutowicz et al // Proc. of the 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee.

2.13. Preble J. / CEBAF Energy Upgrade Program Including Re-work of CEBAF Cavities // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

2.14. Hayano H. / ILC: Goals and Progress of SRF R&D // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

2.15. Electron Cooling of RHIC / I. Ben-Zvi et al // PAC2005, Knoxville, TN, May 2005.

2.16. Campisi I.E. / SNS Commissioning and Upgrade Plans // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

2.17. Meidlinger M. / Half-Reentrant Cavity Design, Fabrication and Testing // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

2.18. HFSS, ANSOFT Corporation, www.ansoft.com.

2.19. ANSYS Inc., www.ansys.com.

2.20. CST Microwave Studio, CST GMbH, www.cst.de.

2.21. MAFIA, CST GMbH, www.cst.de.

2.22. Billen J.H., Young L.M. / POISSON SUPERFISH documentation // LA-UR-96-1834, Revised September 22, 1997.

2.23. Kroll N., Yu D. / Computer Determination of the External Q and Resonant Frequency of Waveguide Loaded Cavities // Particle Accelerator, Vol.34, p.231, 1990.

2.24. Comparison of Measured and Calculated Coupling Between a Waveguide and an RF Cavity Using CST Microwave Studio / J. Shi et al. // Proc. of EPAC-06, 2006.

Глава 3

3.1. Saito K. / Gradient Yield Improvement Efforts for Single and Multi-Cells and Progress for Very High Gradient Cavities // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

3.2. Knobloch J. / Basics of Superconducting RF // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

3.3. Reschke D. / Limits in Cavity Performance // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

3.4. Ciovati G. / Review of High Field Q Slope, Cavity Measurements // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, October 11-19, 2007.

3.5. Belomestnykh S. / Overview of Input Power Coupler Developments, Pulsed and CW // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking University, China, Oct.11-19, 2007.

3.6. Paramonov V.V., Tarasov S.G. / The Possibility of Multipactor Discharge in Coupling Cells of the Coupled Cells Accelerating Structure // Proc. of Linac Conference, 1998, Chicago, 1998.

3.7. Somersalo E., Ylä–Oijala P., Proch D. Analysis of Multipacting in Coaxial Lines // Proc. of 1995 Particle Accelerator Conference, pp.1703-1705.

3.8. Grudiev A., Yakovlev V.P., Myakishev D.G. / Simulation of Multipacting in RF Cavities and Periodical Structures // Proc. of Particle accelerators conference, PAC97, pp.2609-2611

3.9. Multipactoring Code for 3D Accelerating Structures / L.V. Kravchuk, G.V. Romanov, S.G. Tarasov // XX International Linac Conference, Monterey, California, 2000.

3.10. Paramonov V., Tarasov S. / The Possibility of Multipactor Discharge in Coupling Cells of Coupled-cells Accelerating Structures // 1998 Linac Conference, Chicago, 1998.

3.11. Vorpal as a Tool for Three Dimension Simulations of Multipacting in Superconducting RF Cavities / C. Nieter et al. // Proc. of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee.

3.12. Multip – Multipactor 3D Code Development / M.A. Gusarova, V.I. Kaminskiy, L.V. Kravchuk, S.A. Kutsaev, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, S.G. Tarasov // Proc. of the 20th Particle Accelerator Conference, Alushta, Ukraine,2007.

3.13. The Cornell ERL Prototype Project / G.H. Hoffstaetter et al // Proc. of 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, May 2003.

3.14. Dynamics of Multipacting in Rectangular Coupler Waveguides and Suppression Methods / R. Geng, H. Padamsee, S. Belomestnykh, P. Goudket, D. Dykes, R. Carter // 11th Workshop on RF Superconductivity, Germany, 2003.

Глава 4

4.1. Thermal Calculations of Input Coupler / S.A. Belomestnykh, B.Y. Bogdanovich, V.I. Kaminsky, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev, V. Vesncherevich // Proc. of the 9th European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Switzerland, 2004.

4.2. Development of High RF Power Delivery System for 1300 MHz Superconducting Cavity of Cornel ERL Injector / S.A. Belomestnykh, M. Liepe, H. Padamsee, N. Sobenin, V. Vesncherevich // Trans. of XXII International Linac Conference, Lubec, Germany, August 2004.

4.3. Thermal Calculations of Input Coupler for ERL Injector / S.A. Belomestnykh, B.Yu. Bogdanovich, V.I. Kaminsky, A.A. Krasnov, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin,

A.A. Zavadtsev, D.A. Zavadtsev, V.G. Veshcherevich, // XIX Conference on Particle Accelerators RUPAC-2004, Dubna, Russia. October, 2004.

4.4. Design of High Power Input Coupler for Cornell ERL Injector Cavities / V. Veshcherevich, S. Belomestnich, M. Liepe, H. Padamsee, V. Shemelin, N. Sobenin, A. Zavadtsev // 12th International Workshop on RF Superconductivity, SRF-2005, Ithaca, New York, USA, 10-15, 2005.

4.5. Adjustable Input Coupler Development for Superconducting Accelerating Cavity / M.A. Gusarova, A.A. Krasnov, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, A.A. Zavadtsev, D.A. Zavadtsev // Proc. of 10th European Particle Accelerator Conference EPAC-2006, Edinburgh, England, 2006.

4.6. Устройство ввода большой средней мощности в сверхпроводящие резонаторы ускорителей заряженных частиц / Б.Ю.Богданович, М.А. Гусарова, Завадцев А.А., Завадцев Д.А., Каминский В.И., Краснов А.А., Лалаян М.В., Собенин Н.П. // Приборы и техника эксперимента, 2007, №1, с.29-37.

4.7. Investigation of the High Order Mode (HOM) Field Distribution in the Beginning Part (30 cells) of the SBLC Accelerating Structure / V.E. Kaljuzhny, D.V. Kostin, O.S. Milovanov, N.P. Sobenin // Proc. of the 5th European Particle Accelerator Conference EPAC-96, Barcelona, Spain, 1996, v.3, p.2041–2043.

4.8. Исследование вывода дипольной моды из ускоряющей секции линейного коллайдера / В.Е. Калюжный, О.С. Милованов, Д.В. Костин, М.В. Лалаян, Н.П. Собенин // Вопросы атомной науки и техники. Серия: ядерно-физические исследования, вып.2-3(29-30), 1997г., с.161-164.

4.9. Расчет поперечного импульса в суперструктуре, вызванного вводом мощности и устройствами вывода высших типов волн / А.А. Завадцев, М.В. Лалаян, Д.В. Костин, Н.П. Собенин, В.И. Шведунов // Труды 17 Совещания по ускорителям заряженных частиц, 2000, с. 26–28.

4.10. Rectangular Waveguide HOM Coupler for a TESLA Superstructure / A. Blednykh, M. Dohlus, D. Kostin, M. Lalayan, A. Zavadsev, N. Sobenin // Trans. of XX International Linac Conference, Monterey, California, USA, August 2000.

4.11. Волноводные каплеры высших типов волн для сверхпроводящих ускоряющих секций линейного электрон-позитронного коллайдера / А.В. Бледных, А.А. Завадцев, В.Е. Калюжный, М.В. Лалаян, О.С. Милованов, Н.П. Собенин, А.Г. Трубин // Приборы и техника эксперимента, 2000, №6, с.50–52.

4.12. Computation of Transverse Kick Caused by Power Coupler and HOM Couplers in Superstructure / D. Kostin, M. Lalayan, N. Sobenin, A. Zavadtzev // TESLA-collaboration, 2001, TESLA Report 2001.

4.13. Electromagnetic Fields and Beam Dynamics Simulation for the Superstructure of TESLA Linear Collider Considering Field Asymmetry Caused by HOM and Power Couplers / M. Dohlus, D.V. Kostin, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, V.I. Shvedunov, A.A. Zavadtsev // Proc. of the 17th Particle Accelerator Conference, Alushta, Ukraine.

4.14. Electrodynamic Characteristics of High Order Modes in Periodical Structure / V.I. Kaminsky, A.A. Kosarev, N.P. Sobenin, A.A. Sulimov // Proc. of the 17th Particle Accelerator Conference, Alushta, Ukraine.

4.15. HOM Damping in a TESLA Cavity Model Using a Rectangular Waveguide / A. Blednykh, M. Dohlus, V. Kaljuzhny, D. Kostin, M. Lalayan, M. Lyapin, O. Milovanov, A. Ponomarenko, N. Sobenin, A. Sulimov, D. Trubin, A. Zavadtzev // TESLA-collaboration, November 2000, TESLA 2000-34.

4.16 Устройство согласования импедансов высокочастотного тракта и ускоряющей секции линейного коллайдера TESLA / Б.Ю. Богданович, В.М. Волков, Д.А. Завадцев, В.И. Каминский, М.В. Лалаян, Н.П. Собенин, М. Эберт // XVIII конференция по ускорителям заряженных частиц, RUPAC-2002, Обнинск, октябрь,2002.

4.17. Design of an E-H-tuner and an Adjustable Directional Coupler for High-power Waveguide System / B.Yu. Bogdanovich, M. Ebert, M.A. Egorov, V.I. Kaminsky, N.P. Sobenin, M.F. Volkov, D.A. Zavadtsev // Proc. of the 8th European Particle Accelerator Conference EPAC-2002, Paris, France, 2002.

4.18. Characteristics Calculation of Directional Coupler for Accelerator High-Power Feeders / M.A. Egorov, V.I. Kaminsky, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev, A.A. Zavadtsev // Proc. of the 17th Particle Accelerator Conference, Alushta, Ukraine.

4.19. A Tuner for Matching the Impedances of the RF Circuit and the Accelerating Section of the TESLA Linear Collider / B.Y. Bogdanovich, V.I. Kaminsky, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev, V.M. Volkov // Instruments and Experimental Techniques, vol.46, No.5, 2003, pp. 677-680.

4.20. Adjustable Directional Couplers / B. Y Bogdanovich, M.A. Egorov, V.I. Kaminsky, A.A. Krasnov, M.V.Lalayan, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev // Instruments and Experimental Techniques, vol.46, No.5, 2003, pp. 681-686.

4.21. Microwave Feeding System Devices of Linear Collider / B.Yu. Bogdanovich, M.V. Lalayan, V.I. Kaminsky, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev // XIX Conference on Particle Accelerators RUPAC-2004, Dubna, Russia, October, 2004.

4.22. Adjustable Directional Coupler for accelerator High Power / B.Y. Bogdanovich, M. Ebert, V.I. Kaminsky, M.I. Katin, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev // Proc. of the 9th European Particle Accelerator Conference EPAC-2004, Lucerne, Switzerland, 2004.

4.23. Microwave Feeding System Elements of Superconducting Linear Collider Cavities / B.Yu. Bogdanovich, V.I. Kaminsky, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev // Proc. of the 18th Particle Accelerator Conference, Problems of Atomic Science and Technology, 2004, №2, pp.84-86.

4.24. Ускоряющие структуры и СВЧ устройства линейных коллайдеров / Богданович Б.Ю., Калюжный В.Е., Каминский В.И., Собенин Н.П. // М., Энергоатомиздат, 2004 г., 300 с.

4.25. The European X-ray Free-Electron Laser, Technical Design Report / M. Altarelli et al // DESY, 2006-097, July 2007.

4.26. Kindermann H.P., Stirbet M. / The Variable Power Coupler for the LHC Superconducting Cavity // Proc. of the 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe, USA, November 1999, pp.566–569.

4.27. State of the Art Power Couplers for Superconducting RF Cavities / I.E. Campisi at al // Proceeding of 2002 European Particle Accelerator Conference, 2002, pp.144–148.

4.28. Proch D. / Techniques in High Power Components for SRF Cavities – a Look for the Future // Proceeding of 2004 European Particle Accelerator Conference, 2002.

4.29. Operating Experience with Superconducting Cavities in HERA / B. Dwersteg et al // Proceeding of 1994 European Particle Accelerator Conference, London, 1994, pp.2039–2041.

4.30. Belomestnykh S., Padamsee H. / Performance of the CESR Superconducting RF System and Future Plans // 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan, 2001.

4.31. Superconducting RF System Upgrade for Short Bunch Operation of CESR / S. Belomestnykh, P. Barnesat et al // Proceeding of Particle Accelerator Conference 2001, Chicago, USA, 2001.

4.32. Recent Status of the TRISTAN Superconducting RF System / S. Noguchi et al // Proceeding of 1994 European Particle Accelerator Conference, London, 1994, pp.144–148.

4.33. Input Coupler of Superconducting Cavity for KEK / Y. Kijima et al // Proceeding of 2000 European Particle Accelerator Conference, Vienna, Austria, June 2000, pp.2040–2042.

4.34. KEK B Performance / Y. Funakoshi et al // Proc. of 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, USA, 2001, pp.18–22.

4.35. Results of the ATR RF Power Coupler Development for Superconducting Linac / E.N. Schmierer et al. // 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan, 2001.

4.36. Input Coupler for ERL Injector Cavity / V. Veshcherevich et al // Proc. of Particle Accelerator Conference, 2003, pp.1201–1203.

4.37. Liepe M. / Status of the Cornell ERL Injector Cryomodule // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.38. Neil G.R. / High Power ERL FELs // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.39. The Prototype of Fundamental Power Coupler for the Spallation Neutron Source Superconducting Cavities Design and Initial Results / K.M. Wilson et al // 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan, 2001.

4.40. RF Conditioning and Testing of Fundamental Power Couplers for SNS Superconducting Cavity Production / M. Stirbet et al // Proceeding of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, pp.4132–4134.

4.41. Moeller W.D. / High Power Coupler for the TESLA Test Facility // 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe, USA, November 1999, pp.577–581.

4.42. CW Operation of the TTF-III Input Coupler / J. Knobloch et al. // Proceeding of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, USA, pp.3292–3294.

4.43. Lilje L. / XFEL:Plans for 101 Accelerator Modules // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.44. Möller W.D. / Industralization Process for XFEL Power Couplers and Volume Manufacturing // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.45. Peterson B. / Industrial Study of FLASH Module Production // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.46. Vogel E. / FLASH ProgressReport // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.47. Development of the RF Input Coupler with Coaxial Line TiN-coated Against Multipacting / T. Abe et al // Proceeding of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, USA.

4.48. Thermal Calculations of Input Coupler / S.A. Belomestnykh, B.Y. Bogdanovich, V.I. Kaminsky, M.V. Lalayan, N.P. Sobenin, D.A. Zavadtsev, V. Vesncherevich // Proc. of the 9th European Particle Accelerator Conference EPAC-2004, Luzern, Switzerland, 2004.

4.49. Input Coupler Development for Superconducting Cavity 500 kW CW Power Feed / M.A. Gusarova, A.A. Zavadtsev, D.A. Zavadtsev, A.A. Krasnov, M.W. Lalayan, N.P. Sobenin // XIX International Workshop on Charged Particle Accelerators, September 12–18, 2005, Alushta, Ukraine.

4.50. Sekutowicz J. / HOM Damping // 1st ILC Workshop, KEK, Tsukuba, Japan, November 2004.

4.51. A Four-cell Periodically HOM Damped RF Cavity for High Current Accelerators / G. Wu et al. // LINAC2004, Lubeck, Germany, August 2004.

4.52. High Thermal Conductivity Cryogenic RF Feedthroughs for Higher Order Modes Couplers / C.E. Reece et al // PAC2005, Knoxville, USA, May 2005.

4.53. New Scheme of HOM Damping of L-band Cavity using a Radial Transmission Line / K. Umemori et al // ERL2005, Newport News, VA, March 2005.

4.54. A Beam Line HOM Absorber for European XFEL Linac / N. Mildner et al. // New York, USA, July 2005.

4.55. Sekutowicz J. / HOM Damping and Power Extraction from Superconducting Cavities // LINAC2006.

4.56. Coaxial HOM Coupler Designs Tested on a Single Cell Niobium Cavity / P. Kneisel et al // LINC2006.

4.57. Moller W.D. / Design and Fabrication Issues of High Power and Higher Order Modes Coupler for Superconducting Cavities // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.58. An RF Input Coupler System for the CEBAF Energy Upgrade Cryomodule / J.R. Delayen et al // Proceeding of PAC1999.

4.59. McIntosh P. / ERLP and 4GLS at Daresbure // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.60. Concepts for the Jlab Ampere-Class CW Cryomodule / R. Rimmer et al // PAC2005, Knoxville, USA, May 2005.

4.61. Superconducting Superstructure for the TESLA Collider: A Concept / J. Sekutowicz, M. Ferrario, Ch.Tang // Physical Review Special Topics Accelerators and Beams, v.2, 062001, 1999.

4.62. Superconducting RF System for the CESR Luminosity Upgrade: Design, Status and Plans / S. Belomestnykh et al // EPAC96, Barcelona, Spain, June 1996.

4.63. Delayen J. / Low and Medium β Cavities and Accelerators // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.64. Podlech H.J. / Development of the Superconducting CH-Cavity and Applications to Proton and Ion Acceleration // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

4.65. Kelly M. / Status of Spoke Cavity Development // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

Глава 5

5.1. Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицын А.В. / Сверхпроводящие и охлаждаемые системы // Киев, Наукова думка, 1976.

5.2. Pierce J. // Meth. Exp.Phys., 1974, v.11,p.541.

5.3. Севрюкова Л.М. // Сверхпроводящие СВЧ устройства, М., Атомиздат, 1979, вып. 9, с.13.

5.4. International Linear Collider Reference Design Report // February 7, 2007.

5.5. Effects of Electric and Magnetic Fields on the Performance of a Superconducting Cavity / G. Ciovati, P. Kneisel, J. Sekutowicz, W. Singer // Proc. of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, USA, pp.3874–3876.

5.6. Status of the XFEL Testcavity Program // Proc. of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA, pp.302 – 304.

5.7. Matheisen A. / Tutorial on Cavity Preparation // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October11–19, 2007.

5.8. Tian H. / Novel Characterization of the Electropolishing of Niobium with Sulfuric and Hydrofluoric Acid Mixtures // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

5.9. Диденко А.Н., Севрюкова Л.М. // Электронная техника. Электроника СВЧ, 1976, №4, с.99.

5.10. Севрюкова Л.М. // Сверхпроводники и их использование в ускорительной технике. М., Атомиздат, 1975, №5, с.3.

5.11. Севрюкова Л.М., Образцов С.В., Крючкова Г.Г. // Вопросы атомной науки и техники. Линейные ускорители. 1977, вып. 2(5), с.42.

5.12. Lilje L. / State of the Art SRF Cavity Performance // Proc. of LINAC 2004, Lübeck, Germany, pp.518–522.

5.13. Севрюкова Л.М., Крючкова Г.Г., Ятис А.А. // Сверхпроводимость СВЧ-устройства. М., Атомиздат, вып. 9, с.16.

5.14. Диденко А.Н., Севрюкова Л.М., Самойленко Г.М. // Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977, т. II, Серпухов, 1977, с.223.

5.15. M. Strongin, H. Farrell, H. Hatama et al. // Particle Accelerators, 1972, v.3, p.209.

5.16. Диденко А.Н., Севрюкова Л.М., Масягин В.Е. // Физика твердого тела и металлофизика. Алма-Ата, Наука, 1979, с.86.

5.17. Савицкий Е.М., Бурханов Г.С. // Монокристаллы тугоплавких и редких металлов. М., Наука, 1972.

5.18. Singer W. / Progress in Seamless RF Cavities // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

5.19. SRF Cavity and Materials R&D at Fermilab / P. Bauer et al // Proc. of LINAC 2004, Lübeck, Germany, pp.213–215.

5.20. Palmieri E. / SRF Thin Film Review // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

5.21. Valente-Feliciano A. / Materials other than Niobium // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

5.22. Edwards H. / RF Superconductivity: Enabling Technology for the Future // Proc. of the 2003 Particle Accelerator Conference, pp.447–451.

5.23. Test Results of Superconducting Cavities Produced and Prepared Completely in Industry / S. Bauer, B. Griep, M. Pekeler, P. vom Stein, H. Vogel // Proc. of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland, pp. 635–637.

5.24. Saito K. / Techniques of SC Cavity Preparation for High Gradient // Proc. of LINAC2002, Korea pp. 534–538.

5.25. Progress on Nb3Sn and V3Si / S.M. Deambrosis et al // 13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

Глава 6

6.1. Schmidt R. / Status of the LHC // Proc. of EPAC 2002, Paris, France. pp. 6-10.

6.2. The Superconducting Cavity System for KEKB / T. Tajima1, K. Akai, E. Ezura, T. Furuya, K. Hosoyama, S. Mitsunobu // Proc. of 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999, pp.440–444.

6.3. Sullivan M. / e^+e^- factories // Proc. of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp. 12–16.

6.4. Blednykh A. / Coupling Impedance of CESR-B RF Cavity for the NSLS-II Storage Ring // Proc. of PAC07, Albuquerque, USA, pp. 4327–4329.

6.5. Rice D. / CESR-C: A Wiggler-Dominated Collider // Proc. of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp. 48–52.

6.6. Belomestnykh S. / Commissioning and Operations Results of the Industryproduced CESR-Type SRF Cryomodules // Proc. of 2005 PAC05, Knoxville, USA, pp. 4233–4235.

6.7. Commissioning of the KEKB RF System / K. Akai et al // Proc. of EPAC 2000, Vienna, Austria, pp. 1939–1941.

6.8. Superconducting RF Systems for Light Sources / D.M. Dykes, P.A. McIntosh, M.W. Poole and V.P. Suller // Proc. of EPAC 2000, Vienna, Austria, pp. 2034–2036.

6.9. Commissioning of the SOLEIL RF systems / P. Marchand et al // Proc. of EPAC 2006, Edinburgh, UK, pp. 384-386.

6.10. Overview of the status of the SOLEIL Project. / J.Filhol et al // Proc. of EPAC 2006, Edinburgh, UK. pp.2723–2725.

6.11. Holtkamp N. / Status of the SNS Project // Proc. of the 2003 Particle Accelerator Conference, pp. 11–15.

6.12. Status and Performance of the Spallation Neutron Source Superconducting Linac / I. E. Campisi et al // Proc. of PAC07, Albuquerque, USA, pp. 2502–2504.

6.13. The Jlab 12 GeV Energy Upgrade of CEBAF for QCD and Hadronic Physics Lawrence / S. Cardman and Leigh Harwood1 (for the JLab 12 GeV project team) // Proc. of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp. 58–62.

6.14. SRF Linac Solutions for 4GLS at Daresbury / P.A. McIntosh, C.D. Beard and D.M. Dykes // Proc. of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA, pp. 64–66.

6.15. The Status of the Daresbury Energy Recovery Linac Prototype / S.L.Smith, N.Bliss et al // Proc. of PAC07, Albuquerque, USA, pp. 1106–1108.

6.16. Hayano H. / Progress and Plans for R&D and the Conceptual Design of the ILC Main Linacs // Proc. of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, pp. 199–203.

6.17. International Linear Collider Reference Design Report 2007.

6.18. Proch D. / Overview of Industrialization Strategies for ILC // Proc. of PAC07, Albuquerque, USA, pp. 1961–1965.

6.19. FLASH Progress Report / Elmar Vogel and FLASH collaboration //

13th International Workshop on RF Superconductivity, Peking, China, October 11–19, 2007.

6.20. Weise H. / The TTF/VUV-FEL (FLASH) as the Prototype for the European XFEL Project // Draft Report, DESY, Germany, 2004.

6.21. Weise H. / The TESLA XFEL Project // Proc. of EPAC2004, Luzern, Switzerland, pp. 11–15.

6.22. Floettmann K. / The TESLA Linear Collider and X-Ray FEL // Proc. of LINAC2002, Gyeongju, Korea, pp.249–253.
ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НОРМАЛЬНЫХ	
И СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ	6
1.1. Особенности высокочастотной сверхпроводимости	6
1.2. Идеальные проводники.	9
1.3. Эффект Мейсснера	
1.4. Глубина проникновения поля в сверхпроводник	14
1.5. Поверхностный импеданс сверхпроводников	
1.6. Аномальный скин-эффект	
1.7. Сверхпроводники І и ІІ рода	
1.8. Критические поля у поверхности сверхпроводника	
1.9. Критическое высокочастотное магнитное поле	
1.10. Теплофизические параметры сверхпроводников	51
Глава 2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ	
PE3OHATOPOB	60
2.1. Особенности использования сверхпроводящих резонаторов	
в ускорительной технике	60
2.2. Электродинамические характеристики сверхпроводящих	
резонаторов	65
2.3. Критерии для конструирования резонатора	80
2.4. Программы расчета электродинамических характеристик	
ускоряющих структур	92
Глава З. СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОЛЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ	
	104
31. Ограницения на высоком удовие монности	104
 Ограничения на высоком уровне мощности	105
3.3. Покальная тепловая нестабильность	105
3.4. Поперад эмиссия	121
3.5 Muthunaktonuliä naongi	131
3.6. Понижение добротности	149
	147
Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ	
Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ	156
Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ 4.1.Особенности устройств ускорителей со сверхпроводящими	156
Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ 4.1.Особенности устройств ускорителей со сверхпроводящими резонаторами	156 156
Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ 4.1.Особенности устройств ускорителей со сверхпроводящими резонаторами 4.2. Вводы ВЧ мощности в сверхпроводящие резонаторы	156 156 160
Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ 4.1.Особенности устройств ускорителей со сверхпроводящими резонаторами 4.2. Вводы ВЧ мощности в сверхпроводящие резонаторы 4.2.1. Коаксиальные и волноводные вводы мощности	156 156 160 160
 Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ	156 156 160 160
 Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ	156 156 160 160 163
 Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ	156 156 160 160 163 176
 Глава 4. КОНСТРУКЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ	156 156 160 160 163 176 195

4.4.2. Устройства вывода волн высших типов из сверхпроводящих	
резонаторов	1
4.4.3. Поглотители в тракте пролета пучка 22	0
4.5. Система питания ускорителей со сверхпроводящими	
резонаторами 22	2
4.5.1. Схемы систем питания 22	2
4.5.2. Устройство настройки входных параметров ускоряющей	
секции	8
4.5.3. Регулируемые направленные ответвители 23	6
4.6. Настройка сверхпроводящих резонаторов 24	9
4.6.1. Требования к настроечным устройствам 24	9
4.6.2. Микрофонный эффект 25	1
4.6.3. Расстройка силы Лоренца и пондермоторные колебания 25.	3
4.6.4. Конструкции настроечных устройств 25.	5
4.7. Сверхпроводящие ускоряющие структуры для ускорителей	_
на малые и средние энергии	1
Глава 5. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЕРХПРОВОЛЯЩИХ	
УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ	1
5.1. Материалы для резонаторов и методы их изготовления	1
5.2. Очистка поверхности резонатора	6
5.2.1.Ультразуковая очистка	8
5.2.2. Механическая очистка	9
5.2.3. Химическая очистка	0
5.3. Промывка и тепловая очистка (отжиг)	7
5.4. Создание бесшовных ускоряющих структур	1
5.5. Технология изготовления ускоряющих структур, работающих	
на высших типах волн	4
5.6. Сверхпроводящие тонкие покрытия 30	0
5.7. Сверхпроводящие материалы из сплавов 30	6
5.8. Технологические операции перед СВЧ испытаниями 31	5
E	
	0
СО СВЕГАНГОВОДИЩИМИ ГЕЗОПАТОГАМИ.	0
6.2. Накопительные кольца для физики высоких энергии	2
0.2. Пакопительные кольца для источников синхротронного излучения	5 1
6.4. Ускорители протонов с высокой интенсивностью пучка	- 0
65 Лицейцые ускорители с рекуперацией эцергии 32	3
66 Лицейцые коллайлеры 33	6
67 Линейные ускорители электронов 34	0
or other set of the se	0
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	6
ИЛАТИИЙ СПИСОИ СОИЛАШЕНИЙ	7
КРАТКИИ СПИСОК СОКРАЩЕНИИ	1
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1

Диденко Андрей Николаевич Каминский Владимир Ильич Лалаян Михаил Владимирович Собенин Николай Павлович

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ УСКОРЯЮЩИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Редактор Н.Н. Антонова

Подписано в печать 23.09.2008

Формат 60×84 1/16

Печ. л. 23,0 Уч.-изд. л. 22,75 Тираж 150 экз.

Изд. № 1/7 Заказ № 1-2057

Московский инженерно-физический институт (государственный университет). 115409, Москва, Каширское ш., 31

Типография издательства «Тровант». г. Троицк Московской области