

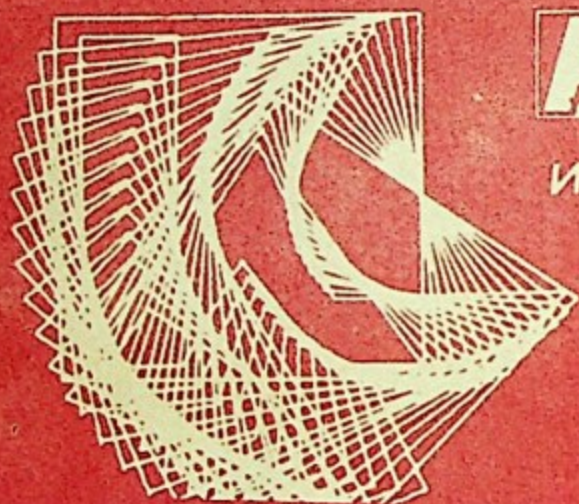
621.38

М-60

МФТИ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

О. С. Милованов Е. Г. Пятнов Н. П. Собенин



ФАКУЛЬТЕТ
АВТОМАТИКИ
И ЭЛЕКТРОНИКИ

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СИСТЕМЫ
ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ**

Москва 1988

621.38
М-60

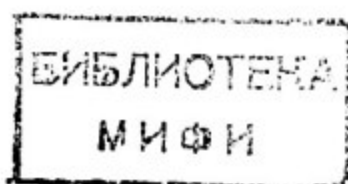
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

О.С. Милованов Е.Г. Пятнов Н.П. Собенин

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СИСТЕМЫ
ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия



Москва 1988

УДК 539.1.076 : 621.384 (075.8)

Милованов О.С., Пятнов Е.Г., Собенин Н.П. Высоочастотные системы линейных ускорителей электронов. М.: Изд. МИФИ, 1988. - 92 с.

Рассмотрены основные высоочастотные схемы линейных ускорителей электронов, методы расчета дисперсионных характеристик и возможности использования для целей ускорения режима стоячей волны. Описаны системы высоочастотного питания ускорителей высоких и низких энергий и приемы нахождения условий согласования высоочастотных систем, обеспечивающие устойчивую стабильную работу магнетронов в системах питания ЛУЭ на бегущей и стоячей волнах. Рассмотрены также высоочастотные системы ЛУЭ, нашедшие широкое применение в прикладных целях и для научных исследований.

Пособие предназначено для студентов МИФИ, специализирующихся в области электрофизических установок, а также для слушателей ФПК и студентов других вузов при изучении радиофизики, технической электродинамики, ускорительной техники и физики пучков, электрофизики.

Разделы 1 и 2 пособия написаны Н.П. Собениным, раздел 3 - О.С. Миловановым, раздел 4 - Е.Г. Пятновым.

Рецензенты: В.В. Петренко, А.А. Завадцев



Московский
инженерно-физический
институт, 1988 г.

СОДЕРЖАНИЕ

1.	ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР.....	4
1.1.	Высокочастотные схемы линейных ускорителей электронов.....	4
1.2.	Распространение волн в периодической структуре.....	6
1.3.	Основные электродинамические характеристики	14
1.4.	Ускоряющие структуры для линейных ускорителей электронов.....	20
1.5.	Контрольные вопросы.....	26
2.	РАСЧЕТ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР.....	28
2.1.	Методы расчета электромагнитных полей и электродинамических характеристик ускоряющих структур.....	28
2.2.	Основы выбора размеров круглого диафрагмированного волновода.....	36
2.3.	Особенности ЛУЭ со стоячей волной.....	41
2.4.	Электрическая прочность круглого диафрагмированного волновода и бипериодической ускоряющей структуры	45
2.5.	Контрольные вопросы.....	48
3.	ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ.....	49
3.1.	Системы питания ЛУЭ высоких энергий.....	50
3.2.	Системы питания односекционных ЛУЭ с бегущей волной.....	54
3.3.	Системы питания малых ЛУЭ на основе сфазированных магнетронов.....	59
3.4.	Системы питания резонаторных ускорителей...	63
3.5.	Контрольные вопросы.....	67
4.	ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СИСТЕМЫ И КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СОВРЕМЕННЫХ ЛУЭ ДЛЯ ПРИКЛАДНЫХ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ.....	68
4.1.	ЛУЭ для лучевой терапии.....	69
4.2.	ЛУЭ для дефектоскопии.....	76
4.3.	ЛУЭ для активационного анализа и радиационно-технологических процессов.....	81
4.4.	ЛУЭ для фундаментальных исследований.....	84
4.5.	Контрольные вопросы.....	89

1. ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР

1.1. Высокочастотные схемы линейных ускорителей электронов

Различают линейные ускорители электронов (ЛУЭ), работающие в режимах бегущей и стоячей волн. Основными частями высокочастотных (ВЧ) систем таких ускорителей являются: устройства группировки и ускорения электронов, источники высокочастотной мощности, элементы и узлы высокочастотного тракта.

На рис. 1.1 изображена обобщенная схема ВЧ-системы ЛУЭ, работающего в режиме бегущей волны.

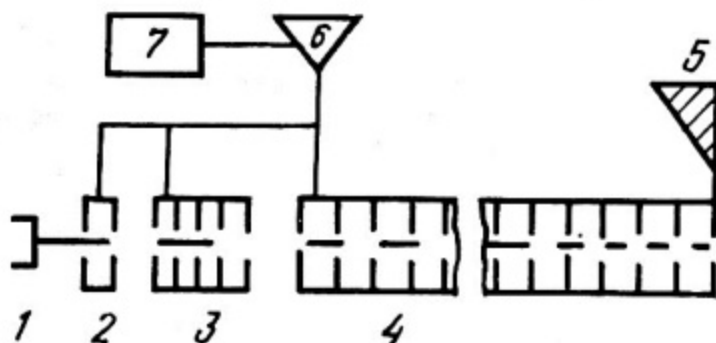


Рис. 1.1. Обобщенная схема ВЧ-системы линейного ускорителя электронов на бегущей волне:

1 - инжектор; 2 - предгруппирователь; 3 - секция КДВ с $\beta_{\varphi} < 1$; 4 - ускоряющая секция; 5 - нагрузка; 6 - клистронный усилитель; 7 - модулятор

Известно много различных схем группирователей. В ускорителях, в которых не предъявляются прецизионные требования к ускоренному пучку, возможна инжекция электронов в секцию круглого диафрагмированного волновода (КДВ) с переменной фазовой скоростью волны. Выбирая фазовую скорость в первой ячейке небольшой и равной скорости инжектируемых электронов, а также малую величину напряженности ускоряющего поля, с последующим ее медленным ростом по длине волновода, можно обеспечить 100-процентный захват частиц и сравнительно небольшую фазовую протяженность сгустка по выходе из группирователя.

Более общей является схема, изображенная на рис. 1.1. Инжектированный пучок проходит предгруппирователь, представляю-

ший собой одиночный резонатор, возбуждаемый на основной частоте. В резонаторе осуществляется скоростная модуляция электронов, приводящая к продольной компрессии частиц, как в обычных клистронах. Достаточно подать в резонатор от источника СВЧ несколько киловатт мощности, чтобы получить на ускоряющем промежутке максимальное напряжение $10 \div 20$ кВ, что обеспечивает группировку до 70% электронов в фазовом интервале до 70° на расстоянии не более полуметра от резонатора. В этом месте возможно размещение чоппера, т.е. резонатора с поперечным электрическим полем, который может дополнительно уменьшить фазовый интервал сгустка за счет отклонения части электронов. Заметим, что возможно и другое применение чоппера. Так, если он возбуждается от источника с низкой частотой, то можно отклонить все сгустки, кроме одного, который пролетает чоппер при нулевом отклоняющем поле. Возможно и конструктивное объединение предгруппирователя с чоппером в виде одного резонатора, возбуждаемого на частоте, кратной основной частоте ускорителя. Такая схема, в сочетании с инжектором с сеточным управлением, используется для генерации одиночных импульсов.

Сгруппированные сгустки из предгруппирователя с чоппером или без него поступают затем в секцию КДВ, состоящей из нескольких ячеек с фазовой скоростью v_g , меньшей скорости света, например с $\beta_g = \frac{v_g}{c} = 0,75$. В этой секции электроны совершают фазовые колебания и одновременно ускоряются: ранние электроны вначале замедляются, а поздние — ускоряются, но весь сгусток, будучи вначале более медленным, чем фазовая скорость волны, смещается к вершине ускоряющего поля и, следовательно, получает прирост энергии. В результате сгустки вылетают из такой секции с энергией в несколько сотен килоэлектронвольт, зависящей от поступающей в нее мощности, и в фазовом интервале, суженном до $20 \div 40^\circ$.

Далее электронный сгусток поступает в секцию с фазовой скоростью, равной скорости света, причем необходимо обеспечить его посадку несколько впереди максимума ускоряющей волны. По мере дальнейшего ускорения сгусток приближается к максимуму волны и его фазовая протяженность уменьшается.

В многосекционных ЛУЭ сгруппированный и ускоренный в первой ускоряющей секции пучок поступает в следующие секции, число которых и длина определяются рядом технических и экономических соображений. Ускоряющие секции изготавливаются либо с постоянными размерами ячеек (с постоянным импедансом), либо с изменяющейся по длине волновода геометрией ячеек (с постоянным градиентом).

Наряду с рассмотренной ВЧ-схемой ЛУЭ на бегущей волне (рис. 1.2,а) известны и другие схемы.

Так, в случае рис. 1.2,б в ускоряющей структуре создается режим стоячей волны путем отражения мощности от концов структуры, закрытых проводящими поверхностями. Стоячую волну можно рассматривать как суперпозицию двух бегущих волн, причем в ускорении принимает участие одна бегущая волна, фазовая скорость которой по величине и направлению совпадает со скоростью частицы. СВЧ-мощность подводится в средние структуры или с одного из ее концов. В качестве структур используются отрезки КДВ или бипериодические ускоряющие структуры (БУС).

Третья ВЧ-схема ЛУЭ представлена на рис. 1.2,в. Здесь неиспользованная в процессе ускорения ВЧ-мощность с выходного конца КДВ через волноводный мост подается на вход КДВ, где складывается при правильно выбранной длине цепи обратной связи с мощностью высокочастотного источника P .

Две другие схемы (изображенные на рис. 1.2,г,д) — это схемы ЛУЭ соответственно на бегущей и стоячей волнах с рециркуляцией пучка. Причем, если в режиме бегущей волны электронный пучок после прохождения ускоряющей секции возвращается на ее вход по каналу транспортировки, то в режиме стоячей волны такого канала не нужно. Здесь повторное ускорение происходит в обратном направлении, поскольку на виде колебаний \mathcal{H} , на котором обычно работают такие ускорители, в процессе ускорения одинаково участвуют как основная, так и первая отрицательная гармоника. Значит эта схема, несомненно, более компактна. Основной проблемой для реализации этой схемы является создание компактных ахроматичных поворотных магнитов.

1.2. Распространение волн в периодической структуре

Поле бегущей волны в периодической ускоряющей структуре, примером которой является КДВ, можно представить в виде суммы пространственных гармоник. В основе такого представления лежит теорема Флоке, в соответствии с которой поле в каком-либо поперечном сечении на данной частоте отличается от поля на расстоянии одного периода структуры L комплексной постоянной γ :

$$\vec{E}(r, \varphi, z, t) = \vec{E}_L(r, \varphi, z) e^{i\omega t} e^{-\gamma z}, \quad (1.1)$$

где $\gamma = \alpha + ik_z$ — постоянная распространения; α — коэффициент затухания; k_z — коэффициент фазы; $\vec{E}_L(r, \varphi, z)$ — периодическая в направлении координаты z функция с периодом L .

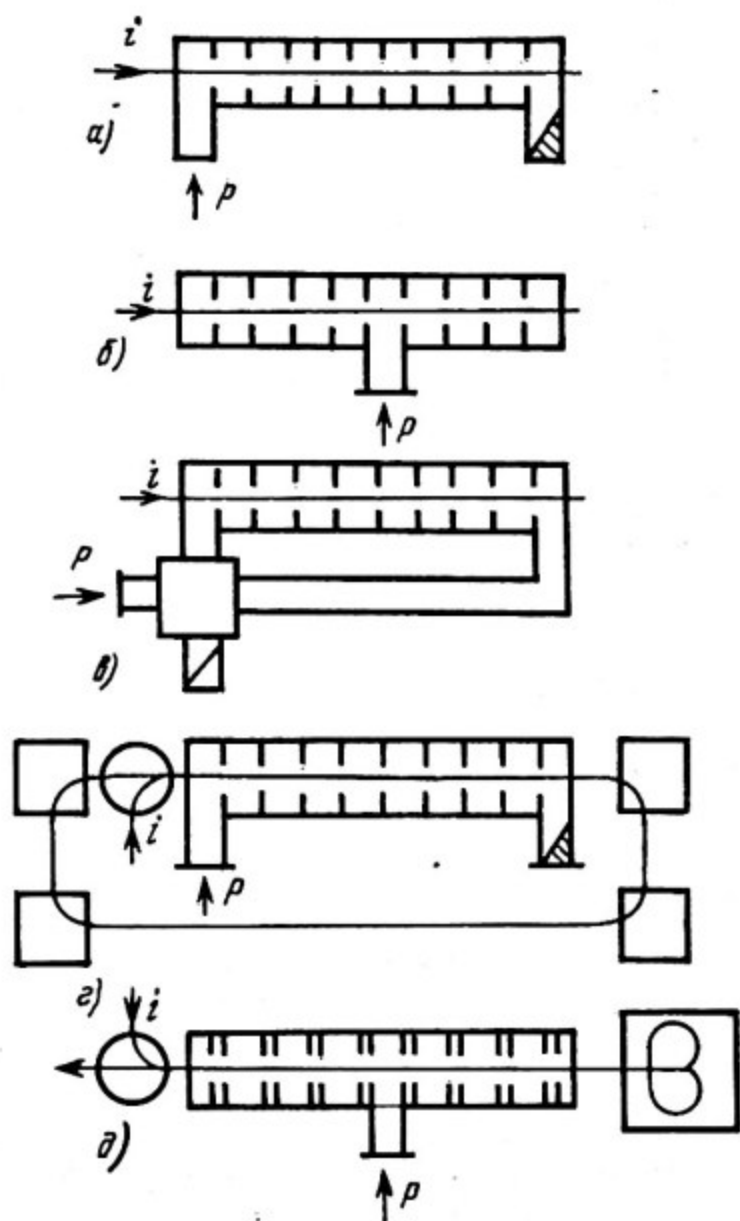


Рис. 1.2. ВЧ-схемы линейного ускорителя электронов:
 а) на бегущей волне; б) на стоячей волне; в) с рекуперацией ВЧ-мощности; г) с рециркуляцией пучка на бегущей волне; д) с рециркуляцией пучка на бипериодической ускоряющей структуре

Эта функция может быть разложена в ряд Фурье

$$\vec{E}_L(r, \varphi, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \vec{E}_p(r, \varphi) e^{-i \frac{2\pi p}{L} z}, \quad (1.2)$$

где
$$\vec{E}_p(r, \varphi) = \frac{1}{L} \int_z^{z+L} \vec{E}_L(r, \varphi, z) e^{i \frac{2\pi p}{L} z} dz.$$

Подставляя (1.2) в (1.1), получим:

$$\vec{E}(r, \varphi, z, t) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \vec{E}_p(r, \varphi) e^{i(\omega t - k_{z,p} z)} e^{-\alpha z}, \quad (1.3)$$

где

$$k_{z,p} = k_{z,0} + \frac{2\pi p}{L}. \quad (1.4)$$

Фазовая скорость p -й гармоники определяется как

$$v_{ф.p} = \frac{\omega}{k_{z,p}} = \frac{\omega}{k_{z,0} + \frac{2\pi p}{L}}. \quad (1.5)$$

Свойства периодической ускоряющей структуры, описанные вышеприведенными выражениями, можно проиллюстрировать с помощью дисперсионной зависимости. Дисперсионная зависимость связывает фазовую скорость волны с частотой высокочастотных колебаний при заданных размерах ускоряющей структуры. Дисперсионная зависимость может быть получена расчетным путем, а также найдена по результатам измерения резонансных частот на резонансных макетах. Сведения о методах расчета дисперсионных зависимостей содержатся в следующем разделе.

Для графического представления дисперсионной зависимости на оси абсцисс может быть отложены величина, обратная длине волны в структуре $1/\lambda_\beta$, коэффициент фазы k_z или вид колебаний θ , а на оси ординат — величина, обратная длине волны в свободном пространстве $1/\lambda$, отношение круговой частоты к скорости света ω/c или частота f . При этом под видом колебаний ускоряющей структуры θ понимается электрическая длина периода структуры L (сдвиг фазы на период):

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda_\beta} L = \frac{2\pi}{\lambda \beta} L. \quad (1.6)$$

В случае представления дисперсионной зависимости в координатах $1/\lambda$, $1/\lambda_g$ просто вычислить значения β_g и относительное значение групповой скорости $\beta_{gp} = v_{gp}/c$. На рис. 1.3 обозначены углы φ_p и ψ , зная которые можно найти относительные значения фазовой и групповой скоростей:

$$\beta_{v.p.} = \frac{2\pi/\lambda}{2\pi/\lambda_{v.p.}} = \operatorname{tg} \varphi_p, \quad (1.7)$$

$$\beta_{gp.p} = \frac{1}{c} \frac{d\omega}{dk_{z.p.}} = \frac{d\left(\frac{2\pi f}{c}\right)}{d\left(\frac{2\pi}{\lambda_{g.p.}}\right)} = \frac{d(1/\lambda)}{d(1/\lambda_{g.p.})} = \operatorname{tg} \psi. \quad (1.8)$$

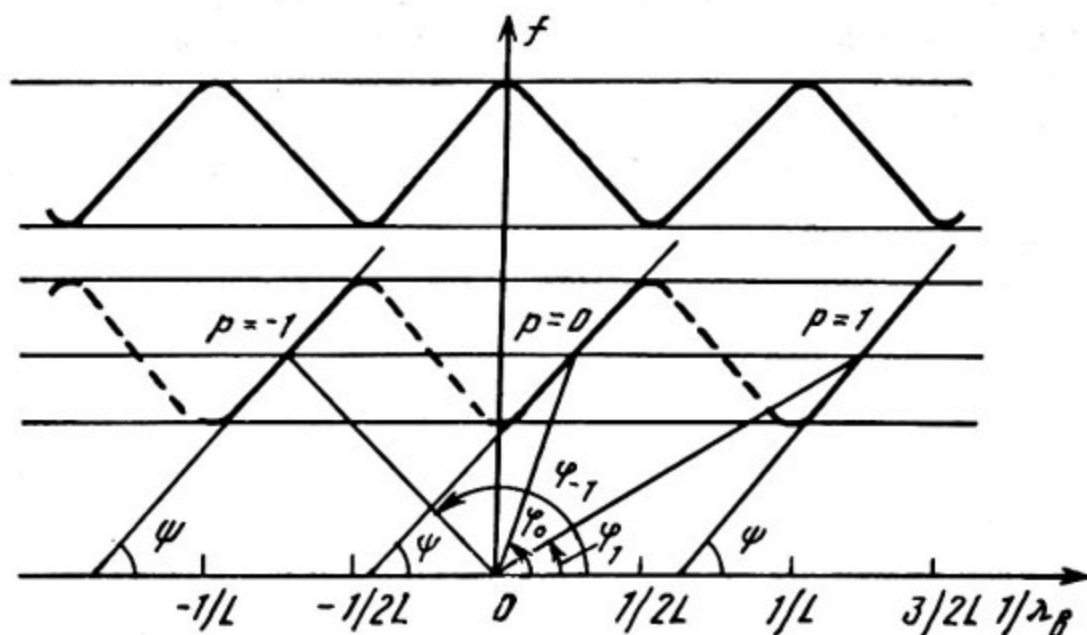


Рис. 1.3. Дисперсионные зависимости КДВ

Угол φ_p образован осью абсцисс и прямой, соединяющей какую-либо точку на дисперсионной кривой с началом отсчета, угол ψ — осью абсцисс и касательной к дисперсионной кривой в точке, соответствующей выбранной частоте.

Очевидно, с ростом номера гармоники p фазовая скорость уменьшается. Если $p < 0$, то фазовая скорость пространственной гармоники отрицательная и частица должна двигаться в направлении $-z$, чтобы оставаться в фазе с волной.

Что касается групповой скорости, то она одинакова для всех пространственных гармоник на фиксированной частоте $v_{gp.p} = \frac{d\omega}{dk_{z.p.}}$.

Заметим, что в структуре без потерь групповая скорость совпадает со скоростью распространения энергии.

Сплошные линии на рис. 1.3 на нижней кривой (для низшей полосы пропускания) принадлежат волне, чья энергия распространяется в положительном $+z$ направлении, а пунктирные линии реализуются при обратном направлении скорости переноса энергии.

С увеличением частоты питающего генератора в КДВ будут возбуждаться волны, соответствующие следующим полосам пропускания. Так, на рис. 1.3 изображена дисперсионная зависимость волны, конфигурация силовых линий электромагнитного поля напоминает волны E_{11}^0 и H_{11}^0 в цилиндрическом волноводе. Фазовая и групповая скорости основной пространственной гармоники ($\rho=0$) для этой волны разных знаков. Такую волну называют обратной. Она ответственна за явление обрыва импульса тока, наблюдаемого в ЛУЭ при возрастании величины и длительности тока пучка.

Существуют, несомненно, волны и при более высоких частотах. Они могут возбуждаться короткими сгустками электронов, если выполняется условие синхронизма волн на этих частотах со сгустками. Взаимодействие таких волн из-за наличия обратной связи или кумулятивного характера может привести к различным неустойчивостям пучка (отклонение пучка, рост эмиттанса, обрыв импульса тока и др.).

Указанный характер дисперсионной зависимости КДВ можно продемонстрировать, представляя КДВ либо в виде волновода круглого сечения, равномерно нагруженного диафрагмами с большой величиной отверстия связи $2a$, либо в виде цепочки слабо связанных резонаторов ($2a \ll 2b$, где $2b$ – внутренний диаметр КДВ). На рис. 1.4 дано поперечное сечение КДВ с обозначением характерных размеров.

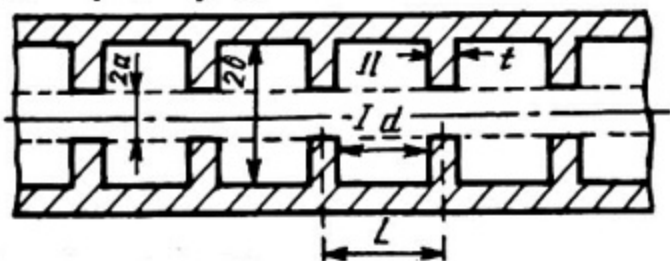


Рис. 1.4. Поперечное сечение КДВ

В первом представлении при распространении волны вдоль слабо нагруженного волновода в направлении оси z будут возникать отражения от отдельных диафрагм. Однако эти диафрагмы в полосе частот мало влияют на распространение волны, так

как отраженные волны взаимодействуют бессистемно. Как результат этого, дисперсионная зависимость такого слабонагруженного КДВ повторяет дисперсионную зависимость гладкого волновода, причем частота вида колебаний 0 есть: $\omega_0 = \frac{2\pi c}{2,62\lambda}$.

Исключением являются частоты вида колебаний π , $\omega_{\pi, p}$, на которых отраженные волны от двух соседних диафрагм находятся в фазе. Амплитуды прямой и обратно распространяющихся волн становятся сравнимы и возникают стоячие волны. Условием существования таких волн является

$$k_z = \frac{\pi}{L} p, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

Несомненно, дисперсионная зависимость для КДВ на частотах $\omega_{\pi, p}$ будет отличаться от дисперсионной характеристики гладкого волновода. Групповая скорость на этих частотах равна нулю.

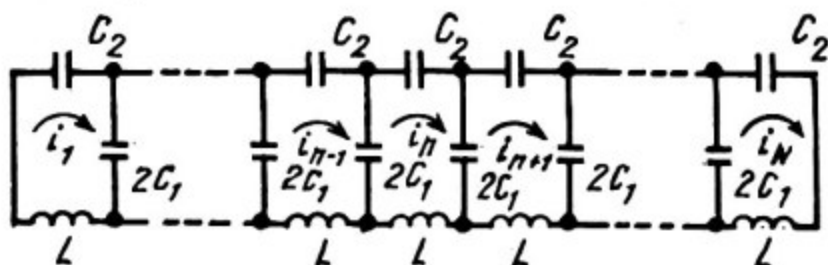


Рис. 1.5. Эквивалентная схема закороченного отрезка КДВ

В соответствии со вторым подходом качественные сведения о дисперсионной зависимости можно получить, анализируя эквивалентную схему закороченного на торцах отрезка КДВ (рис.1.5). Здесь каждая ячейка КДВ изображена в виде LC -контура, связанного с другими емкостью $2C_1$. Через L обозначена индуктивность между диафрагмами вблизи цилиндрической поверхности, а через C_2 — емкость между диафрагмами. Очевидно, потерями пренебрегаем. Если величина отверстия в диафрагме $2a$ мала, то мала связь между контурами и $C_1 \gg C_2$. Тогда для n -контура можно записать:

$$\left(\frac{2}{i2\omega C_1} + \frac{1}{i\omega C_2} + i\omega L \right) i_n - \frac{1}{i2\omega C_1} (i_{n+1} + i_{n-1}) = 0$$

или

$$i_{n+1} - 2 \left[1 + \frac{C_1}{C_2} - \omega^2 C_1 L \right] i_n + i_{n-1} = 0. \quad (1.9)$$

Обозначим

$$1 + \frac{C_1}{C_2} - \omega^2 C_1 L = \cos(k_z L), \quad (1.10)$$

тогда

$$i_{n+1} - 2 \cos(k_2 L) i_n + i_{n-1} = 0. \quad (1.11)$$

В случае цепочки из N контуров будет N уравнений вида (1.11) относительно неизвестных i_n . Решением этой системы будет

$$i_n = \frac{\sin n\pi}{\cos \pi k_2 L} (\pi k_2 L + \varphi_0). \quad (1.12)$$

Выражение (1.12) справедливо для цепочки связанных резонаторов. Очевидно, два решения вида (1.12) с соответствующей фазой дают незатухающую бегущую волну, также периодичную с периодом $k_2 L$. Все это справедливо при действительном k_2 , т.е.

$$-1 \leq \cos k_2 L \leq 1. \quad (1.13)$$

Поскольку $k_2 L = \theta$ - вид колебаний, то для вида колебаний 0 ($\cos k_2 L = 1$) из выражения (1.10) запишем значение частоты ω_0 :

$$1 + \frac{C_1}{C_2} - \omega_0^2 C_1 L = 1; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_2}}. \quad (1.14)$$

При $k_2 L = \pi$ из $\cos(k_2 L) = -1$ та же формула (1.10) дает:

$$1 + \frac{C_1}{C_2} - \omega_\pi^2 C_1 L = -1$$

и в приближении $C_1 \gg C_2$:

$$\omega_\pi \cong \frac{1}{\sqrt{LC_2}} \left(1 + \frac{C_2}{C_1} \right). \quad (1.15)$$

При слабой связи полоса пропускания, определяемая как разность частот видов колебаний π и 0 , $\omega_\pi - \omega_0$, будет малой и в пределе (при $2a \rightarrow 0$) превращается в линию, параллельную оси абсцисс с ординатой, определяемой значением резонансной частоты цилиндрического резонатора диаметра $2b$ и длины $d = L - t$ на колебании E_{010}^0 - вида. С увеличением связи между ячейками полоса пропускания растет.

В случае ускоряющей структуры с цилиндрической симметрией, какой является КДВ, компоненту ускоряющего поля вблизи оси для p -й ускоряющей пространственной гармоники можно записать в виде (полагая $\alpha = 0$)

$$E_{z.p.}(r, \varphi) = A_p \cos m\varphi J_m(k_{кр.p} r), \quad (1.16)$$

где $k_{кр.p.}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_{z.p.}^2$.

Если фазовая скорость ρ -й синхронной гармоники равна скорости света, то $E_{z,\rho} \approx r^m$ в области апертуры пучка. Так как для волны E_{01} $m=0$, то $E_{z,\rho} \approx r^0 = 1$, т.е. продольная составляющая электрического поля не зависит от радиуса, что важно при создании ЛУЭ.

Если $k_{кр,\rho}^2$ отрицательно, то функция Бесселя будет иметь мнимый аргумент, и с ростом радиуса увеличивается.

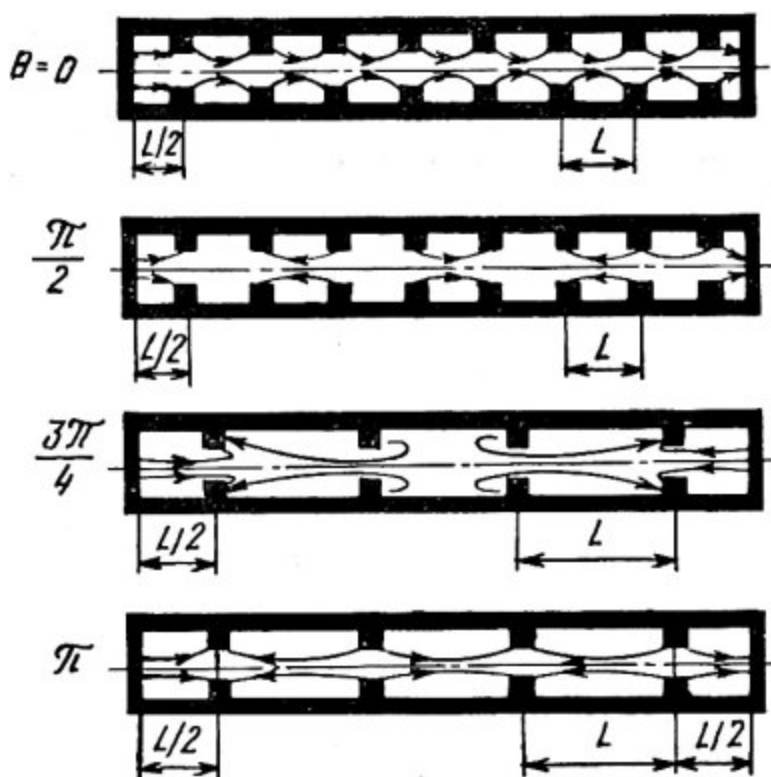


Рис. 1.6. Распределение электрического поля в резонаторах на основе КДВ на видах колебаний 0 , $\pi/2$, $3\pi/4$, π

Конфигурация силовых линий электрического поля в приосевой области на видах колебаний 0 , $\pi/2$, $3\pi/4$ и π в резонаторе, образованном из отрезка КДВ, приведена на рис. 1.6. Структура поля на видах колебаний 0 и $\pi/2$ изображена в резонаторе длиной $8L$, а на видах колебаний $3\pi/4$ и π длина резонатора выбрана $4L$. Во всех случаях на концах резонаторов находятся ячейки половинной длины, закороченные металлическими пластинами. Такая конфигурация концов многоячеечного резонатора возможна лишь если ячейки имеют перпендикулярную оси плоскость симметрии, проходящую через середину ячейки. Условие резонанса в резонаторе, состоящем из N ячеек (считая каждую конечную полуячейку за ячейку), запишется в виде

$$(N-1)L = \frac{\lambda \beta}{2} q, \quad (1.17)$$

где q принимает значения $0, 1, 2, \dots, N-1$.

С учетом определения вида колебаний (1.6) в данном многоячеечном резонаторе может возбуждаться N видов колебаний

$$\theta = \frac{\pi q}{N-1}. \quad (1.18)$$

Не представляет труда получить и выражение напряжения стоячей волны в различных ячейках резонатора на различных видах колебаний. Для этого запишем напряжение стоячей волны в виде суперпозиции двух бегущих навстречу волн (в предположении отсутствия потерь в стенках структуры):

$$\begin{aligned} U &= U_1 e^{i(\omega t - k_z z)} + U_1 e^{i(\omega t + k_z z)} = \\ &= 2U_1 \cos k_z z \cos \omega t = U_0 \cos k_z z \cos \omega t. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Так как

$$k_z z = k_z L(\pi-1) = \theta(\pi-1) = \frac{\pi q}{N-1} (\pi-1),$$

то

$$U_\pi = U_0 \cos \left[\frac{(\pi-1)\pi q}{N-1} \right] \cos \omega t. \quad (1.20)$$

Начало отсчета координаты z выбрано на закороченном торце ячейки ($\pi = 1$).

Если на концах закороченного отрезка КДВ расположены целые ячейки, то условие резонанса запишется в виде

$$NL = \frac{\lambda \beta}{2} q, \quad (1.21)$$

где $q = 0, 1, 2, \dots, N-1$, т.е. резонатор возбуждается на N видах колебаний, где N теперь общее число целых ячеек.

1.3. Основные электродинамические характеристики

К основным электродинамическим характеристикам ускоряющих структур относятся: дисперсионная зависимость и определяемые из нее фазовая скорость, групповая скорость, коэффициент

связи; добротность и коэффициент затухания; шунтовое сопротивление и эффективное шунтовое сопротивление.

Что касается дисперсионной зависимости, выражений фазовой и групповой скоростей, то соответствующие сведения приведены выше.

Под коэффициентом связи будем понимать величину, определяемую в виде

$$k_{св} = \frac{|f_{\pi}^2 - f_0^2|}{f_{\pi}^2 + f_0^2} \approx \frac{|f_{\pi} - f_0|}{f_{\pi/2}}, \quad (1.22)$$

где f_{π} , $f_{\pi/2}$ и f_0 - частота видов колебаний π , $\pi/2$ и 0 соответственно.

Добротность резонансной ускоряющей структуры

$$Q = \frac{\omega W}{P}, \quad (1.23)$$

где W - максимальная запасенная в резонаторе энергия, а P - рассеянная в резонаторе мощность, $\omega = 2\pi f$,

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V E^2 dV, \quad (1.24)$$

$$P = \frac{R_{ст}}{2} \int_S H^2 dS, \quad (1.25)$$

$$R_{ст} = \pi Z_0 (\delta/\lambda), \quad (1.26)$$

$R_{ст}$ - поверхностное сопротивление; V и S - объем и площадь резонатора; $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \epsilon_{ст} \mu_0 \mu}}$ - глубина проникновения ($\epsilon_{ст}$ - проводимость стенки резонатора); $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ - импеданс свободного пространства.

Можно записать добротность и в виде

$$Q = \frac{\omega W_1}{|dP/dz|}, \quad (1.27)$$

где W_1 - общая накопленная энергия на единицу длины в распространяющейся волне с потоком мощности P ; $|dP/dz|$ - потери мощности на единицу длины ускоряющей структуры.

Положим, что скорость потока энергии $v_{\mathcal{E}} = \frac{P}{W_1}$ равна групповой скорости волны $v_{гп}$, тогда из (1.27) с учетом вышеприведенного:

$$\left| \frac{dP}{dz} \right| = \frac{\omega W_1}{Q} = \frac{\omega P}{v_{2p} Q}$$

Так как

$$P = P_0 e^{-2\alpha z},$$

то

$$\left| \frac{dP}{dz} \right| = 2\alpha P$$

и

$$\alpha = \frac{\omega}{2v_{2p} Q} \quad (1.28)$$

Другой важной характеристикой ускоряющих структур является шунтовое сопротивление. Определим его сначала для структуры, работающей в режиме бегущей волны, а затем для резонансных ускоряющих структур.

Для структур в режиме бегущей волны шунтовое сопротивление на единицу длины есть

$$r_{ш} = \frac{E_{z.p.}^2}{|dP/dz|} = \frac{E_{z.p.}^2}{2\alpha P} \quad (1.29)$$

В случае резонансных ускоряющих структур вводится понятие эффективного шунтового сопротивления $R_{ш.эфф}$, которое связывает ускоряющее напряжение U с мощностью P , рассеянной в стенках резонатора:

$$R_{ш.эфф} = \frac{U^2}{P} \quad (1.30)$$

Для конкретизации этого выражения следует представить U через напряженность аксиальной составляющей электрического поля $E_z(z)$. Пусть частица движется со скоростью света c вдоль координаты z в резонансной структуре, питаемой от внешнего генератора с частотой ω , так что $E_z(z, t) = E(z) e^{i\omega t}$ и $z = c(t - t_0)$.

Очевидно, при $t = t_0$ $z = 0$ и $t = t_0 + \frac{z}{c}$.

С учетом вышеприведенного, напряжение, полученное частицей в ускоряющем поле при движении от входа резонатора ($z = z_1$) до его выхода ($z = z_2$) есть

$$\dot{U} = \int_{z_1}^{z_2} E(z) e^{i\omega t_0} e^{i\frac{\omega}{c}z} dz = e^{i\omega t_0} \int_{z_1}^{z_2} E(z) e^{ikz} dz =$$

$$= e^{i\omega t_0} \left[\int_{z_1}^{z_2} E(z) \cos kz dz + i \int_{z_1}^{z_2} E(z) \sin kz dz \right] = U e^{i(\omega t_0 + \varphi_0)},$$

где

$$U = |\dot{U}| = \left[\left(\int_{z_1}^{z_2} E(z) \cos kz dz \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\int_{z_1}^{z_2} E(z) \sin kz dz \right)^2 \right]^{1/2} = \left| \int_{z_1}^{z_2} E(z) e^{ikz} dz \right|, \quad (1.31a)$$

$$\varphi_0 = \operatorname{arctg} \frac{\int_{z_1}^{z_2} E(z) \sin kz dz}{\int_{z_1}^{z_2} E(z) \cos kz dz}. \quad (1.31b)$$

Иногда встречаются определения шунтового сопротивления резонансной ускоряющей структуры в виде

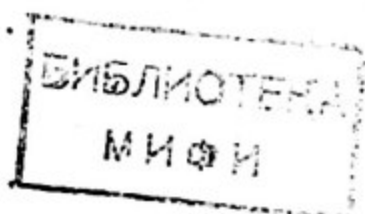
$$R_{ш} = \frac{U_0^2}{P} = \frac{\left(\int E(z) dz \right)^2}{P}. \quad (1.32)$$

Очевидно, при таком определении шунтового сопротивления не учитывается изменение величины ускоряющего поля за время пролета частиц от входа резонатора к его выходу, т.е. не учитывается эффект пролетного времени. Можно по известному $R_{ш}$ найти $R_{ш.эфф}$, если известен коэффициент пролетного времени:

$$T = \frac{\left| \int E(z) e^{ikz} dz \right|}{\int E(z) dz}. \quad (1.33)$$

Действительно, указанные три величины связаны соотношением

$$R_{ш.эфф} = R_{ш} T^2. \quad (1.34)$$



Обозначим шунтовое сопротивление и эффективное шунтовое сопротивление единицы длины структуры через $r_{ш}$ и $r_{ш.эфф}$ соответственно. Очевидно, что

$$r_{ш} = \frac{U_0^2}{P\ell} \quad , \quad (1.35)$$

$$r_{ш.эфф} = \frac{U^2}{P\ell} \quad , \quad (1.36)$$

где ℓ — длина резонатора.

Более полным и правильным для резонансных ускоряющих структур, несомненно, является понятие эффективного шунтового сопротивления, поскольку напряжение U по формуле (1.31а) можно рассчитать в любом случае. Однако концепция времяпролетного фактора в ряде случаев является полезной, в частности для лучшего физического представления процесса оптимизации шунтового импеданса ускоряющих резонаторов.

Нетрудно показать, что фактор пролетного времени для промежутка длиной ℓ с однородным полем E_z вдоль траектории частицы равен

$$T = \frac{\sin \pi \frac{k\ell}{2}}{\frac{k\ell}{2}} \quad . \quad (1.37)$$

Из выражений шунтового сопротивления (1.32) и добротности (1.23) можем записать:

$$\frac{R_{ш}}{Q} = \frac{U_0^2}{\omega W} = \frac{(\int E(z) dz)^2}{\omega W} \quad (1.38)$$

или

$$\frac{r_{ш}}{Q} = \frac{(U_0/\ell)^2}{\omega W/\ell} = \frac{(\int E(z) dz)^2}{\omega W_1 \ell^2} \quad . \quad (1.39)$$

Отношение $\frac{R_{ш}}{Q}$ или $\frac{r_{ш}}{Q}$ зависит на данной частоте исключительно от геометрических размеров резонатора и не зависит от материала стенок, качества соединения отдельных элементов резонаторов.

Важным параметром ускоряющих структур является и величина максимальной напряженности электрического поля E_M на внутренней поверхности структуры, при которой ускоритель рабо-

тает надежно, без пробоев. Отношение этой величины к произведению средней по длине ускоряющей структуры продольной составляющей электрического поля \bar{E}_z на коэффициент пролетного времени T называют коэффициентом перенапряжения k_{Π} , т.е.

$$k_{\Pi} = \frac{E_M}{\bar{E}_z \cdot T} \quad (1.40a)$$

Иногда коэффициент перенапряжения определяют как

$$k_{\Pi} = \frac{E_M}{E_{z.p.}}, \quad (1.40b)$$

где $E_{z.p.}$ — амплитуда p -й гармоники продольной составляющей электрического поля.

В случае резонансных ускоряющих систем полезно ввести время t_F уменьшения электрического поля в e раз при отключении ВЧ-генератора по сравнению с начальным (стационарным) значением поля. Выражение для t_F можно получить, представив мощность, рассеиваемую в резонаторе, в виде

$$\begin{aligned} P &= -\frac{dW}{dt} = \frac{\omega}{Q} W, \\ \frac{dW}{dt} &= -\frac{\omega}{Q} W, \\ t_F &= \frac{2Q}{\omega}. \end{aligned} \quad (1.41)$$

Для ускоряющих структур, работающих в режиме бегущей волны, представляет интерес время заполнения секции электромагнитной энергией t_z , которое определяется через групповую скорость:

$$t_z = \int_0^l \frac{dz}{v_{gp}(z)}.$$

При разработке ускоряющей структуры линейного ускорителя электронов как на бегущей, так и на стоячей волнах важно исследовать зависимость основных электродинамических характеристик от частоты питающего генератора. Сравнительно просто можно получить необходимые аналитические зависимости, если представить ускоряющую структуру в виде цепочки связанных цилиндрических резонаторов, каждый из которых возбуждается на колебании E_{010} -вида. Свойства одиночного цилиндрического резонатора на колебании E_{010} будут отправной точкой как при рассмотрении поставленного вопроса, так и в некоторых других

случаях. Составляющие электрического и магнитного поля для такого резонатора радиуса b и длины l :

$$\begin{aligned} E_z &= E_0 J_0(kr) \cos \omega t, \\ H_\varphi &= -\frac{E_0}{Z_0} J_1(kr) \cos \omega t, \end{aligned} \quad (1.42)$$

где $k = \frac{\omega}{c} = \frac{\rho_{01}}{b} = \frac{2,405}{b}$; J_0 и J_1 — функции Бесселя.

Накопленная в резонаторе энергия и рассеянная мощность:

$$\begin{aligned} W &= \frac{\epsilon_0}{2} \int_V E_z^2 dV = \frac{\pi}{2} \epsilon_0 b^2 l E_0^2 J_0^2(\rho_{01}), \\ P &= \frac{R_{CT}}{2} \int_S H_\varphi^2 ds = \frac{\pi b R_{CT}}{Z_0^2} E_0^2 (b+l) J_1^2(\rho_{01}). \end{aligned}$$

Подставляя в (1.36) и (1.23) записанные выражения W и P , найдем:

$$\Gamma_{ш.эфф} = \frac{U^2}{Pl} = 4,38 \cdot 10^5 \left(\frac{l}{b+l} \right) T^2 \cdot \frac{1}{\lambda R_{CT}}, \text{ Ом},$$

$$Q = \frac{\omega W}{P} = 4,53 \cdot 10^2 \left(\frac{l}{b+l} \right) \cdot \frac{1}{R_{CT}},$$

$$\frac{\Gamma_{ш.эфф}}{Q} = \frac{U^2}{\omega W l} = 9,67 \cdot 10^2 \frac{T^2}{\lambda}, \text{ Ом}.$$

Здесь $T = \frac{\sin(\pi l/\lambda)}{\pi l/\lambda}$.

Очевидно, $\Gamma_{ш.эфф}$ меняется от частоты как $\omega^{1/2}$, Q — как $\omega^{-1/2}$, а $\frac{\Gamma_{ш.эфф}}{Q}$ — как ω .

1.4. Ускоряющие структуры для линейных ускорителей электронов

Общепринятой структурой для ЛУЭ, работающих в режиме бегущей волны, является круглый диафрагмированный волновод (КДВ). В качестве ускоряющих структур для ЛУЭ, работающих в режиме стоячей волны, используются бипериодические ускоряющие структуры (БУС).

КДВ, поперечное сечение которого с обозначением характерных размеров изображено на рис. 1.4, привлекает прежде всего высоким значением шунтового сопротивления. Это качество позволяет получить значительные приросты энергии электронов на единице длины структуры при заданной мощности высокочастотного источника. При выборе КДВ в качестве ускоряющей структуры для линейных электронно-позитронных столкновителей требуется достижение предельно возможных значений градиента электрического поля, поэтому очень важным является и обеспечение в КДВ минимально возможного коэффициента перенапряжения. В случае сильноточных ЛУЭ от КДВ требуется и высокое значение коэффициента связи.

Наибольшее значение шунтового сопротивления на единицу длины для КДВ наблюдается вблизи видов колебаний $\pi/2$ и $2\pi/3$. С уменьшением вида колебаний относительно отмеченных шунтовое сопротивление уменьшается, так как из-за роста числа диафрагм на единицу длины растут потери высокочастотной мощности в стенках КДВ. При увеличении вида колебаний относительно $2\pi/3$ шунтовое сопротивление также уменьшается, но уже из-за уменьшения коэффициента пролетного времени. Так, шунтовое сопротивление на виде колебаний π оказывается на 20% меньше, чем на виде колебаний $2\pi/3$.

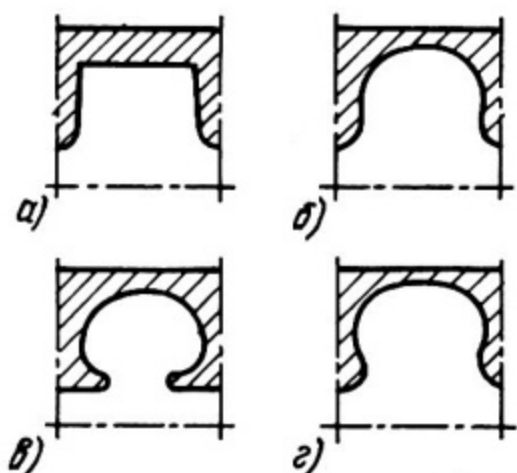


Рис. 1.7. Верхняя часть продольного сечения ячейки КДВ разных профилей

Можно оптимизировать форму КДВ с целью повышения шунтового сопротивления. На рис. 1.7 изображена верхняя часть продольного сечения ячейки диафрагмированного волновода разных профилей, причем рис. 1.7,а соответствует традиционной форме КДВ, а на рис. 1.7,б изображена модифицированная форма диафрагмированного волновода, в котором из-за скругления внутренней поверхности ячейки уменьшены высокочастотные потери в стенках.

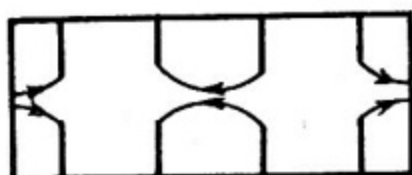
В результате шунтовое сопротивление такой ячейки на виде колебаний $2\pi/3$ на $11 \div 12\%$ превысит шунтовое сопротивление исходной структуры рис. 1.7,а.

Структуры, изображенные на рис. 1.7,в и 1.7,г, отличаются от рассмотренных утолщением диафрагм вблизи пролетного отверстия. Наличие таких утолщений, так называемых пролетных трубок, уменьшает ускоряющий зазор, повышает величину шунтового сопротивления. Так, для структуры вида рис. 1.7,в шунтовое сопротивление на виде колебаний $7\pi/8$ на 30% выше, чем для структуры рис. 1.7,а на виде колебаний $2\pi/3$. Однако следует иметь в виду, что групповая скорость для такой структуры на виде колебаний $7\pi/8$ будет существенно ниже, чем на виде колебаний $2\pi/3$, тем более на виде колебаний $\pi/2$.

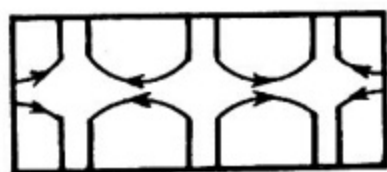
КДВ не является эффективной ускоряющей структурой при создании ЛУЭ, работающих в режиме стоячей волны. Шунтовое сопротивление в структуре со стоячей волной только на видах колебаний 0 и π равно произведению шунтового сопротивления одной ячейки на число ячеек. На всех других видах колебаний величина этого сопротивления в два раза ниже.

Серьезными недостатками работы ЛУЭ в режиме стоячей волны на видах колебаний 0 или π являются равенство нулю групповой скорости, плохое частотное разделение этих видов колебаний с соседними и, как следствие, нестабильность работы ускорителя.

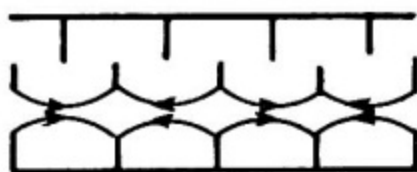
Естественно желание получить ускоряющую структуру, которая имела бы присущее виду колебаний π высокое значение шунтового сопротивления и присущую виду колебаний $\pi/2$ высокую стабильность. Таким свойством обладают бипериодические ускоряющие структуры (БУС). На рис. 1.8 показана эволюция резонатора на основе отрезка КДВ с видом колебаний $\pi/2$ в БУС. Как видно из рис. 1.8,а, на виде колебания $\pi/2$ ячейки резонатора возбуждаются через одну. Вполне закономерна структура рис. 1.8,б, где длина невозбужденных ячеек значительно уменьшена, что не изменило характерный для структуры в целом вид колебаний $\pi/2$. Однако с точки зрения пучка эта структура может рассматриваться как структура с видом колебаний π , поскольку шунтовое сопротивление значительно увеличено за счет сокращения продольного размера ячеек связи или вообще вынесения их на периферию (рис. 1.8,в). Связь между ячейками осуществляется по магнитному полю.



а)



б)



в)

Рис. 1.8. Эволюция резонатора на основе КДВ с видом колебаний $\pi/2$

Дальнейшее увеличение шунтового сопротивления осуществляется за счет оптимизации формы ускоряющей ячейки. На рис. 1.9 изображена такая ячейка. Характерным для нее является наличие пролетных трубок со скругленными торцами, которые позволяют увеличить концентрацию электрического поля в области пролета пучка. Увеличение концентрации поля достигается в основном изменением длины зазора g между пролетными трубками. С уменьшением зазора g увеличивается коэффициент пролетного времени T , но уменьшается $R_{ш}/Q$. Оптимум $\frac{R_{ш.эфф}}{Q} = \frac{R_{ш}}{Q} \cdot T^2$ наблюдается при некоторой величине g . Что касается формы пролетных трубок, то она в меньшей степени влияет на величину $\frac{R_{ш.эфф}}{Q}$ и выбор ее в основном определяется соображениями повышения электрической прочности ускоряющей ячейки, поскольку максимальная величина напряженности поля имеет место именно в носовой части пролетной трубки (точка А на рис. 1.9).

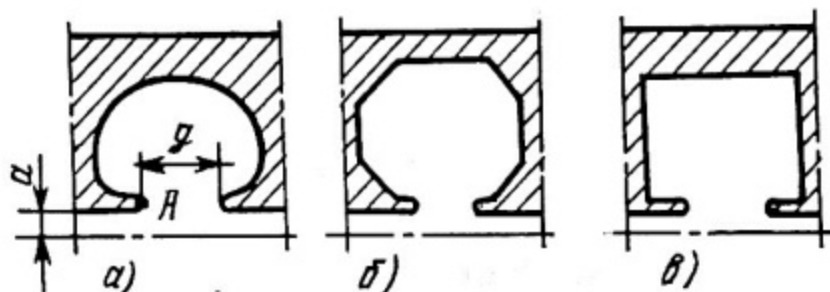


Рис. 1.9. Оптимизированная форма ускоряющей ячейки

Оптимизировав резонатор по параметру $\frac{R_{ш.эфф}}{Q}$, можно получить высокое значение $R_{ш.эфф}$, только если резонатор имеет высокую добротность. С этой целью придают ускоряющей ячей-

ке сферический профиль. Как известно, в резонаторах такого профиля ВЧ-потери в стенках наименьшие. Несколько более простым в технологическом отношении является профиль ускоряющей ячейки, изображенный на рис. 1.9,б и, тем более, цилиндрический профиль (1.9,а). Уменьшение величины шунтового сопротивления в структуре профиля 1.9,в по сравнению с так называемой Ω -структурой (рис. 1.9,а) не превышает 10%.

Известно несколько конструкций БУС, которые можно классифицировать как структуры с боковыми резонаторами связи (рис. 1.10,а), с резонаторами связи на оси (рис. 1.10,б), с кольцевыми резонаторами связи (рис. 1.10,в), с коаксиальными резонаторами связи (рис. 1.10,г).

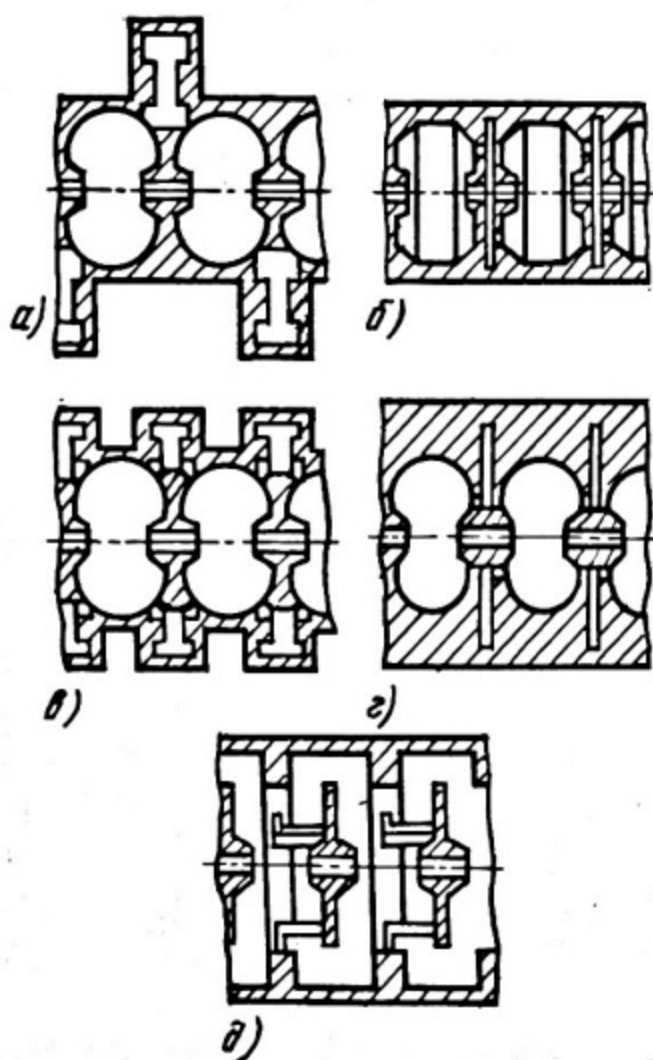


Рис. 1.10. Бипериодические ускоряющие структуры:
 а) с внешними ячейками связи; б) с внутренними ячейками связи; в) с кольцевыми ячейками связи; г) с коаксиальными резонаторами связи; д) с шайбами и диафрагмами

Сравнение разных вариантов БУС может быть проведено как по электродинамическим характеристикам (ЭДХ), прежде всего $\Gamma_{ш.эфф}$ и $k_{св}$, чувствительности к возбуждению паразитных видов колебаний, так и по массо-габаритным показателям, трудоемкости изготовления структур, их вакуумной проводимости, теплорассеивающей способности и др. Структуры, изображенные на рис. 1.10,а,в,г, имеют увеличенный эффективный диаметр, а структуры рис. 1.10,б и г имеют увеличенное пространство, разделяющее ускоряющие ячейки, что приводит к уменьшению $\Gamma_{ш.эфф}$. Однако оптимальным выбором размеров БУС удается получить для всех указанных структур сравнительно высокие значения $\Gamma_{ш.эфф}$.

Преимущество в изготовлении имеют БУС рис. 1.10,в и 1.10,г, обладающие цилиндрической симметрией, в связи с чем исчезает многоэлементность конструкции и предварительная пайка твердым припоем. Структура рис. 1.10,б чувствительна к возбуждению паразитных видов колебаний, ответственных за появление эффекта обрыва импульса тока. В БУС рис. 1.10,б и 1.10,г используется магнитная связь между соседними ячейками, причем в последних уменьшена величина связи через ячейку, что улучшает стабильность структуры к возмущающим факторам. Несложно изменить конструкцию структуры рис. 1.10,г с целью уменьшения эффективного диаметра и увеличить коэффициент связи без опасности появления высших типов волн вблизи рабочей частоты.

Еще одной разновидностью БУС является структура с шайбами и диафрагмами (УСШД), изображенная на рис. 1.10,д. Для нее характерны высокий коэффициент связи (до 0,43) при высоком значении шунтового сопротивления, хорошая вакуумная проводимость. Отношение $R_{ш.эфф}/Q$ для УСШД ниже, чем для рассмотренных БУС, так как накопленная в резонаторе энергия при той же напряженности поля на оси оказывается выше из-за весьма значительных размеров УСШД. Однако добротность имеет большое значение, поскольку токи смещения между дисками и диафрагмами заменяют часть токов проводимости на внешней поверхности. В результате $R_{ш.эфф}$ оказывается высоким. Главным недостатком УСШД является возможность возбуждения в области рабочих частот и высших типов волн. Кроме того, большое значение добротности затрудняет использование УСШД в ЛУЭ с короткой длительностью ВЧ-импульса.

В табл. 1.1 суммированы характеристики рассмотренных БУС, причем БУС с коаксиальными резонаторами связи представлены как в виде варианта рис. 1.10,г (вариант 1), так и с уменьшенным внешним радиусом. Значения шунтовых сопротивлений приведены для указанных коэффициентов связи $k_{св}$. При уменьшении коэффициента связи до $3 \div 4\%$ шунтовое сопротивление всех видов БУС значительно возрастает. В выражении $k_{св}/k_{св.у}$ через $k_{св.у}$ обозначен коэффициент связи между ускоряющими ячейками (через ячейку связи).

1.5. Контрольные вопросы

1. Поясните особенности схем высокочастотного питания ЛУЭ на бегущей и стоячей волне, с рекуперацией мощности и пучка.
2. Какую информацию об электродинамических характеристиках ускоряющих структур содержит дисперсионная зависимость?
3. Сформулируйте теорему Флоке и выводы из нее.
4. Объясните характер дисперсионной зависимости КДВ, исходя из представлений о нем в виде цепочки слабо связанных резонаторов или слабо нагруженного диафрагмами волновода круглого сечения.
5. Укажите, какие виды колебаний могут возбуждаться в резонаторе из N ячеек с полными ячейками на концах при емкостной и магнитной связи между ячейками.
6. Запишите выражение амплитуды поля в n -й ячейке на виде колебаний θ в цепочке связанных резонаторов с полуячейками на концах.
7. Запишите выражение амплитуды поля в n -й ячейке на виде колебаний θ в цепочке связанных резонаторов с целыми ячейками на концах.
8. Дайте определение коэффициента связи между ускоряющей структурой и подводимым фидером.
9. Когда следует применять понятие шунтового сопротивления, а когда — эффективного шунтового сопротивления?
10. Выведите выражение фактора пролетного времени для ускоряющего промежутка длиной l с однородным полем E_z вдоль траектории частицы.
11. Поясните физический смысл отношения шунтового сопротивления к добротности.
12. Поясните на примере волны E_{010}^0 в цилиндрическом резонаторе зависимость основных электродинамических характеристик от частоты.

Таблица 1.1

Характеристики БУС на частоте 1,35 ГГц и $\beta\beta = 1$

Характеристика	Вид БУС						УСШД
	Боковые резонаторы связи	Резонаторы связи на оси	Кольцевые резонаторы связи	Коаксиальные резонаторы связи		УСШД	
				Вариант 1	Вариант 2		
$\Gamma_{ш.эфф.}$, МОм/м	59	55	59	55	55	90	
Коэф. связи $k_{св}$, %	5	11	18	12	12	50	
Отношение $k_{св}/k_{св.у.}$	30	200	-	-	110	-	
Внешний радиус, см	16,5	9	14,7	12,9	8,4	16,8	
Охлаждение	Трудно	Легко	Средне трудно	Легко	Легко	Трудно	
Вакуумная проводимость	Хорошая	Низкая	Хорошая	Низкая	Низкая	Отличная	
Возбуждение пучком высших волн	В ускоряющих ячейках	В ускоряющих и ячейках	В ускоряющих ячейках	В ускоряющих ячейках	В ускоряющих ячейках	-	
Распространение волн, обуславливающих обрыв импульса тока	-	Между седниными ячейками	-	Нет	Нет	-	

13. Объясните характер изменения шунтового сопротивления в функции вида колебаний.

14. Покажите, что в цепочке связанных резонаторов шунтовое сопротивление на видах колебаний 0 и π в два раза выше, чем на других видах колебаний.

15. Каким образом изменением формы ускоряющей ячейки можно увеличить величину шунтового сопротивления?

16. Какие достоинства имеет БУС с коаксиальными резонаторами связи перед БУС с внутренними ячейками связи?

17. Какие применения ускоряющей структуры с шайбами и диафрагмами можно назвать, исходя из присущего ей высокого значения коэффициента связи?

2. РАСЧЕТ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР

2.1. Методы расчета электромагнитных полей и электродинамических характеристик ускоряющих структур

Под расчетом ускоряющей структуры будем понимать расчет электромагнитных полей и электродинамических характеристик структуры по заданной ее конфигурации, размерам и электрофизическим параметрам. Это так называемая задача анализа, для решения которой разработан ряд универсальных методов. Что касается задачи синтеза, т.е. определения геометрии структуры по заданному электромагнитному полю, то она недостаточно разработана.

Все методы анализа ускоряющих структур могут быть разделены на методы решения уравнений Максвелла во временной области (нестационарные процессы) и в частотной области. Последние в свою очередь разбиваются на две большие группы: глобальные методы, позволяющие определять поля структур одновременно во всей области, и методы частичных областей, в соответствии с которыми структура разбивается на частичные области простой геометрической формы с нахождением решения в каждой области с последующим "сшиванием" на границах разделов. К числу глобальных методов относятся проекционные методы и метод конечных разностей, который будет рассмотрен в применении к БУС. Методом частичных областей получим дисперсионное уравнение для КДВ.

Разобьем КДВ на две области, как это показано на рис.1.4: приаксиальная область I, в которой поле представляется в виде суммы бегущих волн, и область II между диафрагмами, где поле

можно представить в виде суммы собственных колебаний цилиндрического резонатора.

Выражение для напряженности продольной составляющей электрического поля в области I в соответствии с ранее приведенными соображениями (формула (1.16)) можно записать в виде

$$I E_z(r, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_p(0) I_0(k_{кр.p.} r) e^{ik_{z.p.} z}, \quad (2.1)$$

где

$$k_{z.p.} = k_{z0} + \frac{2\pi p}{L}, \quad (2.2)$$

$$k_{кр.p.}^2 = k_{z.p.}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (2.3)$$

Для получения выражения напряженности электрического поля на отрезке $-\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2}$ в области II воспользуемся представлением его по собственным функциям резонатора. При этом учтем граничные условия (равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля на диафрагмах и стенке волновода, т.е. при $r=b$ и $z = \pm \frac{d}{2}$) и тот факт, что ось не входит в область II, поэтому функция Бесселя, стоящая в выражении (1.42), должна быть заменена на функцию $Z_0(q_n r)$, удовлетворяющую уравнению Бесселя и граничному условию $Z_0(q_n b) = 0$:

$$II E_z(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n Z_0(q_n r) \cos \left[\alpha_n \left(z + \frac{d}{2} \right) \right], \quad (2.4)$$

$$Z_0(q_n r) = J_0(q_n r) Y_0(q_n b) - Y_0(q_n r) J_0(q_n b), \quad (2.5)$$

$$\alpha_n = \frac{\pi n}{d}, \quad (2.6)$$

$$q_n^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \alpha_n^2. \quad (2.7)$$

Здесь A_n — неизвестные коэффициенты; J_0 и Y_0 — функции Бесселя соответственно 1-го и 2-го рода.

Так как на поверхности раздела $r=a$, $-\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2}$ выражения (2.1) и (2.4) должны совпадать, то

$$\sum_p E_p(0) I_0(k_{кр.p.} a) e^{ik_{z.p.} z} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n Z_0(q_n a) \cos \left[\alpha_n \left(z + \frac{d}{2} \right) \right]. \quad (2.8)$$

На торцах диафрагм ($\frac{d}{2} < |z| < \frac{L}{2}$) напряженность $E_z = 0$. Умножив (2.8) на $e^{-ik_{z,p}z}$ и проинтегрировав по z от $-L/2$ до $L/2$, получим связь амплитуд бегущей волны с коэффициентом A_n :

$$E_p(0) = \frac{d}{L I_0(k_{kp,p} a)} \sum_{n=0}^{\infty} A_n F_{np} Z_0(q_n a), \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} F_{np} &= \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} e^{-ik_{z,p}z} \cos\left[\alpha_n\left(z + \frac{d}{2}\right)\right] dz = \\ &= \frac{2k_{z,p}}{d(k_{z,p}^2 - \alpha_n^2)} i^n \sin\left[(d/2)(k_{z,p} - \alpha_n)\right]. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Обратим теперь внимание на магнитные поля в областях \bar{I} и \bar{II} . Они связаны с продольным электрическим полем соотношением

$$\frac{1}{r} \frac{\partial B_{\theta r}}{\partial r} = -i \frac{\omega}{c^2} E_z. \quad (2.11)$$

Это выражение получается из представления уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат:

$$\bar{I} B_{\theta}(r, z) = -\frac{i\omega}{c^2} \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_p(0) k_{kp,p}^{-1} I_1(k_{kp,p} r) e^{ik_{z,p}z}, \quad (2.12)$$

$$\bar{II} B_{\theta}(r, z) = -\frac{i\omega}{c^2} \sum_{n=0}^{\infty} A_n q_n^{-1} Z_1(q_n r) \cos\left[\alpha_n\left(z + \frac{d}{2}\right)\right], \quad (2.13)$$

$$Z_1(q_n r) = J_1(q_n r) Y_0(q_n b) - Y_1(q_n r) J_0(q_n b). \quad (2.14)$$

Из равенства выражений азимутальной составляющей магнитного поля на границе $r = a$, $-\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2}$ получается:

$$\begin{aligned} \sum_p E_p(0) k_{kp,p}^{-1} I_1(k_{kp,p} a) e^{ik_{z,p}z} = \\ = \sum_n A_n q_n^{-1} Z_1(q_n a) \cos\left[\alpha_n\left(z + \frac{d}{2}\right)\right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Умножим (2.15) на $\cos\left[\alpha_n\left(z + \frac{d}{2}\right)\right]$ и проинтегрируем по z от $-\frac{d}{2}$ до $\frac{d}{2}$ и получим:

$$A_n = \frac{(2-\delta_{n0}) q_n}{Z_1(q_n a)} \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_p(0) k_{kp.p}^{-1} I_1(k_{kp.p} a) F_{n.p}^* \quad (2.16)$$

Соотношения (2.9) и (2.16) есть бесконечная сумма линейных уравнений для определения A_n и $E_p(0)$. Очевидно, условием ее разрешимости является равенство нулю детерминанта:

$$\det \| G_{nm} \| = 0, \quad (2.17)$$

$$G_{nm} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{q_m d(2-\delta_{m0})}{k_{kp.p} L} \cdot \frac{Z_0(q_n a)}{Z_1(q_n a)} \times \\ \times \frac{I_1(k_{kp.p} a)}{I_0(k_{kp.p} a)} \cdot F_{mp}^* \cdot F_{np} - \delta_{ml} \quad (2.18)$$

Соотношение (2.17) есть дисперсионное уравнение КДВ.

Рассмотрим теперь особенности расчета электромагнитных полей и электродинамических характеристик ускоряющих ячеек БУС с использованием численного метода конечных разностей на примере программы *GNDM*. Известно, что азимутально-однородные E -колебания в осесимметричных резонаторах имеют одну азимутальную компоненту — компоненту магнитного поля. Для ковариантного представления этой компоненты в случае ее гармонической зависимости от времени волновое уравнение в цилиндрической системе координат записывается в виде

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} \right) + k^2 F = 0, \quad (2.19)$$

где $F = H_\varphi \cdot r$. Граничные условия при этом такие: $\frac{\partial F}{\partial r} = 0$ на проводящих поверхностях и плоскостях симметрии I рода; $F = 0$ на оси резонатора, в конце пролетного канала и на плоскости симметрии II рода.

Уравнение (2.19) можно переписать в виде

$$L F + k^2 F = 0, \quad (2.20)$$

где $L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right)$ — дифференциальный оператор.

Для дискретизации уравнения (2.20) используется метод конечных разностей. Дифференциальный оператор заменяется на разностный аналог по пятиточечной схеме аппроксимации на равномерной квадратной сетке, нанесенной на область продольного сечения резонатора. Разностный аналог дифференциального опе-

ратора в каждом внутреннем узле будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta F = \frac{1}{h^2} \left[F_{i,j+1} + F_{i,j-1} + F_{i+1,j} + F_{i-1,j} - \right. \\ \left. - \frac{h}{2r} (F_{i+1,j} - F_{i-1,j}) - 4F_{i,j} \right], \quad (2.21)$$

где F_{ij} — значение сеточной функции в узле (i, j) ; i — номер строки сетки; j — номер узла в данной строке сетки; h — шаг сетки; r — радиус, на котором расположена i -я строка.

Полученная в результате дискретизации система линейных уравнений решается итерационным методом. Так как задача должна быть решена как на собственные функции, так и на собственные значения (в уравнении (2.21) содержатся два неизвестных), то итерационный процесс должен быть двойным: по сеточной функции F и по волновому числу k .

В качестве начального распределения сеточной функции используется распределение поля на изучаемом виде колебаний в цилиндрическом резонаторе, который является внешним к исследуемому

$$H_{\varphi} = \sqrt{\frac{2-\delta_{0p}}{\pi l}} \cdot \frac{J_1(\nu_{0n} \frac{r}{a})}{J_1(\nu_{0n})} \cdot \frac{1}{a} \cos\left(\frac{p\pi}{e l} z\right), \quad (2.22)$$

где δ_{0p} — символ Кронекера; π — число вариаций поля по радиусу; p — число вариаций поля по длине резонатора; a — радиус резонатора; l — длина резонатора; ν_{0n} — n -й корень функции Бесселя.

Полученное значение сеточной функции используется для вычисления волнового числа:

$$k^2 = \frac{\int_S \left[\left(\frac{\partial F}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2 \right] \frac{1}{r} dr dz}{\int_S F^2 \frac{1}{r} dr dz}, \quad (2.23)$$

где S — площадь продольного сечения резонатора.

После вычисления волнового числа начинается итерационный процесс по сеточной функции. Новые значения сеточной функции, найденные после прохождения всех узлов, используются для определения по функционалу нового значения волнового числа. В процессе проведения расчетов значения сеточной функции во внутренних узлах сетки вычисляются по формуле

$$F_{i,j}^{p+1} = \frac{\eta}{4-k^2h^2} \left[F_{i,j-1}^{p+1} + F_{i,j+1}^{p+1} + F_{i-1,j}^{p+1} + F_{i+1,j}^{p+1} - \right. \\ \left. - \frac{h}{2r} (F_{i+1,j}^p - F_{i-1,j}^p) \right] + (1-\eta) F_{i,j}^p, \quad (2.24)$$

где η — коэффициент сходимости; F^p, F^{p+1} — значения сеточной функции на p -ом и $(p+1)$ -ом шагах итерации.

После прекращения итерационного процесса по найденным значениям сеточной функции F определяются поля и все ЭДХ резонатора на данном виде колебаний.

Собственные функции полей в резонаторе определяются как

$$H_\varphi = F/r, \quad (2.25) \\ E_z = -\frac{i}{\omega \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r}, \\ E_r = \frac{i}{\omega \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r}.$$

Для нахождения ЭДХ следует воспользоваться ранее введенными определениями.

Дисперсионную зависимость БУС можно получить, представляя ее в виде цепочки связанных контуров с сосредоточенными параметрами. При таком подходе электродинамические параметры отдельного контура (резонансная частота, коэффициент связи, добротность) должны быть известны по данным измерений или из электродинамического расчета.

На рис. 2.1,а изображена эквивалентная схема цепочки, состоящей из N связанных резонаторов. Через i_n обозначен ток в n -м контуре; $K_{св}$ — коэффициент связи между контурами; \mathcal{E}_n — ЭДС, вводимая в контур от внешнего высокочастотного источника с помощью органов возбуждения (обычно мощность вводится через один резонатор).

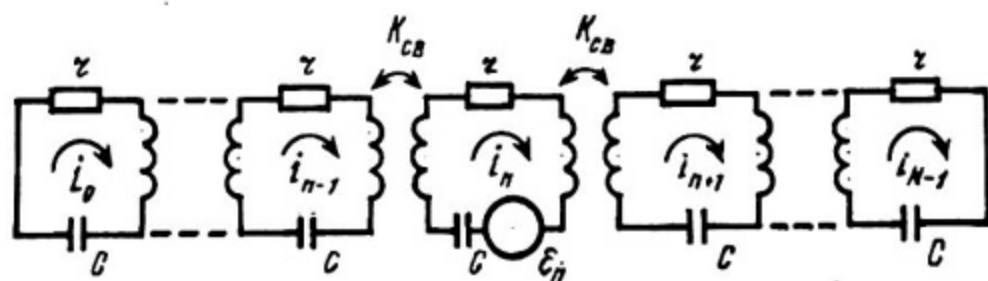


Рис.2.1. Эквивалентная схема цепочки связанных резонаторов 33

Для n -го контура запишем:

$$\varepsilon_n = i_n \left[2i\omega L + r + \frac{1}{i\omega C} \right] - i k_{св} \omega L (i_{n-1} + i_{n+1})$$

или в виде

$$I_n = i_n \left[1 + \frac{\omega_c}{i\omega Q} - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right] - \frac{k_{св}}{2} (i_{n-1} + i_{n+1}), \quad (2.26)$$

где $\omega_c = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ — собственная частота одиночного контура; $Q = \frac{2\omega_c L}{R}$ — добротность одиночного контура; $I_n = \frac{\varepsilon_n}{2i\omega L}$ — ток возбуждения.

Всего можно записать N линейных уравнений вида (2.26), которые будут содержать N неизвестных величин i_n . Полагая потери в контуре пренебрежимо малыми ($R=0, Q \rightarrow \infty$) и $I_n=0$, получаем систему однородных уравнений вида

$$i_{n+1} - \frac{2}{k_{св}} \left[1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right] i_n + i_{n-1} = 0. \quad (2.27)$$

Решением системы, состоящей из уравнений такого вида, будет

$$i_{nq} = A \cos\left(\frac{\pi q n}{N-1}\right) e^{i\omega_q t}. \quad (2.28)$$

Здесь A — некоторая постоянная; $q = (N-1)\theta/\pi$ — номер вида колебаний ($q = 0, 1 \dots N-1$); ω_q — собственная частота цепочки резонаторов.

Подставим (2.28) в (2.27) и получим дисперсионную характеристику ускоряющей структуры:

$$\omega_q^2 - \omega_c^2 - \omega_q^2 k_{св} \cos\left(\frac{\pi q}{N-1}\right) = 0$$

или

$$\omega_q = \frac{\omega_c}{\sqrt{1 - k_{св} \cos\left(\frac{\pi q}{N-1}\right)}}. \quad (2.29)$$

В случае малого значения коэффициента связи

$$\omega_q \approx \omega_c \left[1 + \frac{k_{св}}{2} \cos\left(\frac{\pi q}{N-1}\right) \right].$$

Заметим, что в случае емкостной связи между ячейками выражение (2.29) сохраняется, только под радикалом будет стоять знак плюс, то есть

$$\omega_q = \frac{\omega_c}{\sqrt{1 + k_{св} \cos\left(\frac{\pi q}{N-1}\right)}}.$$

В предположении малости коэффициента связи можно из выражения (2.29) вычислить ширину полосы пропускания частот $\Delta\omega = \omega_q - \omega_{q-1}$ как между видом колебаний $\pi (q = N-1)$ и ближайшем к нему видом колебаний $\theta = \frac{(q-1)\pi}{N-1} = \frac{(N-2)\pi}{N-1}$, так и между видом колебаний $\pi/2 (q = \frac{N-1}{2})$ и ближайшим к нему видом колебаний $\theta = \frac{(q-1)\pi}{N-1} = \frac{(N-3)\pi}{2(N-1)}$. В первом случае $\frac{\Delta\omega}{\omega_c} = \frac{k_{cb} \pi^2}{4(N-1)^2}$, а во втором $\frac{\Delta\omega}{\omega_c} = \frac{k_{cb} \pi}{2(N-1)}$.

Очевидно, разделение вида колебаний $\pi/2$ от соседних видов в $\frac{2(N-1)}{\pi}$ раз лучше, чем в случае вида колебаний π .

Можно рассмотреть и более общую эквивалентную схему цепочки связанных резонаторов, предполагая различные значения электродинамических характеристик нечетных и четных ячеек. Обозначим собственные частоты нечетных (ускоряющих) ячеек через ω_y , а четных (ячеек связи) — через ω_{cb} , коэффициент связи между двумя ближайшими ускоряющими ячейками — через $k_{cb,y}$, между ближайшими ячейками связи — через $k_{cb,cb}$, между ближайшими ускоряющей ячейкой и ячейкой связи — через k_{cb} . Можно получить дисперсионное уравнение в виде

$$k_{cb}^2 \cos^2\left(\frac{q\pi}{N-1}\right) = \left[1 - \frac{\omega_y^2}{\omega_q^2} + k_{cb,y} \cos^2\left(\frac{q\pi}{N-1}\right) \right] \times \left[1 - \frac{\omega_{cb}^2}{\omega_q^2} + k_{cb,cb} \cos^2\left(\frac{q\pi}{N-1}\right) \right], \quad (2.30)$$

где N — число ячеек, считая две ячейки половиной длины на концах резонатора; ω_q — собственная частота резонатора на виде колебаний $\theta = \pi q / (N-1)$, $q = 0, 1, 2, \dots, N-1$.

В случае равенства частот ускоряющих ячеек и ячеек связи ($\omega_y = \omega_{cb} = \omega_{\pi/2}$) и пренебрежения связями через ячейку ($k_{cb,y} = k_{cb,cb} = 0$) выражение (2.30) совпадает с выражением (2.29) для однородной периодической структуры.

Если $\omega_y \neq \omega_{cb}$, дисперсионная зависимость имеет полосу запираения при $\theta = \pi/2$. Разрыв в дисперсионной зависимости при $\theta = \pi/2$ следует из выражения (2.30), которое в этом случае дает два решения:

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\omega_y^2}{\omega_{\pi/2}^2} - k_{cb,y} \right) &= 0, \\ \left(1 - \frac{\omega_{cb}^2}{\omega_{\pi/2}^2} - k_{cb,cb} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Можно ликвидировать полосу запираения и получить непрерывную дисперсионную зависимость, настроив отдельно ускоряющие ячейки и ячейки связи на одну и ту же частоту вида колебаний $\pi/2$ ($\omega_y = \omega_{св} = \omega_{\pi/2}$). Реализовать это можно изменением диаметра ячейки связи.

Представление ускоряющей структуры в виде цепочки связанных контуров может быть применено только в диапазоне частот, в пределах которого параметры контуров остаются постоянными. Наряду с этим ограничением следует также напомнить, что электродинамические параметры отдельного контура, используемые при таком подходе, должны быть известны из результатов электродинамического расчета или из эксперимента.

2.2. Основы выбора размеров круглого диафрагмированного волновода

При выборе размеров КДВ, удовлетворяющих заданным параметрам ускоряемого пучка, наиболее критическими являются значения частоты, шунтового сопротивления и затухания в секции.

Рассмотрим сначала влияние частоты на основные характеристики ЛУЭ. Шунтовое сопротивление на единицу длины $r_{ш}$ меняется в зависимости от частоты как $f^{1/2}$. Принимая во внимание, что добротность Q падает с ростом частоты как $f^{-1/2}$, получается, что отношение $\frac{r_{ш} \omega}{Q} = \frac{E_z^2}{W_1}$ меняется как f^2 . Значит, с точки зрения достижения максимального прироста энергии желательно рассчитывать ЛУЭ на более высокие частоты, так как в таких ускорителях запасенная энергия может исчезать к началу нового импульса. Однако с повышением рабочей частоты проявляются такие отрицательные факторы, как трудности проводки пучка без оседания на диафрагмах из-за уменьшающейся апертуры отверстия в диафрагмах $2a$ ($\sim f^{-1}$), повышения чувствительности структуры к нагрузке пучком (изменения прироста энергии от тока $\sim f^{1/2}$), появления наведенных поперечных полей значительной амплитуды ($\sim f^3$), трудности с реализацией необходимых механических допусков на размеры (абсолютные допуски на размеры $\sim f^{1/2}$), а также проблемы, связанные с созданием необходимого источника СВЧ-мощности.

В свете изложенного большинство ЛУЭ на бегущей волне работает в десятисантиметровом диапазоне длин волн. Имеются отдельные разработки, особенно с большой средней мощностью на

длине волны 16,5 см, а также относительно малогабаритные ЛУЭ с рабочей длиной волны 5, 3 и даже 2 см.

От величины шунтового сопротивления и коэффициента затухания высокочастотной мощности в значительной мере зависит прирост энергии электронов в ЛУЭ при заданных мощности высокочастотного питания и длине секции. Выведем соответствующие выражения для секции как с постоянными по длине размерами ячеек, так и с изменяющимися. Очевидно, коэффициент затухания α для первых секций является постоянным, такие секции называются секциями с постоянным импедансом. В секциях с переменными по длине размерами последние выбирают так, чтобы напряженность поля по длине оставалась постоянной. Это так называемые секции с постоянным градиентом. Для реализации постоянного поля по длине следует так изменять размеры ячеек, чтобы мощность уменьшалась линейно, а следовательно, коэффициент затухания возрастал.

Для секции длиной l прирост кинетической энергии электрона, движущегося на гребне волны синхронно с волной, есть

$$\Delta W_K = e \int_0^l E_z(x) dx . \quad (2.32)$$

В случае секции с постоянным импедансом из определения шунтового сопротивления на единицу длины можно записать:

$$E_z(x) = \sqrt{2\alpha r_{ш} \cdot P(x)} . \quad (2.33)$$

Подставим (2.33) в (2.32) и получим:

$$\begin{aligned} \Delta W_K &= e \int_0^l \sqrt{2\alpha r_{ш} P} e^{-\alpha x} dx = \\ &= e (2\alpha r_{ш} P)^{1/2} \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha} = e \left(\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \right) (2\tau)^{1/2} (r_{ш} l P)^{1/2} . \end{aligned} \quad (2.34)$$

Здесь введены обозначения: P — мощность на входе секции и $\tau = \alpha l$ — параметр затухания, характеризующий потери мощности в секции длиной l .

В случае секции с постоянным градиентом необходимо найти вид функции $\alpha(x)$. Ее можно получить относительно легко, если пренебречь изменениями шунтового сопротивления $r_{ш}$ и добротности Q и связать изменения α только с изменением групповой скорости $v_{гр}$ в соответствии с выражением (1.28). Из определения $r_{ш}$ следует:

$$E_z^2(z) = -r_{ш} \frac{dP(z)}{dz} \quad (2.35)$$

и для секции с постоянным градиентом ($E(z) = const$) $\frac{dP(z)}{dz}$ должно быть постоянным по длине. С учетом этого можно записать изменение $P(z)$ в виде

$$P(z) = P \left[1 - \frac{z}{l} (1 - e^{-2\tau}) \right],$$

где $\tau = \int_0^z \alpha(x) dx$.

Из выражения

$$\frac{dP(z)}{dz} = -2\alpha P(z)$$

находим:

$$\begin{aligned} \alpha &= -\frac{1}{2P(z)} \cdot \frac{dP(z)}{dz} = -\frac{1}{2P(z)} \left[-\frac{P}{l} (1 - e^{-2\tau}) \right] = \\ &= \frac{1 - e^{-2\tau}}{2l \cdot \frac{P(z)}{P}} = \frac{1 - e^{-2\tau}}{2l \left[1 - \frac{z}{l} (1 - e^{-2\tau}) \right]}, \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\sigma_{2p} = \frac{\omega l}{Q} \frac{\left[1 - \frac{z}{l} (1 - e^{-2\tau}) \right]}{1 - e^{-2\tau}}. \quad (2.37)$$

Прирост кинетической энергии в секции с постоянным градиентом из (2.32) $\Delta W_k = e E l$. Подставляя в (2.35) выражение $\frac{dP(z)}{dz} = -\frac{P}{l} (1 - e^{-2\tau})$, получим $E(z) = \sqrt{\frac{r_{ш}}{l} P (1 - e^{-2\tau})}$ и окончательно

$$\Delta W_k = e (1 - e^{-2\tau})^{1/2} (r_{ш} l P)^{1/2}. \quad (2.38)$$

Если сравнивать два рассмотренных вида структур по величине нормализованной энергии $\frac{\Delta W_k}{e (r_{ш} l P)^{1/2}}$, то явных преимуществ одного перед другим нет. Однако в последних разработках ЛУЭ, особенно многосекционных, предпочтение отдается структурам с постоянным градиентом. Они имеют большее значение отношения максимальной амплитуды к средней, у них постоянна мощность

рассеивания по длине и, что особенно важно, они менее подвержены явлению обрыва импульса тока из-за уменьшения эффективной длины взаимодействия с синхронной поперечной отклоняющей волной.

Очевидно, в структуре как с постоянным импедансом, так и с постоянным градиентом для получения высокого значения прироста кинетической энергии следует увеличивать шунтовое сопротивление на единицу длины.

Зависимость шунтового сопротивления от вида колебаний обсуждалась ранее. Как правило, КДВ всех ЛУЭ рассчитываются на работу на видах колебаний $\pi/2$ или $2\pi/3$, соответствующих четырем и трем диафрагмам на длину волны. В последнее время предпочтение отдается виду колебаний $2\pi/3$, поскольку секции с этим видом колебаний затрудняют развитие неустойчивости пучка, выражающееся в обрыве импульса тока из-за генерации паразитной гибридной ЕН-волны. Объясняется это тем, что групповая скорость гибридной волны, возбуждаемой релятивистским электронным пучком в секции с видом колебаний $2\pi/3$ на основной волне, меньше, чем в секции с видом колебаний $\pi/2$.

С уменьшением толщины диафрагмы величина шунтового сопротивления увеличивается. Однако при выборе толщины диафрагмы следует учитывать и такие факторы, как механическая жесткость конструкции, достаточная величина радиуса скругления отверстия в диафрагме с целью повышения электрической прочности. Последнее обстоятельство весьма существенно в связи со значительным интересом к созданию предельно высоких градиентов в КДВ для линейных коллайдеров.

Практически все действующие ЛУЭ на бегущей волне имеют в десятисантиметровом диапазоне длин волн толщину диафрагмы от 3 до 6 мм. Стечатвенные ускорители в десятисантиметровом диапазоне имеют диафрагмы толщиной 4 мм. Исключение могут составлять несколько начальных ячеек волноводных группирователей, где с целью управления характером импедансной характеристики волноводного тракта ЛУЭ иногда меняют проводимость начальных ячеек изменением толщины диафрагмы.

Расчет размеров КДВ различного назначения может быть значительно облегчен, если воспользоваться справочными данными на КДВ в виде семейств кривых и таблиц. Эти данные позволяют достаточно точно определить основные электродинамические характеристики КДВ в функции характерных параметров в широкой области их изменения.

Наиболее часто встречается задача определения размеров ускоряющей секции КДВ или волноводного группирователя по вы-

бранным на основе расчета динамики частиц значениям напряженности продольной составляющей электрического поля по длине КДВ и фазовой скорости волны (для волноводного группирователя). В этом случае прежде всего задают вид колебаний. Как отмечено выше, это вид $\pi/2$ или $2\pi/3$. Тогда нетрудно определить расстановку диафрагм по длине КДВ, используя выражение вида колебаний

$$L_i = \frac{\theta \lambda \beta_B i}{2\pi}$$

Толщину диафрагмы выбирают в соответствии с ранее приведенными соображениями.

Затем по графикам $\frac{E_z \lambda}{\sqrt{P}} = F(a/\lambda)$ при параметре β_B на выбранном виде колебаний θ и фиксированном t/λ определяют параметр нагружения a/λ . Не представляет труда по семейству кривых $a/\lambda = F(\beta_B, a/b)$, представляющих собой графическое изображение дисперсионных соотношений, найти диаметр волновода b для первой ячейки. Чтобы рассчитать a/λ и b для следующей ячейки, необходимо сначала по графикам $\alpha \lambda^{3/2} = F(a/b, \beta_B)$ найти коэффициент затухания в первой ячейке и затем рассчитать мощность, поступающую во вторую ячейку. Дальнейшая процедура определения a/λ и b повторяется, только каждый раз учитывается изменение ВЧ-мощности из-за потерь в стенках.

Если толщина диафрагмы отличается от указанной, то можно воспользоваться при нахождении приведенных параметров семействами поправок на толщину диафрагмы.

При расчете частотной стабильности КДВ от изменения геометрических размеров необходимо знать функции стабильности, которые приведены в форме $\frac{1}{f^2} \frac{\partial f}{\partial q_i} = F(\beta_B, a/b)$ на разных видах колебаний, где q_i — любой размер КДВ.

Для определения времени заполнения КДВ ВЧ-мощностью нужно знать значения групповой скорости. Они также приводятся для разных видов колебаний в функции фазовой скорости и характерных размеров.

Нередко встречаются и задачи согласования отрезков КДВ разной геометрии или создания волноводных группирователей с минимальными отражениями. Помочь в решении этих вопросов могут графики характеристической проводимости КДВ в функции размеров. Наиболее чувствительны значения характеристической проводимости к толщине диафрагмы.

Особое место занимают графики для расчета размеров трансформатора типа волны к КДВ, обеспечивающего хорошее согласование.

2.3. Особенности ЛУЭ со стоячей волной

В последнее время большое внимание уделяется исследованию и применению ЛУЭ, работающих в режиме стоячей волны. Связано это с постоянным расширением области использования ускоренных электронных пучков в науке и различных областях народного хозяйства и с достижениями в разработке эффективных ускоряющих структур в виде цепочки связанных резонаторов, особенно БУС. Подтверждением этого является тот факт, что абсолютное большинство действующих ЛУЭ, превышающее две тысячи, составляют ЛУЭ со стоячей волной.

Решающий выбор схемы ускорения (на стоячей или бегущей волне) зависит в каждом конкретном случае от таких факторов, как требуемые параметры ускоренного пучка (энергия, энергетический спектр, ток, длительность импульса, скважность), габариты установки, величина мощности ВЧ-питания, стабильность и устойчивость работы.

Проведем сравнительный анализ схем ЛУЭ со стоячей и бегущей волнами с целью выявления областей возможных применений этих схем.

Есть области применения ЛУЭ, в которых несомненны преимущества схемы со стоячей волной. Это, прежде всего, создание компактных установок с высоким градиентом ускоряющего поля при использовании сравнительно невысокого уровня мощности ВЧ-источников с длительностью ВЧ-импульса, в несколько раз большей времени заполнения резонатора мощностью. ВЧ-мощность, поступающая от генератора, многократно отражается в структуре и накапливается в ней. Очевидно, влияние отраженных волн на суммарное поле, а следовательно, и эффективность такой схемы будут уменьшаться с увеличением длины структуры и потерь ВЧ-мощности в стенках.

Указанное преимущество коротких ЛУЭ со стоячей волной перед ЛУЭ на бегущей волне можно видеть из рис. 2.2, где представлены в нормированном виде зависимости прироста энергии электронов в функции параметра затухания $\tau = \alpha l$ для различных схем ЛУЭ. По оси ординат отложена величина максимального прироста кинетической энергии ΔW_K , деленная на $(r_{ш.эфф} l P)^{1/2}$ или $(r_{ш} l P)^{1/2}$. Зависимость 1 относится к ЛУЭ на бегущей волне, зависимость 2 — к ЛУЭ со стоячей волной (вид колебаний $\frac{\pi}{2}$), зависимость 3 — к ЛУЭ со стоячей волной (вид колебаний π) и ЛУЭ с рекуперацией СВЧ-мощности, зависимость 4 — к ЛУЭ с рециркуляцией пучка (при числе циркуляций $N = 2$).

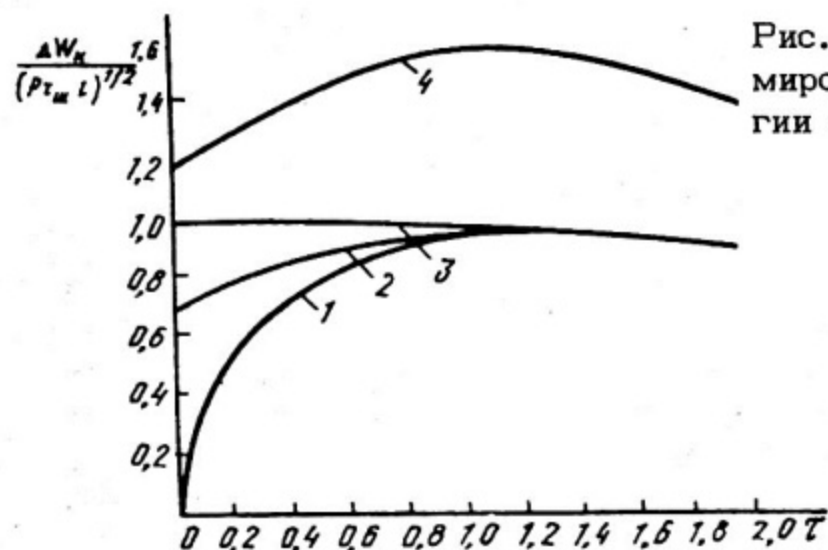


Рис. 2.2. Зависимость нормированного прироста энергии от параметра затухания

Очевидно, сделать ЛУЭ на бегущей волне таким же компактным, как и ЛУЭ на стоячей волне, можно лишь значительно увеличив напряженность ускоряющего поля путем существенного уменьшения апертуры отверстия в диафрагмах. Естественно, при этом уменьшится групповая скорость, возрастет плотность энергии. Обычно возникают затруднения с проводкой пучка, ужесточаются допуски на размеры волновода.

Другая бесспорная область применения ЛУЭ со стоячей волной — это работа в режиме длинных ВЧ-импульсов или в непрерывном режиме. В этом случае можно пренебречь потерями энергии за время заполнения. Такие структуры могут работать как при комнатных температурах, так и в сверхпроводящем режиме, в частности, в разрезных микротронах. Основные требования, предъявляемые к ускоряющим структурам в этом случае, состоят в получении высокого значения эффективного шунтового сопротивления при высоком коэффициенте связи и хорошем отделении рабочего вида колебаний от высших.

При использовании ускоряющих резонансных структур в накопительных кольцах электронов и позитронов можно ускорять частицы с противоположным зарядом в противоположные стороны.

Весьма распространенным является мнение, что в ЛУЭ со стоячей волной затруднительно получить хороший энергетический спектр. Это утверждение является оправданным, если импульс питающего ВЧ-источника составляет несколько постоянных времени t_F , а инжекция осуществляется в течение интервала времени, равного t_F . Действительно, в ускоряющем резонаторе

как в любой резонаторной структуре, поле достигает своего стационарного значения по истечении нескольких постоянных времени $t_F = \frac{2Q_H}{\omega} = \frac{2Q_0}{\omega(1+\chi)}$, где χ — коэффициент связи подводящего волновода с ускоряющим резонатором в отсутствии тока ускоренного пучка, равный коэффициенту стоячей волны узла ввода мощности. Обычно χ выбирается больше единицы настолько, чтобы при номинальной нагрузке пучком он был близок к единице. Очевидно, постоянная времени в отсутствие пучка меньше, чем при его включении.

С целью монохроматизации энергии ускоренных электронов в ЛУЭ со стоячей волной следует правильно выбрать момент включения инжектора электронов и установить соответствующий уровень ВЧ-мощности. Запишем выражение энергии ΔW_K , получаемой электронами при взаимодействии с электромагнитной волной в структуре со стоячей волной длины l в функции времени в виде

$$\frac{\Delta W_K}{e} = (r_{ш.эфф} l P)^{1/2} \frac{2\chi^{1/2}}{1+\chi} (1 - e^{-t/t_F}) - \frac{i r_{ш.эфф} l}{1+\chi} \left(1 - e^{-\frac{t-t_B}{t_F}}\right). \quad (2.39)$$

Здесь $r_{ш.эфф}$ — эффективное шунтовое сопротивление структуры на единицу длины; P — ВЧ-мощность на входе структуры, отличающаяся от мощности генератора P_g на величину потерь в передающей линии между генератором и резонатором; i — ток пучка; t_B — время включения инжектора.

Выберем t_B так, чтобы

$$\frac{i r_{ш.эфф} l}{1+\chi} = (r_{ш.эфф} l P)^{1/2} \frac{2\chi^{1/2}}{1+\chi} e^{-t_B/t_F}.$$

Тогда для $t \geq t_B$

$$\frac{\Delta W_K}{e} = (r_{ш.эфф} l P)^{1/2} \frac{2\chi^{1/2}}{1+\chi} (1 - e^{-t_B/t_F}), \quad (2.40)$$

$$t_B = t_F \ln \frac{i r_{ш.эфф} l}{2\chi^{1/2} (r_{ш.эфф} l P)^{1/2}}. \quad (2.41)$$

Значит, при включении инжектора в момент $t = t_B$ (обычно $t_B = 1,6 t_F$, что соответствует 80-процентному уровню мощности в структуре σ установившегося значения) прирост энергии для всех частиц будет одинаковым. На рис. 2.3 приведено соответствующее пояснение: с момента $t = t_B$ напряжение $U_0 = \Delta W_K / e$ будет постоянным, так как реакция структуры на внешний ВЧ-импульс и на пучок одинакова, т.е. обе экспоненты имеют одну и ту же постоянную времени.

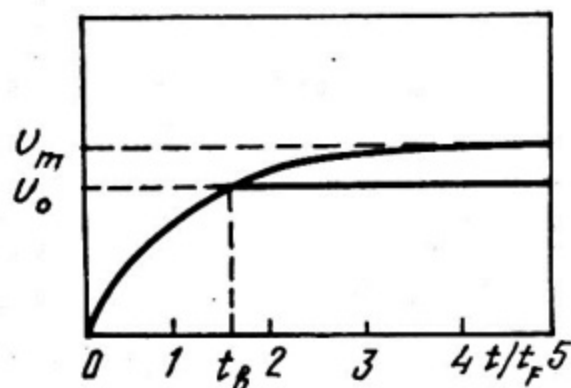


Рис. 2.3. Задержка момента включения инжектора

С изменением величины тока для получения постоянства энергии на выходе ускорителя следует с изменением величины t_B менять и подводимую мощность. Это можно реализовать, меняя мощность ВЧ-возбуждения клистронов с помощью быстрых аттенюаторов или переключением отдельных клистронов.

Следует заметить, что скомпенсировать переходную энергию при нагружении пучком в ЛУЭ со стоячей волной легче, чем в ЛУЭ на бегущей волне, в которых реакция структуры на пучок имеет другую функциональную зависимость от времени, чем реакция на внешний ВЧ-источник.

Другим недостатком ЛУЭ со стоячей волной считалась трудность обеспечения устойчивой и стабильной работы источников ВЧ-мощности на ВЧ-тракт ускорителя с высокой добротностью ускоряющих секций. Однако использование питания секций через трехдецибелльный мост позволило успешно решить и эту задачу (см. разд. 3).

Таким образом, ограничения применений ЛУЭ на стоячей волне с БУС, связанные с широким энергетическим спектром ускоренных электронов и сложностью систем ВЧ-питания, в настоящее время полностью разрешены.

2.4. Электрическая прочность круглого диафрагмированного волновода и бипериодической ускоряющей структуры

При выборе геометрии ускоряющей секции типа КДВ или БУС весьма важно установить величину максимальной напряженности поля, при которой ускоритель работает надежно, без пробоев.

Физическую картину явлений, происходящих при высокочастотном разряде в вакууме, можно описать приблизительно. Начало разряда при увеличении напряженности поля проявляется в виде темнового тока, природа которого на СВЧ и постоянном токе совпадает: электронный ток с поверхности резонатора является следствием автоэлектронной эмиссии с острых выступов, с участков поверхности, имеющих пониженную работу выхода. Темновой ток сопровождается рентгеновским излучением. Мощность экспозиционной дозы рентгеновского излучения возрастает с увеличением СВЧ-мощности. Одновременно с рентгеновским излучением в ускоряющей структуре появляется голубовато-фиолетовое свечение, интенсивность которого растет с напряженностью поля.

При превышении некоторого уровня ВЧ-мощности в структуре начинается слабое искрение, сопровождающееся резким увеличением мощности дозы рентгеновского излучения, появлением ярких самогасящихся искр, резким снижением амплитуды ВЧ-колебаний в структуре в конце импульса из-за увеличения отражения мощности от структуры. Дальнейшее увеличение ВЧ-мощности повышает частоту искрения и в конечном итоге приводит к пробое с переходом ВЧ-разряда в тракт. Величину максимальной напряженности электрического поля на внутренней поверхности ускоряющей структуры, при превышении которой резко возрастает число искрений, называют пробивной напряженностью $E_{пр}$. С целью ее повышения проводят тренировку поверхности резонатора в режиме темнового тока и слабых искрений. Нагрев поверхности структуры при пробоях, плавление и испарение слабо связанных микрочастиц сглаживают микрорельеф поверхности, улучшают электрическую прочность. Обычно достаточно 300 ÷ 500 искрений для достижения максимального значения $E_{пр}$. При тренировке снижается темновой ток и интенсивность рентгеновского излучения.

Темновой ток и искрение сопровождаются отрывом микрочастиц материала с поверхности структуры. Материал переносится в виде электрически заряженных частиц размером 3 ÷ 5 мкм на противоположную сторону структуры и частично оседает на

дно. На поверхности в результате образуются кратеры диаметром до 0,7 мкм, от которых вглубь материала идут трещины (на глубину до 0,2 мкм).

Для расчета $E_{пр}$ по результатам измерения величины ВЧ-мощности $P_{г.пр.}$, при которой возникает пробой, можно воспользоваться одной из следующих формул:

$$E_{пр} = \frac{k_{п}}{1+\chi} \sqrt{10^{-0,1A_1} \cdot \frac{4\chi P_{г.пр.} r_{ш.эфф}}{l}}, \quad (2.42)$$

$$E_{пр} = k_{п} \sqrt{10^{-0,1A_1} 2\alpha r_{ш} P_{г.пр.}}. \quad (2.43)$$

Первая из этих формул приведена для расчета электрической прочности резонаторных ускоряющих систем, а вторая – КДВ в режиме бегущей волны. Здесь приняты следующие обозначения: $k_{п}$ – коэффициент перенапряжения; χ – коэффициент связи подводящей линии с ускоряющим резонатором; A_1 – переходное ослабление ферритового вентиля, установленного в схеме измерений между генератором и ускоряющей структурой; l – длина резонатора или КДВ.

При выводе выражения (2.42) использовали формулы прироста энергии в БУС в предположении отсутствия нагрузки током (2.39) и коэффициента перенапряжения, при выводе выражения (2.43) – определение шунтового сопротивления на единицу длины КДВ $r_{ш} = E_{z,p}^2 / 2\alpha P$ и формулу коэффициента перенапряжения.

Приведем результаты исследования электрической прочности резонатора БУС с $r_{ш.эфф} = 61 \frac{М\Omega м}{м}$ на частоте 2,8 ГГц. Резонатор изготовлен по технологии производства серийных ЛУЭ: внутренняя поверхность деталей обработана по классу чистоты, соответствующему высоте неровностей 0,2 мкм, детали электрополированы, обезжирены и спаяны серебряномедным припоем в водородной или вакуумной печи. Коэффициент перенапряжения, определенный методом реактивного зонда (коэффициент калибровки зонда с учетом "зеркального эффекта" $k_1 = 2,2 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2 \text{с} / \Omega \text{м}$), составил $k_{п} = 4,4$.

В результате измерений получены пробивная напряженность $E_{пр} = 120 \text{ МВ/м}$, напряженность поля при появлении искрения 110 МВ/м, максимальная напряженность поля в рабочем режиме $E_{м} = 90 \text{ МВ/м}$ и темп ускорения 220 кВ/см. При коэффициенте перенапряжения $k_{п} = 2,8$ темп ускорения поднимается до 320 кВ/см. Если высота микронеровностей на внутренней поверхности ускоряющего резонатора увеличена до 1,6 мкм, то темп

ускорения при $k_{\eta} = 4,4$ будет 160 кВ/см, а при $k_{\eta} = 2,8$ составит 250 кВ/см, максимальная напряженность электрического поля уменьшается до 70 МВ/м. Измерения проводились при длительности ВЧ-импульса магнетрона 3 мкс и мощности 1,5 МВт. Экспериментальная установка состояла из ускоряющей структуры (половина ускоряющего резонатора, подводящий волновод, зонд и окно для метрики), магнетрона и фазовращателя с ферритовым вентилем ($A_1 = 1$ дБ) между ними.

Известна БУС с темпом ускорения до 40 МВ/м при коэффициенте перенапряжения $k_{\eta} = 1,34$ и $r_{ш.эфф} = 89$ МОм/м. Она представляет собой две отдельные цепочки связанных резонаторов, что достигается отсутствием связи между ускоряющими ячейками из-за малости отверстия для пролета пучка (диаметр отверстия 3 мм на частоте 3 ГГц). Такая структура имеет КПД на 20% ниже других БУС, поскольку величина требуемой мощности генератора обратно пропорциональна $r_{ш.эфф} \cdot k_{\eta}$. Кроме того, малый размер пролетного канала затрудняет проводку пучка. Если уменьшить диаметр пролетного канала обычной БУС до 6 мм, то можно получить $r_{ш.эфф} = 110$ МОм/м при $k_{\eta} = 3,64$.

В ряде лабораторий мира продолжают исследования электрической прочности ускоряющих структур, особенно в связи с поиском эффективных ускоряющих структур для электронно-позитронных коллайдеров. Так, в работах ученых Стэнфордского центра линейных ускорителей в 1987 году получены данные, приведенные в табл. 2.1. Значение ускоряющего поля в режиме бегущей волны E_z для структуры, используемой в качестве ускоряющей в трехкилометровом ЛУЭ и являющейся основой для электронно-позитронного коллайдера, можно определить как $E_M/2,17$.

Данные таблицы можно аппроксимировать зависимостью $190 \cdot f^{1/2}$, где частота в гигагерцах. Функциональная зависимость соответствует критерию Кильпатрика, однако коэффициент 190 оказался в 7,5 раз выше. Но это и не удивительно, так как теория Кильпатрика была развита для ионов между параллельными электродами.

Заметим, что приведенные результаты получены на частоте 2856 МГц в структуре со стоячей волной при входной ВЧ-мощности 40 МВт, а на других частотах испытывалась половина ячейки и использовался магнетрон мощностью 1,2 МВт.

Таблица 2.1

Значения максимальной напряженности поля на поверхности E_M в функции частоты

Характеристика	Частота, МГц		
	2856	4998	9303
E_M , МВ/м	312	445	572
Длительность импульса, мкс	2,5	3,5	3,8

2.5. Контрольные вопросы

1. В чем ограниченность рассмотренного метода частичных областей?

2. Запишите условия для электромагнитных полей на границе вакуумной среды и идеально проводящей. Как они изменятся, если проводимость стенок структуры конечна?

3. В чем состоит суть численного метода конечных разностей расчета электромагнитных полей и электродинамических характеристик?

4. Какие другие численные методы расчета ускоряющих структур Вы знаете?

5. Получите дисперсионное уравнение ускоряющей структуры из представления ее в виде эквивалентной схемы резонаторов, связанных по магнитному полю.

6. Покажите, что частотное разделение на виде колебаний $\pi/2$ лучше, чем на виде колебаний π .

7. Изобразите дисперсионную зависимость БУС с разными значениями собственных частот ускоряющей ячейки и ячейки связи.

8. Покажите, изменением каких размеров можно добиться плавной дисперсионной зависимости БУС как с внешними ячейками связи, так и с внутренними.

9. Проанализируйте влияние частоты ВЧ-колебаний на характеристики ЛУЭ.

10. Получите выражения прироста энергии для секций с постоянным импедансом и постоянным градиентом (без учета нагрузки током) через шунтовое сопротивление, длину структуры, постоянную затухания, мощность ВЧ-генератора.

11. Каким образом можно менять импедансную характеристику КДВ без изменения установленных функций $\beta\beta(z)$ и $E_z(z)$?

12. В чем состоит расчет геометрии КДВ при заданных функциях изменения фазовой скорости, напряженности электрического поля на оси по длине волновода, мощности СВЧ-генератора и частоте?

13. Используя справочные данные по электродинамическим характеристикам БУС, предложите схему расчета геометрии ускоряющих ячеек по заданным значениям фазовой скорости, напряженности электрического поля, мощности СВЧ-генератора и частоте.

14. Почему при создании малогабаритных ЛУЭ на небольшие энергии предпочтителен режим стоячей волны с БУС?

15. Покажите возможности улучшения энергетического спектра в ЛУЭ на стоячей волне с БУС путем задержки времени включения инжектора по отношению к ВЧ-импульсу.

16. В чем преимущества применения БУС при создании ЛУЭ, работающих в непрерывном режиме?

17. Какова физическая картина пробоя на СВЧ?

18. Как меняется величина пробивного напряжения на СВЧ в вакууме в функции частоты?

19. Что такое коэффициент перенапряжения и как его можно уменьшить?

20. Зачем нужны высокие темпы ускорения и каковы пути их повышения?

3. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

В разработках линейных ускорителей принято выделять два основных направления — создание крупных установок на высокие энергии ($30 \div 20\,000$ МэВ) для научных исследований и ускорителей малой энергии от единиц до десятков МэВ для прикладных задач народного хозяйства. Ниже рассмотрены варианты систем высокочастотного питания, наиболее часто используемые в этих классах установок.

Ускорение электронов до высоких энергий (десятки-тысячи МэВ) осуществляется в ряде последовательно расположенных секций, получающих питание от мощных усилителей — многоконтурных клистронов.

Ускорители малой энергии ($1 \div 30$ МэВ) имеют, как правило, одну, реже две-три сравнительно короткие ускоряющие секции на бегущей или стоячей волне, осуществляющие одновременно группировку и ускорение электронов. Требования к стабильности

параметров ускоренного пучка здесь значительно менее жестки, чем в ускорителях на высокие энергии. Зато на первый план выдвигаются требования уменьшения габаритов установки, капитальных и эксплуатационных затрат.

В качестве источников СВЧ-мощности используют магнетроны и специальные многолучевые клистронные усилители с пониженным напряжением анодного питания и мощностью $2 \div 5$ МВт. Имеются попытки применения амплитронов в усилительном и автоколебательном режимах.

3.1. Системы питания ЛУЭ высоких энергий

Рассмотрим в качестве примера схему высокочастотного питания линейного ускорителя Харьковского физико-технического института АН УССР, изображенную на рис. 3.1. Ускоритель имеет выходную энергию 2 ГэВ и содержит 50 идентичных ускоряющих секций на основе КДВ длиной в 4,41 м. Общая длина системы составляет 240 м.

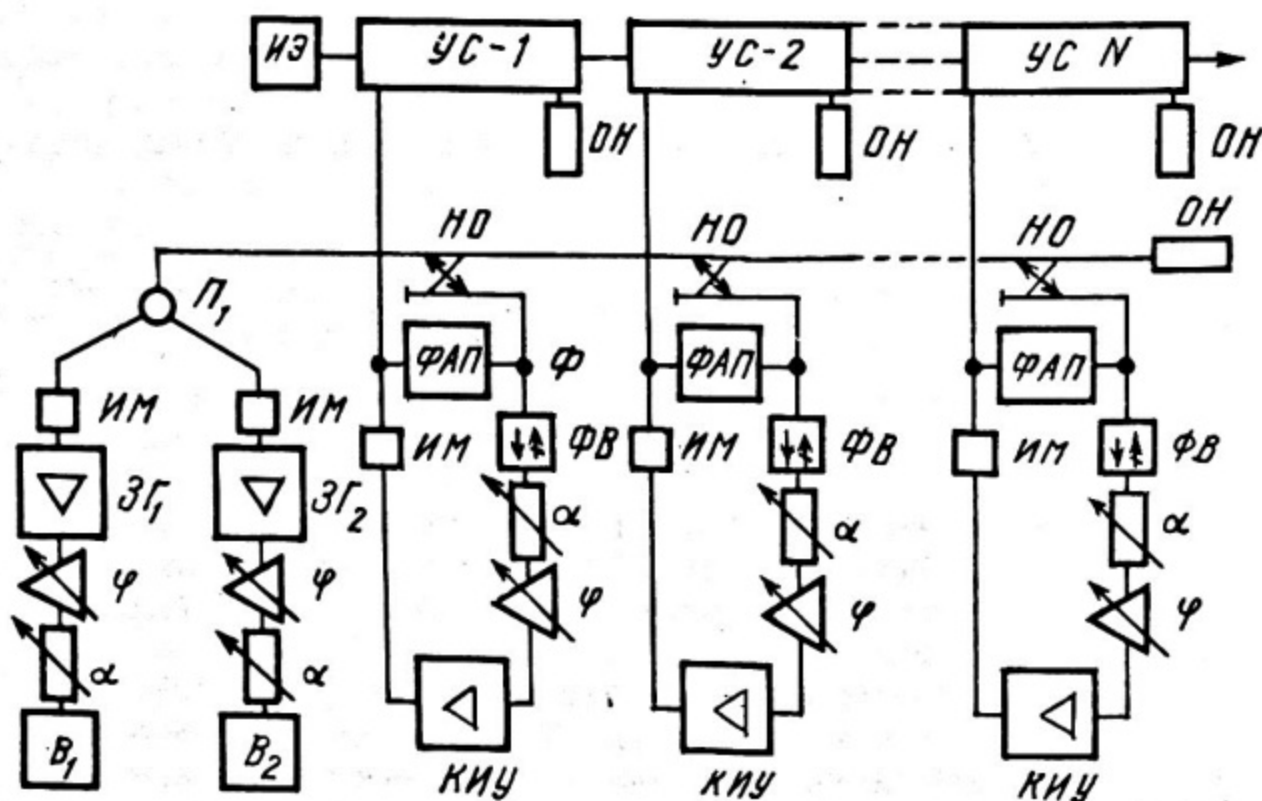


Рис. 3.1. Схема высокочастотного питания ЛУЭ ХФТИ

Два высокостабильных генератора-возбудителя, один рабочий, а другой резервный (В-1, В-2), построены по схеме умножения частоты. Каждый из возбудителей содержит кварцевый генератор на частоту 5827,5 кГц, каскады умножения в 480 раз до рабочего значения, равного 2797,2 МГц и оконечные каскады усиления мощности, работающие в импульсном режиме с длительностью импульса $\tau = 6$ мкс и выходной мощностью $P = 15$ кВт.

От возбудителей СВЧ-мощность через развязывающий ферритовый вентиль и регулируемый аттенюатор подводится к импульсным клистронным усилителям ЗГ-1 и ЗГ-2. Для задающих генераторов используются стандартные импульсные клистронные усилители (КИУ-12), работающие в облегченном режиме с выходной мощностью в 2,5 МВт при длительности импульса в 3,5 мкс.

От задающих генераторов через барабанный переключатель (П1) СВЧ-сигнал поступает в линию возбуждения, проложенную вдоль всего ускорителя. Линия выполнена на основе волновода сечением 90×45 мм² ($v_p = 1,24$ с). Для обеспечения постоянства электрической длины волновод термостатирован и его температура поддерживается на уровне $40 \pm 0,5^\circ\text{C}$. Линия оканчивается согласованной нагрузкой с КСВН $\rho \leq 1,02$ для предотвращения искажений набега фаз за счет отраженной волны.

С помощью регулируемых направленных ответвителей (НО) от линии возбуждения отводится по 20 кВт мощности в линии рабочих клистронов. Система возбуждения каждого клистрона содержит ферритовый вентиль (ФВ), снижающий обратное влияние КИУ на поле в линии возбуждения, фазовращатель, позволяющий изменять фазу волны в КИУ от 0 до 360°C , и регулируемый аттенюатор, для регулировки мощности на входе клистрона в пределах $2 \div 18$ кВт.

Система возбуждения клистронов выполнена на основе волноводов сечением 72×34 мм². На конце волноводной линии имеется адаптер для перехода на коаксиальный кабель РК-50-9-11 с двойным экраном, присоединяемый к входному разъему КИУ. Клистронные усилители КИУ-12 АМ работают в импульсном режиме с длительностью импульса в $2,2 \div 2,5$ мкс и выходной мощностью $18 \div 20$ МВт.

От КИУ СВЧ-мощность через волноводную линию сечением 72×34 мм² поступает на вход ускоряющих секций. Для увеличения электрической прочности волновода используются в условиях глубокого вакуума. Оставшаяся на выходе секции мощность поглощается в оконечной нагрузке (ОК).

Для контроля уровня мощности, формы огибающей радиоимпульсов и уровня отражений от секций в передающий тракт включены интерферометры (ИМ).

Долговременная стабилизация необходимой разности фаз по отношению к опорному сигналу в линии возбуждения осуществляется системой автоподстройки ФАП с точностью $\pm 3^\circ$.

Питание клистронов по анодному напряжению осуществляется от импульсных модуляторов, позволяющих поддерживать постоянство амплитуды импульса с точностью не менее 0,5%. Для защиты клистронов от пробоев в волноводах и секциях имеется система специальных датчиков, обеспечивающих отключение питающих напряжений за время порядка одного импульса. Впоследствии в схему ВЧ-питания ускорителя были включены и другие системы автоматического регулирования, обеспечивающие большую стабильность выходной энергии частиц пучка.

Рассмотренная схема ВЧ-питания является типичной и используется в подавляющем большинстве ЛУЭ высоких энергий. Различия касаются лишь деталей возбудителя и элементов тракта. Так, в некоторых ускорителях опорный волновод (линия возбуждения) выполняется на основе коаксиальной конструкции с целью уменьшения частотной нестабильности набега фаз (дисперсии). При малом числе ускоряющих секций (2-3) применяют параллельную систему опорных волноводов, располагая задающий генератор в средней части ускоряющей системы. Это дает определенный выигрыш в стабильности заданной разности фаз, что способствует улучшению характеристик пучка.

Увеличение энергии в линейных ускорителях производится наращиванием числа секций и лимитируется лишь экономическими соображениями. В некоторых случаях бывает желательно увеличить энергию уже существующей установки без существенных капитальных вложений. Такая возможность существует в методах компрессии ВЧ-полей в системах накопительных резонаторов или при использовании поля излучения в ускоряющих волноводах.

Первый из этих способов был разработан для пикового увеличения энергии Станфордского ЛУЭ и рассмотрен ниже.

Схема подключения накопительных резонаторов показана на рис. 3.2. Возбуждающий сигнал от задающего генератора или опорного волновода через быстродействующий фазовращатель подается на клистронный усилитель (КИУ) и далее через мост (направленный ответвитель с ответвлением в 3 дБ) поступает в ускоряющую секцию. В свободные плечи моста установлены накопительные резонаторы большой добротности ($Q \sim 10^4$). Перед

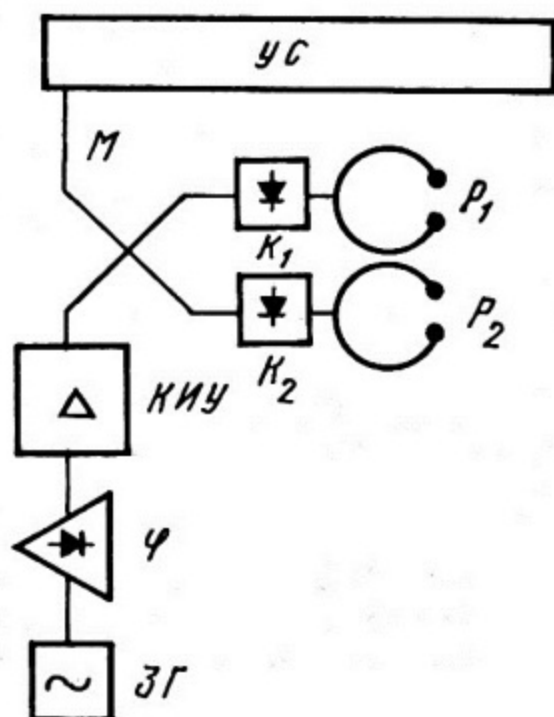


Рис. 3.2. Схема включения накопительных резонаторов

резонаторами включены быстродействующие ключи ступенчатого изменения связи резонатора с линиями (K_1 и K_2).

Устройство работает следующим образом. В течение первой части ВЧ-импульса генератора энергия поля накапливается в высокочастотных резонаторах. При этом коэффициент связи их с трактом должен быть близок к критическому значению. После установления стационарного режима одновременно изменяют фазу волны ВЧ-поля, падающей на резонаторы и коэффициент связи резонаторов с линией передачи. Фазовый сдвиг волны, поступающей в резонаторы, подбирается таким образом, чтобы поле излучения резонаторов и отраженные от них волны складывались в фазе. Увеличение связи резонаторов с трактом позволяет повысить пиковое значение ВЧ-мощности P на входе секции по сравнению с мощностью генератора P_0 :

$$P = P_0 \frac{4\chi_1\chi_2}{(1+\chi_1)^2} \quad (3.1)$$

Здесь χ_1 и χ_2 - коэффициенты связи соответственно в период накопления и излучения.

Оценка возможностей описанного метода показывает, что пиковое значение ВЧ-мощности можно повысить в 40-50 раз. Однако при этом полезное время ВЧ-импульса (время ускорения электронов) сокращается до 10^{-8} с. Поэтому наиболее часто

используют описанную систему с четырехкратным увеличением мощности, что соответствует удвоению энергии электронов. При этом время ускорения удается сохранить в пределах нескольких десятых долей микросекунды.

В качестве быстродействующих переключателей в фазовращателе и регуляторах связи обычно используют $p-i-n$ -диоды с соответствующей волноводной техникой.

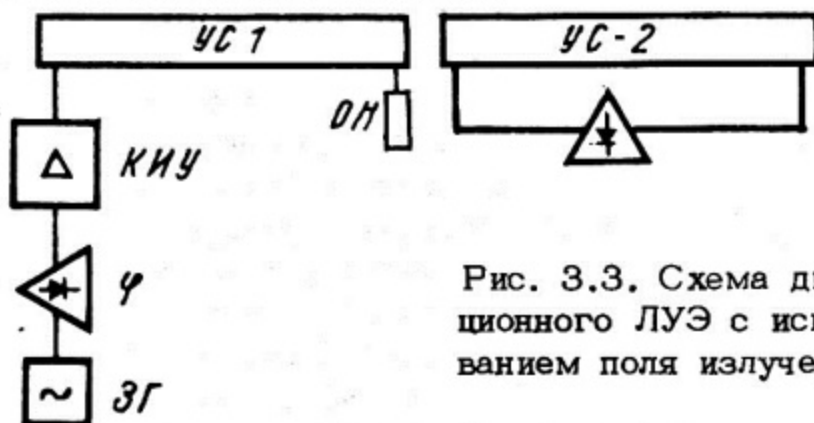


Рис. 3.3. Схема двухсекционного ЛУЭ с использованием поля излучения пучка

Идею второго способа легко уяснить на примере двухсекционного ускорителя, схема которого изображена на рис. 3.3. В начальной части ВЧ-импульса электроны ускоряются в первой секции установки и излучают ВЧ-поле (поле излучения) во второй секции. После установления стационарного режима быстродействующий фазовращатель меняет фазу волны генератора на 180° . При этом на некоторое время поле излучения, накопленное во второй секции, становится ускоряющим — происходит дополнительное ускорение. Недостаток этого метода заключается в необходимости дополнительной ускоряющей структуры (секции) и малом полезном времени ускорения. Существуют многочисленные варианты этого способа, позволяющие улучшить энергетические характеристики системы. Описание предложенных схем можно найти в литературе.

3.2. Система питания односекционных ЛУЭ с бегущей волной

Односекционные ЛУЭ малой энергии с ускоряющими секциями на основе КДВ получили наибольшее распространение в установках для радиационно-технологического использования. В качестве СВЧ-генераторов подобные установки на энергии до 10 МэВ используют, в основном, в магнетронах.

На рис. 3.4 представлена упрощенная схема одного из вариантов высокочастотной системы ЛУЭ. Высокочастотные колебания от магнетрона (М) через передающий тракт небольшой длины подаются в ускоряющую секцию (УС). Преобразование типов волн в передающем тракте и КДВ осуществляется трансформаторами типа волны. В тракт вводятся приборы для контроля параметров ВЧ-колебаний и фазовращатель (ψ) для подбора необходимого импеданса нагрузки магнетрона. На выходном конце секции устанавливается поглощающая нагрузка, включенная либо непосредственно в состав КДВ, либо через ТТВ, аналогичный входному.

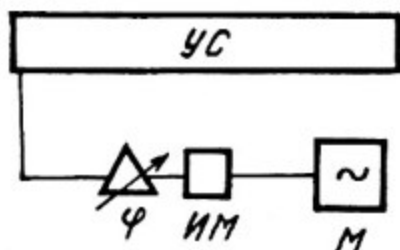


Рис. 3.4. Схема питания односекционного ЛУЭ от магнетрона

Используя в качестве генератора магнетрон, необходимо иметь в виду, что он, как автогенератор, обладает сильной реакцией на входной импеданс системы, т.е. частота и амплитуда колебаний зависят от модуля и фазы коэффициента отражения системы, которые, в свою очередь, определяются частотой колебаний. Отсюда ясно, что для обеспечения необходимого для работы ускорителя амплитудно-частотного режима ВЧ-систему ускорителя следует настраивать (согласовывать) определенным образом.

Наиболее просто подобное согласование можно осуществить, включив в тракт перед магнетроном невзаимный ферритовый вентиль. Однако применение ферритов не всегда оправданно, так как подобные устройства высокого уровня мощности относительно дороги и дефицитны. К тому же они сильно усложняют тракт и имеют ограниченный срок службы.

Анализ работы магнетрона непосредственно подключенного к ВЧ-системе ускорителя проводят методом эквивалентных схем [5], используя концепцию электронной проводимости автогенератора.

Условия согласования ВЧ-системы ЛУЭ, обеспечивающие устойчивую одночастотную работу магнетрона, находят из уравнений стационарного состояния автоколебательной системы:

$$f = f_0 - 1,2 F_0 \frac{2\Gamma_H \sin \psi_H}{1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \psi_H} \quad (3.2)$$

Здесь f_0 – собственная частота контура магнетрона; F_0 – коэффициент затягивания частоты; $\Gamma_H(f)$ и $\psi_H(f)$ – соответственно модуль и фаза коэффициента отражения ВЧ-системы ускорителя, приведенные к “клеммам” генератора.

Если $\Gamma_H(f)$ и $\psi_H(f)$ известны (рассчитаны или измерены), то решения (3.2) определяют равновесные состояния колебательной системы f_i . Обычно такие решения находят графически, совмещая в подходящих координатных осях нагрузочную характеристику генератора и импедансную характеристику нагрузки. Пример такого совмещения в плоскости комплексного коэффициента отражения (на круговой диаграмме полных сопротивлений) приведен на рис. 3.5. Здесь веерообразно расходящиеся кривые представляют собой линии постоянной частоты магнетрона ($f_M = \text{const}$), а петлеобразная кривая зависимости Γ_H от частоты – импедансную характеристику системы. Точки на этой кривой соответствуют равным приращениям частоты (например, $\Delta f = 1$ МГц). Относительное расположение кривых зависит от сдвига фазы в тракте и может быть изменено регулировкой фазовращателя. Искомые решения уравнения (3.2) – стационарные равновесные состояния – определяются как точки пересечения кривых при совпадающем значении частоты. Если на эту диаграмму нанести линии постоянной мощности (на рис. не показаны), то одновременно для равновесных состояний определяется и мощность (амплитуда) колебаний.

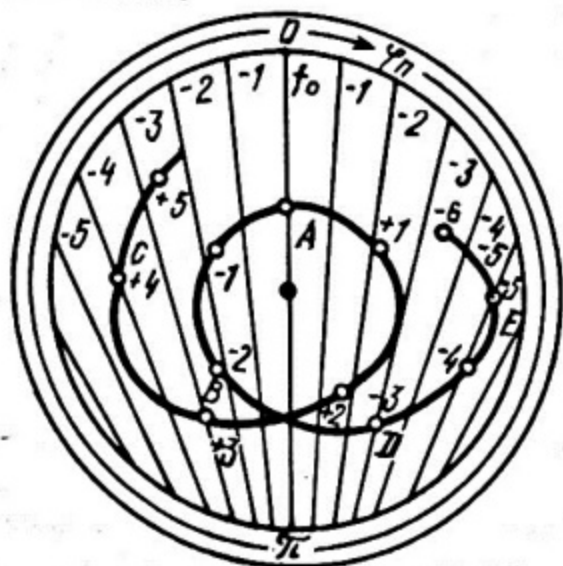


Рис. 3.5. Определение равновесных состояний автоколебательной системы с помощью круговой диаграммы

Более простой метод нахождения равновесных состояний основан на балансе только реактивных проводимостей системы $\sum B = 0$. (Баланс активных проводимостей обычно всегда выполнен.) Метод основан на совмещении в координатных осях частоты f и реактивной проводимости B характеристик контура магнетрона

$B_M(f)$ и нагрузки $B_H(f)$. Малой величиной реактивности электронной проводимости B_E обычно пренебрегают.

Реактивную проводимость контура магнетрона легко записать в виде

$$B_M = 2Q_{B.H.M.} \Delta f / f_0 \quad (3.3)$$

или, используя известное из теории магнетронов соотношение $Q_{B.H.M.} = 0,417 f_0 / F_0$:

$$B_M = 0,834 \Delta f / F_0 \quad (3.4)$$

Здесь $\Delta f = f - f_0$ — абсолютная разность текущей и резонансной частот.

Реактивную проводимость нагрузки выразим через Γ_H и ψ_H :

$$B_H = \frac{2\Gamma_H \sin \psi_H}{1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \psi_H} \quad (3.5)$$

Пример построения зависимостей B_M и B_H в функции от Δf приведен на рис. 3.6. Реактивная проводимость магнетрона ($-B_M$) представлена прямой, проходящей через начало координат ($B=0, \Delta f=0$) под углом наклона $\operatorname{tg} \alpha = dB_M/d\Delta f = 0,834/F_0$. Проводимость нагрузки $B_H(\Delta f)$ находится обычно экспериментально по данным измерения импедансной характеристики. В данном случае сдвиг фазы в тракте подобран так, чтобы $B_H=0$ при $\Delta f=0$.

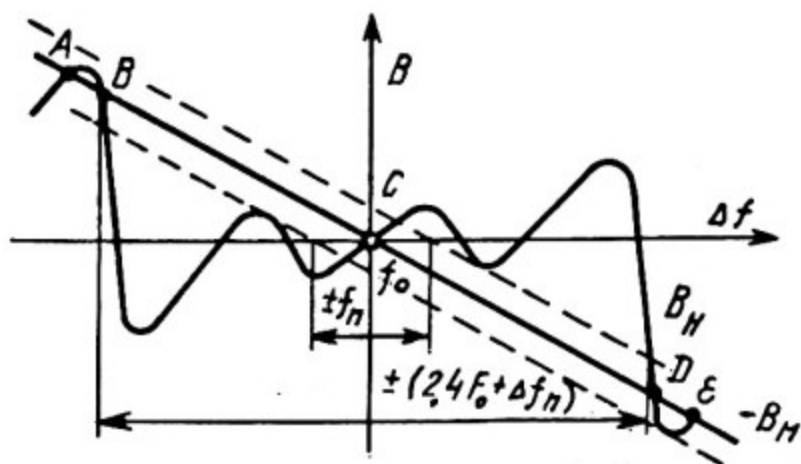


Рис. 3.6. Определение равновесных состояний системы на диаграмме $B - \Delta f$

Равновесные состояния системы определяются как точки пересечения кривых. Таких точек на приведенной диаграмме пять: А, В, С, D и E. Можно показать, что устойчивым состояниям

системы отвечают лишь равновесные состояния в точка А, С, Е, где $\frac{\partial \Sigma B}{\partial f} > 0$. Решения в точках В и Д отвечают неустойчивым состояниям.

Установившееся значение частоты зависит от начальных условий возбуждения колебаний в магнетроне. Поэтому существование многих равновесных устойчивых состояний, как правило, приводит к недопустимым для работы эффектам типа перескока частоты, пробоев в ВЧ-тракте и т.д. Исходя из этого, настройку ВЧ-системы следует проводить так, чтобы в полосе частоты перестройки, необходимой для работы ЛУЭ, точка пересечения характеристик была бы единственной. При этом она неизбежно оказывается устойчивой, что обеспечивает стабильную одночастотную работу генератора. Этот режим носит название абсолютно устойчивого.

Можно показать, что выполнить подобное условие для сложных ВЧ-систем ускорителей невозможно. Выход из этого положения можно найти либо путем введения в тракт дополнительных развязывающих устройств (поглотители, ферритовые вентили и т.д.), либо применяя так называемый локально-устойчивый режим согласования, характеризуемый единственным устойчивым состоянием в ограниченной полосе частот. При этом необходимая полоса частот согласования определяется электронным смещением частоты на фронте импульса и по экспериментальным данным не превосходит $2,4 F_0$. С учетом необходимой для работы ЛУЭ полосы перестройки частоты общую полосу согласования в локально-устойчивом режиме следует принять равной:

$$\Delta f_{\text{согл}} \geq 2,4 F_0 + \Delta f_{\text{пер}} \quad (3.6)$$

Расчетами и экспериментом было показано, что условия согласования в локально-устойчивом режиме могут быть реализованы при достаточно низкой добротности входного трансформатора волны $Q < 50$ и малых накопленных отражениях от ячеек диафрагмированного волновода.

Общее соотношение для допустимого значения КСВН ($\rho_{\text{доп}}$) на входе системы внутри полосы согласования можно определить по следующему соотношению:

$$\frac{\rho_{\text{доп}}^2 - 1}{\rho_{\text{доп}}} \leq 1,67 \frac{f_0}{F_0} \frac{\Delta f - \Delta f_{\text{пер}}}{f_0} \quad (3.7)$$

где Δf - текущая разность частоты $f - f_0$ в диапазоне согласования ($\Delta f_{\text{согл}}$).

3.3. Системы питания малых ЛУЭ на основе сфазированных магнетронов

Для ЛУЭ с энергией $10 \div 15$ МэВ часто оказывается целесообразным использовать двух-трехсекционную структуру ускоряющей системы с ВЧ-питанием от магнетронов. При этом колебания их должны быть определенным образом сфазированы, т.е. иметь строго определенную частоту и заданную разность фаз в секциях.

Существует два варианта осуществления фазированной работы автогенераторов – внешняя и взаимная. В первом сигнал, осуществляющий фазировку, подается на рабочие генераторы от отдельного задающего магнетрона, развязанного от остальных. Во втором варианте фазирование достигается при взаимном обмене сигналами между рабочими генераторами.

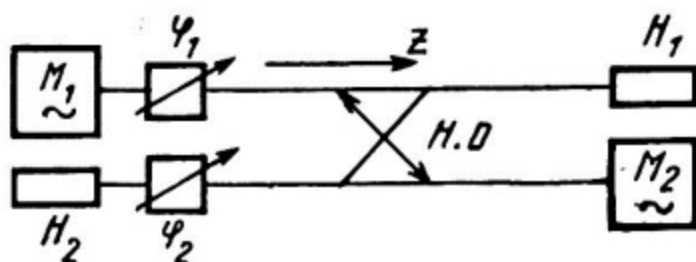


Рис. 3.7. Схема взаимного фазирования двух магнетронов.

Рассмотрим в качестве примера простейшую систему взаимного фазирования двух магнетронных генераторов при условии их работы на согласованные нагрузки. Схема подобной системы изображена на рис. 3.7.

Каждый из магнетронов (M_1 и M_2) в этой системе работает со своей нагрузкой (H_1 и H_2), в качестве которой подразумевается секция ЛУЭ на бегущей волне. Между трактами, соединяющими магнетроны с нагрузками, установлен направленный ответвитель (НО) с коэффициентом ответвления S_{12} . Кроме того, в тракты введены два фазовращателя (Φ_1 и Φ_2), назначение которых будет описано ниже.

Запишем напряжение в линии на участке между магнетроном и направленным ответвителем. Для выбранного направления оси z вдоль линии первого магнетрона получим:

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_{n1} + \dot{U}_{\phi 1} = U_{n1} e^{j(\omega_1 t - k_2 z)} + U_{\phi 1} e^{j[\omega_2 t + k_2(l-z)]} =$$

$$= U_{\pi 1} e^{j(\omega_1 t - k_z z)} \left[1 + \frac{U_{\varphi 1}}{U_{\pi 1}} e^{j[(\omega_2 - \omega_1)t + k_z l]} \right] . \quad (3.8)$$

Здесь $U_{\pi 1}$ — напряжение падающей волны первого магнетрона; $U_{\varphi 1} = U_{\pi 2} \dot{S}_{12}$ — напряжение фазирующего сигнала, прошедшего от второго магнетрона через направленный ответвитель; ω_1 и ω_2 — соответственно частоты колебаний магнетронов, близкие, но не равные друг другу.

Если уподобить сигнал синхронизации отраженной волне и записать отношение $U_{\varphi 1}/U_{\pi 1}$ через модуль коэффициента отражения, то (3.8) можно переписать в виде

$$\dot{U}_1 = U_{\pi 1} e^{j(\omega_1 t - k_z z)} \left[1 + \Gamma_1 e^{-j\psi_1} \right] , \quad (3.9)$$

где $\psi_1 = (\omega_1 - \omega_2)t - k_z l$. В таком виде (3.9) представляет собой так называемую нестационарную стоячую волну, медленно перемещающуюся вдоль линии с фазовой скоростью

$$v_{\varphi} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_z} = \frac{\Delta\omega}{k_z} . \quad (3.10)$$

Используя известные соотношения теории длинных линий, легко найти проводимость на "клеммах" генератора ($z=0$):

$$Y_1 = Y_0 \frac{1 - \Gamma_1 e^{-j\psi_1}}{1 + \Gamma_1 e^{-j\psi_1}} = G_1 + jB_1 . \quad (3.11)$$

Здесь Y_0 — волновая проводимость линии.

Аналогично найдем для второго магнетрона:

$$Y_2 = Y_0 \frac{1 - \Gamma_2 e^{-j\psi_2}}{1 + \Gamma_2 e^{-j\psi_2}} = G_2 + jB_2 ,$$

где $\Gamma_2 = \frac{U_{\pi 1} \dot{S}_{12}}{U_{\pi 2}} = \frac{U_{\varphi 2}}{U_{\pi 2}}$, $\psi = (\omega_2 - \omega_1)t - k_z l$.

Таким образом, фазирующий сигнал в линии передачи магнетронов можно трактовать как появление фазирующей проводимости активная часть которой изменяет мощность, а реактивная — частоту колебаний генераторов. Действительно, для малых значений Γ_1 и Γ_2 можно записать:

$$P_1 = P_{01} \frac{1 - \Gamma_1^2}{1 + \Gamma_1^2 + 2\Gamma_1 \cos \psi_1} , \quad (3.12)$$

$$P_2 = P_{20} \frac{1 - \Gamma_2^2}{1 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_2 \cos \psi_2}, \quad (3.13)$$

$$f_1 = f_{01} - 1,2 F_0 \frac{2\Gamma_1 \sin \psi_1}{1 + \Gamma_1^2 + 2\Gamma_1 \cos \psi_1}, \quad (3.14)$$

$$f_2 = f_{02} - 1,2 F_0 \frac{2\Gamma_2 \sin \psi_2}{1 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_2 \cos \psi_2}. \quad (3.15)$$

Здесь P_{01} , P_{02} , f_{01} , f_{02} — соответственно "собственные" мощности и частоты колебаний магнетронов.

Из приведенных выше соотношений легко получить выражения для модулей коэффициентов отражения:

$$\Gamma_1 = \frac{U_{\varphi 1}}{U_{\pi 1}} = S_{12} \sqrt{\frac{P_2}{P_1}}, \quad (3.16)$$

$$\Gamma_2 = \frac{U_{\varphi 2}}{U_{\pi 2}} = S_{12} \sqrt{\frac{P_1}{P_2}}.$$

Фазы коэффициентов отражения запишутся в виде

$$\psi_1 = \Delta \omega t - k_z l = \Delta \omega t + \theta, \quad (3.17)$$

$$\psi_2 = -\Delta \omega t - k_z l = -\Delta \omega t + \theta.$$

Из приведенных выражений видно, что при неравенстве частот ($\Delta \omega \neq 0$) синхронизирующие проводимости заставляют частоты и мощности колебаний магнетронов изменяться в противоположных направлениях. Если в какой-либо момент времени частоты при этом сравняются, нестационарная волна превратится в стационарную и дальнейшие изменения параметров колебаний прекратятся. Произойдет фазирование колебаний, т.е. установится равенство частот колебаний с точностью до фазы.

Стационарные значения частоты и мощности генераторов в момент фазирования можно получить из приведенных выше уравнений. Для упрощения выкладок положим $|\dot{S}_{12}| \ll 1$, тогда после преобразований из (3.12) — (3.13) получим:

$$\Gamma_1^2 - 4\Gamma_1 S_{12}^2 \sin \theta \sin (\theta - \psi_1) - S_{12}^2 = 0, \quad (3.18)$$

$$\Gamma_2^2 - 4\Gamma_2 S_{12}^2 \sin \theta \sin (\theta - \psi_2) - S_{12}^2 = 0,$$

$$\psi_2 = 2\theta - \psi_1.$$

Полученные соотношения позволяют вычислить значения Γ_1 и Γ_2 в функции угла ψ_1 (или ψ_2), а с помощью (3.14) – (3.15) – значения частот f_1 и f_2 также в функции $\psi_1(\psi_2)$.

Дальнейшее решение проводят графически, нанося значения $f_1(\psi_1)$ и $f_2(\psi_1)$ в общих осях координат $f-\psi_1$, как это показано на рис. 3.8. Построение выполнено для случая $\theta = \pi\pi$ ($\pi = 0, 1, 2 \dots$), что может быть осуществлено с помощью фазовращателя Φ_1 .

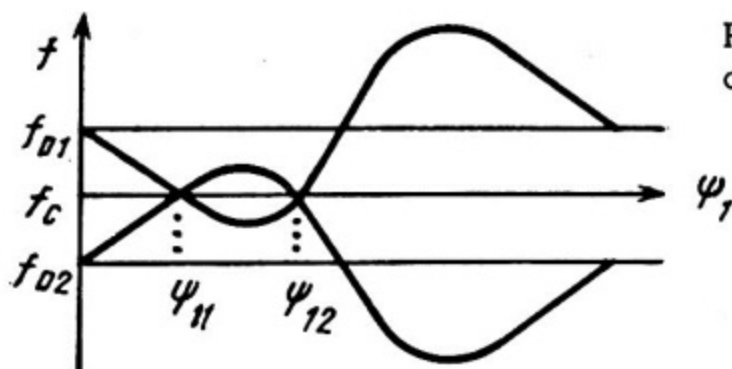


Рис. 3.8. Диаграмма для определения равновесных состояний системы

Стационарные решения ($f_1 = f_2 = f_c$) определяются точками пересечения кривых $f_1(\psi_1)$ и $f_2(\psi_1)$. В общем случае решения зависят от значения нескольких параметров: S_{12} – коэффициента связи трактов (коэффициент ответвления); F_0 – разности собственных частот $f_{01} - f_{02}$; сдвига фазы в линии связи $\theta = 2\pi l / \lambda$ (λ – длина волны).

Как видно из рис. 3.8, в периоде изменения ψ_1 существует две точки пересечения, т.е. два равновесных состояния системы, отвечающих значениям $f_{c1} \psi_{c1}$ и $f_{c2} \psi_{c2}$. Можно показать, что одно из них устойчиво, а другое нет и не реализуется в системе. Критерий устойчивого состояния может быть записан в виде

$$\frac{\partial f_1}{\partial \psi_1} - \frac{\partial f_2}{\partial \psi_1} < 0 \quad (3.19)$$

В рассмотренном случае при $\theta = \pi\pi$ стационарные решения различаются лишь фазами. При этом состояние с ψ_{c1} устойчиво. Для $\theta \neq \pi\pi$ стационарные частоты и фазы оказываются разными.

Вычисление области существования стационарных решений позволяет найти один из важных параметров системы – полосу захвата в режим фазирования:

$$F_c = 4,8 F_0 S_{12} \cos \theta \quad (3.20)$$

Наибольшая полоса захвата соответствует $\theta = \pi/2$. При этом значение стационарной (синхронной) частоты

$$f_c = \frac{f_{01} + f_{02}}{2} \quad (3.21)$$

равно среднему из частот генераторов, а мощности (амплитуды) для идентичных генераторов оказываются одинаковыми:

$$P_1 = P_2 = P_0 \quad (3.22)$$

Рассмотренные приемы анализа режима фазирования легко распространяются на случай внешнего фазирования. При этом предполагают, что задающий генератор тем или иным способом развязан. Нетрудно увидеть, что в этом случае стационарная синхронная частота всегда будет равна частоте задающего генератора, а фазлируемые магнетронные автогенераторы уподобляются своеобразным усилителям с коэффициентом усиления $P/P_c \sim 1/S_{12}^2$.

Реально величина коэффициента связи может быть выбрана в пределах $0,1 \div 0,2$, что дает значение коэффициента усиления $20 \div 14$ дБ.

Необходимая разность фаз в ускоряющих секциях в схемах фазирования может быть достигнута регулировкой второго фазовращателя Φ_2 (рис. 3.7).

3.4. Системы питания резонаторных ускорителей

В последнее время в малых ЛУЭ часто используют ускоряющие секции на основе бипериодических структур на стоячей волне. Использование магнетронов в системах питания с высокочастотными резонаторами наталкивается на ряд трудностей, связанных с неустойчивостью работы автогенератора на резонансной частоте.

Исследования, проведенные рядом авторов, показали, что ускоряющая секция с бипериодической структурой, включающая в себя N ячеек, всегда может быть возбуждена на $N-1$ виде колебаний с частотами, определяемыми формулой (2.29). На каждом из этих видов колебаний резонансная секция допускает эквивалентное представление в виде простого параллельного контура с резонансной частотой ω_n , добротностью Q_n и коэффициентом связи с линией передачи χ_n .

Используя методы анализа, изложенные выше, можно показать, что колебательная система при непосредственном включении автогенератора на высокочастотный резонатор через линию конечной длины обладает многими равновесными состояниями, часть

из которых устойчива. Объясняется это обстоятельство тем, что в период возбуждения частота магнетрона пробегает относительно широкую полосу, в которой коэффициент отражения от резонатора близок к единице. При этом передающая линия, закороченная на конце, играет роль резонатора с резонансными частотами, удовлетворяющими известному условию $l = n \frac{\lambda}{2}$. Как правило, автогенератор возбуждается на этих резонансах, называемых дополнительными или паразитными.

Для подавления дополнительных видов колебаний в тракт перед магнетроном приходится устанавливать различного рода развязки, понижающие коэффициент отражения до определенного допустимого значения. В первых вариантах подобных систем в качестве развязок использовались активные (гасящие) сопротивления — нагрузки. Однако КПД таких систем не превосходит 50%. В современных установках часто используют невзаимные ферритовые устройства — циркуляторы. Пример одной из таких возможных схем приведен на рис. 3.9. Установка регулируемого расогласователя в одном из плеч циркулятора позволяет не только добиться устойчивой работы магнетрона, но и получить значительный коэффициент стабилизации частоты в $10 \div 20$ раз, что весьма важно при работе магнетрона на высокочастотную систему. Возможен также вариант установки ферритового вентиля с коэффициентом развязки, меньшим 10 дБ.

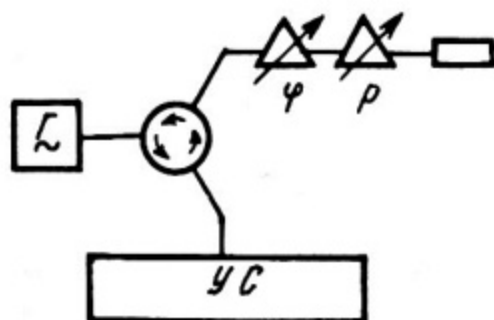


Рис. 3.9. Система питания резонаторного ЛУЭ от магнетрона с использованием циркулятора

Одной из разновидностей развязывающих устройств может служить трехдецибелльный мост. Схема с использованием мостовой развязки изображена на рис. 3.10. Ускоряющая секция в этом варианте выполняется из двух идентичных подсекций, присоединенных к выходным плечам моста. В одно из входных плеч при этом включается магнетрон, а в другое согласованная нагрузка.

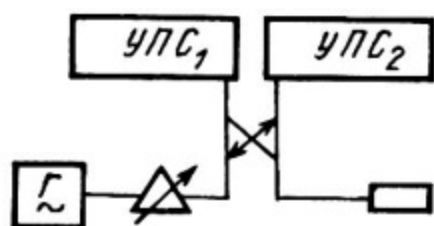


Рис. 3.10. Система питания резонаторного ЛУЭ с мостом

Если подсекции строго идентичны (имеют одинаковые резонансные частоты, добротности и коэффициенты связи с передающими линиями), а коэффициент деления мощности в плечах моста равен 3 дБ, отражения во входном плече отсутствуют и магнетрон устойчиво работает на согласованную нагрузку. Однако стабилизации частоты при этом не происходит.

Для того чтобы в этой схеме можно было бы получить нужную стабилизацию, можно либо слегка расстроить собственные частоты секций, либо немного изменить коэффициент деления моста. Используя метод эквивалентных схем, можно найти входную проводимость системы или комплексный коэффициент отражения в функции частоты. Применяя рассмотренные выше условия одночастотного режима, находят допуски на основные ВЧ-параметры подсекций.

Так, отсутствие дополнительных видов колебаний на частотах, близких к рабочей частоте секций, находят из условия $\frac{\partial}{\partial f} \times (B_M + B_L) > 0$. Подставляя в это условие выражения для B_M и B_L (3.4) – (3.5) и учитывая, что максимальное значение $\frac{\partial B_L}{\partial f}$ имеет при $\psi = \pi$, получим после длительных, но не сложных выкладок:

$$Q_{ВН.М.} - \frac{2\Gamma_{ВХ МАКС} Q_L}{(1 - \Gamma_{ВХ МАКС})^2} > 0 \quad (3.23)$$

или

$$\Gamma_{ВХ МАКС} \leq 1 + \frac{Q_L}{Q_{ВН.М.}} - \sqrt{\left(1 + \frac{Q_L}{Q_{ВН.М.}}\right)^2 - 1} \quad (3.24)$$

В этих выражениях $Q_L = 2\pi \frac{l}{\lambda} \frac{\lambda B}{\lambda}$ – добротность передающей линии; l – ее длина.

С другой стороны, как показывают подробные расчеты, величина $\Gamma_{ВХ}$ зависит от расстройки собственных частот и коэффициента деления моста следующим образом:

$$\Gamma_{BX} \approx \frac{Q_{BH} \epsilon_0}{(1+B)^2 + (Q_{BH} \epsilon_0)^2} \quad (3.25)$$

в условиях $Q_{BH} \epsilon_0 < 1$ и $Q_{BH} \epsilon = 0$;

$$\Gamma_{BX} \sim 2\Delta k^2 \quad (3.26)$$

в условиях $Q_{BH} \epsilon_0 < 1$ и $Q_{BH} \epsilon \gg 1$; Δk - коэффициент разбаланса моста; Q_{BH} - внешняя добротность подсекций; $B = Q_{BH}/Q_D$ - активная проводимость подсекций на входе линии; ϵ и ϵ_0 - отнесенные расстройки по частоте, где $\epsilon = \frac{f-f_0}{f_0}$ и $\epsilon_0 = \frac{f_{01}-f_{02}}{f_0}$; f_0 - рабочая частота в системе, равная $\frac{f_{01}+f_{02}}{2}$, f_{01} и f_{02} - резонансные частоты подсекций на рабочем виде колебаний ($\pi/2$ -вид).

Если ограничиться величиной $\Gamma_{BX \text{ МАКС}} \leq 0,2$, выбираемой из условий нормальной работы магнетрона, то из (3.24) можно найти ограничение на длину передающей линии, а из (3.25) и (3.26) соответственно допуски на расстройку собственных частот подсекций и разбаланса моста Δk :

$$Q_{BH} \epsilon_0 \leq 2,5 - \sqrt{6,25 - (1+B)^2} \quad (3.27)$$

$$\Delta k^2 \leq 0,1.$$

Последнее неравенство можно переписать относительно коэффициента связи плеч моста (A), используя определение $k = 10^{-A/20}$. При этом величина A должна быть ограничена пределами $2,2 \leq A \leq 3,7$ дБ.

Аналогичным образом следует рассмотреть отсутствие равновесных состояний на частотах видов колебаний, ближайших к $\pi/2$. При этом можно воспользоваться формулами (3.25), (3.26) (3.27), подставляя в них значения Q_{BH} , Q_D и ϵ для соответствующего вида колебаний. Рекомендуется также построить зависимости B_M и B_H на осях $B-f$ в полосе частот, захватывающей боковые виды колебаний. Полезность этого построения состоит не только в проверке выполнения условий одночастотной работы генератора, но и в нахождении коэффициента стабилизации частоты и полосы захвата в режим стабилизации. Соответствующее построение иллюстрирует рис. 3.11.

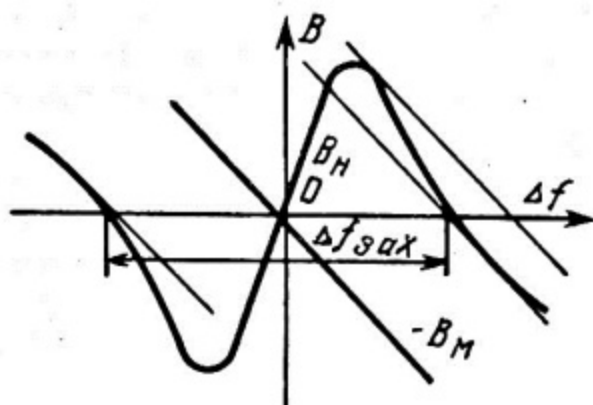


Рис. 3.11. Определение рабочего режима магнетрона в системе питания резонансного ЛУЭ

Наклонная прямая на этом графике соответствует зависимости $B_M(\Delta f)$, аналогичной рис. 3.6. Кривая $B_H(\Delta f)$ строится по результатам экспериментального измерения импедансной характеристики системы.

Из построения на рисунке легко определяется коэффициент стабилизации частоты:

$$K_{ст} = 1 + \frac{\partial B_H / \partial \varepsilon}{\partial B_M / \partial \varepsilon}, \quad (3.28)$$

где $\partial B_M / \partial \varepsilon = Q_{вн.м.}$, а $\partial B_H / \partial \varepsilon$ находится графическим дифференцированием кривой $B_H(\varepsilon)$ в точке $\varepsilon = 0$.

Полосу захвата в режим стабилизации находят как диапазон относительных частот $\Delta \varepsilon$, где отсутствуют дополнительные виды колебаний. Для этого линию $B_M(\varepsilon)$ переносят параллельно самой себе вдоль оси до появления дополнительных точек пересечения кривых B_M и B_H . Указанное построение приведено на рисунке.

В заключение отметим одно важное обстоятельство. Подробный анализ зависимости коэффициента стабилизации от режима согласования показывает, что оптимальные условия лучше реализовать частотной расстройкой подсекций (в пределах допуска 3,27), а не разбалансом плеч моста. В этом случае коэффициент стабилизации удастся получить в пределах 10–15, что вполне отвечает условиям работы высокочастотных ускоряющих систем.

3.5. Контрольные вопросы

1. Какие источники СВЧ-мощности используются в системах питания ЛУЭ больших энергий? Почему?

2. Приведите параметры клистрона КИУ-12.
3. Объясните требование малых отражений в опорном фидере системы питания многосекционных ЛУЭ. Как распределяется фаза волны в линии при наличии отражений?
4. Нарисуйте схему задающего высокостабильного генератора с умножением частоты.
5. Объясните работу накопительных резонаторов в системе питания ЛУЭ.
6. Поясните принцип работы быстродействующих переключателей на диодах.
7. Объясните принцип работы ЛУЭ на энергии, запасенной в секции.
8. Какие источники СВЧ-мощности используются в малых ЛУЭ? Какие соображения лежат в основе выбора того или иного генератора?
9. Нарисуйте эквивалентную схему магнетрона. Поясните его нагрузочную характеристику.
10. Каким методом анализируется работа автогенератора в сложной схеме высокочастотного питания ЛУЭ?
11. Какие способы получения устойчивой работы магнетрона Вам известны?
12. Как определяется стабильность частоты (ухода частоты) автогенератора? От чего она зависит?
13. Поясните эффект взаимного фазирования магнетронов.
14. Как определяется полоса захвата в режим фазирования?
15. Что такое режим внешнего фазирования?
16. Найдите импедансную характеристику системы резонатор-длинная линия.
17. В чем заключается трудность получения устойчивой работы автогенератора на высокочастотный резонатор?
18. Какие способы "развязки" генераторов Вы знаете? В чем заключаются их преимущества и недостатки?

4. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СИСТЕМЫ И КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СОВРЕМЕННЫХ ЛУЭ ДЛЯ ПРИКЛАДНЫХ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При разработке конструкции современных ЛУЭ практический выбор всех систем ускорителя, включая УС и системы ВЧ-питания, происходит с учетом специфики применения ускорителей, технико-экономических аспектов серийного производства ЛУЭ для прикладных целей и разработки уникальных ЛУЭ для решения задач ядерной и фундаментальной физики.

Общие вопросы конструкции ЛУЭ и их основных систем описаны в хорошо известных учебных пособиях [2]. Здесь будут рассмотрены лишь инженерно-технические аспекты выбора и конструктивные особенности высокочастотных и других систем современных ЛУЭ, включая особенности конструкции и компоновки оборудования ЛУЭ в целом, по материалам текущей отечественной и зарубежной журнальной публицистики.

За последние десять лет ежегодный прирост количества прикладных ЛУЭ составляет, примерно, $15 \div 20\%$. Крупными фирмами США, Англии, Франции, ФРГ и Японии разработано и производится более 100 моделей промышленных ускорителей. У нас в Союзе разработкой промышленных ЛУЭ прикладного назначения занимается головное предприятие — НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, при участии МИФИ, МРТИ, ЦНИИ Электроника и ИЯФ СОАН СССР.

По относительному количеству и приоритету применения ЛУЭ для прикладных назначений можно условно расположить в следующей последовательности: медицинские ЛУЭ для лучевой терапии; ЛУЭ-дефектоскопы для неразрушающего контроля толстостенных изделий атомного энергомашиностроения и судостроения; ЛУЭ для активационного анализа; ЛУЭ для опытных и опытно-промышленных радиационно-технологических процессов.

Общим требованием при разработке ЛУЭ этого типа является необходимость промышленного изготовления больших серий различных моделей ЛУЭ. Основная идея разработки промышленного поколения ЛУЭ — максимальная унификация их оборудования. В первую очередь должны быть унифицированы системы, обладающие наибольшими габаритами, весом и стоимостью (УС, системы высокочастотного и импульсного питания, тип СВЧ-генератора, системы управления и контроля, блокировки и сигнализации).

4.1. ЛУЭ для лучевой терапии

В настоящее время в лучевой терапии (ЛТ) используются главным образом источники фотонного излучения с энергией квантов от 1 до 25 МэВ и быстрых электронов с энергией от 2 до 45 МэВ [6]. Анализ основных медико-технических характеристик большинства моделей ускорителей позволяет разделить все ЛУЭ ЛТ на две группы: 1) ЛУЭ с энергией электронов от 2,8 до 6 МэВ; 2) ЛУЭ с энергией электронов от 10 до 40 МэВ. Ускорители первой группы используются только для терапии тормозным излучением; ускорители второй группы относятся к числу универсальных, предназначенных для ЛТ тормозным и элект-

ронным излучением. Все терапевтические ЛУЭ построены примерно по одной и той же схеме (рис. 4.1).

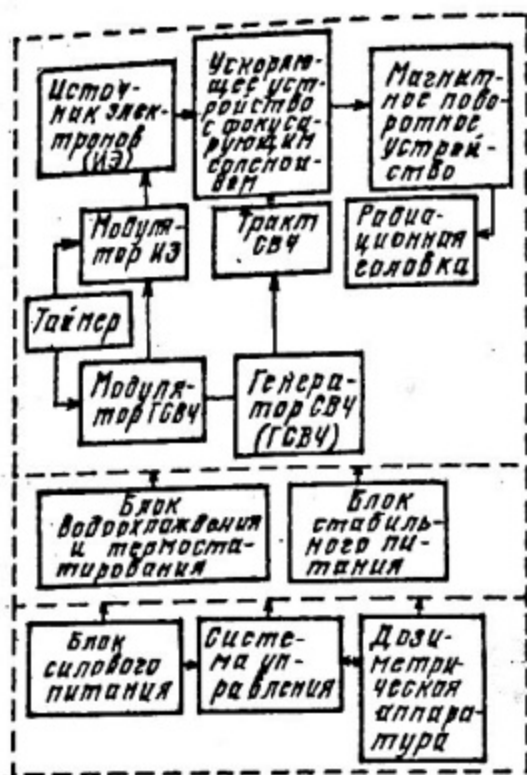


Рис. 4.1. Блок-схема линейного ускорителя электронов для лучевой терапии

Основной характерной особенностью терапевтических ЛУЭ, определяющей как выбор структурной схемы, так выбор и технические условия на разработку всех систем ЛУЭ, являются весьма жесткие медико-технические требования к характеристикам полей излучения, глубинным распределением поглощенной дозы, стабильности ионизирующего излучения и т.д. Уместно в этой связи отметить, что если ЛУЭ для промышленных целей проходят аттестацию по 5 - 7-ми основным параметрам, то медицинские ЛУЭ, в соответствии с рекомендациями Международной электротехнической комиссии, должны отвечать более чем 50-ти требованиям.

Общее назначение всех систем блок-схемы рис. 4.1 и их взаимосвязь очевидны, поэтому рассмотрим практические соображения о выборе и разработке отдельных систем с учетом накопленного опыта. Для этого полезно проанализировать данные сравнительной табл. 4.1 основных характеристик существующих и разрабатываемых ЛУЭ для лучевой терапии. Как явствует из таб-

Таблица 4.1

Сравнительная таблица основных характеристик существующих и разрабатываемых ЛУЭ для лучевой терапии

Основные характеристики	ЛУЭР-5М СССР	<i>Clinac</i> 6/100 США	<i>ML-4M</i> Япония	ЛУЭР-20М СССР	ЛУЭВ- 15М1 СССР	<i>Clinac</i> 20 США	<i>Mevatron</i> 77 ФРГ	ЛУЭР-40М СССР	<i>Clinac</i> 35 США	<i>Sagittaire</i> Франция
Тормозное излучение: энергия, МэВ	5	6	4	5; 18	15	15	10 или 15	8;18	8;25	10;25
мощность дозы, Гр/мин	2,00	2,00	2,25	3,00	3,00	5,00	3,00	3,00 (1,50)	10,00	4,00 (10,00)
размер поля, см ²	40x40	40x40	30x30	40x40	35x35	35x35	40x40	40x40	35x35	35x38
равномерность, %	±3	±3	±3	±3	±3	±3	±3	±3	±3;±5	±3
Электроны: энергия, МэВ				5...20	10...20	6.7...20	3...18	5...40	7...28	7...32
мощность дозы, Гр/мин	-	-	-	5,0	5,0	5,0	3,0	5,0	10,0	5,0
размер поля, см ² , и его равномерность, %				25x25 ±5	25x25 ±5	25x25 ±5	25x25 5	25x25 5	25x25 ±5	±5
Тип СВЧ-прибора	Клистрон	Магнетрон	Магнетрон	Клистрон	Магнетрон	Клистрон	Клистрон	Клистрон	Клистрон	Клистрон
Мощность, МВт	2,5	2	2	5	9	5	7	5	20	9
Тип структуры:	Стоячая волна	Стоячая волна	Стоячая волна	Стоячая волна	Бегущая волна	Стоячая волна	Стоячая волна	Стоячая волна	Бегущая волна	Бегущая волна
длина, м	0,275	0,275	0,275	1,6	3	1,6	1,35	1,6	2,2	6,0 (2 секции)
эффективное шунтовое сопротивление, МОм/м	90	103	85	75				75		
средняя напряженность ускоряющего поля, МВ/м	21,5	22	14,55	12,5	6,7	12,5	14,8	12,5	15,9	6,7
Потребляемая мощность, кВА	20	12		45	65	45	45	60	220	75

лици, в терапевтических ЛУЭ используются как ускорительные схемы со стоячей волной (СВ), так и схемы с бегущей волной (БВ).

В ЛУЭ со СВ наибольшее распространение получили структуры типа БУС с внешними (боковыми и кольцевыми) резонаторами связи, БУС с внутренними резонаторами связи и структура УСШД.

Сравнительные характеристики различных типов БУС приводилась ранее. Здесь только отметим, что практическим преимуществом БУС с внутренними резонаторами связи являются технологичность изготовления и существенно меньшие поперечные размеры. Сокращение поперечных размеров УС особенно важно в случае длинных структур, когда приходится использовать фокусирующие катушки, которые надеваются на это устройство.

Интенсивные исследования УС типа УСШД, проведенные в НИИ ЭФА, МРТИ и ИЯФ АН СССР, показали ее конкурентоспособность в сравнении с системами типа БУС и целесообразность применения ее в ЛУЭ с большими ускоряемыми токами [7].

Основными достоинствами УСШД по сравнению с БУС являются: низкая чувствительность радиотехнических параметров структуры к возмущениям, высокая вакуумная проводимость, относительная простота изготовления и настройки.

Главным недостатком УСШД считалось наличие паразитных типов колебаний, расположенных близко к рабочему типу. Однако уже найдены эффективные методы борьбы с паразитными типами колебаний в модульном построении УСШД с L -образными штангами. Разделение частот близ лежащих боковых и рабочего типов колебаний в УСШД в десятки раз больше, чем в БУС. Так, для медицинского ЛУЭ на 40 МэВ (проект НИИЭФА) в УСШД частотное разделение $\Delta f = 50$ МГц, в БУС с внутренними ячейками связи — 1,05 МГц. Такое разделение частот в УСШД существенно снижает трудности применения ВЧ-генераторов на магнетронах и одновременно позволяет разместить ввод ВЧ-мощности в любом месте структуры, так как большое частотное разделение делает не критичным выбор места расположения узла ввода ВЧ-мощности в УСШД.

Расчеты показали, что вакуумная проводимость в УСШД в несколько раз больше вакуумной проводимости БУС. Для того же медицинского ЛУЭ на 40 МэВ вакуумная проводимость УС, выполненной на базе БУС с внутренними ячейками связи, равна 0,15 л/с, на базе УСШД — 10,5 л/с.

В плане формирования ускоряющих полей в группирующем отрезке УСШД и БУС обладают одинаковыми возможностями, так как в начальной части структур может быть сформировано как поочередно спадающее по средней напряженности электрическое поле, так и поочередно нарастающее. Это обеспечивается конструкцией группирующего участка УСШД. Исследованы три варианта конструкции: с выступами на шайбах и диафрагмах, с частичным наклоном тела шайб к оси системы, со смещенными диафрагмами (рис. 4.2).

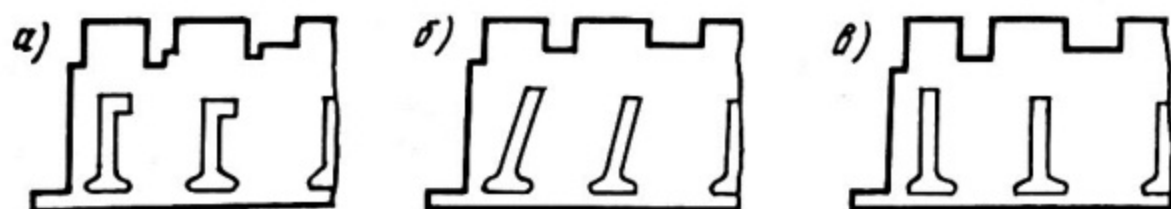


Рис. 4.2. Варианты конструктивных решений группирующего участка УСШД:

а) с выступами на шайбах и диафрагмах; б) с частичным наклоном тела шайб к оси системы; в) со смещенными диафрагмами

Лучшей конструктивной схемой группирователя, в плане наибольшей глубины регулировки средней напряженности электрических полей, являются схемы с выступом на шайбах и диафрагмах, а наиболее технологичны в изготовлении схемы со смещенными диафрагмами.

Традиционные структуры на БВ с использованием диафрагмированных волноводов предпочтительнее в ЛУЭ на энергию $10 \div 20$ МэВ вследствие более простой конструкции и технологичности изготовления. Среди других отличительных особенностей этих структур можно выделить высокий коэффициент захвата в режим ускорения, узкий энергетический спектр ускоренных электронов.

Практически, при выборе типа УС и схем ЛУЭ для ЛТ считают, что в слаботочных ускорителях на энергию $5 \div 8$ МэВ целесообразно использовать структуры со стоячей волной, в ЛУЭ на энергию $8 \div 20$ МэВ, а также во всех сильноточных — с бегущей волной или структуры типа УСШД. Диапазон энергий от 20 до 40 МэВ, в целях сокращения продольных габаритов ЛУЭ, целесообразно перекрыть с помощью ЛУЭ с циркулирующей пучка.

Относительно высокочастотного питания ЛУЭ для ЛТ можно сделать такие практические замечания. В большинстве моде-

лей ЛУЭ для лучевой терапии мощность дозы тормозного излучения составляет $3 \div 6$ Гр/мин и определяется не техническими, а клиническими требованиями. Допустимы и меньшие мощности дозы (до 1 Гр/мин), если учесть, что рекомендуемая медициной одноразовая интегральная доза облучения пациента должна быть не выше 2 – 3-х Гр. Требуемые мощности дозы относительно невелики, что позволяет использовать в качестве СВЧ-генератора для такого класса ЛУЭ магнетроны или клистроны с импульсной мощностью не более 5 МВт при небольшой средней мощности, что, в свою очередь, благоприятствует уменьшению потребляемой ЛУЭ электрической мощности из сети в целом.

Двухмегаваттные магнетронные генераторы используются в ускорителе на энергию до $10 \div 12$ МэВ. Магнетроны работают на частоте около 3 000 МГц, содержат устройства для механической подстройки частоты в пределах ± 4 МГц. Длительность СВЧ-импульса может достигать до 4 – 5-ти мкс, скважность $800 \div 1000$. В ускорителях свыше $10 \div 12$ МэВ в большинстве случаев применяют клистроны с импульсной мощностью 5 МВт. Клистроны используются в режимах с длительностью импульса до 5-ти мкс и скважностью $1000 \div 2000$. Они отличаются существенно большим, чем у магнетронов, анодным напряжением и несколько меньшим, чем у магнетронов, КПД. В терапевтических ЛУЭ клистроны во многих случаях работают в недонапряженном (по средней мощности) режиме, что способствует увеличению их долговечности. Необходимо отметить, что надежность и долговечность клистрона существенно больше, чем у магнетронного генератора.

При использовании клистронов в качестве источника СВЧ-мощности он располагается неподвижно, а СВЧ-энергия подводится к УС через вращающееся волноводное соединение. Магнетрон же качается вместе с ускоряющим устройством в консоли, поэтому такие терапевтические ЛУЭ не содержат вращающихся сочленений.

Все терапевтические ускорители оснащены системой автоматической подстройки частоты, которая устраняет медленный дрейф частоты, имеющей место, в частности, в начале каждого сеанса лечения и при качениях магнетрона в ротационных режимах. Системы коррекции частоты позволяют стабилизировать уход частоты магнетрона или задающего генератора клистрона с точностью до $\pm 15 \div 20$ кГц.

Конструктивные схемы ЛУЭ для ЛТ представлены на рис. 4.3, где показаны все системы ЛУЭ и их компоновка. В большинстве моделей терапевтических ЛУЭ ускоряющие устрой-

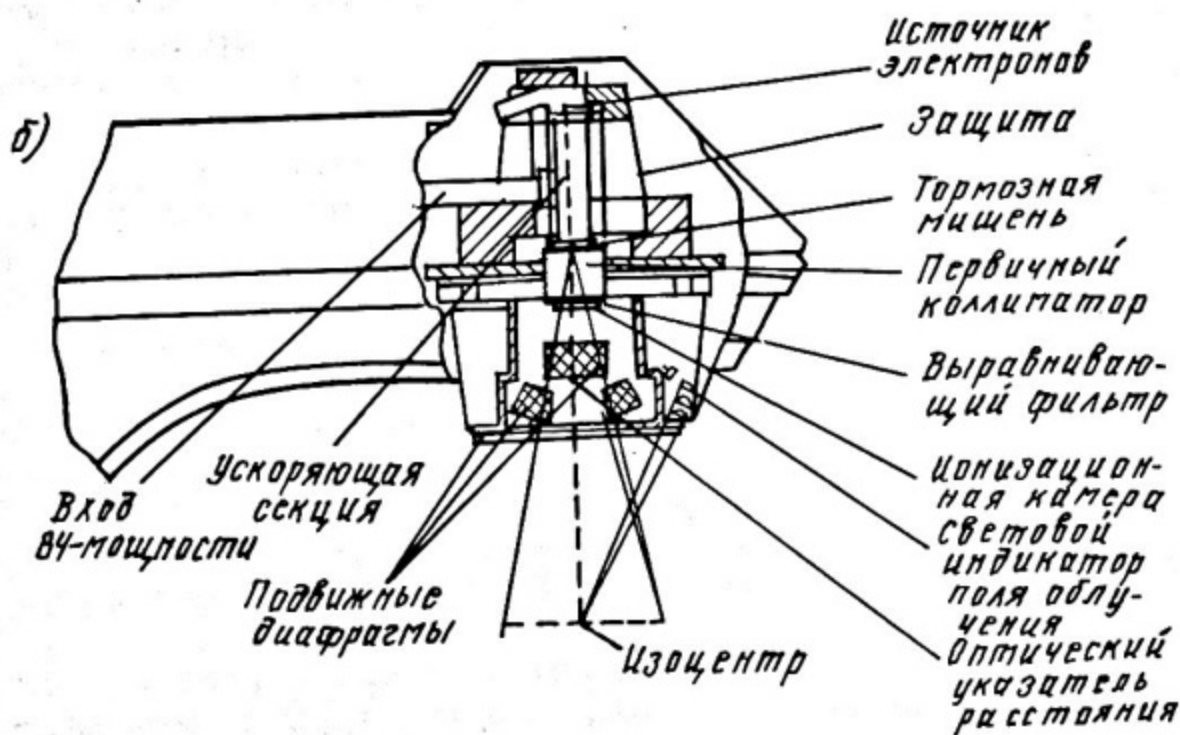
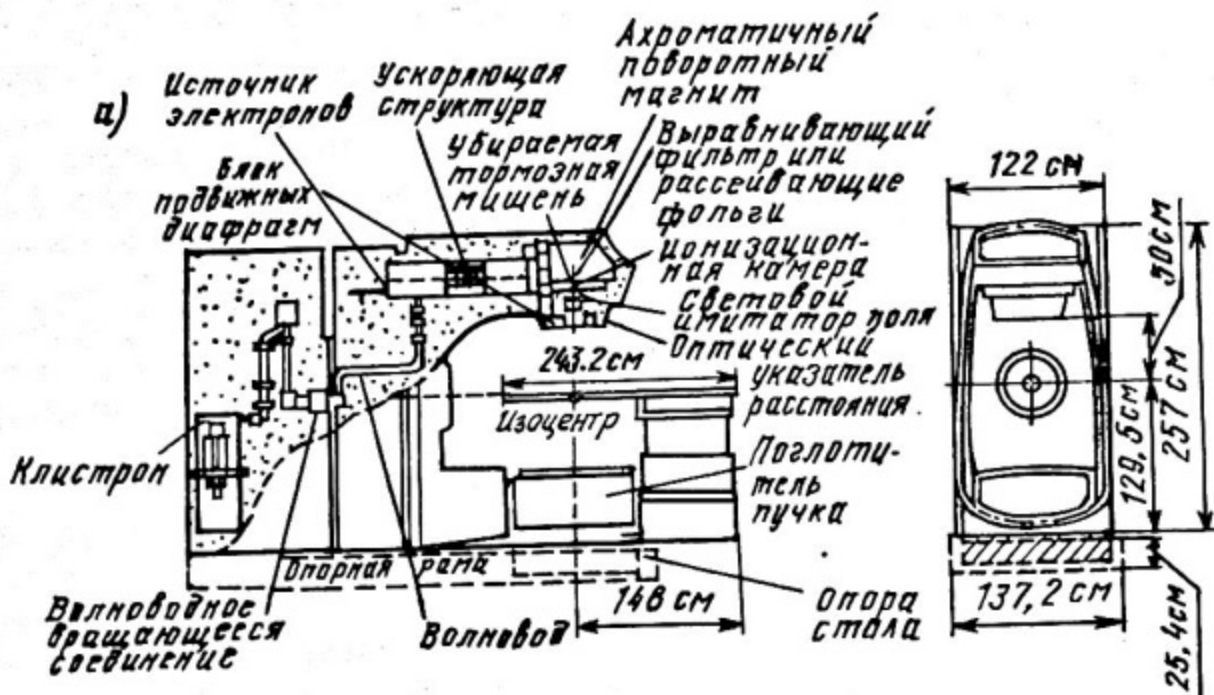


Рис. 4.3. Конструктивные схемы терапевтического ЛУЭ:
 а) с поворотом пучка; б) с "прямым" расположением ускоряющего устройства

ства размещаются горизонтально в консольной раме блока излучателя (рис. 4.3,а), совершающей изоцентрическое вращение. Пучок электронов, выходящий из ускоряющего устройства, должен быть повернут таким образом, чтобы ось пучка была направлена к изоцентру.

Изоцентрическое исполнение терапевтического ЛУЭ является его основной конструктивной особенностью. При таком исполнении все системы ЛУЭ конструктивно взаимосвязаны так, что центр опухоли совмещается с изоцентром ЛУЭ и терапевтическое излучение проходит через опухоль при всех положениях радиационной головки и при любом повороте терапевтического стола вокруг оси, проходящей через изоцентр. Это позволяет осуществлять режим многопольного облучения под различными углами, а также ротационное облучение (в том числе при вращении излучателя на 360°) и обеспечивает увеличение дозы в опухоли и снижение воздействия излучения на окружающие опухоль здоровые ткани.

На рис. 4.3,б показана конструктивная схема ЛУЭ с прямым расположением ускоряющего устройства. Такое исполнение приемлемо для ЛУЭ с энергией до 4 – 6-ти МэВ, имеющих короткие ускоряющие устройства, которые устанавливаются на раме вертикально, с направлением их продольной оси непосредственно в изоцентр. Можно сделать заключение об устройстве радиационной головки и ее конструктивной связи с терапевтическим ЛУЭ.

Радиационная головка является одним из основных устройств терапевтического ЛУЭ. Главная ее функция – формирование однородных симметричных полей облучения фотонами и электронами и измерение мощности дозы излучения. Конструктивно головка содержит следующие основные узлы: тормозную мишень и рассеивающие фольги для электронов; первичный коллиматор с выравнивающим фильтром; блок подвижных диафрагм; ионизационную камеру; световой имитатор поля облучения и оптический указатель кожно-фокусного расстояния.

Мишень предназначена для создания тормозного излучения и изготавливается из материала с большим Z . Образующийся лепесток тормозного излучения ограничивается первичным коллиматором, имеющим конусообразное расширяющееся отверстие. Первичный коллиматор определяет максимальный размер поля излучения в изоцентре (обычно это круг с диаметром $40 \div 50$ см).

Выравнивающий фильтр применяется для создания однородного поля облучения и представляет собой конус со сложным профилем по высоте. Он изготавливается из алюминия, меди, нержавеющей стали, а иногда и вольфрама.

Формирование тормозных полей облучения требуемых размеров и конфигураций осуществляется блоком подвижных диафрагм, состоящим из подвижных секторов, каждый из которых движется независимо друг от друга с помощью моторных приводов.

Ионизационные камеры в терапевтических ускорителях представляют собой многосекционные системы, с помощью которых производится измерение дозы и ее мощности, измерение и контроль симметрии и однородности поля облучения. Для индикации поля облучения в радиационной головке имеется световой имитатор.

Особенностью системы управления ЛУЭ для ЛТ является использование мини-ЭВМ и микропроцессорных методов управления ускорителем. В системах управления медицинских ЛУЭ лучших зарубежных фирм имеются дисплей и упрощенная клавиатура компьютера. На дисплее фиксируются заданные и фактически полученные в ходе лечения значения ряда параметров: доза, время облучения, скорость вращения излучателя в ротационном режиме облучения. С помощью микропроцессора осуществляется отыскание неисправностей, отключение ускорителя после набора заданной дозы и т.д. Использование в системе управления узлов и элементов, специфичных для электронно-вычислительной техники, позволяет выбрать необходимый для лечения вид работы ЛУЭ и тем самым индивидуализировать план лечения для каждой конкретной опухоли, приблизив его к оптимальному варианту.

Массо-габаритные характеристики медицинских ЛУЭ на энергию до 40 МэВ для различных зарубежных и отечественных моделей имеют большой разброс. Максимальный вес всего оборудования доходит до 20 тысяч килограмм. Максимальная потребляемая мощность от сети до 200 кВА.

Типовой план размещения оборудования ЛУЭ для терапии тормозным излучением с энергией $4 \div 10$ МэВ приведен на рис. 4.4.

4.2. ЛУЭ для дефектоскопии

Разработка ЛУЭ для дефектоскопии проводится как за рубежом, так и в Советском Союзе. В настоящее время в НИИЭФА ведется разработка ЛУЭ дефектоскопов в рамках создания единой серии ЛУЭ для медицины и промышленности.

Разрабатывается четыре модели ЛУЭ дефектоскопов: ЛУЭВ-2-200Д; ЛУЭВ-5-1500Д; ЛУЭ-8-2000Д и ЛУЭ-15-15000Д.

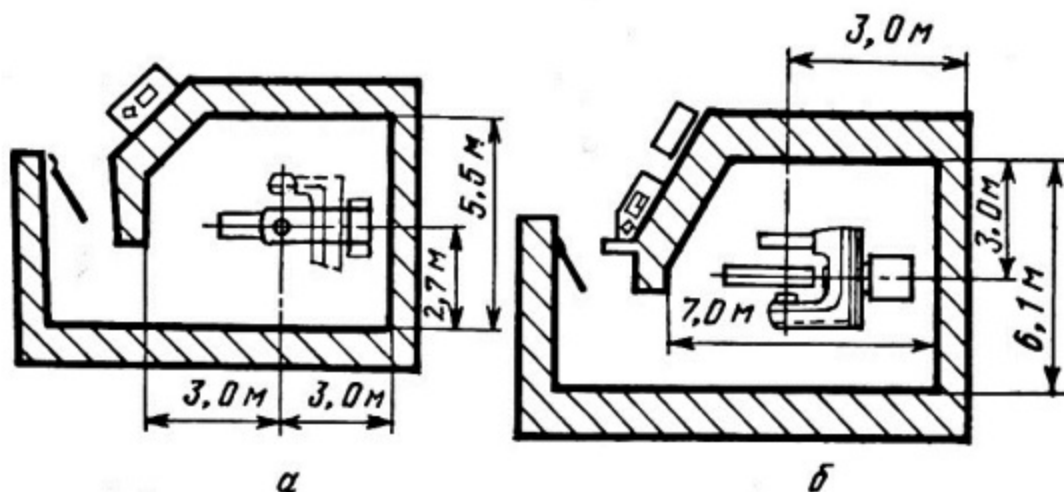


Рис. 4.4. План типового размещения оборудования ЛУЭ для терапии тормозным излучением:
 а) для ЛУЭ на энергию 4 МэВ; б) для ЛУЭ на энергию 10 МэВ

Их основные технические характеристики представлены в табл.4.2 в сравнении с лучшими зарубежными установками. При разработке этих дефектоскопов закладываются те же принципы унификации оборудования всего ряда, оптимизации массогабаритных и энергетических характеристик, автоматизации работы ускорителя и технологического процесса контроля и расшифровки снимков.

Отличительная особенность разрабатываемых моделей заключается в том, что в них отдано предпочтение ускоряющим системам с бегущей волной на базе диафрагмированных волноводов с повышенной дисперсностью (модели ЛУЭ-8-2000Д и ЛУЭ-15-15000Д), хотя, как показали экспериментальные исследования, для ЛУЭ этого назначения вполне конкурентоспособны и УС со стоячей волной, созданных на базе БУС (модели РЭЛУС, МИФИ).

Рассмотрим конструктивные особенности этих УС на примерах ускорителей модели ЛУЭ-8-2000Д (НИИЭФА) и РЭЛУС-1 (МИФИ).

Так, в ЛУЭ-8-2000Д в качестве УС был выбран диафрагмированный волновод в режиме БВ, работающей на $\pi/2$ -виде колебаний. При разработке этой модели были рассмотрены два варианта ЛУЭ, отличающиеся различной входной СВЧ-мощностью 8 (I вариант) и 5 МВт (II вариант). В варианте I параметр $a/\lambda = 0,0927$, $r_{ш} = 65$ МОм/м, в варианте II - $a/\lambda = 0,0725$, $r_{ш} = 72$ МОм/м. Участок волноводного группирователя, включая ТТВ, выполнен идентично для обеих структур. В обоих вариантах при одинаковой энергии инжекции в 45 кэВ на активной длине УС в

0,75 м получают энергию электронов $E = 8 \text{ МэВ}$, при номинальном импульсном токе $I_{\text{им}} = 0,10 \text{ А}$ ($I_{\text{ср}} = 100 \text{ мкА}$).

Максимальные ускоряющие поля при нулевом токе порядка 20 МВ/м, что вынуждает технологов позаботиться о надежности УС с точки зрения электрической прочности.

Конструктивно последние 6 ячеек структуры УС ЛУЭ-8-2000Д имеют альсиферовое покрытие, образуя встроенную поглощающую нагрузку. Альсиферовое покрытие нанесено в виде кольцевого пояса таким образом, что рассеиваемая СВЧ-мощность в расчете на одну ячейку оказывается примерно одинаковой. Спад амплитуды ускоряющего поля в ячейках нагрузки эквивалентен удлинению структуры на две ячейки без альсиферового покрытия, что учитывалось при расчетах и подтвердилось экспериментально.

Недостатками выбранного варианта являются повышенная сложность изготовления и настройки УС и необходимость введения стабилизации частоты магнетрона путем подстройки магнитного поля солексиды по сигналу, полученному с резонаторного датчика. По аналогичной схеме сделан и ЛУЭ-15-15000Д (его параметры приведены в табл. 4.2).

ЛУЭ-8-2000Д рекомендован для контроля изделий с толщиной от 100 до 400 мм, причем время экспозиции при 400 мм составляет $15 \div 20$ мин. ЛУЭ-дефектоскоп модели ЛУЭ-15-

1500Д целесообразно использовать для контроля изделий с большой толщиной ($400 \div 600$ мм). При толщине 600 мм экспозиция составляет около 40 мин.

О конструктивных особенностях ЛУЭ для дефектоскопии можно сделать следующие замечания. Основным узлом ускорителя-дефектоскопа является излучатель, в котором, как правило, размещается ускоряющее устройство с фокусирующим соленоидом, источник электронов, радиационная головка с мишенью, генератор СВЧ-мощности с волноводным трактом, отдельные элементы модуляторов СВЧ-генератора и источника электронов, вакуумная система, элементы водяного охлаждения и другие узлы. Несущей частью излучателя является каркас из стальных профилей, закрытый съемными кожухами, обеспечивающими электрическое экранирование оборудования. Излучатели дефектоскопов размещаются на электрокранах. Для этого они монтируются на специальных конструкциях-подвесках. Подвески имеют приводы поворота излучателя в горизонтальной плоскости в диапазоне углов $\pm 90^\circ$ в вертикальной плоскости в диапазоне углов от $+45$ до -90° . В свою очередь подвеска вместе с излучателем с помощью электрокрана

Таблица 4.2

Сравнительная таблица характеристик отечественных и зарубежных ускорителей для радиационной дефектоскопии

Основные характеристики	Наименование модели ускорителя, фирма и страна-изготовитель							
	ЛУЭ-2 НИИЭФА, СССР	Linatron 200, Varian, США	ЛУЭВ-5 1500Д, НИИЭФА, СССР	РЭЛУС-1, МИФИ, СССР	Linatron 1000, Varian, США	ЛУЭ-8 2000Д, НИИЭФА, СССР	ЛУЭ-15 15000Д, НИИЭФА, СССР	Linatron 6000, Varian, США
Мощность дозы тор- мозного излучения, Гр.м ² /мин (рад.м ² /мин)	2/200	2/200	13,7/1370	3,6/360	10/1000	20/2000	150/15000	60/6000
Номинальная граничная энергия квантов, МэВ	2	2	5	2,0- -5,5	6	8	18,5	16
Тип ускоряющего уст- ройства	БВ	СВ	БВ	СВ	СВ	БВ	БВ	СВ
Длина ускоряющего устройства (полная), м	0,4	0,1	1,2	0,95	-	1,1	2,56	1,4
СВЧ-мощность на входе МВт и тип СВЧ-генера- тора	2,5 К	около 1,6 М	2,25 К	1-1,2 М	1,6 М	5 М	6-7 М	5 К
Максимальная потреб- ляемая мощность, кВА	15	10	20	10	10	50	70	45

может совершать трехкоординатное линейное перемещение относительно контролируемого изделия.

Остальное оборудование дефектоскопов размещается непосредственно на электрокране и в других помещениях камеры просвечивания. Рекомендуемый план расположения оборудования и основные системы типового ЛУЭ для дефектоскопии представлены на рис. 4.5.

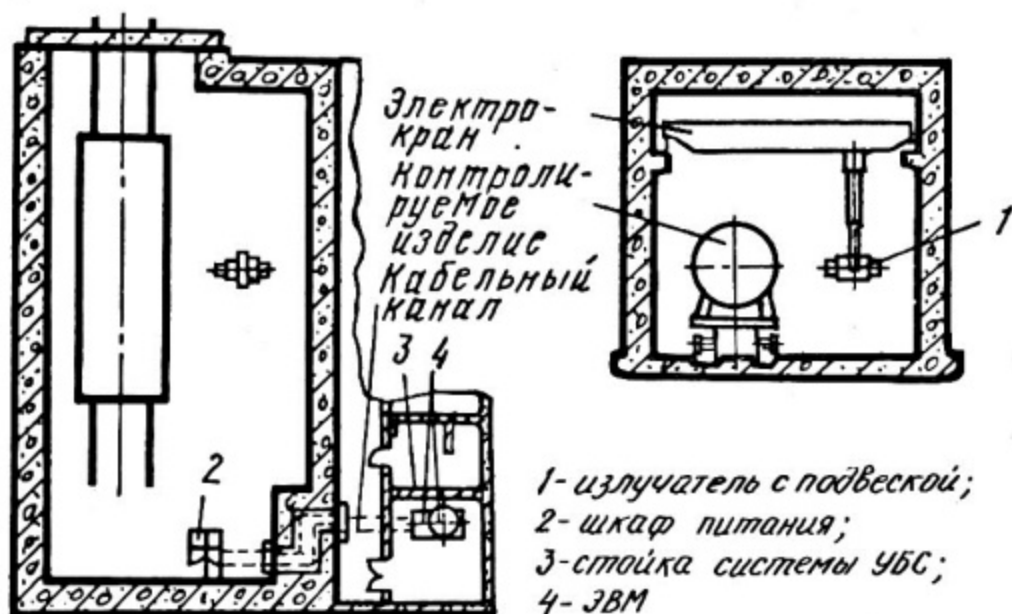


Рис. 4.5. Основные системы и рекомендуемый план расположения оборудования ЛУЭ для дефектоскопии

В настоящее время линейные ускорители-дефектоскопы модели ЛУЭВ-5-500Д и ЛУЭ-15-15000Д установлены и используются на ПО "Ижорский завод" и заводе Атоммаш. Практика показала, что во всем диапазоне толщин (от 50 до 600 мм) обеспечиваются высокая чувствительность радиографического метода контроля (лучше 1%) и высокая надежность работы ЛУЭ дефектоскопов этого типа, что в значительной степени объясняется тем, что в их конструкциях применены отработанные ранее мишенные узлы, катоды источников электронов, унифицированные элементы волноводного тракта и блоки систем импульсного питания.

В МИФИ был разработан и экспериментально исследован ЛЭУ модели РЭЛУС-1. Как видно из таблицы, его характеристики не уступают промышленным образцам ЛЭУ для дефектоскопии. В качестве УС с РЭЛУС-1 использован один из вариантов структуры БУС, описанный ранее.

Ускоритель РЭЛУС-1 имеет трехсекционную ускоряющую систему, выполненную с внутренними ячейками связи, эффективное шунтовое сопротивление которой составляет 62 МОм/м. Ускоряющие секции питаются через волноводный мост на 3 дБ. Группирователь имеет автономное питание. Источником ВЧ-мощности служит магнетрон МИ-202. Мостовая схема питания обеспечивает полную передачу ВЧ-мощности и стабилизацию частоты магнетрона с коэффициентом стабилизации от 8 до 12 в зависимости от режима работы. Кроме этой модели в МИФИ были разработаны также модели ЛЭУ типа РЭЛУС-2, РЭЛУС-3, РЭЛУС-4 [8].

4.3. ЛУЭ для активационного анализа и радиационно-технологических процессов

Ускорители моделей ЛУЭ-8-5А и ЛУЭ-15А для активационного анализа были разработаны и изготовлены в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова. Ускоритель ЛУЭ-8-5А предназначен, в первую очередь, для анализа состава золотосодержащих руд на основе реакций неупругого рассеяния гамма-квантов. При мощности пучка ускоренных электронов $5 \div 6$ кВт оптимальная граничная энергия активирующего тормозного излучения равна примерно 8 МэВ. Снижение энергии приводит к уменьшению мощности активирующего излучения и снижению выхода изомера ^{197m}Au , увеличение — к повышенной активации мешающих элементов матрицы. Оба фактора снижают чувствительность метода.

Ускорители ЛУЭ-15А предназначены для проведения многоэлементного фотоактивационного анализа на основе реакций (γ, n) , (γ, p) и т.д. Диапазон граничных энергий должен быть расширен до $20 \div 22$ МэВ. Особенностью этих ускорителей является то обстоятельство, что их возможности в значительной мере определяются нагрузочными характеристиками, т.е. зависимостью выходной энергии от ускоренного тока, импульсное значение которого может изменяться практически от нуля до 1 А. При максимальном значении тока возможно проявление эффекта ускорения импульса тока.

Это предопределяет выбор УС ЛУЭ. В обоих ЛУЭ используются волноводные УС с постоянным градиентом в режиме БВ. Как уже отмечалось, такие структуры имеют лучшую поперечную устойчивость пучка, чем структуры с постоянным импедансом. С целью упрощения технологии и снижения стоимости изготовления размеры ячеек меняются непрерывно лишь в волноводном группирователе, а в основной части УС, одинаковой для обеих моделей,

изменение размеров ступенчатое — от отрезка к отрезку, обеспечивающее квазипостоянную напряженность ускоряющего поля по всей длине ЛУЭ. Квазипостоянный градиент в УС ЛУЭ-8-5А поддерживается равным 50 кВ/см при импульсном токе 0,5 А и СВЧ-мощности на входе $P_{вх} = 7$ МВт. В ускорителе ЛУЭ-15А квазипостоянный градиент около 100 кВ/см имеет место при $P_{вх} = 7$ МВт и токе 0,035 А.

В ускорителе ЛУЭ-8-5А энергия изменяется от 14 до, примерно, 8 МэВ при изменении нагрузки током от нуля до 1 А, а в ЛУЭ-15А — от 24 до, примерно, 4 МэВ при таком же изменении нагрузки током. Из приведенных шифр видно, что нагрузочная характеристика ЛУЭ-15А имеет более резкий спад по сравнению с ЛУЭ-8-5А. Это объясняется тем, что в ЛУЭ-15А в два раза больше средняя напряженность поля и, как следствие этого, общее затухание в ЛУЭ-15А составляет величину 0,654, а в ЛУЭ-8-5А — 0,270 Нп при одинаковом минимальном отношении параметра нагрузки $a/\lambda = 0,0928$ на концевых отрезках в обоих ускорителях.

Таким образом, выбор оптимальной конструкции УС ЛУЭ для активационного анализа сводится к задаче выбора оптимального параметра затухания основной части структуры. В НИИ ЭФА были проведены анализы различных типов УС, включая УС со стоячей волной типа БУС, волноводных систем на БВ с постоянным импедансом, но с использованием КДВ, имеющих диски с радикальными щелями и структурой типа УСШД. Критерием оптимизации УС был фактор получения наиболее приемлемых нагрузочных характеристик. При практическом сравнении конструктивных вариантов ЛУЭ предполагалось, что в качестве СВЧ-генератора используется магнетрон с импульсной мощностью до 10 МВт (средней до 10 кВт) с соответствующей ему системой ВЧ-питания. При сравнительном анализе конструктивных вариантов ЛУЭ для активационного анализа был сделан вывод о преимуществе структуры типа УСШД, позволяющей ускорять большие токи и имеющей хорошие нагрузочные характеристики.

По поводу ЛУЭ для радиационной технологии можно сделать такие замечания. По типу УС и системе ВЧ-питания ЛУЭ для радиационной обработки изделий полупроводниковой промышленности практически не отличается от конструкций ЛУЭ для активационного анализа. Для этих целей нужны ЛУЭ с энергией $4 \div 6$ МэВ и средней мощностью ускоренного пучка $4 \div 5$ кВт. В настоящее время выпуск таких ЛУЭ освоил ЦНИИ "Электроника", который разработал ускорители моделей ЭЛУ-4 на энергию 4 МэВ и среднюю мощность пучка 4 кВт и ЭЛУ-6 на энергию 6 МэВ и

среднюю мощность пучка 4 кВт. В обеих моделях ЛУЭ в качестве УС используется КДВ, записываемый через традиционную систему ВЧ-питания от магнетрона, работающего в L -диапазоне (длина волны около 16 см). Ускорители оснащаются двумя типами выходных устройств: разверткой с длиной строки 450 мм и окном для вывода ускоренного пучка. Комплекс питается от сети напряжением 380/220 В и в номинальном режиме потребляет не более 50 кВт.

Заслуживают внимания проблемы разработки ЛУЭ непрерывного действия для радиационно-термической обработки стали и сплавов, а также для экологических применений (очистка промышленных и сточных вод, газообразных отходов от окислов серы и азота), при которых необходимо иметь среднюю мощность ускоренного пучка от десятков киловатт до нескольких мегаватт. Пока работа по созданию действующих ЛУЭ с такими параметрами пучка проводится на уровне теоретических и макетных исследований. Однако ЛУЭ непрерывного действия с достижимыми в настоящее время параметрами пучка разрабатываются также и для электронных ускорителей, предназначенных для исследований в ядерной физике, в частности, для разрезного микротрона непрерывного действия НИИ ЯФ МГУ на энергию 100 МэВ при среднем токе пучка до 100 мкА.

Проблемы разработки ЛУЭ непрерывного действия сводятся примерно к следующему: а) обеспечение больших электронных КПД ЛУЭ, при использовании СВЧ-генераторов M -типа со средней мощностью свыше 100 кВт; б) разработка системы охлаждения УС, обеспечивающей съём рассеиваемой на поверхности УС СВЧ-мощности на уровне $10 \div 30$ кВт на погонный метр ее длины; в) оптимизация УС с целью повышения эффективного шунтового сопротивления из-за низких напряженностей ускоряющих полей ($0,5 \div 1,5$ МВ/м) и относительно малых величин средних ускоряемых токов ($0,1 \div 2,5$ мА). Есть и другие проблемы разработки конструкций как самого ЛУЭ, так и его основных систем.

Рассмотрим кратко эти вопросы на примере разработки макета ЛУЭ непрерывного действия в ЦНИИ "Электроника" на энергию 1 МэВ и ток до 0,16 А.

Необходимость достижения высокого темпа прироста энергии предопределила выбор режима работы со стоячей волной. В качестве электродинамической системы используется БУС с резонаторами связи на оси как наиболее простая и технологическая из известных. Схематично ускоряющая секция представлена на рис.4.6.

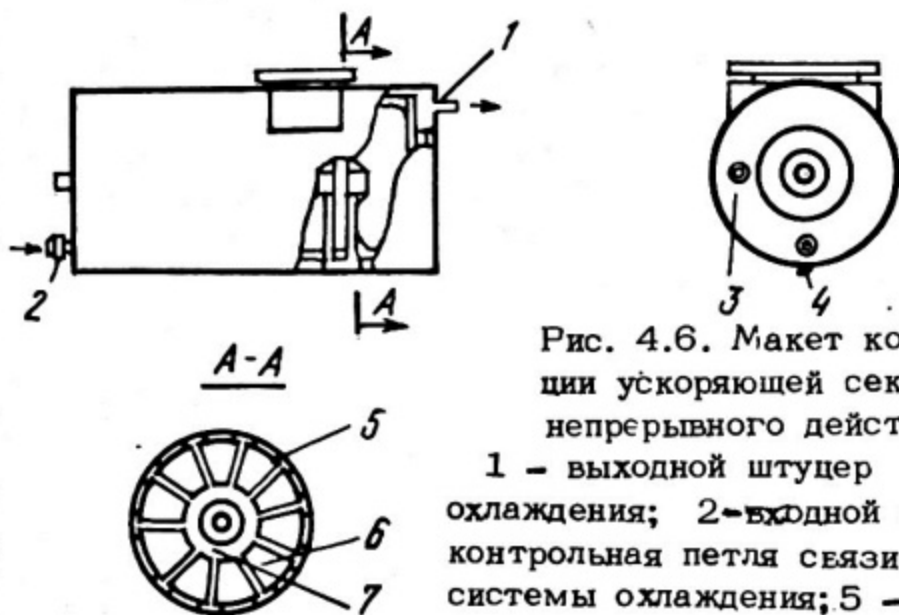


Рис. 4.6. Макет конструкции ускоряющей секции ЛУЭ непрерывного действия:

- 1 - выходной штуцер системы охлаждения; 2 - входной штуцер; 3 - контрольная петля связи; 4 - кожух системы охлаждения; 5 - продольные каналы; 6 - радиальные каналы; 7 - кольцевые каналы

Эксперименты, проводившиеся на макете ускорителя, показали необходимость разработки более эффективного, чем традиционные, способа охлаждения. Структура разветвленной системы охлаждения ясна из рисунка. Вода внутри кожуха 4 движется вдоль нижней половины секции по продольным каналам 5, поднимается по радиальным каналам 6, обтекая пролетные отверстия по кольцевым каналам 7, и проходит по верхним продольным каналам. Такая схема охлаждения позволяет осуществлять равномерный теплоотъем и предотвратить возможную деформацию резонаторов вследствие нагрева.

Макет УС состоит из двух секций длиной 0,57 и 0,76 м, каждая из которых включает в себя по 9 резонаторов. Выбор двухсекционной компоновки обусловлен возможностью осуществления устойчивой работы магнетрона на резонансную нагрузку при использовании в волноводном тракте 3-децибельного моста со связью по широкой стенке. Обе секции настроены на частоту СВЧ-генератора 912 МГц. Коэффициент связи между резонаторами 3,3%. Коэффициент связи секции с трактом соответственно 2,3 и 2,0%.

4.4. ЛУЭ для фундаментальных исследований

За последнее десятилетие углубилось представление о проблемных задачах фундаментальной и ядерной физики, для решения которых существует необходимость разработки электронных ускорителей на энергию от сотен МэВ до сотен ГэВ с прецизионными параметрами пучка. Для экспериментальной проверки теорети-

ческих гипотез разрабатываются проекты уникальных установок, составной частью которых являются ВЧ системы ЛУЭ. На их базе создаются электронные суперколайдеры, разрабатываются проекты комплексов для организации встречных линейных электрон-позитронных пучков (например проект ВЛЭПП, СССР) для проведения исследований по физике элементарных частиц; для исследований в области ядерной физики прорабатываются проекты ЛУЭ с рециркуляцией и растяжением ускоренного пучка, проекты разрезных микротронов, состоящих из ускоряющих СВЧ-структур и двух 180-градусных зеркально-симметричных магнитных систем, формирующих замкнутые орбиты и обеспечивающих условия синхронизма ускоряемых частиц и другие варианты ускорительных электронных комплексов. В настоящее время концепция создания нового поколения электронных ускорителей развивается более чем в 20 проектах. Ситуация здесь очень динамична, параметры установок, а в отдельных случаях и их схемы изменяются по мере появления новых идей и экспериментальных данных, а также уровня финансирования.

Рассмотрим лишь некоторые вопросы и проблемы научной и инженерно-технической разработки ВЧ-систем ЛУЭ на примере отечественного проекта установки ВЛЭПП [9], параметры базового варианта которого приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Таблица параметров проекта ВЛЭПП

Параметры	1 очередь	Полный проект
Энергия	2x150 ГэВ	2x500 ГэВ
Длина	2x1,5 км	2x5 км
Светимость	$10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Число мест встречи	5	5
Частота циклов	10 Гц	10 Гц
Число частиц в сгустке	10^{12}	10^{12}
Средняя мощность в пучке	2x250 кВт	2x900 кВт
Импульсная мощность ВЧ-питания	1000 ГВт	4000 ГВт
Полная потребляемая мощность от сети	15 МВт	40 МВт

Анализируя данные таблицы, можно заключить, что основные проблемы разработки проекта ВЛЭПП связаны с ВЧ-системой ЛУЭ (выбор УС для обеспечения высокого темпа ускорения и разработка системы ВЧ-питания, включая проблему СВЧ-генератора).

Выбору типа УС для ЛУЭ предшествовало исследование продольной и радиальной динамики ВЛЭПП. Для получения высокой светимости ($\Delta S \approx 10^{32}$ см⁻² за выстрел) в УС ВЛЭППа необходимо инжектировать сгусток электронов или позитронов с числом частиц 10^{12} , продольным размером $\Delta Z \approx 0,5$ см и фазовым объемом $\Omega/\pi = 10^{-8}$ рад·см. Динамику пучка в УС определяют поля излучения. Действительно, полное поле в структуре можно представить в виде суммы полей излучения $E_{изл}$, пропорциональных заряду q , и ускоряющего поля $E_{уск}$: $\vec{E} = q E_{изл} + E_{уск}$. Отбираемая пучком СВЧ-энергия $W = q E_{уск} - q^2 \bar{E}_{изл}$ ($\bar{E}_{изл}$ - средняя амплитуда поля, излученная единичным зарядом). Таким образом, для ускорения по-возможности большого заряда при заданном ускоряющем поле необходимо, чтобы излученная энергия была наименьшей, а так как последняя примерно пропорциональна количеству диафрагм на единицу длины, то оптимальной является π -структура.

Поперечная динамика пучка представляет свои требования к конструкции УС. Как известно, при отклонении сгустка от оси структуры излучаются несимметричные поля, обратная реакция которых приводит к появлению отклоняющих поперечных сил. Для малых отклонений ограничиваются полями с одной вариацией по азимуту, при этом амплитуда полей пропорциональна отклонению заряда от оси УС.

Усредненную по периоду структуры поперечную силу представляют в виде эффективного градиента \bar{G} , так что для силы будет иметь место выражение $F = \bar{G} \delta$:

$$\bar{G}(z_0) = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} [E_r(0, z, t) - H_\varphi(0, z, t)] dz,$$

где δ - отклонение заряда; a - период структуры; z - координата в сгустке. Расчеты показали, что величина градиента пропорциональна значению поля релятивистского диполя на краю отверстия в диафрагме, т.е. обратно пропорциональна квадрату радиуса отверстия, и, так же как в случае продольных сил, пропорциональна количеству диафрагм (на единицу длины структуры).

Поэтому для уменьшения градиента необходимо использовать \mathcal{P} -структуру с большими отверстиями в диафрагме.

С учетом этих особенностей, разработанная в ИЯФ СО АН СССР ускоряющая структура ВЛЭПП работает на частоте 6 ГГц и имеет коэффициент перенапряжения 1,6 при достаточно большом отверстии в диафрагме ($\Phi = 22$ мм, параметр нагрузки $a/\lambda = 0,22$).

Высокий темп ускорения требует получения очень высокой импульсной мощности ВЧ-генераторов (более 200 МВт/м). Поэтому главной технической проблемой создания линейного коллайдера является разработка ВЧ-генераторов сантиметрового диапазона совершенно нового уровня мощности (суммарная импульсная ВЧ-мощность полного проекта ВЛЭПП 4 000 ГВт). В настоящее время коммерчески доступные генераторы далеко не обеспечивают работы линейных коллайдеров. Основные надежды связывают с бурно развивающейся областью мощных электронных релятивистских пучков. Уровень генерируемой ВЧ-мощности, близкий к необходимому, уже получен. Необходимо, однако, развить технику мощных ВЧ-генераторов в усилительном режиме с тонкой регулировкой и стабилизацией частоты, амплитуды и фазы генерируемого излучения при значительной (10 Гц и более) частоте повторения и большом ресурсе работы.

Результаты экспериментальных исследований предельного темпа в УС ВЛЭПП, проведенные в 1985 г., таковы: достигнутый темп ускорения составляет 90 МэВ/м, при этом напряженность электрического поля на поверхности структуры 150 МВ/м.

Отметим еще некоторые технические проблемы разработки основных систем ускорительного комплекса ВЛЭПП.

Для получения на линейных коллайдерах высокой светимости одной из определяющих проблем является получение предельно сильной фокусировки в месте встречи (эффективная площадь пучков в месте встречи должна быть не больше 10 мкм^2). В качестве наиболее перспективного для ВЛЭПП метода такой фокусировки рассматривается вариант применения на конечном этапе фокусировки двух (с каждой стороны) очень сильных квадрупольных линз и компенсации их сравнительно небольшой хроматической аберрации с помощью остальных линз промежутка встречи. С учетом всех сложных физических процессов, возникающих при "лобовом" столкновении встречных пучков, конструктивно линзы должны быть миниатюрные, короткофокусные с градиентом $100 \div \pm 1000 \text{ кГц/см}$.

Рассматриваются следующие варианты конструкций линз. Это постоянные линзы из магнитного материала $SrCO_5$ с градиентом $100 \div 200$ кГс/см для сравнительно низких энергий ($100 \div 200$ ГэВ) и импульсные линзы с градиентом до 100 кГс/см для энергий до 500 ГэВ. Разработчики утверждают, что даже при планируемых малых апертурах максимальные поля в линзах не превысят технически реализуемых величин.

Задача обеспечения необходимой светимости определяет все проблемы технической и конструкторской проработки основных систем ВЛЭПП, включая и общую компоновку, допуски на расстановку и изготовление фокусирующих элементов и ускоряющих секций.

Основными источниками стохастических возмущений поперечного движения сгустков являются: а) случайные сдвиги оптических осей квадрупольных линз; б) перекосящиеся ускоряющих секций из-за ошибок их выставления относительно оптической оси фокусирующей системы; в) другие виды возмущений (развороты линз, нелинейность в линзах, нестабильность их градиентов и др.). Сделанные в ИЯФ СО АН СССР оценки показывают, что точность юстировки всех систем ВЛЭПП должна быть несколько микрон, а некоррелированная стабильность оптических центров линз составляет доли микрона. Предполагается рациональным для юстировки всех систем использовать сам пучок. При этом процедура подстройки может быть полностью автоматизирована и происходить во время работы ускорителя. Это снизит требования к долговременной стабильности фундамента ускорителя, грунта и т.д.

Важные дополнительные экспериментальные возможности линейных коллайдеров появляются при сравнительно дешевом изменении инжекционной части установки, так как начиная с энергии около 10 ГэВ становится возможным ускорение протонов в регулярной структуре ВЛЭПП с почти полным темпом ускорения до полной конечной энергии. Для обеспечения высокой светимости, такой же, как для e^+e^- -столкновений, требуется ускорять протонные сгустки столь же интенсивные и с таким же малым эмиттансом.

Общее представление о сложности всего комплекса можно составить, внимательно изучив рис. 4.7, на котором изображены основные системы установки ВЛЭПП.

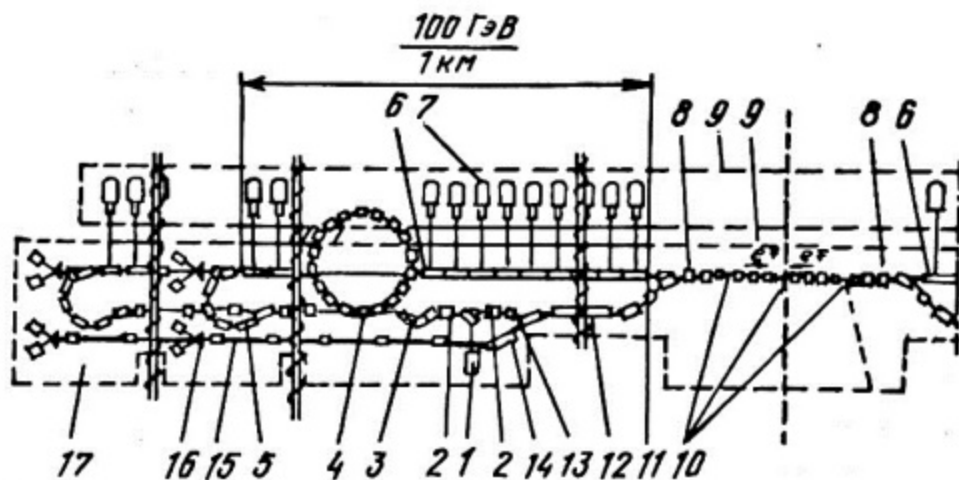


Рис. 4.7. Блок-схема ВЛЭПП:

1 - начальный инжектор; 2 - промежуточный ускоритель; 3 - дебанчер-монокроматор; 4 - накопительное кольцо; 5 - банчер; 6 - ускоряющие секции; 7 - источник СВЧ; 8 - импульсный дефлектор; 9 - фокусирующие линзы; 10 - места встречи; 11 - спектрометр; 12 - спиральный ондулятор; 13 - пучок γ -квантов; 14 - мишень конверсионная; 15 - остаточный электронный пучок; 16 - эксперименты на электронных (позитронных) пучках (со стационарной мишенью); 17 - вторая очередь

4.5. Контрольные вопросы

1. Назовите область применения современных ЛУЭ для прикладных целей.
2. Назовите характерные особенности терапевтических ЛУЭ, определяющих задачи разработки их конструкций.
3. Дайте сравнительную характеристику отечественных и зарубежных ЛУЭ для лучевой терапии.
4. Из каких практических соображений выбираются тип и величина мощности СВЧ-генератора для медицинских ЛУЭ?
5. Расскажите о назначении и устройстве радиационной головки медицинского ЛУЭ.
6. Каковы особенности ускоряющих систем, используемых в ЛУЭ для дефектоскопии?
7. Расскажите о конструктивных особенностях ЛУЭ для дефектоскопии.
8. С учетом каких особенностей ЛУЭ для активационного анализа проводится выбор типа ускоряющей системы и схемы ускорителя?

9. Расскажите об особенностях выбора ускоряющей системы для ЛУЭ непрерывного действия.
10. В чем особенности разработки высокочастотной системы в проекте ВЛЭПП?
11. Приведите и проанализируйте параметры проекта ВЛЭПП.
12. Какие физические соображения положены в основу выбора ускоряющей структуры, работающей на π -виде колебаний?
13. Каковы особенность проблемы фокусировки в проекте ВЛЭПП и пути ее решения?
14. Какова точность юстировки всех систем ВЛЭПП, необходимая для получения заданной светимости?

Список рекомендуемой литературы

1. Вальднер О.А., Собенин Н.П., Зверев Б.В., Шедрин И.С. Справочник по диафрагмированным волноводам. М.: Атомиздат, 1977.
2. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. Т. 3. Линейные ускорители. М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. *Loew G., Talman R. Elementary Principles of Linear Accelerators, Preprint, SLAC-Pub-3221A, September, 1983, Stanford University USA.*
4. *Wilson P. High Energy Electron Linacs: Applications to storage Ring R.F. Systems and Linear Colliders. SLAC-PUB-2884A, February 1982, Stanford University, USA.*
5. Милованов О.С., Собенин Н.П. Техника сверхвысоких частот. М.: Атомиздат, 1980.
6. Кириллин Ю.Ю., Николаев В.М., Прудников И.А. Зарубежные линейные ускорители для лучевой терапии: Обзор, ОВ-60. Л.: НИИ ЭФА, 1983.
7. Андреев В.Г., Вахрушин Ю.П. и др. Особенности применения ускоряющей структуры с шайбами и диафрагмами в линейных ускорителях электронов на стоячей волне. НИИ ЭФА П-В-0728. М.: ЦНИАТОМИНФОРМ, 1986.
8. Зверев Б.В., Собенин Н.П. Разработка малогабаритных ЛУЭ в МИФИ. Вопросы атомной науки и техники. Серия физического эксперимента, вып. 1(27), 1986, с. 3 - 5.
9. Балакин В.Е., Скринский А.Н. Линейные встречные пучки. Перспективы развития. М.: МИФИ, 1984.