

53

Н47

ИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО
И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ФИЗИКИ**

А Т О М И З Д А Т
1959

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО
И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

ВЫПУСК 2

ИЗДАТЕЛЬСТВО ГЛАВНОГО УПРАВЛЕНИЯ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Москва — 1959

Редактор
доктор физико-математических наук,
профессор **Б. М. Степанов**

ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборнике опубликованы работы сотрудников Московского инженерно-физического института.

В статье Л. И. Андреевой и Б. М. Степанова рассматривается электронная оптика и особенности работы различных многоканальных датчиков с большими выходными токами (до $7a$) и большим разрешением во времени ($2,5 \cdot 10^{-9}$ сек.).

Статья М. Н. Царегородцева описывает линейную схему пропускания импульсов любого знака с амплитудами от 0,5 до 50—60 в и скоростью нарастания импульсов порядка 450—300 в/мкsec на выходе схемы.

В статье П. И. Попова изложены методика расчета и теория работы электронного измерителя установившегося периода ядерного реактора, построенного на основе логарифмического метода измерения. Приводятся экспериментальные статические и динамические характеристики прибора. Для регистрации значений периода применяется магнитный осциллограф.

Статья Б. А. Долгошена, Б. И. Лучкова и В. И. Ушакова посвящена результатам исследования работы стандартных счетчиков МС-9, ГС-9, ГС-30 в режиме управляемого импульсного питания. Изучена зависимость времени, в течение которого счетчик «помнит» ионизацию, от условий импульсного режима. Описывается простой способ измерения скорости распространения разряда вдоль нити счетчика.

В статье А. Д. Власова рассматривается задача компенсации неблагоприятного влияния междусекционных промежутков на радиальные колебания частиц в линейном протонном ускорителе со знакопеременной фокусировкой с помощью специальных четырехполюсных магнитных (единичных и удлиненных) линз.

В статье И. Е. Иродова описывается метод расчета профилей полюсов магнитных анализаторов заряженных частиц по заданному распределению поля в плоскости симметрии (без учета «краевого» эффекта). Метод применим для радиально-симметричных и плоско-параллельных полей и основан на ре-

шении задачи потенциала с применением таблиц для кубических уравнений.

Статья А. Ф. Малова посвящена нелинейному исследованию ионно-оптических свойств скрещенных электрических и магнитных полей аксиально-симметричного секторного типа с неравноплечей фокусировкой и краями произвольной формы.

Статья М. А. Воробьевой исследует чувствительность метода светящейся точки.

В статье В. Г. Кириллова-Угрюмова, Б. А. Долгошина, А. М. Москвичева и Л. П. Морозовой приводятся результаты исследования рассеяния μ -мезонов с импульсом около $100 \text{ Мэв}/c^2$ в меди и железе, а в статье Б. А. Долгошина и Б. И. Лучкова — поляризация потока μ^+ -мезонов на уровне моря.

Статья В. И. Петровичева описывает экспериментальные результаты по теплоотдаче ртути в узких кольцевых зазорах для двух отношений внешнего и внутреннего диаметра (1,42 и 1,77) при наружном обогреве в условиях постоянной тепловой нагрузки на стенке наружной трубы. Показано, что в данном случае возможен расчет теплоотдачи на основе обычных формул для круглых гладких труб.

В статье О. Н. Репковой, Д. А. Василькова, Р. Л. Гречнюка описана возможность определения удельной поверхности порошков методом электронной микроскопии.

В. В. Вахнина и В. Ф. Семенов в своей статье описывают новую конструкцию балансного устройства радиоспектроскопа электронного парамагнитного резонанса.

Публикуемые работы имеют определенную научную и практическую ценность и могут быть полезны инженерам и научным работникам, работающим в различных областях физического приборостроения, автоматики и телемеханики и других областях техники.

Редактор

МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ДАТЧИКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. И. Андреева, Б. М. Степанов

В статье рассматривается электронная оптика и особенности работы многоканальных датчиков. Разработанные авторами многоканальные датчики для регистрации рентгеновского излучения с широкополосным выходом имеют выходной ток до 7a в зависимости от режима питания и разрешающее время $2,5 \cdot 10^{-9}$ сек.

Осциллографическая регистрация однократных импульсов и непериодических, быстроменяющихся потоков светового и рентгеновского излучения небольшой интенсивности вызвала необходимость иметь датчик с большими выходными токами и большим разрешением во времени.

Попытки использовать для этой цели типовые электронные умножители, предназначенные для работы в области небольших выходных токов, путем применения форсированных режимов питания выходных каскадов делались давно [1], [2].

В последнее время появились работы, посвященные описанию разработанных конструкций коаксиальных фотоэлементов [3] и электронных умножителей с коаксиальным выходом [4] для работы с выходными токами порядка нескольких ампер и разрешением во времени до $2 \cdot 10^{-9}$ сек.

Основные вопросы, которые возникают при разработке таких электронных умножителей, заключаются в необходимости создать достаточно малогабаритный прибор с большими рабочими поверхностями выходных эмиттеров, большой поверхностью катода, высоким коэффициентом усиления при малом уровне шумов, работающий при высоких покаскадных напряжениях, значительно превосходящих напряжения, при которых обычно работают типовые электронные умножители.

Для решения этих вопросов авторы стали разрабатывать многоканальные системы датчиков, сочетающих большие рабо-

чие поверхности эмиттеров и катодов с хорошим разрешением во времени.

На рис. 1 изображена двухканальная электронно-оптическая система. Ее особенность — в наличии двух типов катодов, один

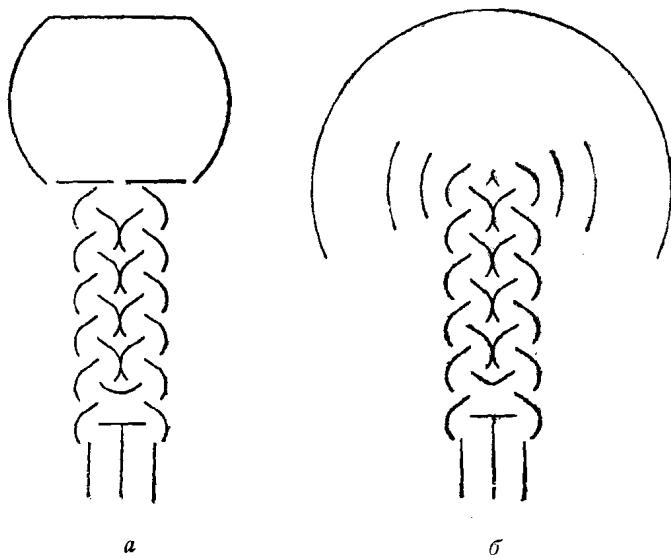


Рис. 1. Двухканальная система *a* — датчика с плоским катодом; *b* — датчика с цилиндрическим катодом.

из которых имеет плоскую рабочую поверхность, а другой — цилиндрическую. Система имеет коаксиальный выход, выполненный в виде емкости, работающей непосредственно на коаксиальную линию. Прикатодная электронная оптика и оптика выхода с умножающими каналами на коллектор для двухканальной системы представлена на рис. 2.

На рис. 3 показаны две четырехканальные электронно-оптические системы с коллектором коаксиального типа. Особенностью конструкций четырехканальных систем является коаксиальный коллектор, выполненный в виде коаксиальной линии, на центральный стержень которой, сквозь отверстия во внешней оболочке, собираются электроны, вышедшие с последних эмиттеров.

Электрооптика входа с катодов на умножающие каналы и выхода на общий коаксиальный коллектор изображена на рис. 4.

На рис. 5 представлена восьмиканальная электронно-оптическая система с коаксиальным коллектором, общим для всех восьми каналов умножения *). Особенностью данной конструк-

*) Прикатодная оптика и оптика выхода на коллектор разработаны студентом Н. В. Плещивцевым.

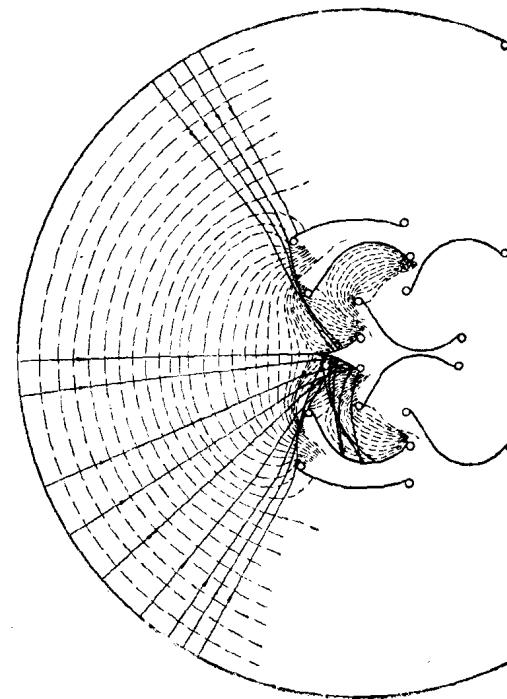
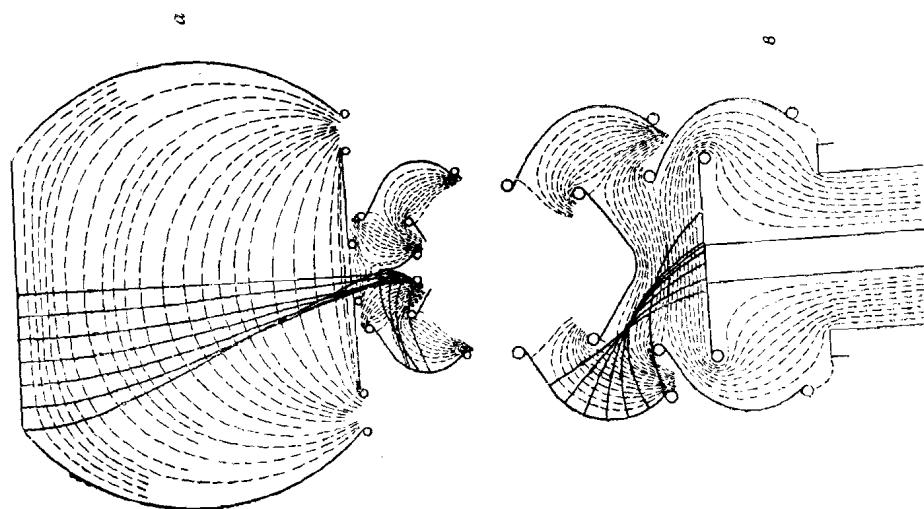


Рис. 2. Электрооптика оптика *a* — входа с плоского катода на умножающие каналы датчика; *b* — входа с цилиндрического катода на умножающие каналы датчика; *c* — выхода на коаксиальный коллектор, выполненная в виде емкости.



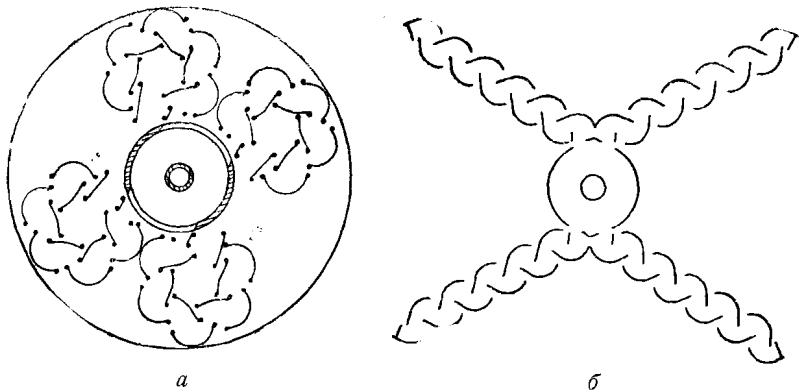


Рис. 3. Четырехканальная система *а* — датчика с расположением умножающих каналов по окружностям; *б* — датчика с расположением умножающих каналов под углом.

ции является наличие спаренных каналов умножения с сильно развитой рабочей поверхностью катодов и большая рабочая поверхность эмиттеров. Прикатодная электронная оптика восьмиканальной электронно-оптической системы аналогична прикатодной электронной оптике двухканальной системы. Электронная оптика выхода с одного из спаренных каналов на коаксиальный коллектор показана на рис. 6.

Разрешение во времени, даваемое многоканальными электронно-оптическими системами, определялось нами как максимальная дисперсия электронов по временам дохождения до коллектора при условии одновременного выхода их из рабочих поверхностей катодов. Расчет велся для напряжений на каскадах по 500 в и напряжениях на коллекторе от 1000 до 6000 в. Рассчитанное время для всех рассмотренных электронно-оптических систем лежит в пределах от $2,3 \cdot 10^{-9}$ до $2,7 \cdot 10^{-9}$ сек. при одинаковых размерах умножителей, работающих в каналах.

Во всех многоканальных электронно-оптических системах использованы эмиттеры корытообразного типа со специальными ушками для монтажа. В качестве конструктивного изолирующего материала для сборки многоканальных электронно-оптических систем используется предварительно обезгаженный микалекс. Его выбор обусловлен механической прочностью и хорошей обрабатываемостью.

Приборы нельзя обрабатывать при температуре выше 400—450° С, так как в них есть микалекс и стекло. Поэтому для получения высоких коэффициентов вторичной эмиссии эмиттеров активация эмиттеров ведется при температуре 650—700° С

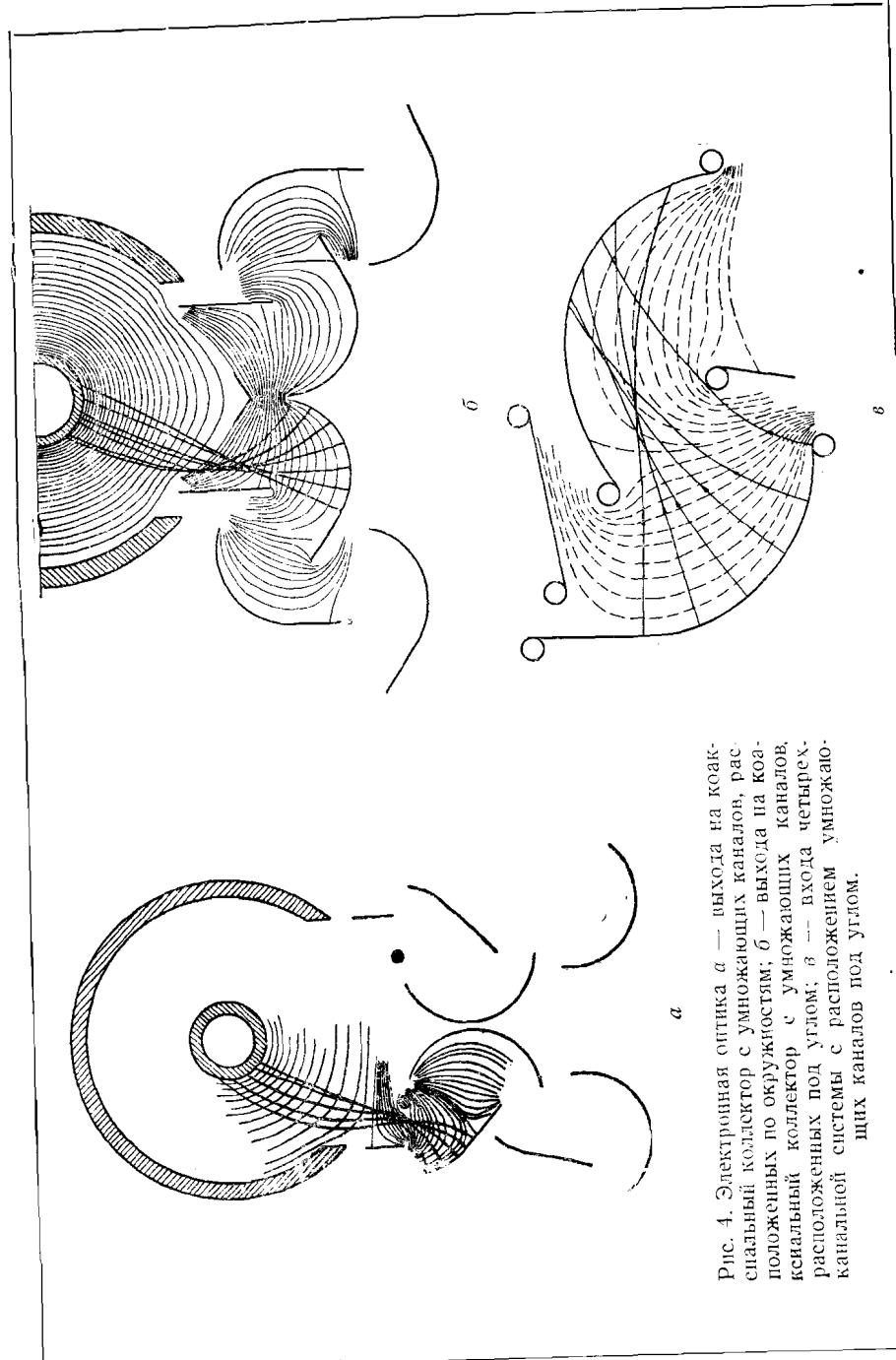


Рис. 4. Электронная оптика *а* — выхода на коаксиальный коллектор с умножающими каналами, расположенным по окружности; *б* — выхода на коаксиальный коллектор с умножающими каналами, расположенным под углом; *в* — входа четырехканальной системы с расположением умножающих каналов под углом.

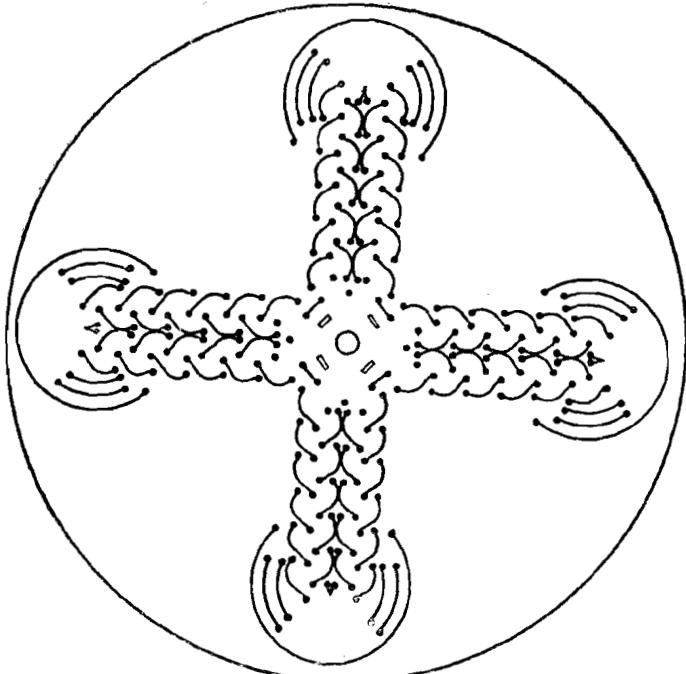


Рис. 5. Восьмиканальная система датчиков с коаксиальным коллектором.

вие прибора на отдельной установке. Сборка электронно-оптической системы ведется с уже активированными эмиттерами. После термической обработки в приборе при температуре 380—400° С коэффициенты вторичной эмиссии эмиттеров в полностью готовых приборах имеют величину от 5 до 7, что дает при десяти каскадах умножения и покаскадных напряжениях по 500 в общий коэффициент усиления α в пределах $10^7 < \alpha < 3 \cdot 10^8$.

Предназначенные для регистрации рентгеновского излучения многоканальные датчики выполнены в металлических тонкостенных вакуумных оболочках и имеют максимальную чувствительность $i = 10^{-12} - 10^{-11} \text{ а} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}/\text{квант}$ при рабочей поверхности катодов 60 см^2 и $i = 10^{-11} - 10^{-10} \text{ а} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}/\text{квант}$ при рабочей поверхности катодов 600 см^2 .

Чувствительность многоканальных систем измерялась при напряжениях между каскадами по 500 в и напряжении на коллекторе от 1500 до 6000 в и определялась как отношение тока коллектора к рентгеновскому потоку

$$i = \frac{I_k}{r} = e \sigma z S \text{ а} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}/\text{квант} \quad (1)$$

в диапазоне энергий от 0,3 до 1,3 МэВ. Здесь r — поток рентгеновских лучей ($\text{квант}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$), I_k — (ампер) — ток коллектора, e — заряд электрона (k), σ — квантовый выход (электрон/квант), равный $1,5 \cdot 10^{-3}$ в упомянутом диапазоне энергии рентгеновских лучей, a — коэффициент усиления

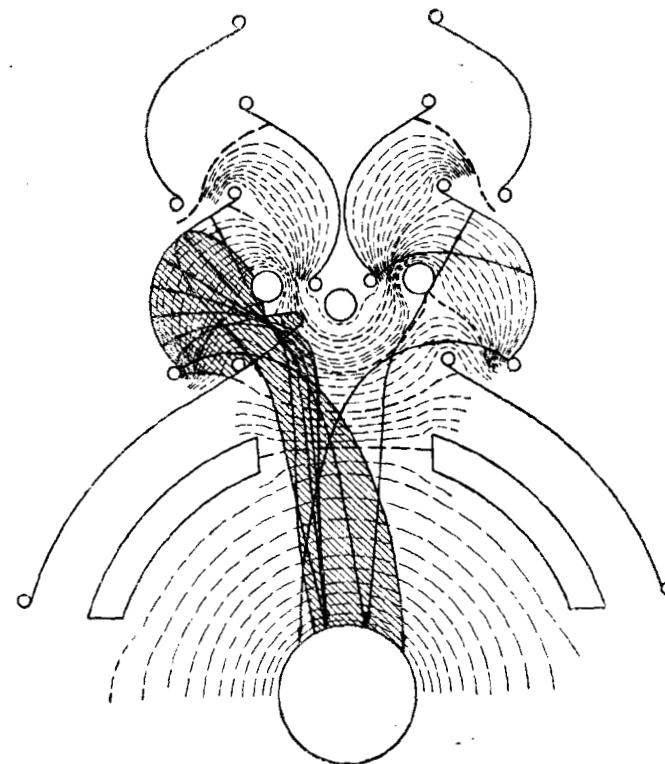


Рис. 6. Электронная оптика выхода со сдвоенного канала на коаксиальный коллектор.

многоканальной системы умножения и S — рабочая поверхность катодов (см^2).

Чувствительность всегда определялась нами при достаточно малых токах коллектора: в условиях, когда отсевом электронов из пучка на выходных каскадах за счет объемного заряда можно было заведомо пренебречь по сравнению с отсевом электронов, определяемым геометрическими факторами.

При работе с осциллографом, имеющим большую скорость записи и ждущую развертку, многоканальные датчики имеют

коэффициент отклонения j , приведенный к экрану электронно-лучевой трубы, равный

$$j = \frac{v}{z} \cdot \frac{1}{i} \text{ квант/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мм}, \quad (2)$$

где v — коэффициент отклонения (в/мм) электронно-лучевой трубы осциллографа и z — волновое сопротивление (ом) коаксиального коллектора и коаксиального кабеля, соединяющего датчик с отклоняющими пластинами электронно-лучевой трубы.

В нашем случае это волновое сопротивление равно 75 ом . При регистрации отдельных импульсов или быстременяющихся потоков рентгеновского или светового излучения не безразлично для правильного воспроизведения формы кривой регистрируемого явления, какой чувствительности применять датчик, так как при чрезмерно большой чувствительности флюктуационные явления в самом приборе могут исказить картину регистрируемого процесса. Определяя через $j_{\text{пред}}$ предельно возможный коэффициент отклонения датчика, отнесенный к экрану электронно-лучевой трубы осциллографа, при котором флюктуационные явления еще не будут сказываться на начале записи, можем написать

$$j_{\text{пред}} = \frac{N}{eS} \text{ квант/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мм}, \quad (3)$$

где N — полное число электронов (электрон/мм), вышедшее одновременно в пределах разрешающего времени τ (сек.) со всей рабочей поверхности катодов и давшее на экране электронно-лучевой трубы отклонение луча на 1 мм ;

$$\tau = \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2},$$

где τ_1 — разрешающее время датчика и τ_2 — разрешающее время электронно-лучевой трубы.

Разрешение во времени, даваемое многоканальными датчиками, рассчитанное по времени нарастания выходного импульса от $0,1$ до $0,9$ амплитудной величины при подаче на катоды датчика прямоугольной ступеньки светового или рентгеновского импульса и измеренное экспериментально для четырехканальной системы, равно $2,5 \cdot 10^{-9} \pm 0,5 \cdot 10^{-9}$ сек. Разрешение во времени электронно-лучевой трубы, измеренное по частотному спектру отклоняющей системы, равно $1 \cdot 10^{-9}$ сек. Таким образом, суммарная разрешающая сила многоканальных датчиков для всего регистрирующего тракта равна $2,7 \cdot 10^{-9}$ сек.

Выходные токи, которые можно получить с многоканальными датчиками описанной конструкции, в зависимости от режима питания достигают 7 а и более.

Максимальный уровень шумов при покаскадных напряжениях 500 в и напряжении на коллекторе до 6 кв для всех кон-

струкций многоканальных датчиков не превышает 10^{-5} а , что дает отношение сигнала к шуму при минимальном выходном токе, обеспечивающем при нагрузке 75 ом отклонение луча на экране осциллографа на один миллиметр, равное по порядку величины 10^4 . Максимальная амплитуда отклонения луча на экране осциллографа при коэффициенте отклонения электронно-лучевой трубы 20 в/мм будет при этом заключена в пределах от 8 до 26 мм в зависимости от величины выходного тока прибора.

Приведенные выше величины чувствительностей многоканальных систем датчиков близки к предельно допустимым и дальнейшее их увеличение за счет увеличения коэффициента усиления нецелесообразно. В самом деле, полагая, что нижний предел для N , обеспечивающий неискаженную флюктуационными явлениями запись начала регистрирующего процесса, равен 10 электрон/мм , можно определить, пользуясь выражениями (1) — (3), предельно допустимый коэффициент многоканального датчика, равный

$$a_{\text{пред}} = \frac{v}{e \cdot z N} = 4,5 \cdot 10^8, \quad (4)$$

где $\tau = 2,7 \cdot 10^{-9}$ сек., $z = 75 \text{ ом}$, $N = 10 \text{ электрон/мм}$, $v = 20 \text{ в/мм}$ и $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}$. Следовательно, предельно допустимая чувствительность i на основании выражения (1) для площади катода S , равной 60 см^2 , должна быть не более $a_{\text{пред}} \leq 6,48 \cdot 10^{-12} \text{ а} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}/\text{квант}$.

Применение микалекса в отпайных высоковакуумных приборах, работающих при высоких напряжениях на электродах, привело к необходимости изучить вакуумные свойства микалекса и влияние изменений вакуума на работу датчика.

Исследование показало, что после предварительного обезгаживания в вакууме в течение 60 — 80 час. при температуре 450 — 480° и давлении до $10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ микалекс приобретает свойства поглощать газы своей сильно развитой поверхностью, образующейся в результате длительной термической обработки в вакууме. После пребывания на воздухе в течение 60 час. обезгаженный микалекс, снова подвергнутый тепловой обработке (380 — 400° С) в вакууме, полностью восстанавливает свои свойства поглощать газы.

Влияние изменения вакуума на работу датчиков изучалось на специально изготовленном для этой цели приборе с электронной пушкой. На нее подавался однократный отпирающий импульс напряжения фронтом $2 \cdot 10^{-8}$ и длительностью 10^{-7} сек. Форма импульса тока, получающаяся на коллекторе прибора, фотографировалась с экрана электронно-лучевой трубы. При изменении вакуума от $5 \cdot 10^{-8}$ до $2 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ форма импульса тока не искается датчиком. При ухудшении вакуума (ниже $2 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$) передний фронт импульса тока

не изменяется, зато задний фронт все сильнее растягивается во времени и искажается, пока, наконец, при вакууме порядка $4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. датчик перестает работать из-за сильных шумовых токов и местных пробоев. При улучшении вакуума вся картина восстанавливается и форма импульса тока на коллекторе приобретает прежний вид. Дальнейшее улучшение вакуума не меняет формы импульса тока на коллекторе. Вакуум в приборе портился прогревом во время откачки стеклянного геттерного стаканчика, припаянного к вакуумному объему, в котором находился прибор.

Многоканальные датчики при напряжениях на каскадах до 300 в ведут себя аналогично существующим промышленным образцам электронных умножителей и в большинстве случаев имеют уровень шумов, измеренный на коллекторе, значительно ниже $10^{-8} - 10^{-9}$ а. При повышении напряжения на каскадах от 300 в и выше уровень шумов резко возрастает и при напряжении на каскадах по 500 в обычно наблюдаются перекосы напряжений на каскадах (напряжения на каскадах уменьшаются по мере продвижения к коллектору); исчезновение напряжения на одном-двух выходных каскадах и перекос напряжения на следующем за ними каскаде; исчезновение напряжения между двумя соседними каскадами, которое может возникнуть в любом месте датчика.

Все эти явления наблюдаются при питании датчиков от делителя напряжения с сопротивлениями между каскадами порядка одного мегома и обусловлены возникновением больших шумовых токов, причиной которых являются различного рода загрязнения и пыль, попадающие в прибор при его изготовлении.

После специальных опытов были выяснены некоторые причины возникновения больших шумовых токов. Так, загрязнения в виде тонких пленок, имеющих несколько молекулярных слоев, на краях и ребрах эмиттеров, где градиенты напряжений максимальны, после обработки в вакууме при температуре 380—400°С в течение 20—30 час. дают автоэлектронную эмиссию при напряжениях между каскадами порядка 400—500 в, причем электроны, испускаемые пленкой, попадая в межкаскадные промежутки, захватываются полем умножителя и образуют на коллекторе беспорядочные шумовые токи большой величины.

Пыль после термической обработки в вакууме обугливается и при напряжениях на каскадах свыше 400—500 в ориентируется по полю; в местах с большими градиентами напряжений снаряжает автоэлектронную эмиссию, в результате которой также возникают шумовые токи тем большей величины, чем ближе к катоду находится источник шума. Шумы, возникающие в приборах из-за наличия пыли, обычно удается ликвидировать или уменьшить на 2—3 порядка прожиганием межкаскадных про-

межутков искрой от катушки Румкорфа. Шумы, возникающие из-за наличия грязи, таким способом снизить нельзя.

Иногда в датчик при сборке попадают пылевидные ворсины органического происхождения. После термической обработки в вакууме они обугливаются и становятся проводящими, имея сопротивление порядка 5—7 тыс. ом. При включении напряжения между эмиттерами ворсины ориентируются по полю и дают замыкание между двумя соседними эмиттерами с сопротивлением замыкания того же порядка. Прожиг искрой от катушки Румкорфа разрушает ворсины, и замыкание ликвидируется. Однако в таком приборе, как правило, возникают сильные шумы за счет автоэлектронной эмиссии с остатков ворсины, имеющих градиенты напряжения на боковых поверхностях эмиттеров, где градиенты напряжения велики. Многократный прожиг искрой снижает шумы в этих приборах примерно на один порядок. Снижение уровня шумов в многоканальных датчиках, работающих при высоких напряжениях на каскадах и коллекторе, до 10 мка и ниже необходимо, чтобы пользоваться высокоомными делителями напряжения и определять чувствительность при малых выходных токах, когда можно считать, что отсев электронов из пучка обусловлен только геометрическими факторами.

В заключение авторы выражают благодарность К. В. Микерову и О. А. Шатер, принимавшим участие в разработке некоторых вопросов, затронутых в настоящей статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Post, N. S. Schieren, Phys. Rev. 78, 80—81 (1950).
2. A. Lundby, Phys. Rev. 80, 477 (1950).
3. W. C. Hall, B. M. Norton, J. W. Keller, S. H. Liebson, Nucleonics 11, 1, 49—55 (1953).
4. J. D. Shipman, M. R. Mc Craven, IRE Transactions on nuclear science 3, 1, 10 (1956).

ЛИНЕЙНАЯ СХЕМА ПРОПУСКАНИЯ ДЛЯ ИМПУЛЬСОВ ЛЮБОГО ЗНАКА

М. Н. Царегородцев

Описана линейная схема пропускания для импульсов любого знака с амплитудами от 0,5 до 50—60 в и скоростью нарастания импульсов на ее выходе порядка 450—300 в/мкsec. Схема используется в многоканальном анализаторе с быстрым запоминанием многих амплитуд импульсов на потенциалоносителе электронно-лучевой накопительной трубки и более медленным считыванием и регистрацией их.

Основные требования, предъявляемые к линейным схемам пропускания, состоят в следующем: 1) коэффициент пропускания схемы должен быть равен единице или нулю в зависимости от знака управляющего напряжения. Если коэффициент меньше единицы, то он должен быть постоянным, независимым от амплитуды пропускаемого импульса; 2) собственное время нарастания схемы должно быть незначительным по сравнению с временем нарастания пропускаемого импульса; 3) управляющее напряжение не должно проходить на выход схемы; 4) амплитуда управляющего напряжения не должна быть чрезмерно большой.

Проведенное нами исследование схем пропускания различного типа показало, что этим требованиям удовлетворяет в большей степени мостовая схема на четырех вакуумных диодах *), управляемая одинаковыми по величине, но различными по знаку импульсами, причем эти импульсы подаются на схему также через вакуумные диоды.

Блок-схема линейного устройства пропускания приведена на рис. 1, его принципиальная схема — на рис. 2. Импульсы поступают на схему пропускания (*СП*) через входной катодный повторитель (*КП*). К выходу блока *СП* присоединен выходной *КП*. Напряжения, управляющие блоком *СП*, создаются ключевой схемой (*КС*). На вход блока *КС* поступают импульсы, формируемые управляющим триггером (*УТ*). Блок *УТ* управ-

ляется внешними импульсами, совпадающими во времени с началом и окончанием интервала пропускания.

Схема пропускания представляет собой мост на двух диодах 6Х2П. Пропускание производится на нулевом уровне, поэтому импульсы на выходе схемы не имеют «пьедестала».

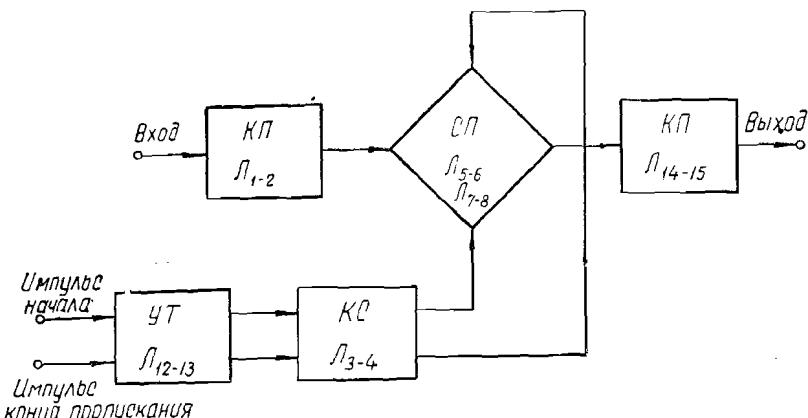


Рис. 1. Блок-схема линейного устройства пропускания импульсов.

Управляющие напряжения подаются к схеме моста через диоды *L₇* и *L₈*. Они включены так, что если через них проходит ток, то они являются непроводящими, и наоборот. Это позволяет обойтись управляющими напряжениями, величина которых соизмерима с максимальной амплитудой пропускаемых импульсов. Помимо того, схема оказывается нечувствительной к разбалансу этих напряжений.

Данные схемы пропускания: 1) коэффициент пропускания схемы, т. е. отношение амплитуды импульса на выходе к его амплитуде на входе порядка 0,88; 2) во время непропускания импульсы на выходе схемы отсутствуют; 3) скорость нарастания положительного фронта импульса на выходе катодного повторителя *L₁₄₋₁₅* порядка 450 в/мкsec, отрицательного — 300 в/мкsec.

Ключевая схема собрана на лампах 6П3 с общим катодным сопротивлением. Потенциалы на электродах ламп таковы:

Лампа	На катоде	На управляющей сетке		На аноде	
		при пропускании	при непропускании	при пропускании	при непропускании
<i>L₃</i>	-192	-235	-198	+70	-75
<i>L₄</i>	-192	-198	-235	-70	+75

*) J. Millman, T. Rickett, Proc. IRE, № 1, 29(1955).

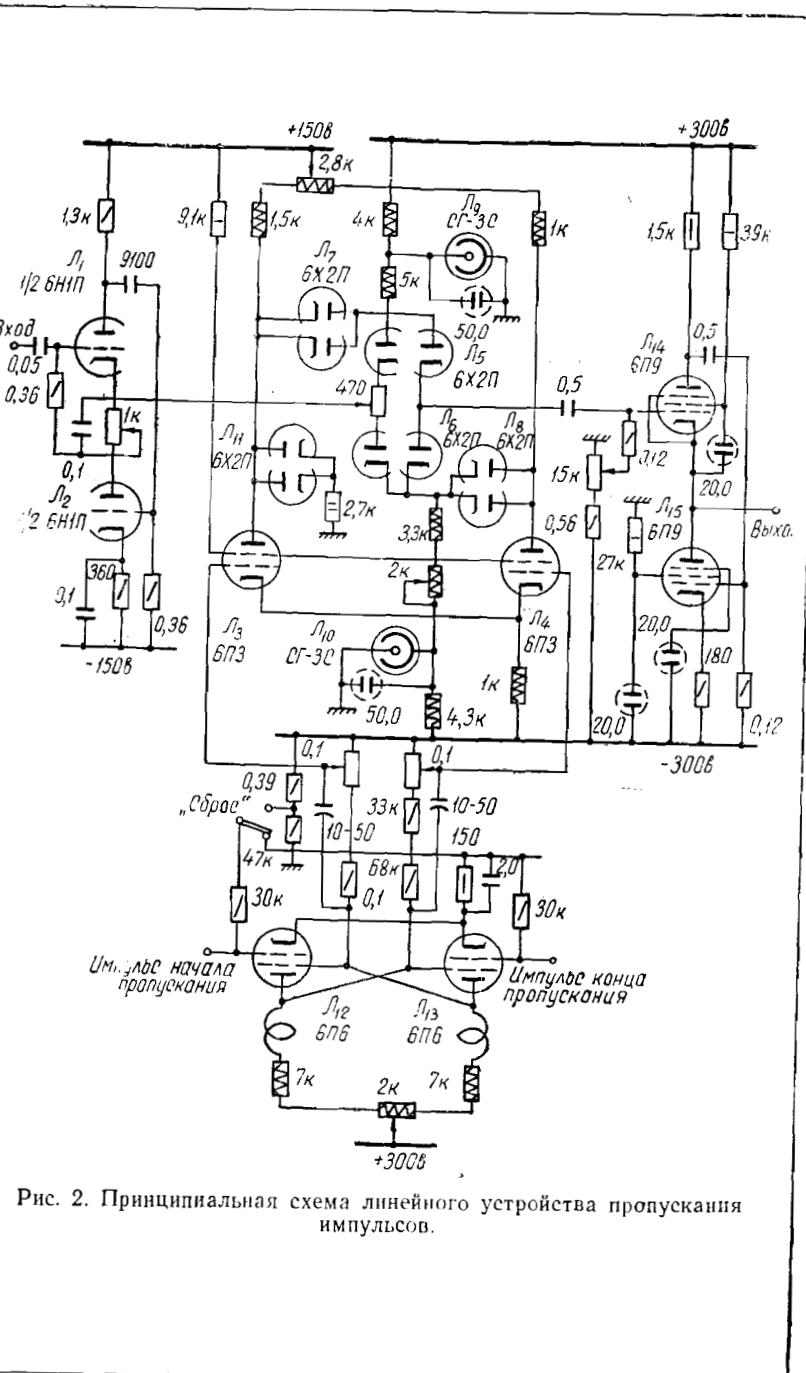


Рис. 2. Принципиальная схема линейного устройства пропускания импульсов.

Диод L_{11} уравнивает нагрузку ключевых ламп, благодаря чему на анодах ключевых ламп получаются равные по величине и различные по знаку управляющие напряжения. Скорость нарастания и спада этих напряжений порядка 350 в/миксек.

Импульсы для управления ключевыми лампами формируются триггером.

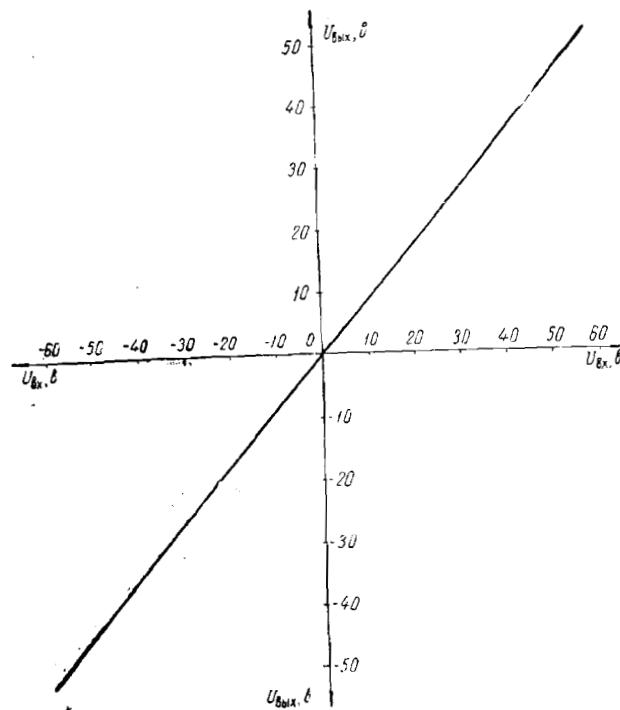


Рис. 3. График линейности схемы пропускания для отрицательных и положительных импульсов.

Управляющий триггер собран на лампах 6П6 со связью по экранным сеткам. На управляющие сетки ламп подаются импульсы, совпадающие во времени с началом и окончанием интервала пропускания. Для фиксации состояния «пропускание» в сеточную цепь лампы L_{12} введен тумблер «сброс». Для улучшения условий передачи фронтов импульсов с анодов триггера на сетки ключевых ламп делители напряжения в цепях экранных сеток сделаны компенсированными.

Вместо триггера для управления ключевыми лампами можно использовать любую формирующую схему, например блокинг-генератор, одновибратор (задержанный мультивибратор) и т. д.

График, характеризующий линейность схемы пропускания для отрицательных и положительных импульсов, приведен на рис. 3.

Описываемая схема пропускания используется нами в многоканальном анализаторе с быстрым запоминанием многих амплитуд импульсов на потенциалоносителе электронно-лучевой накопительной трубки и более медленным считыванием и регистрацией их.

В заключение автор благодарит К. Э. Эрглиса и В. И. Ефременко за помощь в работе.

РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ПЕРИОДА ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

П. И. Попов

В статье изложена методика расчета и теория работы электронного измерителя установившегося периода ядерного реактора. Прибор построен на основе логарифмического метода измерения. Приводятся экспериментальные статические и динамические характеристики прибора. Так как для регистрации периода используется магнитный осциллограф, являющийся нагрузкой с малым сопротивлением, большое внимание уделяется расчету выходного каскада электронного усилителя. Динамические характеристики иллюстрируются осциллограммами, полученными для различных значений установившегося периода.

Сущность логарифмического метода измерения периода

Как известно, величина установившегося периода ядерного реактора T_p связана с текущей плотностью нейтронов n соотношениями [1]

$$\frac{1}{T_p} = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dt}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{T_p} = \frac{d}{dt} \ln n. \quad (2)$$

В соответствии с уравнением (1) величина установившегося периода обратно пропорциональна относительной скорости изменения плотности нейтронного потока, т. е. относительной скорости изменения мощности P реактора:

$$\frac{1}{T_p} = \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dt}.$$

Функциональная блок-схема электронного измерителя установившегося периода реактора, построенная в соответствии с зависимостью (2), изображена на рис. 1.

Если I — ток ионизационной камеры, тогда $I = AP$, где A — коэффициент пропорциональности.

Логарифмирующий элемент и усилитель постоянного тока совместно представляют логарифмирующий усилитель [2], выходное напряжение которого U пропорционально логарифму тока I

$$U = k \ln I = k \ln AP = k \ln AP_0 e^{t/T_p}, \quad (3)$$

где $k = k_1 \cdot k_2$ (k_1 — коэффициент передачи логарифмирующего элемента, k_2 — коэффициент усиления УПТ).



Рис. 1. Функциональная блок-схема измерителя установившегося периода:
ИК — ионизационная камера, Лн — логарифмирующий элемент, УПТ — усилитель постоянного тока, С — дифференцирующая емкость Г — гальванометр.

Выход усилителя нагружен емкостью C и внутренним сопротивлением r_g гальванометра. Напряжение U_C на емкости C определяется из уравнения

$$U = k \ln AP_0 e^{t/T_p} = U_C + r_g C \frac{dU}{dt}. \quad (4)$$

Общее решение уравнения (4) имеет вид

$$U_C = ae^{-t/Cr_g} + k \frac{1}{T_p} t + k \ln AP_0 - k \frac{1}{T_p} Cr_g, \quad (5)$$

где a — постоянная интегрирования.

Выбрав соответствующим образом постоянную времени Cr_g , членом ae^{-t/Cr_g} в уравнении (5) можно пренебречь, и оно запишется так:

$$U_C = k \frac{1}{T_p} t + k \ln AP_0 - k \frac{1}{T_p} Cr_g. \quad (6)$$

Величина тока I_g , протекающего через гальванометр, обратно пропорциональна периоду реактора; она определяется из уравнения

$$I_g = C \frac{dU_C}{dt} = kC \frac{1}{T_p} = B \frac{1}{T_p}, \quad (7)$$

где $B = kC$.

Схема, приведенная на рис. 1, сравнительно проста, однако неудобна для регистрации и осуществления непрерывного контроля периода.

Функциональная схема прибора и расчет параметров звеньев

Функциональная блок-схема созданного на основе логарифмического метода прибора показана на рис. 2, а его принципиальная схема и цепь питания накальных цепей ламп — на рис. 3, а, б.

В качестве логарифмирующего элемента используется диод 6Д4Ж [3], имеющий логарифмическую вольтамперную характеристику в широком диапазоне. Кривые логарифма анодного току

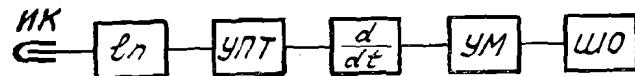


Рис. 2. Функциональная блок-схема прибора:
 d/dt — дифференцирующее звено, УМ — усилитель мощности; ШО — шлейфовый осциллограф.

тика в функции напряжения на аноде U_a для диода 6Д4Ж вычерчены на рис. 4. Для расширения диапазона логарифмирования оказалось необходимым для накала катода диода использовать постоянный ток и цепь накала присоединить к катоду. Для обеспечения нулевого потенциала катода напряжение накала диода выбрано равным 2,7 в.

Коэффициент передачи диода k_1 равен 0,15 в на одну декаду (десятикратное изменение) тока I_a или 0,0652 в на e -кратное изменение.

Для регистрации значений периода применен восьмийшлейфовый осциллограф типа МПО-2 с вибраторами V и IV, имеющими максимально допустимые амплитуды тока (соответственно 10 и 25 мА). Достоинствами магнитного осциллографа являются малая инерционность вибратора и достаточно высокая точность воспроизведения сигнала, а недостатком — малое входное сопротивление. Последнее обстоятельство предъявляет определенные требования к выходному каскаду — усилителю мощности, который должен иметь малое выходное сопротивление и, кроме того, обеспечивать перемену знака тока в зависимости от знака сигнала, поступающего на его вход.

Постоянная времени дифференцирующего звена τ_d выбирается из известного условия

$$\tau_d = R_d C_d \leq \tau_n,$$

где τ_n — постоянная времени регистрируемого процесса.

В нашем случае для регистрации периодов от 2,5 до 35 сек. постоянную времени дифференцирующей цепочки можно выбрать в пределах от 0,05 до 0,07 сек.

При заданной относительной ошибке ε и τ_d , равной 0,07 сек., время t , через которое относительная ошибка по м

дудию будет меньше допустимой величины, определится по формуле

$$t = R_d C_d \ln \varepsilon = 0,07 \ln \varepsilon. \quad (8)$$

Дальнейший расчет схемы прибора сводится к определению параметров усилителей и необходимой крутизны выходного каскада.

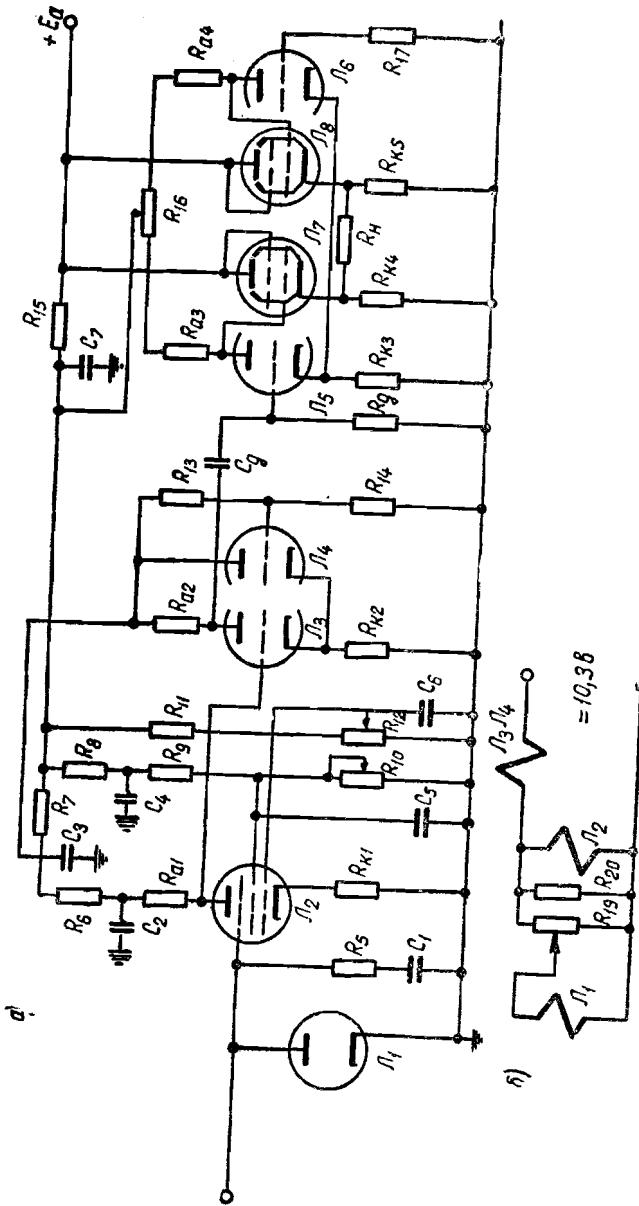


Рис. 3.
а — принципиальная схема прибора, б — схема питания цепей накала ламп J₁ — J₄.

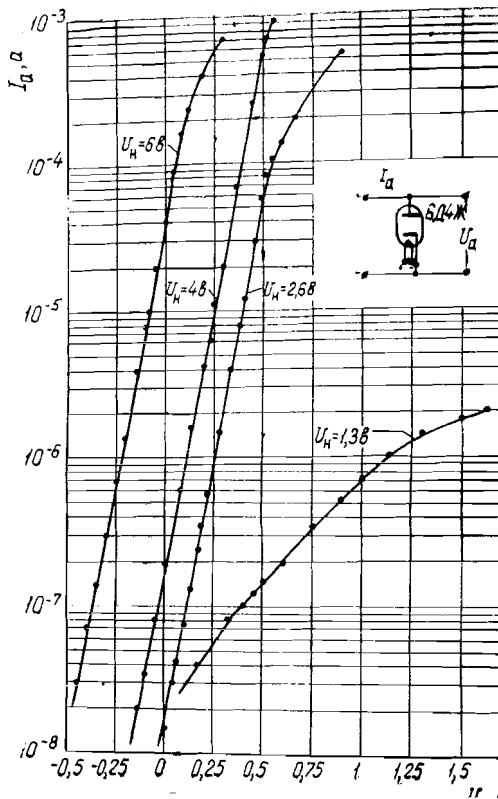


Рис. 4. Характеристики $\lg I_a = f(U_a)$ для лампы 6Д4Ж при различных напряжениях накала U_f .

Величина протекающего через дифференцирующую цепочку тока I_{R_d} равна

$$I_{R_d} = C_d \frac{dU_C}{dt} = C_d k \frac{1}{T_p},$$

а падение напряжения на сопротивлении R_d —

$$U_{R_d} = I_{R_d} \cdot R_d = k C_d R_d \frac{1}{T_p}. \quad (9)$$

Это напряжение поступает на сетку лампы L_5 выходного каскада. Ток на выходе схемы равен

$$I_h = kC_d R_d S \frac{1}{T_p}. \quad (10)$$

Задавшись конкретными условиями, положив, что периоду T_{po} , равному 2,5 сек., должна соответствовать определенная величина тока I_{ho} , и используя выражение (10), найдем

$$kC_d R_d S = I_{ho} T_{po}. \quad (11)$$

Постоянная времени $C_d R_d = 0,07$ сек., а коэффициент k , как было отмечено, равен произведению $k_1 \cdot k_2$.

Заметим, в первом каскаде усиления лампа L_2 работает в специальном режиме, не позволяющем получить высокий коэффициент усиления, поэтому он равен 2—3.

Необходимая крутизна выходного каскада определяется так:

$$S = \frac{I_{ho} T_{po}}{kC_d R_d}. \quad (12)$$

Режим работы ламп и основные расчетные соотношения для усилителей

Лампа 6Ж1Ж первого каскада усиления работает в специальном режиме: напряжение на аноде $U_a = 10$ в, на первой сетке $U_{c1} = 1$ в, на второй сетке $U_{c2} = 10$ в, на третьей сетке $U_{c3} = -3,7$ в, напряжение накала $U_n = 4$ в. Напряжения смещения на первую и вторую сетки задаются делителем, а на третью сетку — падением напряжения на сопротивлении R_{k1} . Этот режим работы ламп 6Ж1Ж обеспечивает большое входное сопротивление и — для снижения уровня шума — малый синфазный ток.

Второй каскад усилителя собран на лампе 6Н2П. Так как потенциал анода лампы 6Ж1Ж входного каскада относительно земли невысок (14—15 в), то повышение потенциала катода лампы 6Н2П второго каскада на 1,5—2 в по сравнению с потенциалом анода лампы 6Ж1Ж обеспечивает нормальный режим и ликвидирует потенциометрическую связь между каскадами. Отрицательная обратная связь, обусловленная сопротивлением R_{k2} , компенсируется правой половиной лампы 6Н2П, работающей в режиме катодного повторителя.

Выражение для коэффициента усиления второго каскада имеет вид:

$$k_3 = \frac{\mu R_{a2}}{R_{a2} + R_i + (\mu + 1) \cdot \frac{R_{k2} R_i}{R_i + (\mu + 1) R_{k2}}}, \quad (13)$$

где μ и R_i — соответственно статический коэффициент усиления и внутреннее сопротивление лампы.

При $R_{k2} (\mu + 1) \gg R_i$

$$k_3 = -\frac{\mu R_{a2}}{R_{a2} + 2R_i}. \quad (14)$$

Схема выходного каскада представляет собой дифференциальный катодный повторитель, гальванически связанный с дифференциальным усилителем напряжения. Повторитель и усилитель собраны соответственно на лампах 6П1П и 6Н1П [4].

При появлении сигнала на сетке лампы L_5 потенциал сетки лампы L_7 изменится на величину U_1 , а потенциал сетки лампы L_8 — на величину U_2 , причем U_1 и U_2 противоположны по знаку.

Ток I_h в нагрузке R_h выходного каскада определяется из формулы

$$I_h = \frac{R_i R_k}{R_h [R_i + (1 + \mu) R_k] + 2R_i R_k} (U_1 - U_2) S, \quad (15)$$

где R_i , μ , S — параметры лампы L_7 и L_8 ; $R_k = R_{k1} = R_{k5}$; R_h — сопротивление шлейфа, равное 6 ом.

Напряжения U_1 и U_2 являются результатом усиления напряжения U_{R_d} соответствующими секциями дифференциального усилителя напряжения, поэтому

$$U_1 = k_4 U_{R_d}, \quad U_2 = k_5 U_{R_d},$$

где k_4 и k_5 — коэффициенты усиления секций дифференциального усилителя напряжения.

Эффективная крутизна выходного каскада

$$S_3 = \frac{I_h}{U_{R_d}} = \frac{(k_4 + k_5) S R_i R_k}{R_h [R_i + (1 + \mu) R_k] + 2R_i R_k}. \quad (16)$$

Коэффициенты усиления k_4 и k_5 имеют следующие величины:

$$k_4 = \frac{R_{i1} + R_{a3} + \mu_1 R_{k3}}{R_{i1} + R_{a3} + 2\mu_1 R_{k3}} \cdot \frac{\mu_1 R_{a3}}{R_{a3} + R_{i1}}, \quad (17)$$

$$k_5 = \frac{\mu_1 R_{k3}}{R_{i1} + R_{a4} + 2\mu_1 R_{k3}} \cdot \frac{\mu_1 R_{a4}}{R_{a4} + R_{i1}}, \quad (18)$$

где μ_1 и R_{i1} — соответственно статический коэффициент усиления и внутреннее сопротивление ламп дифференциального усилителя напряжения. Следовательно,

$$k_4 + k_5 = \frac{\mu_1 R_a}{R_{i1} + R_a}, \quad (19)$$

где $R_a = R_{a3} = R_{a4}$.

С учетом (19) выражение для эффективной крутизны выходного каскада может быть записано

$$S_3 = \frac{R_i R_k S}{R_h [R_i + (1 + \mu) R_k] + 2R_i R_k} \cdot \frac{\mu_1 R_a}{R_{i1} + R_a}. \quad (20)$$

При соблюдении неравенства

$$[R_i + (1 + \mu) R_k] \cdot R_u < 2R_i R_k,$$

что справедливо для нашего случая, имеем:

$$S_s \approx \frac{\mu_1 R_p}{R_{ii} + R_a} \cdot \frac{S}{2}. \quad (21)$$

При $E_a = 270$ в, $R_u = 6$ ом, $R_{k4} = R_{k5} = 4,1$ ком, $S_s = 50$ ма/в, выходной каскад обладает линейной характеристикой в пределах $-28 \leq I_u \leq +28$ ма и обеспечивает высокую устойчивость величины начального тока на выходе.

Экспериментальные характеристики прибора

Зависимость тока нагрузки в функции от напряжения для выходного каскада представлена на рис. 5. Как уже отмечалось, выходной каскад обладает линейной характеристикой в пределах $-28 \leq I_u \leq +28$ ма.

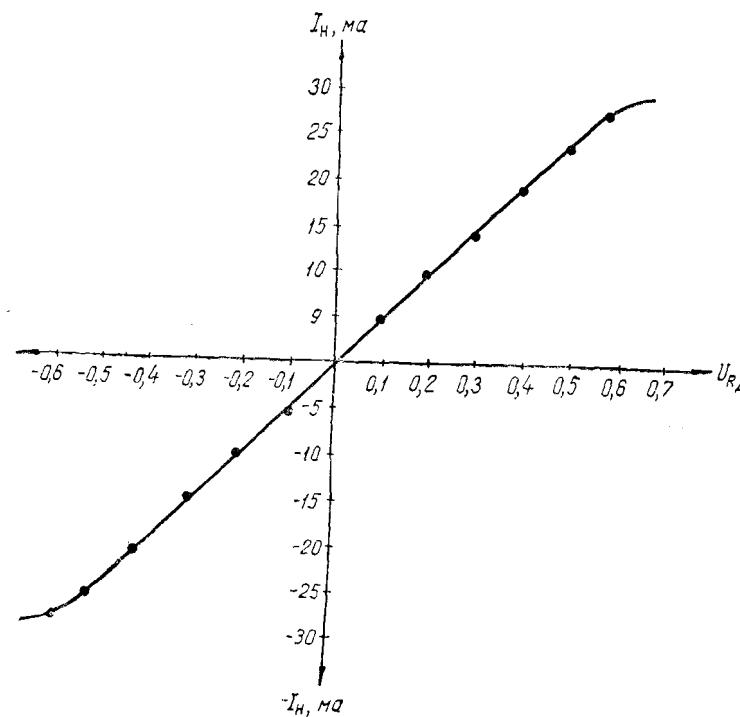


Рис. 5. Зависимость $I_u = f(U_{R_A})$ для выходного каскада.

Статическая характеристика тока I_u в зависимости от значений $\frac{1}{T_p}$ получена при изменении T_p от 2,77 до 35 сек. и изображена на рис. 6.

Динамические характеристики для периода со значениями 2,77, 11,7 и 27,5 сек. представлены на рис. 7. Они сняты при начальном значении тока на входе логарифматора $4 \cdot 10^{-7}$ а в сторону его уменьшения.

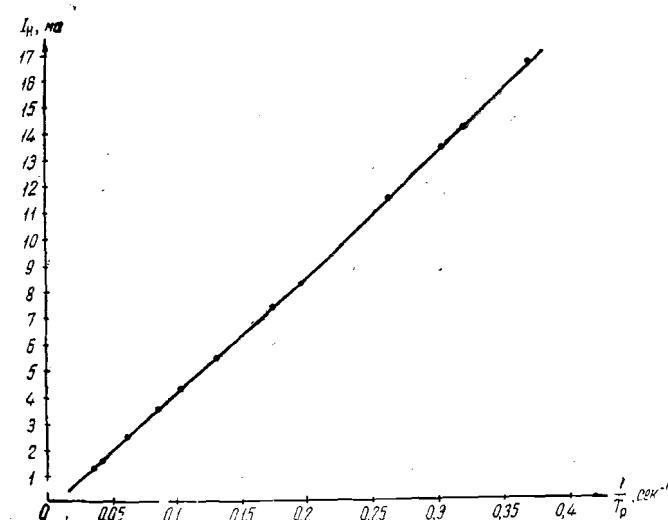


Рис. 6. Статическая характеристика прибора.

Время, в течение которого прибор регистрировал величину различных периодов, во всех случаях превышало их трехкратное значение. Анализ динамических характеристик показывает, что относительная ошибка измерения ϵ при этом не превышает 0,03. Экспериментально установлено, что минимальная величина тока, протекающего через диод, равна $1 \cdot 10^{-8}$ а. При меньших значениях тока погрешность выходит за пределы допустимой величины. Диапазон выходных показаний прибора перекрывает около пяти декад входного тока.

Чувствительность прибора

$$S_{np} = \frac{\Delta I_u}{\Delta \left(\frac{1}{T_p} \right)} = 46 \text{ ма/сек}^{-1}.$$

Время переходного процесса для всех значений T_p почти не изменяется и определяется в основном величиной постоянной времени дифференцирующего элемента.

При исследовании прибора в качестве источника анодного питания использовался электронный стабилизатор напряжения с коэффициентом стабилизации $k_{st} \approx 700$ и коэффициентом пульсаций выходного напряжения $p = 0,005\%$. Для питания

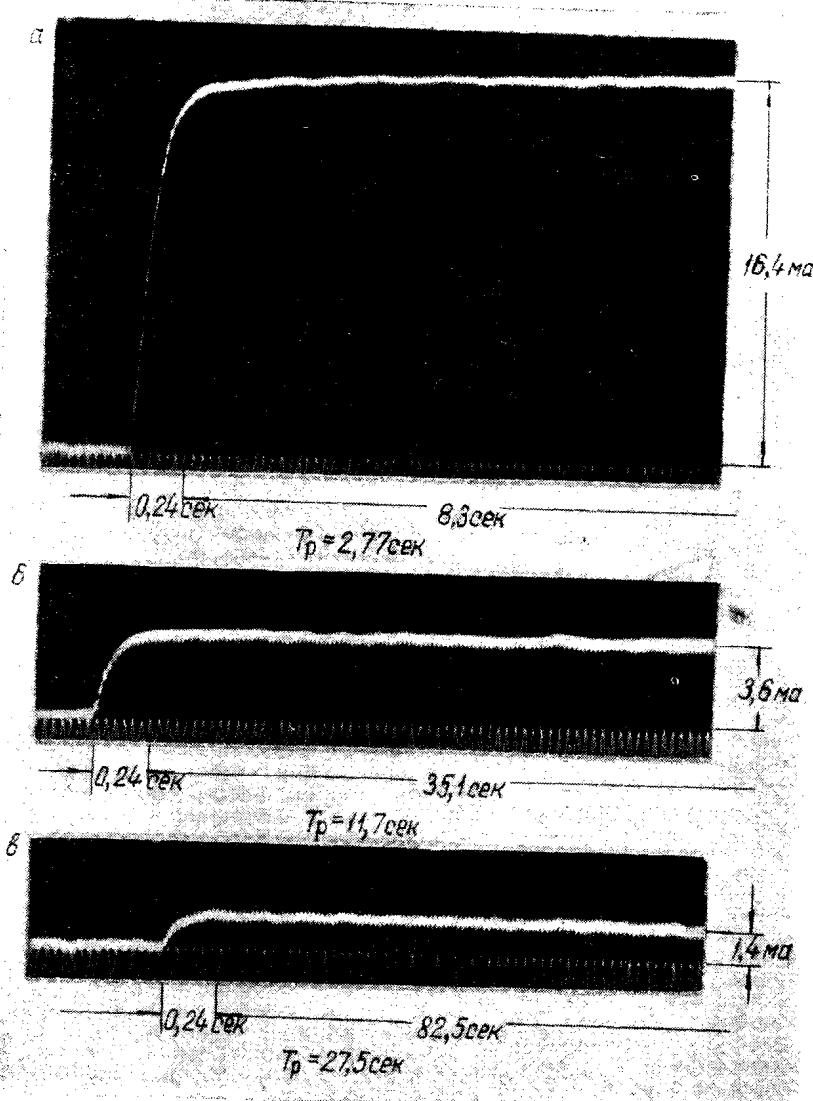


Рис. 7. Динамические характеристики прибора.

накальных цепей ламп $L_1 - L_2$ использовался стабилизированный источник с $k_{\text{ст}} = 20$ и $p = 0,01\%$.

Особенности монтажа

Для уменьшения влияния внешних электромагнитных полей на работу прибора схема смонтирована на шасси из листовой стали. Для уменьшения взаимного влияния элементов схемы лампы выходного и входного каскадов усиления конструктивно удалены друг от друга. Входной каскад смонтирован экранированным проводом, цепь накала выходного каскада также экранирована.

Заключение

Проведенные исследования и полученные расчетные и экспериментальные данные позволили оценить возможность использования прибора для измерения и записи установившегося периода реактора. Схема может быть использована в широких пределах изменения нейтронного потока (около пяти декад). Расширение пределов измерения может быть осуществлено включением делителя на входе схемы. Основным недостатком является существенная инерционность прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Глесстон и М. Эдлунд, Основы теории ядерных реакторов. ИЛ, 1954.
2. Jacky Weill, Nucleonics 3, 36 (1953).
3. П. И. Попов, Автоматика и телемеханика, Сборник статей. МИФИ, 1958, стр. 85.
4. Л. Л. Декабруин, Вопросы электроники в приборостроении, Сборник научных работ, № 12. Машгиз, 1957.

РАБОТА ГАЗОРАЗРЯДНЫХ СЧЕТЧИКОВ ПРИ БОЛЬШИХ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ

Б. А. Долгошин, Б. И. Лучков, В. И. Ушаков

Исследовались особенности работы стандартных счетчиков МС-9, ГС-9, ГС-30 в режиме управляемого импульсного питания. Изучена зависимость времени, в течение которого счетчик «помнит» ионизацию, от условий импульсного режима. Описывается простой способ измерения скорости распространения разряда вдоль нити счетчика.

Использование газоразрядных счетчиков в режиме управляемого импульсного питания, когда напряжение на счетчики подается через небольшой промежуток времени после момента прохождения частицы, обладает рядом достоинств: увеличенной разрешающей способностью, большой величиной (до 1 кв) и крутизной импульса.

Эти преимущества, указанные в работе [1], позволяют значительно упростить годографические установки, работающие на ускорителях и при исследовании космических лучей.

В настоящей работе описываются некоторые особенности работы счетчиков в подобном режиме.

Исследование работы газоразрядных счетчиков производится следующим образом.

При помощи телескопа из двух счетчиков, включенных в схему совпадений, регистрируются космические частицы. Импульс совпадений запускает генератор, вырабатывающий импульс питания длительностью от 0,3 до 4,5 мксек и амплитудой до 3 кв.

Импульс питания подается на исследуемый счетчик, помещенный между двумя счетчиками совпадений. В качестве генератора используется схема, описанная в работе [1], а также схема на водородном тиратроне ТГИ-1-50/5 с формирующей линией. Задержка импульса питания по отношению к моменту прохождения частицы регулируется от ~0,7 до 50 мксек. Нагрузка на счетчике 30 ком. В случае длительности импульса 0,3 мксек — импульс треугольной формы с временем нарастания 0,1 мксек и временем спада 0,2 мксек. При больших длительностях форма импульса — прямоугольная с фронтом нарастания порядка 0,1 мксек.

Работа счетчика при больших постоянных напряжениях

При больших постоянных напряжениях (выше порога Гайгера) изучались амплитудные характеристики*, эффективность регистрации и число ложных разрядов в зависимости от амплитуды и длительности импульсного напряжения $V_{\text{н}}$ и постоянного напряжения U_0 .

На рис. 1 изображены амплитудные характеристики счетчиков типа МС-9 и относительное число ложных разрядов при

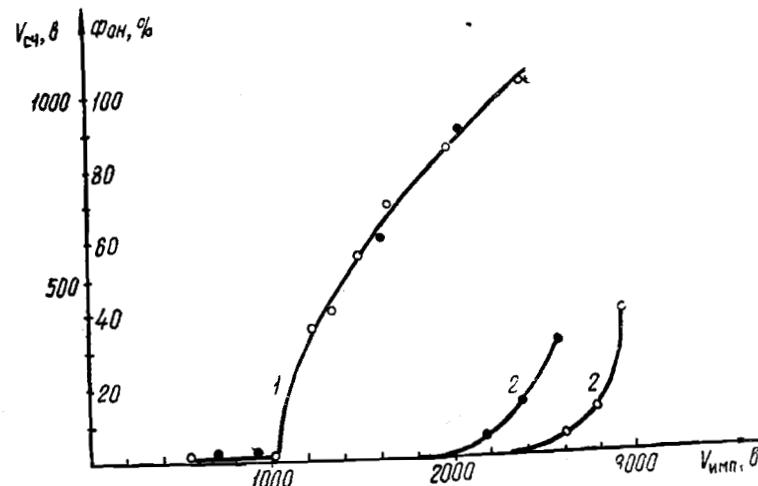


Рис. 1.
1 — амплитудные характеристики счетчиков МС-9 и 2 — относительное число ложных разрядов: $U_0 = -850 \text{ в}$; \circ — $\tau_{\text{имп}} = 0,3 \text{ мксек}$;
 \bullet — $\tau_{\text{имп}} = 4,5 \text{ мксек}$.

постоянном напряжении на счетчике, на 100 в превышающем порог области Гайгера. Вид амплитудных характеристик аналогичен характеристикам, полученным в работе [1]. При увеличении длительности импульса питания амплитудные характеристики не изменяются, но растет относительное число ложных разрядов, поэтому величина рабочей области**) зависит от длительности импульса, изменяясь от 700—800 и до 200—300 в длительности импульса, изменяясь от 0,3 до 4,5 мксек. Для счетчиков

* Следует терминологию работы [1].

**) Рабочей областью считается область импульсных напряжений, где эффективность регистрации больше 95%, а относительное число ложных разрядов меньше 0,5%.

одной партии амплитудные характеристики меняются очень слабо от счетчика к счетчику, характеристики же ложных разрядов изменяются очень сильно. По-видимому, причиной этого является различное состояние поверхностей нитей счетчиков.

Амплитудные характеристики счетчиков ГС-9 и ГС-30 при постоянном напряжении, превышающем порог области Гайгера на 100 в, практически совпадают с приведенными на рис. 1, но ложные разряды начинаются при меньших амплитудах импульса питания и число разрядов быстро растет с увеличением амплитуды; вследствие этого рабочая область счетчиков составляет 150—200 в для счетчиков ГС-9 и 100 в для счетчиков ГС-30 при длительности импульса порядка 0,3—0,5 мкесек. При длительностях импульса питания, больших 1 мкесек, счетчики ГС-9 и особенно ГС-30 имели очень малую рабочую область, и измерения при таких длительностях импульса питания для них не проводились.

Эффективность счетчика % зависит существенно от времени задержки импульса питания относительно прохождения частицы, причем время, в течение которого счетчик «помнит» прохождение частицы, зависит от числа зарядов, созданных в объеме счетчика, и скорости их собирания. В области Гайгера «память» счетчика, как будет видно из дальнейшего, зависит также от времени распространения разряда вдоль счетчика.

Семейство временных характеристик счетчиков МС-9 показано на рис. 2. Измерения проведены при нескольких постоянных напряжениях на счетчиках. Видно, что «память» счетчика составляет 5—6 мкесек; это противоречит данным работы [1], дающим результат в несколько раз больший. Из рис. 2 видно, что зависимость эффективности от постоянного напряжения не является монотонной. Вблизи порога Гайгера кривая эффективности регистрации как функции постоянного напряжения при фиксированном времени задержки импульса имеет резкий максимум (рис. 3). Такой вид кривой можно объяснить следующим механизмом. Время, определяющее «память» счетчика в области Гайгера, состоит из двух частей: времени распространения разряда вдоль нити и времени, в течение которого положительные ионы успевают отойти от нити на расстояние, достаточное для того, чтобы в момент подачи импульса питания поле в точке нахождения ионов было меньше необходимого для ионизации молекул газа положительными ионами. Время собирания электронов не учитывается, так как оно мало.

Рост эффективности при превышении порогового напряжения области Гайгера (720 в) вызывается возникновением слабого гайгерова разряда, распространяющегося вдоль нити. При дальнейшем увеличении напряжения сильно возрастает скорость распространения разряда вдоль нити и при данной задержке (6 мкесек) эффективность резко уменьшается.

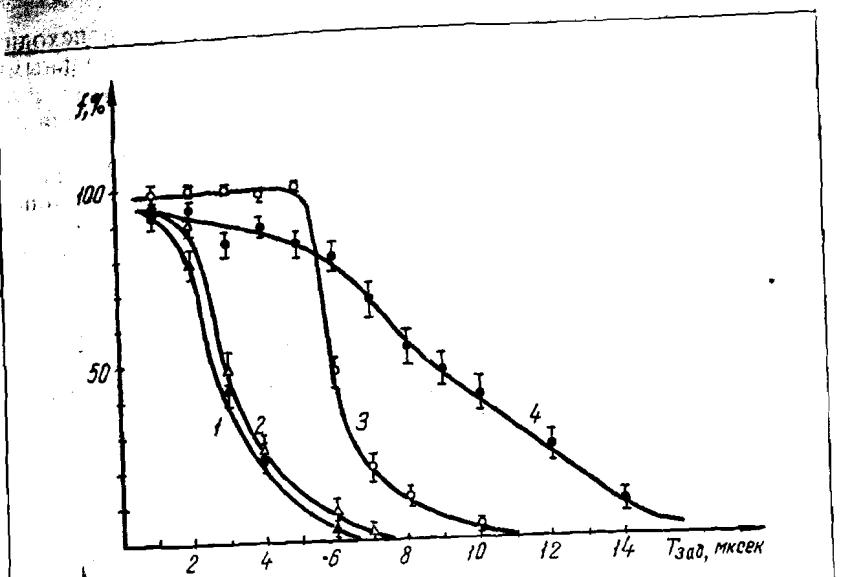


Рис. 2. Временные характеристики счетчиков МС-9
($\tau_{имп} = 0,3$ мкесек):
1 — $U_0 = -720$ в, 2 — $U_0 = -750$ в, 3 — $U_0 = -900$ в,
4 — $U_0 = -730$ в.

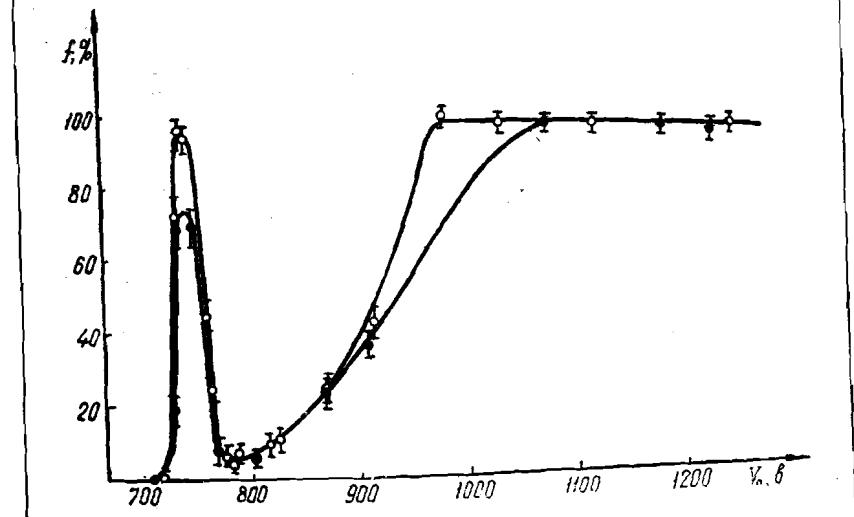


Рис. 3. Зависимость эффективности от постоянного напряжения
($T_{зад} = 6$ мкесек, $\tau_{имп} = 0,3$ мкесек):
○ — $V_{имп} = 2260$ в. ● — $V_{имп} = 2060$ в.

Последующий монотонный рост эффективности происходит за счет механизма, связанного с ионизацией положительными ионами. Для подтверждения такого механизма «памяти» изучалась зависимость времени «памяти» от места попадания частиц в счетчик. На рис. 4 показаны временные характеристики счетчиков МС-9 при U_0 , равном — 750 и — 1000 в, когда частицы проходили через середину (кривые 1 и 3) и конец (кривые 2 и 4) счетчика.

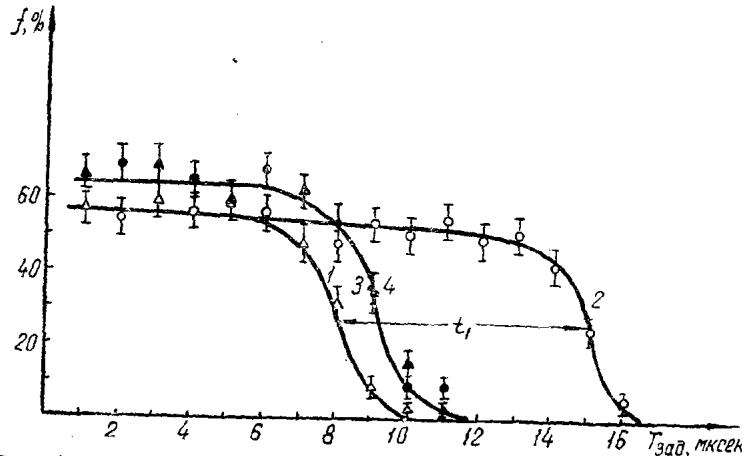


Рис. 4. Зависимость времени запоминания от места прохождения частиц (максимальная эффективность, меньшая 100%, определяется геометрией опыта).

Из кривых видно, что при — 750 в времена «памяти» для случая 2 в два раза больше, чем для случая 1. Это подтверждают приведенные выше соображения и позволяют вычислить скорость распространения разряда в счетчике МС-9 при этом напряжении:

$$v = \frac{l_{\text{чи}}}{2t_1} = \frac{28}{2.7} \text{ см/мкsec} = 2 \text{ см/мкsec.}$$

При $U_0 = -1000$ в кривые 3 и 4 практически совпадают, так как время распространения разряда при этом напряжении становится малым, и память определяется ионизацией положительными ионами.

Кривые рис. 3 и 4 существенно не меняются при увеличении длительности импульса питания от 0,3 до 4,5 мкsec.

Для счетчиков ГС-9 и ГС-30 скорость распространения разряда не увеличивается так резко, как для счетчиков МС-9, и поэтому на кривых типа рис. 3 максимум эффективности при увеличении напряжения на счетчике вблизи порога области

Гайгера выражен менее сильно. Измеряя для ГС-9 и ГС-30 кривые типа рис. 4, можно также оценивать скорости распространения разряда вдоль нити. Таким образом, можно сравнительно просто исследовать зависимость скорости распространения разряда от постоянного напряжения на счетчиках вблизи порога области Гайгера.

Временные характеристики счетчиков ГС-30 показаны на рис. 5. Кривые 1 и 2 соответствуют области уменьшения эфек-

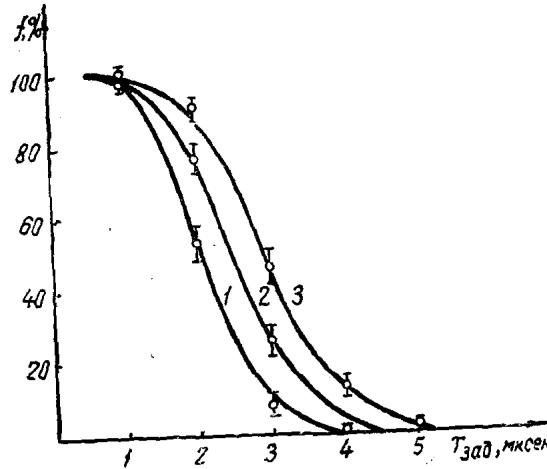


Рис. 5. Временные характеристики счетчиков ГС-30:

- 1 — $U_0 = -1310$ в, $V_{\text{имп}} = 1400$ в;
- 2 — $U_0 = -1280$ в, $V_{\text{имп}} = 1400$ в;
- 3 — $U_0 = -1280$ в, $V_{\text{имп}} = 2200$ в.

тивности с ростом постоянного напряжения из-за увеличения скорости распространения разряда вдоль нити счетчика. Кривая 3 соответствует большей амплитуде импульсного напряжения (2200 в). Из рис. 5 следует, что времена «памяти» счетчиков ГС-30 порядка 3—5 мкsec. Временные характеристики счетчиков ГС-9 почти совпадают с приведенными на рис. 5.

Работа счетчиков при малых постоянных напряжениях

Под малыми постоянными напряжениями понимаются напряжения U_0 , при которых отсутствует газовое усиление.

На рис. 6 показаны временные характеристики счетчиков МС-9 при различных постоянных напряжениях. На экспериментальных кривых эффективность уменьшается с ростом по-

стоянного напряжения более быстро, чем на временных характеристиках счетчиков МС-9, полученных в работе [1]. Можно показать, что это связано с сильной зависимостью эффективности регистрации от длительности фронта импульса питания (за счет убывания электронов во время нарастания импульса).

Расчет временных характеристик, приведенный в работе [2], позволяет построить теоретические кривые для различных времен нарастания импульса питания.

Из рис. 6 видно различие расчетных кривых для абсолютного крутого фронта и для фронта импульса питания $\sim 0,1 \text{ мкесек}$.

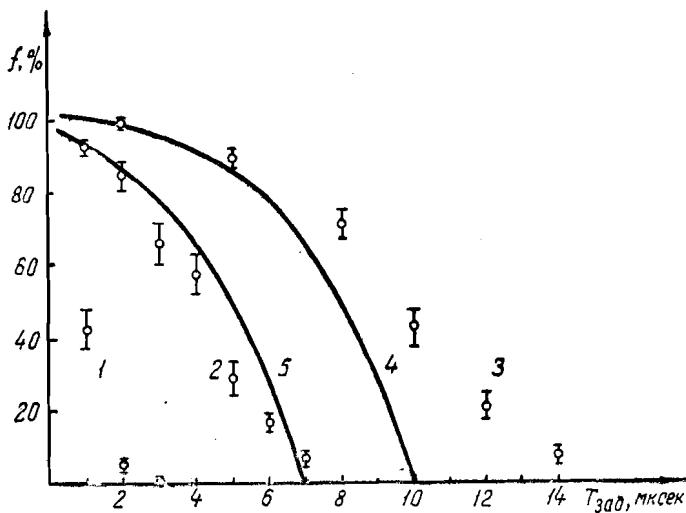


Рис. 6. Временные характеристики счетчиков МС-9: $\tau_{имп} = 1,8 \text{ мкесек}$, $V_{имп} = 1900 \text{ в}$. Экспериментальные кривые: 1 — $U_0 = -15 \text{ в}$; 2 — $U_0 = -10 \text{ в}$; 3 — $U_0 = -5 \text{ в}$. Расчетные кривые: 4 — $U_0 = -10 \text{ в}$, $\tau_{фронта} = 0$; 5 — $U_0 = -10 \text{ в}$, $\tau_{фронта} = 0,1 \text{ мкесек}$.

Увеличение постоянного напряжения на счетчике и увеличение длительности фронта импульса питания позволяет сделать разрешающее время счетчика порядка 0,1 мкесек. Это может представить интерес при регистрации методом перенапряженного импульсного питания частиц, следующих сразу же за управляющей частицей, как, например, при $\mu \rightarrow e$ -распаде или распаде радиоактивных ядер. В этом случае для вторичных частиц, приходящих в течение времени импульса питания, эффективность будет 100%.

В заключение авторы выражают признательность А. А. Тяпкину и В. В. Вишнякову за ценные советы, а также студентам МИФИ М. Бабалову и М. Власову, принимавшим активное участие в измерениях и обработке данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Вишняков и А. А. Тяпкин, Атомная энергия № 10, 298 (1957).
 2. А. А. Тяпкин, ПТЭ, № 3, 51 (1956).
-

ЛИНЗЫ ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ ВЛИЯНИЯ МЕЖСЕКЦИОННЫХ ПРОМЕЖУТКОВ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ПРОТОНОВ

А. Д. Власов

Рассматривается задача о компенсации неблагоприятного влияния межсекционных промежутков на радиальные колебания частиц в линейном протонном ускорителе со знакопеременной фокусировкой. Этую компенсацию предлагается обеспечить с помощью специальных четырехполюсных магнитных линз двух типов — так называемых единичных и удлиненных линз.

Линейные ускорители протонов на энергию выше нескольких десятков $M\text{эв}$ состоятся из отдельных секций, между которыми по конструктивным и другим причинам предусматриваются промежутки известной длины. Эти межсекционные промежутки, прерывая нормальную структуру ускоряюще-фокусирующей системы, вызывают дополнительный рост радиальных колебаний ускоряемых частиц, особенно заметный в ускорителях со знакопеременной (сильной) фокусировкой.

Влияние межсекционных промежутков может быть до известной степени снижено путем продолжения обычной фокусирующей системы в пределах промежутков, однако полностью устранить это влияние можно при помощи четырехполюсных магнитных линз со специально подобранными законами изменения градиента магнитного поля вдоль линзы. Ниже рассматриваются лишь линзы, составленные из отдельных простых линз, т. е. из участков с постоянными градиентами, и, как правило, симметричные относительно своей середины.

Единичные линзы

Влияние межсекционного промежутка может быть ликвидировано линзой, обладающей тем свойством, что для любой частицы отклонение от оси и наклон траектории (в проекциях на главные оси линзы) на выходе линзы таковы же, как и на

входе, или оба отличаются знаком. Такая линза в каждой из главных плоскостей должна описываться единичной или отрицательной единичной матрицей

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

и ее можно назвать «единичной» линзой.

Заметим, что градиент поля в любой четырехполюсной магнитной линзе выражается в виде

$$B' = \frac{m_0 v k^2}{e L^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{313 \frac{v}{c} k^2}{L_{(M)}^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{ гс/см.} \quad (1)$$

Здесь c , m_0 , v — заряд, масса покоя и скорость частицы, L — длина полупериода фокусирующей системы ускорителя. Безразмерный коэффициент k для обычных линз (линз фокусирующей системы ускорителя) равен $k = \Lambda = \frac{\Lambda_0}{1 - \frac{a}{2}}$, где

a — доля периода, приходящаяся на зазоры между линзами, и Λ_0 — параметр, обычно близкий к $\pi/2$. Для определенности примем $\Lambda_0 = 1,6$ и $a = 0,25$; тогда $\Lambda = 1,83$.

Закон изменения градиента, соответствующий единичной линзе, найти сравнительно нетрудно. Как известно из теории знакопеременной фокусировки *), в системе, составленной из простых линз одинаковой длины и с одинаковыми, но чередующимися по знаку градиентами, действие n периодов описывается в главных плоскостях матрицами вида

$$\begin{bmatrix} \cos \mu n & v \sin \mu n \\ -\frac{1}{v} \sin \mu n & \cos \mu n \end{bmatrix}.$$

Здесь для обеих главных плоскостей $\cos \mu = \cos \frac{kl}{2n} \operatorname{ch} \frac{kl}{2n}$, l — длина n периодов системы в долях полупериода L , v — параметр, зависящий от k , l , n и не одинаковый для разных плоскостей.

Очевидно, n периодов такой системы и представляют собой единичную линзу, если μn кратно π . Простейшее решение ($n = 1$, $\mu = \pi$), к сожалению, оказывается невозможным ввиду обращения v в одной из главных плоскостей в нуль, а в другой — в бесконечность при $|\cos \mu| = 1$. Из остальных решений наилучшим является решение $n = 2$, $\mu = \frac{\pi}{2}$, $k = \frac{2\pi}{l}$. Опо-

*). А. Д. Власов, Атомная энергия, № 5, 20—25 (1956).

требует наименьшего градиента при заданной длине промежутка, то есть длине единичной линзы l .

На рис. 1 показан закон изменения градиента поля в одной из главных плоскостей для симметричного (a) и несимметричного (b) вариантов единичной линзы. Градиент поля в другой главной плоскости противоположен по знаку.

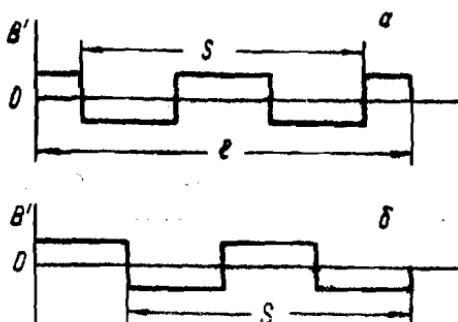


Рис. 1.

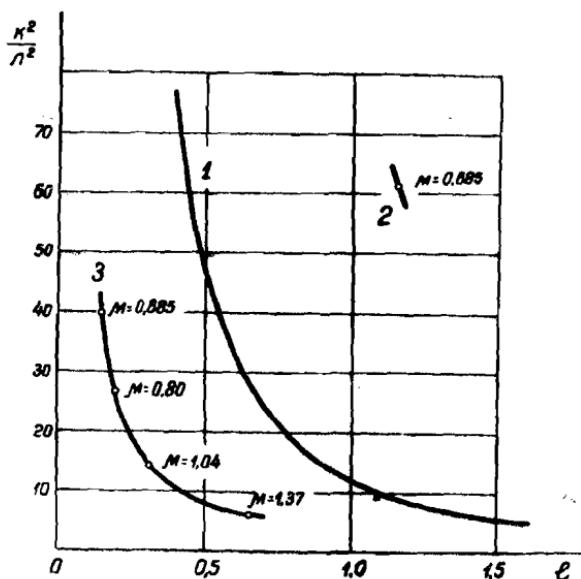


Рис. 2.

Единичные линзы, отличаясь простотой строения и расчета, имеют тот недостаток, что при относительно коротких межсекционных промежутках требуют весьма значительного градиента поля. Кривая 1 на рис. 2 показывает отношение градиентов

в единичной и обычной линзах. Если при $l = 1,5$ требуется лишь пятикратное увеличение градиента, то при межсекционном промежутке длиной в полпериода фокусирующей системы ($l = 1$) необходимо уже 12-кратное, а при $l = 0,5$ — 50-кратное увеличение градиента по сравнению с обычной линзой.

Удлиненные линзы из двух звеньев

Требуемый градиент можно снизить путем построения специальных линз, занимающих не только межсекционные промежутки, но и места примыкающих к ним обычных линз знакопеременной фокусировки.

Линзу, оказывающую на любую из частиц такое же действие, как и данная простая линза, но имеющую большую длину, будем называть удлиненной линзой.

Действие обычной линзы описывается в главных плоскостях матрицами

$$\begin{bmatrix} \cos \theta & -\frac{1}{\Lambda} \sin \theta \\ -\Lambda \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \operatorname{ch} \theta & \frac{1}{\Lambda} \operatorname{sh} \theta \\ \Lambda \operatorname{sh} \theta & \operatorname{ch} \theta \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $\theta = M_0$, $l_0 = \frac{1-z}{N}$ — длина обычной линзы, N — число линз в полупериоде. При $N = 1$ получаем $\theta = 1,37$; при $N = 2$ получаем $\theta = 0,685$.

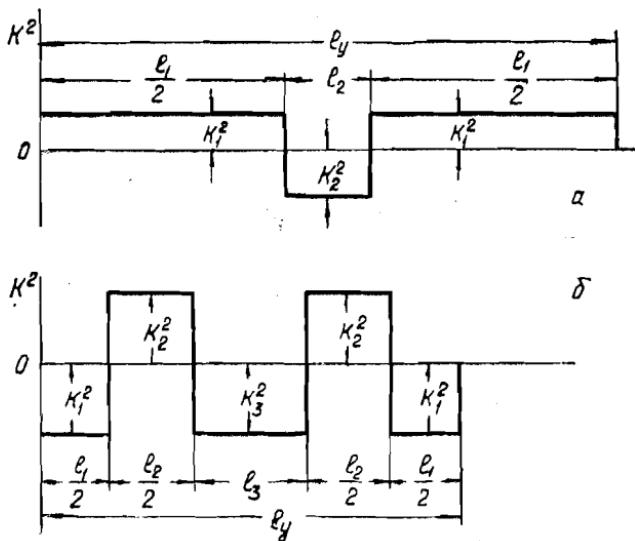


Рис. 3.

Рассмотрим удлиненную линзу, составленную из трех простых, крайние из которых одинаковы и имеют градиент, противоположный по знаку градиенту средней линзы (рис. 3, a).

Назовем такую линзу «двуухзвенной». Пусть градиент в крайних линзах соответствует $k = k_1$, а их общая длина равна l_1 , и $\psi_1 = k_1 l_1$. Для среднего звена соответственно введем обозначения k_2 , l_2 , $\psi_2 = k_2 l_2$.

Перемножением матриц составляющих простых линз несложно получить матрицы a и \bar{a} , описывающие двухзвенную линзу в главных плоскостях:

$$a_{11} = a_{22} = \cos \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 + \frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1 k_2} \sin \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2, \quad (3)$$

$$a_{12} = \frac{1}{k_1} \left(\sin \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 - \frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1 k_2} \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2 + \frac{k_2^2 + k_1^2}{2k_1 k_2} \operatorname{sh} \psi_2 \right), \quad (4)$$

$$a_{21} = k_1 \left(-\sin \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 + \frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1 k_2} \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2 + \frac{k_2^2 + k_1^2}{2k_1 k_2} \operatorname{sh} \psi_2 \right), \quad (4)$$

$$\bar{a}_{11} = \bar{a}_{22} = \operatorname{ch} \psi_1 \cos \psi_2 - \frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1 k_2} \operatorname{sh} \psi_1 \sin \psi_2, \quad (5)$$

$$\bar{a}_{12} = \frac{1}{k_1} \left(\operatorname{sh} \psi_1 \cos \psi_2 - \frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1 k_2} \operatorname{ch} \psi_1 \sin \psi_2 + \frac{k_2^2 + k_1^2}{2k_1 k_2} \sin \psi_2 \right), \quad (6)$$

$$\bar{a}_{21} = k_1 \left(\operatorname{sh} \psi_1 \cos \psi_2 - \frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1 k_2} \operatorname{ch} \psi_1 \sin \psi_2 - \frac{k_2^2 + k_1^2}{2k_1 k_2} \sin \psi_2 \right), \quad (6)$$

Поскольку определители матриц равны единице, только четыре из восьми элементов a_{ij} , \bar{a}_{ij} независимы.

Матрицы a , \bar{a} должны равняться соответственно матрицам (2), у которых можно изменять знаки в произвольных сочетаниях:

$$a_{11} = \pm \cos \theta, \quad \bar{a}_{11} = \pm \operatorname{ch} \theta. \quad (7a)$$

Кроме того, матрицы (2) можно поменять местами:

$$a_{11} = \pm \operatorname{ch} \theta, \quad \bar{a}_{11} = \pm \cos \theta. \quad (7b)$$

Всего получаем восемь различных систем уравнений с четырьмя неизвестными ψ_1 , ψ_2 , k_1 , k_2 . Каждая система состоит из четырех уравнений. Выше выписано только по два уравнения (7a) или (7b) для каждой системы. В качестве оставшихся двух уравнений можно выбрать, например, уравнения

$$a_{12} = \pm \frac{1}{\Lambda} \sin \theta, \quad \bar{a}_{12} = \pm \frac{1}{\Lambda} \operatorname{sh} \theta, \quad (8a)$$

$$a_{12} = \pm \frac{1}{\Lambda} \operatorname{sh} \theta, \quad \bar{a}_{12} = \pm \frac{1}{\Lambda} \sin \theta \quad (8b)$$

или уравнения

$$a_{21} = \mp \Lambda \sin \theta, \quad \bar{a}_{21} = \pm \Lambda \operatorname{sh} \theta, \quad (9a)$$

$$a_{21} = \pm \Lambda \operatorname{sh} \theta, \quad \bar{a}_{21} = \mp \Lambda \sin \theta. \quad (9b)$$

Знаки в (8), (9) должны соответствовать знакам в (7).

Решение проведем следующим образом. Замечая, что для любой из восьми систем

$$\frac{a_{12}}{a_{12}} = -\frac{\bar{a}_{12}}{a_{21}}, \quad (10)$$

раскроем это соотношение с помощью (4) и (6). Находим, что для выполнения (10) должно быть или $k_2^2 = -k_1^2$, что соответствует вырождению двухзвенной линзы в простую и не дает решения, или

$$\frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1 k_2} = \frac{\sinh \psi_1 \sinh \psi_2 \cos \psi_2 - \sin \psi_1 \sin \psi_2 \cosh \psi_2}{(\cosh \psi_1 - \cos \psi_1) \sin \psi_2 \sinh \psi_2}. \quad (11)$$

Подставив (11) в (3) и (5) и введя обозначения

$$\cos \rho = \frac{\sin \psi_1 \sinh \psi_1}{\cosh \psi_1 - \cos \psi_1}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{tg} \psi_2}{\operatorname{th} \psi_2}, \quad (12)$$

получаем два уравнения с двумя неизвестными ψ_2 , $\rho + \varphi$:

$$a_{11} = \sqrt{1 + \frac{\sinh^2 \psi_2}{\sin^2 \psi_2}} \cos (\rho + \varphi),$$

$$\bar{a}_{11} = \sqrt{1 + \frac{\sin^2 \psi_2}{\sinh^2 \psi_2}} \sin (\rho + \varphi).$$

Отсюда находим

$$\frac{\sinh^2 \psi_2}{\sin^2 \psi_2} = \frac{a_{11}^2 - 1}{1 - \bar{a}_{11}^2},$$

$$\operatorname{tg} (\rho + \varphi) = \frac{\bar{a}_{11} \sinh \psi_2}{a_{11} \sin \psi_2}. \quad (13)$$

Как видно из (13), системы уравнений (7а), (8а) не могут иметь решений. Для остальных четырех систем уравнений (7б), (8б) находим при $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$

$$\psi_2 = 0, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{th} \theta} > 1, \quad \operatorname{tg} (\rho + \varphi) = \pm \frac{\operatorname{th} \theta}{\operatorname{tg} \theta} = \pm \operatorname{ctg} \varphi.$$

Из последнего уравнения получаем для φ четыре значения

$$\rho = \frac{\pi}{2}, \quad \rho = \frac{3\pi}{2} - 2\varphi, \quad \rho = \frac{3\pi}{2}, \quad \rho = \frac{5\pi}{2} - 2\varphi,$$

каждому из которых соответствует бесчисленное множество значений ψ_1 . Однако не каждое из них является решением задачи, поскольку из уравнений (7) и (10) следует одинаковость левых и правых частей исходных уравнений (8) лишь по або-

лютной величине, но не по знаку. Как показывает проверка, пригодными являются лишь значения ψ_1 , соответствующие $\rho = \frac{5\pi}{2} - 2\varphi$. При других же значениях q получаются линзы, у которых в одной или обеих главных плоскостях θ отрицательно. Такова, в частности, двухзвенная линза, составляющая часть единичной линзы на рис. 1, помеченную буквой s .

В табл. 1 приведены параметры двухзвенной удлиненной линзы с наименьшим возможным положительным ψ_1 . Как мож-

Таблица 1

θ	ψ_1	ψ_2	$\frac{k_1^2}{\Lambda^2}$	$\frac{k_2^2}{\Lambda^2}$	l_y	$l = l_y - l_0$
1,37	6,64	1,37	1,49	2,22	3,48	2,73
0,685	7,74	0,685	7,85	61,5	1,515	1,14

по видеть, двухзвенные линзы не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к величине градиента поля и удлинения l , оказываясь даже хуже единичных линз (сравни с точкой 2 на рис. 2).

Удлиненные линзы из трех звеньев

Перейдем к рассмотрению более сложных, трехзвенных линз. Трехзвенные линзы образуются добавлением к двухзвенной линзе с обеих сторон двух одинаковых простых линз, составляющих вместе третье звено. Нумерацию звеньев будем вести, как и в случае двухзвенных линз, от краев к середине (рис. 3, б).

Для трехзвенных линз, ввиду их относительной сложности, затруднительно произвести полное исследование, подобное проделанному выше для двухзвенных линз. Наряду с громоздкостью получаемых систем из четырех уравнений, число неизвестных в них равно шести ($\psi_1, \psi_2, \psi_3, k_1, k_2, k_3$), так что два неизвестных или два соотношения между неизвестными могут быть выбраны до известной степени произвольно. Мы ограничимся здесь рассмотрением лишь одного класса трехзвенных линз, а именно, рассмотрим линзы с градиентом, чередующимся по знаку и одинаковым во всех звеньях по абсолютной величине (рис. 3, б)

$$k_1 = k_2 = k_3 = k.$$

Можно ожидать, что такой выбор обеспечит требуемое качество искомых линз — сочетание относительно небольшого градиента поля с относительно небольшим удлинением.

Перемножением матриц составляющих простых линз найдем матрицы a и \bar{a} , описывающие трехзвенную линзу выбранного класса:

$$a_{11} = a_{12} = \operatorname{ch} \psi_1 \cos \psi_2 \operatorname{ch} \psi_3 + \operatorname{sh} \psi_1 \operatorname{sh} \psi_3, \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{12} &= \frac{1}{k} (\operatorname{ch} \psi_1 \cos \psi_2 \operatorname{sh} \psi_3 + \operatorname{sh} \psi_1 \operatorname{ch} \psi_3 + \operatorname{ch} \psi_1 \sin \psi_2), \\ a_{21} &= k (\operatorname{ch} \psi_1 \cos \psi_2 \operatorname{sh} \psi_3 + \operatorname{sh} \psi_1 \operatorname{ch} \psi_3 - \operatorname{ch} \psi_1 \sin \psi_2), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\bar{a}_{11} = \bar{a}_{22} = \cos \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 \cos \psi_3 - \sin \psi_1 \sin \psi_3, \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{a}_{12} &= \frac{1}{k} (\cos \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 \sin \psi_3 + \sin \psi_1 \cos \psi_3 + \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2), \\ \bar{a}_{21} &= k (-\cos \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 \sin \psi_3 - \sin \psi_1 \cos \psi_3 + \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Матрицы a , \bar{a} должны быть равны матрицам (2), взятым с теми или иными знаками и в том или ином порядке. Как и в предыдущем разделе, получаем восемь систем по четыре уравнения, причем неизвестными теперь являются ψ_1 , ψ_2 , ψ_3 , k . В качестве четырех уравнений выберем уравнения (14), (16) и два уравнения, получающихся из (15), (17):

$$\left. \begin{aligned} ka_{12} - \frac{a_{21}}{k} &= 2 \operatorname{ch} \psi_1 \sin \psi_2, \\ k\bar{a}_{12} + \frac{\bar{a}_{21}}{k} &= 2 \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Раскрыв здесь левые части согласно (8) и (9), почленным делением исключаем неизвестное k :

$$\frac{\operatorname{ch} \psi_1}{\cos \psi_1} \cdot \frac{\sin \psi_2}{\operatorname{sh} \psi_2} = \pm \left(\frac{\operatorname{sh} \theta}{\sin \theta} \right)^{\pm 1}. \quad (19)$$

Здесь каждой из восьми систем уравнений соответствует определенное сочетание знаков.

Систему из трех уравнений (14), (16), (19) с тремя неизвестными ψ_1 , ψ_2 , ψ_3 , к которой свелась задача, можно решить следующим образом. Задаваясь различными ψ_1 из (19), находим соответствующие ψ_2 . Затем на основании (14) строим кривую зависимости ψ_3 от ψ_1 . Уравнение (16) также позволяет построить кривую ψ_3 в функции ψ_1 . Пересечение этих кривых и дает возможное решение, для проверки истинности которого следует непосредственно вычислить a_{12} и \bar{a}_{12} по найденным значениям неизвестных.

При отыскании неизвестных следует учитывать, что согласно (18) при $k > \Lambda$ знак $\cos \psi_1$ совпадает со знаком a_{11} , а знак $\sin \psi_2$ — со знаком a_{11} . В системах, где a_{11} (14) отрицательно,

$\cos \psi_2$ должен быть отрицательным. В этих же системах $\psi_1 < \psi_3$, что вытекает из соотношения

$$ka_{12} + \frac{a_{21}}{k} = 2(\operatorname{ch} \psi_1 \cos \psi_2 \operatorname{sh} \psi_3 + \operatorname{sh} \psi_1 \operatorname{ch} \psi_3) < 0.$$

Совместное решение уравнений (14), (16) и (19) для каждой из восьми систем привело к отысканию целого ряда удлиненных линз. Нет смысла приводить здесь все решения, поскольку большинство их явно не отвечает предъявляемым требованиям. Наилучшие параметры оказались у линз, удовлетворяющих уравнениям $a_{11} = \operatorname{ch} \theta$, $a_{11} = -\cos \theta$. Эти параметры представлены в табл. 2. Заслуживают упоминания также линзы,

Таблица 2

θ	Λ	ψ_1	ψ_2	ψ_3	$\frac{k^2}{\Lambda^2}$	l_y	$l = l_y - l_0$
1,37	1,83	2,187	2,437	1,752	6,21	1,40	0,65
0,685	1,83	1,653	2,433	1,922	39,8	0,52	0,145

удовлетворяющие уравнениям $a_{11} = -\operatorname{ch} \bar{\theta}$, $a_{11} = -\cos \theta$. Они представляют собой единичную линзу с $k = \Lambda$ (рис. 1, а), к которой с обоих концов присоединены половины обычной линзы. Градиент в этой удлиненной линзе таков же, как в обычной, однако длина слишком велика.

В трехзвенных удлиненных линзах, параметры которых приведены в табл. 2, градиент поля во много раз меньше, чем в единичных линзах при той же длине межсекционного промежутка (см. кривую 3 на рис. 2). Для более полного суждения о применимости удлиненных линз подсчитаем значения градиента поля (1), зависящие также и от энергии ускоряемых частиц и от закона изменения периода фокусирующей системы с ростом энергии.

Пусть период $2L$ растет пропорционально скорости протонов v . Тогда требуемый градиент поля (1) с ростом энергии сначала уменьшается примерно как $1/v$, затем медленнее, достигает минимума при энергии 388 Мэв ($v = c/\sqrt{2}$), после чего снова возрастает.

Если, скажем, при энергии протонов 2 Мэв ($v = 0,0653 c$) полупериод равен 25 см, то в трехзвенной удлиненной линзе с $\theta = 1,37$ градиент поля (1) должен быть равен 6800 гс/см. При энергии 5 Мэв градиент уменьшается до 4300 гс/см, при энергии 388 Мэв достигает минимума в 890 гс/см.

Для удлиненной линзы с $\theta = 0,685$ при таком же законе изменения полупериода требуемый градиент поля значительно

выше. Лишь при энергии в 80 Мэв он снижается до величины в 8000 гс/см, которую можно считать технически уже осуществимой. При энергии 388 Мэв требуемый градиент достигает минимума, равного 5700 гс/см.

Заключение

Произведенные исследования и расчеты показывают возможность создания специальных четырехполюсных магнитных линз (так называемых единичных и удлиненных линз), которые позволяют полностью компенсировать неблагоприятное влияние межсекционных промежутков на радиальное движение частиц в линейном протонном ускорителе со знакопеременной фокусировкой.

Из рассмотренных типов единичных и удлиненных линз лучшими являются трехзвенные удлиненные линзы. Они могут быть с успехом применены во многих случаях, встречающихся на практике.

К РАСЧЕТУ ПРОФИЛЕЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ

И. Е. Иродов

Описывается метод расчета профилей полюсов магнитных анализаторов заряженных частиц по заданному распределению поля в плоскости симметрии (без учета «краевого» эффекта). Метод применим для радиально-симметричных и плоско-параллельных полей и основан на решении задачи потенциала с использованием таблиц для кубических уравнений.

При изготовлении некоторых типов магнитных анализаторов заряженных частиц необходимо знать конфигурацию профилей полюсных наконечников, обеспечивающих нужное распределение фокусирующего поля в средней плоскости с точностью до 0,01%. Обычно этот вопрос решается полуэмпирически: сначала рассчитывают форму профиля в *первом* приближении, затем в результате последовательных механических обработок и промеров получают требуемую конфигурацию. Это довольно сложный и кропотливый путь. Задача значительно упростится при более точном расчете профиля.

Ниже предлагается метод расчета профилей во *втором* приближении, основанный на решении задачи потенциала с привлечением специальных таблиц для кубических уравнений. Метод применим к радиально-симметричным и плоско-параллельным магнитным полям, имеющим плоскость симметрии.

Рассмотрим расчет профиля магнитного полюса радиально-симметричного поля. Будем исходить из уравнения Лапласа

$$\Delta\varphi = 0 \quad (1)$$

для магнитного потенциала φ в пространстве между полюсами. Решение этого уравнения наиболее целесообразно искать в виде

$$\varphi(r, z) = \sum_n \varphi_n(r) \cdot z^n, \quad (2)$$

где $\varphi_n(r)$ — некоторые функции, подлежащие определению; r, z — цилиндрические координаты.

Нетрудно видеть, что в силу нечетности функции $\varphi(r, z)$ относительно координаты z (расстояние от плоскости симметрии поля) n может принимать только нечетные значения ($n = 1, 3, 5, \dots$).

Подстановка выражения (2) в уравнение (1) приводит к рекуррентным соотношениям вида

$$\varphi_{n+2}(r) = -\frac{1}{(n+1)(n+2)} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi_n}{\partial r} \right),$$

из которых последовательно определяются все $\varphi_n(r)$ в разложении (2). Имея, кроме того, в виду, что $\varphi_1(r) = -H(r)$, где $H(r)$ — распределение напряженности магнитного поля в плоскости симметрии, получаем окончательно

$$\varphi(r, z) = -zH(r) + \frac{z^3}{3!} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial H(r)}{\partial r} \right] - \dots \quad (3)$$

Отсюда видно, что магнитный потенциал $\varphi(r, z)$ целиком определяется заданием функции $H(r)$ и ее производных в плоскости симметрии поля.

Выражение (3) представляет собой по существу уравнение эквипотенциальных поверхностей в неявном виде. Разрешить это уравнение относительно z в общем виде, очевидно, невозможно. Однако при достаточно малых z , т. е. вблизи плоскости симметрии, можно ограничиться первыми двумя членами разложения (решение во втором приближении).

Запишем теперь уравнение эквипотенциальной поверхности, проходящей через некоторую точку r_0, z_0 , в следующем виде:

$$-\lambda z_0 H(r_0) = -zH(r) + \frac{z^3}{3!} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H(r)}{\partial r} \right), \quad (4)$$

где λ — некоторая константа, зависящая от выбора точки r_0 и определяемая подстановкой в правую часть выражения (4) значений $r = r_0$ и $z = z_0$. В безразмерных величинах

$$\lambda = 1 - \frac{z_0^2}{6} \cdot \frac{\partial}{\partial \delta} \left[(1 + \delta) \frac{\partial h}{\partial \delta} \right], \quad (5)$$

где

$$\delta = \frac{r - r_0}{r_0}; \quad \zeta = \frac{z}{r_0}; \quad \zeta_0 = \frac{z_0}{r_0} \quad \text{и} \quad h(\delta) = \frac{H(r)}{H(r_0)}.$$

Тогда уравнение (4) можно окончательно представить в форме, удобной для решения с помощью таблиц ^{*)}:

$$\zeta^3 - \frac{6(1+\delta)h}{\frac{\partial}{\partial \delta} \left[(1+\delta) \frac{\partial h}{\partial \delta} \right]} \zeta + \frac{6(1+\delta)\zeta_0 \lambda}{\frac{\partial}{\partial \delta} \left[(1+\delta) \frac{\partial h}{\partial \delta} \right]} = 0. \quad (6)$$

^{*)} Б. М. Шумягский, Таблицы для решения кубических уравнений. М.-Л., Гостехиздат, 1950.

Корень уравнения (6) вычисляется по формуле

$$\zeta(\delta) = \frac{\lambda\zeta_0}{h} \cdot F \left\{ \frac{-6(1+\delta)h^3}{\lambda^2\zeta_0^2 \frac{\partial}{\partial\delta} \left[(1+\delta) \frac{\partial h}{\partial\delta} \right]} \right\}, \quad (7)$$

где F — некоторая функция, значения которой можно легко найти в указанных таблицах.

Заметим, что приводимый здесь расчет справедлив как при аналитическом, так и при графическом (табличном) задании функции h — поля в плоскости симметрии.

Если h задано в аналитическом виде, обычно в форме разложения по параметру δ около «нулевой» траектории

$$h = 1 + h_1\delta + h_2\delta^2 + \dots,$$

где h_i — коэффициенты поля, то

$$\lambda = 1 - \frac{\zeta_0^2}{6}(h_1 + 2h_2)$$

$$\zeta = \frac{\lambda\zeta_0}{h} \cdot F \left\{ \frac{-6(1+\delta)h^3}{\lambda^2\zeta_0^2 [(h_1 + 2h_2) + 2\delta(2h_2 + 3h_3) + 3\delta^2(3h_3 + 4h_4) + \dots]} \right\}.$$

Если же h задано графически (или таблично), то соответствующие производные вычисляются как обычно, в конечных разностях.

Совокупность значений, полученных выше способом, определяет конфигурацию эквипотенциальной поверхности, а следовательно, и форму профиля полюсов магнита во втором приближении.

Представление о соответствии расчетных профилей полюса реальному дает рисунок.

Профили магнитных полюсов плоско-параллельных полей рассчитываются аналогично:

$$\varphi(x, z) = -zH(x) + \frac{z^3}{3!} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} - \dots,$$

$$\zeta^3 - \frac{6h}{h''}\zeta + \frac{6\lambda}{h''} = 0,$$

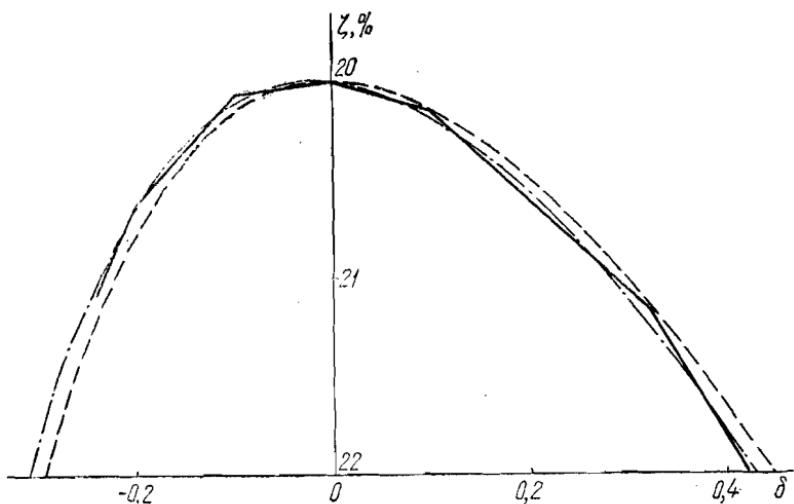
$$\zeta(x) = \frac{\lambda}{h} \cdot F \left[-\frac{6h^3}{\lambda^2 h''} \right],$$

где x, z — декартовы координаты; $x = \frac{x}{x_0}$; $\zeta = \frac{z}{z_0}$;

$$\lambda = 1 - \frac{h''}{6}; \quad h(x) = \frac{H(x)}{H(x_0)}; \quad h'' = \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}.$$

Смысл остальных величин прежний.

В заключение необходимо подчеркнуть, что в приведенном расчете не учитывается влияние «краевого» эффекта, т. е. задача решается при условии безграничной протяженности полюсов.



Профили полюса радиально-симметричного магнитного поля с углом фокусировки на 180° :

- - - в первом приближении,
- - - - во втором »
- реальный профиль.

Однако можно считать, что последнее условие практически достаточно точно выполняется уже для тех точек поля, которые расположены от края полюса на расстоянии порядка величины межполюсного зазора.

О НЕКОТОРЫХ ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ СТАТИЧЕСКИХ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

A. Ф. Малов

Проведено нелинейное исследование ионно-оптических свойств скрещенных электрических и магнитных полей аксиально-симметричного секторного типа с неравноногой фокусировкой и краями произвольной формы. Результаты исследования разделены на две части.

Первая часть составляет содержание этой статьи. В ней выводятся основные уравнения движения пучка в средней плоскости, затем из уравнений получаются траектории и классы фокусирующих полей без учета влияния краевого эффекта. Здесь же приведен основной метод исследования, которым автор пользуется в дальнейшем.

Во второй части, которая готовится к опубликованию, будет доказана практическая возможность использования результатов теории второго порядка без учета краевого эффекта, выведен критерий ее использования, а также будут выведены формулы дисперсии, наклона линии фокусов и условие двойной фокусировки. Будет показано, что наклон линии фокусов можно регулировать с помощью формы краев сектора поля.

В 1911 г. Дж. Томсон в так называемом методе парабол применил [1] скрещенные магнитные и электрические поля в качестве оптических систем для получения энергетических и масс-спектров. В 1929 г. Бартки и Демпстер впервые исследовали [2] скрещенные поля: однородное магнитное поле и поле цилиндрического конденсатора — и нашли угол фокусировки и дисперсию. Оптическая теория скрещенных однородных полей была разработана в 1934 г. Герцогом [3]. В 1938 г. Блекни и Хиппл опубликовали работу [4], в которой описали прибор, использующий для разделения и анализа заряженных частиц скрещенные поля. Представляют также интерес работы [5] и [6] Фишера по скрещенным полям секторного аксиально-симметричного типа с прямыми краями; в этих работах автор ограни-

чился рассмотрением равноплечевого случая и поля цилиндрического конденсатора ($\sim \frac{1}{r}$).

§ 1. Дифференциальное уравнение траекторий ионов в плоскости симметрии ($z = 0$) и основные соотношения

В плоскости $z = 0$ можно написать выражение равновесия центробежной магнитной и электрической сил, которое (если вектор E направлен по r , а вектор H ортогонален плоскости) будет иметь вид:

$$-\frac{mv^2}{\rho} = f_H + f_{E_n},$$

где ρ — радиус кривизны траектории в точке, f_{E_n} — нормальная по отношению к траектории составляющая электрической силы. Это равенство можно записать через явные выражения указанных сил

$$-\frac{mv^2}{\rho} = eE \sin(\widehat{vE}) + \frac{evH}{c},$$

или

$$\frac{r_0}{\rho} = -\frac{er_0H}{mv} = \frac{er_0E}{mv^2} \sin(\widehat{vE}). \quad (1)$$

Скорость v частицы массы m в дрейфе можно выразить формулой

$$v = v_0 \sqrt{\left(1 + \frac{\Delta v}{v_0}\right)^2 + \frac{U}{V_0}}, \quad (2)$$

где V_0 — потенциал, приложенный в источнике ($r = r_0$, $\varphi = 0$) для ускорения частиц, U — потенциал электрического поля в данной точке дрейфа частицы, v_0 — величина скорости, определяемая соотношением

$$-\frac{mv_0^2}{2} = eV_0, \quad (3)$$

$v_0 + \Delta v$ — скорость частицы в момент ее вылета из источника (Δv — разброс скоростей или просто отклонение от некоторой скорости v_0 , заданной соотношением (3) при некотором произвольном выборе V_0). Подставляя (2) и (1) и замечая, что

$$\sin(\widehat{vE}) = \frac{r\dot{\varphi}}{\sqrt{r^2 + r^2\dot{\varphi}^2}} = \frac{r}{\sqrt{r^2 + r^2\dot{\varphi}^2}},$$

а также используя соотношение

$$\frac{1}{mv_0} = \frac{1}{m_0v_{00}} \left(1 + \frac{\Delta m}{m_0}\right)^{-1/2},$$

которое легко получить (здесь m_0 — масса частицы, движущейся по траектории $r = r_0$, v_{00} — начальная скорость частицы и $m = m_0 + \Delta m$), будем иметь

$$\frac{(1+\eta)^2 + 2\eta'^2 - (1+\eta)\eta''}{[(1+\eta)^3 + \eta'^2]^{\frac{3}{2}}} = -k_1 \frac{\left(1 + \frac{\Delta m}{m_0}\right)^{-\frac{1}{2}} (1 + A_1\eta + A_2\eta^2 + \dots)}{\sqrt{\left(1 + \frac{\Delta v}{v_0}\right)^2 + 2k\left(\eta + \frac{B_1}{2}\eta^2 + \frac{B_2}{3}\eta^3 + \dots\right)}} - k \left[\left(1 + \frac{\Delta v}{v_0}\right)^2 + 2k\left(\eta + \frac{B_1}{2}\eta^2 + \frac{B_2}{3}\eta^3 + \dots\right) \right] \frac{(1+\eta)(1+B_1\eta+B_2\eta^2+\dots)}{\sqrt{(1+\eta)^2+\eta'^2}}, \quad (4)$$

где в левой части $\frac{1}{r}$ заменено формулой кривизны в полярной системе координат, причем положено $r = r_0(1+\eta)$, $r' = r_0\eta'$ и $r'' = r_0\eta''$; в первой части поля H и E представлены в виде рядов:

$$H = H_0(1 + A_1\eta + A_2\eta^2 + \dots), \\ E = E_0(1 + B_1\eta + B_2\eta^2 + \dots), \quad (5)$$

причем H_0 и E_0 — значения полей при $r = r_0$;

$$-k_1 = \frac{e r_0 H_0}{m_0 p_{00} c}, \quad k = -\frac{r_0 E_0}{2 V_0}; \quad (6)$$

наконец,

$$U = -r_0 \int E d\eta = -r_0 E_0 \left(\eta + \frac{B_1}{2} \eta^2 + \frac{B_2}{3} \eta^3 + \dots \right).$$

Здесь следует заметить, что на средней траектории ($r = r_0$) $\eta = \eta' = \eta'' = 0$ и $\Delta m = \Delta v = 0$, тогда из (4) получим

$$1 = -k_1 - k;$$

отсюда

$$-k_1 = 1 + k. \quad (7)$$

Это последнее равенство выражает связь между H_0 и E_0 . Уравнение (4) будет исходным для всех дальнейших исследований. Отметим, что случай, когда $k = 0$, соответствует отсутствию электрического поля, а $k = -1$ — отсутствию магнитного поля.

§ 2. Поля, фокусирующие в средней плоскости, ионы, обладающие основной массой и основной скоростью. Траектории ионов

Основной массой назовем массу, обозначенную ранее m_0 , а основной скоростью — v_{00} .

Будем рассматривать аксиально-симметричное секторное поле с произвольными формами краев сектора (см. рисунок).

Оно меняется вдоль по радиусам, проведенным из точки O (по азимуту неизменно). Пусть одна из траекторий вступает в поле в точке P ортогонально радиусу $r = r_0$ и, двигаясь в поле по окружности $r = r_0$, выходит из него в точке Q (также орто-

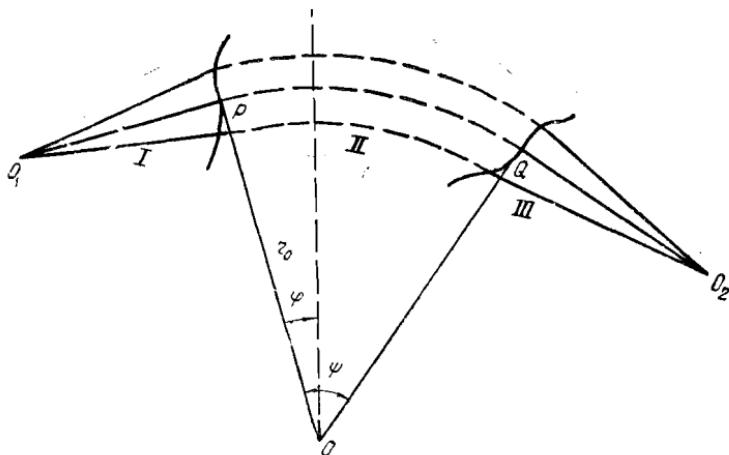


Схема хода траекторий и их фокусировки секторным аксиально-симметричным полем с криволинейными краями.

гонально радиусу этой точки); тогда траектории в поле будут подчиняться уравнению (4), причем слева от поля (зона I) они будут прямыми, исходящими из точки O_1 , справа они будут также прямыми (зона III). Распределение поля по радиусу r в зоне II, при заданных формах краев зоны II, необходимо выбрать так, чтобы траектории были сфокусированы в точку O_2 . Обозначим угол POQ через φ и будем называть его углом сектора или углом поворота пучка.

Траектории пучка в области поля (зона II) определяются из (4) при наших условиях ($\Delta v = 0$ и $\Delta m = 0$) следующим образом:

$$\frac{(1 + \eta)^2 + 2\eta'^2 - (1 + \eta)\eta''}{[(1 + \eta)^2 + \eta'^2]^{\gamma/2}} = (1 + k) \frac{1 + A_1\eta + A_2\eta^2}{\sqrt{1 + 2k\left(\eta + \frac{B_1}{2}\eta^2 + \dots\right)}} - \\ - k \frac{(1 + \eta)(1 + B_1\eta + B_2\eta^2 + \dots)}{\left[1 + 2k\left(\eta + \frac{B_1}{2}\eta^2 + \dots\right)\right] \sqrt{(1 + \eta)^2 + \eta'^2}}. \quad (8)$$

Здесь использовано также условие (7).

Введем параметр семейства траекторий (p) . Пусть $p = 0$

характеризует траекторию $r = r_0$, т. е. $\eta = 0$, тогда можно «параксиальный» пучок представить рядом по степеням

$$\eta = f_1(\varphi) p + f_2(\varphi) p^2 + \dots \quad (9)$$

После подстановки в (8), используя метод сравнения членов при одинаковых степенях параметра p , получим рекуррентную систему уравнений относительно $f_1(\varphi), f_2(\varphi) \dots$

$$\left. \begin{aligned} \ddot{f}_1 + \omega^2 f_1 &= 0, \\ \ddot{f}_2 + \omega^2 f_2 &= a f_1^2 + \frac{1-k}{2} f_1'^2 - (1+2k) f_1 \dot{f}_1', \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где $\omega^2 = (k+1)(k+1+A_1) - k(B_1+3)$,

$$a = 1 + 4k + kB_1 - [A_2 + 3A_1 + kA_1 + 3 + 3k +$$

$$+ \frac{k}{2}(B_1 - k)](k+1) + k(B_2 + 3B_1 + 3). \quad (11)$$

Этот метод решения развит нами [7] раньше для чисто магнитного поля при помещении источника и приемника внутри его, при этом в качестве параметра p был взят тангенс α -угла расходности частиц по горизонтали по отношению к основному лучу ($r = r_0$). Заметим, что первое уравнение имеет тригонометрическое решение при $\omega^2 > 0$ (случай $\omega^2 < 0$ нас не интересует, поскольку дает решение в гиперболических функциях, что не соответствует фокусирующим полям). При тригонометрическом решении для f_1 мы, очевидно, получим такое же и для f_2 и т. д., что следует из характера уравнений. Принципиальных трудностей при решении встретиться не может. Но чтобы эти решения отвечали данной задаче, необходимо ввести в нее соответствующие начальные условия, которые будут продиктованы характером краев сектора.

Рассмотрим теперь зависимость начальных условий от краев сектора и выведем эти условия. Если $\varphi = 0$ есть уравнение прямой OP и угол φ отсчитывается слева направо (см. рисунок), то полярное уравнение пучка прямых, исходящих из точки O_1 , будет иметь вид

$$r = \frac{1 + \alpha_1 \lambda_1}{\cos \varphi - \alpha_1 \sin \varphi},$$

где λ — длина O_1P (если $OP = 1 = r_0$), α_1 — тангенс угла между произвольным лучом и лучом O_1P , отсчитываемый против часовой стрелки со знаком плюс. Переходя к обозначению

$$\tau_i = \frac{r}{r_0} = 1 \text{ и считая, что } r_0 = 1, \text{ получим}$$

$$\eta_i = \frac{1 + \alpha_1 \lambda_1}{\cos \varphi - \alpha_1 \sin \varphi} - 1. \quad (12)$$

Уравнение края

$$\eta_0 = N_1(\varphi_0), \quad (13)$$

т. е. η_0 — место встречи луча с краем — есть функция от φ_0 (координата φ на краю). Так как край пересекает все рассматриваемые траектории, то η_0 и φ_0 можно считать зависимыми от параметра p семейства траекторий и представить край в виде ряда

$$\eta_0 = a_1 p + a_2 p^2 + \dots \quad (14)$$

Отсюда согласно (9) получим первые начальные условия. Сравнив между собой заданное выражение (13) с выражением (14), найдем связь между φ_0 и p ; выбрав наиболее удобное p как функцию φ_0 , найдем a_1 и a_2 . Заметим, что p должно быть мало одновременно с φ_0 . Далее на примерах мы покажем, как удобнее осуществлять выбор параметра p .

Найдя точки пересечения пучка (12) с краем (13), мы должны положить в (12) $\eta = \eta_0$ и $\varphi = \varphi_0$; тогда из сравнения получим выражение для a_1

$$a_1 = \frac{[N_1(\varphi_0) + 1] \cos \varphi_0 - 1}{[N_1(\varphi_0) + 1] \sin \varphi_0 + \lambda_1}. \quad (15)$$

Найдя производную η' из (12) и приравняв $\varphi = \varphi_0$, получим η'_0 в месте вступления в поле

$$\eta'_0 = \frac{(1 + a_1 \lambda_1) (\sin \varphi_0 + a_1 \cos \varphi_0)}{(\cos \varphi_0 - a_1 \sin \varphi_0)^2}. \quad (16)$$

Подставляя (15) в (16), мы исключим a_1 и получим η'_0 как функцию φ_0 , а следовательно, и p , при разложении в ряд по степеням которого будем иметь

$$\eta'_0 = b_1 p + b_2 p^2 + \dots \quad (17)$$

Последнее выражение вместе с производной от (9) при $\varphi = \varphi_0$ дает вторые начальные условия. Проведем решение первого из уравнений (10)

$$f_1 = C_1 \sin \omega \varphi + D_1 \cos \omega \varphi. \quad (19)$$

Подставляя отсюда f_1 в (9) и сравнив с (14) при $\varphi = \varphi_0$, получим

$$a_1 p + a_2 p^2 + \dots = (C_1 \sin \omega \varphi_0 + D_1 \cos \omega \varphi_0) p + f_2(\varphi_0) p^2. \quad (20)$$

Нам известно, что φ_0 и p одновременно равны нулю, поэтому φ_0 может быть разложено в ряд по положительным степеням p

$$\varphi_0 = g_1 p + g_2 p^2. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (20) и сравнивая члены с первой степенью p , получим выражение $D_1 = a_1$.

Дифференцируя (19) и (9), подставляя после этого (19) в (9) и сравнивая с (17) при $\varphi = \varphi_0$, получим

$$b_1 p + b_2 p^2 + \dots = p^\omega (C_1 \cos \omega \varphi_0 - D_1 \sin \omega \varphi_0) + p^2 f'(\varphi_0) + \dots$$

Подставляя φ из (21) и сравнивая члены с первой степенью p , получим

$$C_1 = \frac{b_1}{\omega},$$

Окончательно

$$f_1(\varphi) = b_1 \frac{\sin \omega \varphi}{\omega} + a_1 \cos \omega \varphi. \quad (22)$$

Аналогичным методом можно искать $f_2(\varphi)$, $f_3(\varphi)$ и т. д.

Проследим теперь за выходом пучка из поля. Пусть второй край задан уравнением

$$\eta_k = N(\varphi_k) = N_2(\xi_k), \quad (23)$$

где $\xi_k = \varphi_k - \psi$ (φ_k — значение φ на краю).

Пусть расстояние $O_2Q = \lambda_2$; тогда уравнение проходящего через O_2 пучка прямых будет иметь вид

$$\eta = \frac{1 + a_2 \lambda_2}{\cos \xi + a_2 \sin \xi} - 1, \quad (24)$$

где a_2 — отсчитываемый по часовой стрелке со знаком плюс тангенс угла между лучом O_2Q и любым другим лучом из O_2 , а $\xi = \varphi - \psi$.

Аналогично (15) получаем уравнение для a_2 из (23) и (24)

$$a_2 = \frac{[N_2(\varphi_k) + 1] \cos \xi_k - 1}{[N_2(\varphi_k) + 1] \sin \xi_k + \lambda_2}. \quad (25)$$

Теперь вместо φ подставим в (22) $\varphi_k = \psi + \xi_k$, получим

$$f_1(\varphi_k) = \frac{b_1}{\omega} \sin \omega (\psi + \xi_k) + a_1 \cos (\psi + \xi_k) \omega,$$

и так как согласно (9)

$$\eta_k = f_1(\varphi_k) p + f_2(\varphi_k) p^2 + \dots, \quad (24')$$

то, используя (23),

$$N_2(\xi_k) = \eta_k = \left[\frac{b_1}{\omega} \sin \omega (\psi + \xi_k) + a_1 \cos \omega (\psi + \xi_k) \right] p + f_2(\varphi_k) p^2 + \dots \quad (26)$$

Из полученного равенства можно найти

$$\xi_k = \xi_k(p) = h_1 p + h_2 p^2 + \dots \quad (27)$$

Подставляя из (26) $N_2(\xi_k)$ в (25) и затем освобождаясь от ξ_k через (27), получим

$$a_2 = l_1 p + l_2 p^2 + \dots \quad (28)$$

Чтобы получить конкретные значения для l_1 , l_2 и т. д., необходимо иметь конкретное задание края $\eta_k = N_2(\xi_k)$. Этот вопрос мы рассмотрим отдельно.

Здесь заметим, что $\frac{d\eta}{d\varphi} = \frac{d\eta}{d\xi} = \eta'$. Дифференцируя (24) и приравнивая $\xi = \xi_k$, получим

$$\eta'_k = \frac{(1 + a_2 \lambda_2)(a_2 \cos \xi_k - \sin \xi_k)}{(\cos \xi_k + a_2 \sin \xi_k)^2}. \quad (29)$$

С другой стороны, дифференцируя (9) при $\xi = \xi_k$, получим

$$\eta'_k = p f'_{1k} + p^2 f'_{2k} + \dots \quad (30)$$

или, используя (22) в более развернутом виде, напишем

$$\eta'_k = p [b_1 \cos \omega (\psi + \xi_k) - a_1 \omega \sin \omega (\psi + \xi_k)] + p^2 f'_{2k} + \dots \quad (30')$$

Если теперь подставить в (29) и (30) a_2 и ξ_k из (27) и (28), получим, представляя оба выражения рядами по степеням p ,

$$\eta'_k = \omega_1 p + \omega_2 p^2 + \dots, \quad (29')$$

$$\eta'_k = m_1 p + m_2 p^2 + \dots, \quad (30'')$$

откуда получим

$$\omega_1 = m_1, \omega_2 = m_2 \dots \quad (31)$$

Эти последние равенства представляют собой, с одной стороны, условия фокусировки разных порядков, а с другой стороны — систему связей, наложенных на системы коэффициентов рядов для электрического и магнитного полей, входного и выходного краев области полей. В конечном счете этой системой наложена одна связь на перечисленные нами четыре величины, следовательно, три из них мы можем задавать произвольно, четвертая при этом определится однозначно.

Таким путем решается общая задача о горизонтальной фокусировке. Отдельные частные случаи, которые могут при этом представиться, разобьем на два класса. Отнесем к первому из них все случаи, когда оба края $\eta_0 = N_1(\varphi_0)$ и $\eta_k = N_2(\xi_k)$ могут быть представлены рядами по целым степеням своего аргумента, ко второму классу отнесем все случаи, когда использование таких рядов невозможно хотя бы для одного из краев.

Разберем сначала первый класс случаев, когда уравнения краев поля можно представить в виде рядов по целым степеням φ_0 и ξ_k .

Итак, пусть

$$\eta_0 = N_1(\varphi_0) = a_1 \varphi_0 + a_2 \varphi_0^2 + \dots \quad (32)$$

Тогда φ_0 можно принять в качестве параметра p . Подставляя (32) в (15) с заменой φ_0 на p и представляя результат рядом по степеням p , получим

$$a_1 = \frac{a_1}{\lambda_1} p + \frac{1}{\lambda_1} \left(a_2 - \frac{a_1}{\lambda_1} - \frac{1}{2} \right) p^2 + \dots$$

Подставляя этот результат в (16) при замене в последнем φ_0 на p и представив получено выражение рядом по степеням, будем иметь

$$\begin{aligned}\eta'_0 = & \left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) p + \left[a_1 \left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\lambda_1} \left(a_2 - \frac{a_1}{\lambda_1} - \frac{1}{2} \right) \right] p^2 + \dots\end{aligned}\quad (33)$$

Перепишем также (32), подставив в него p вместо φ_0

$$\eta_0 = a_1 p + a_2 p^2 + \dots \quad (34)$$

Теперь можно рассматривать (34) и (33) как начальные условия для траектории в секторе полей; при этом согласно (17) и (33)

$$b_1 = 1 + \frac{a_1}{\lambda_1}, \quad b_2 = a_1 \left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) + \frac{1}{\lambda_1} \left(a_2 - \frac{a_1}{\lambda_1} - \frac{1}{2} \right), \dots \quad (35)$$

Далее, так как $\varphi_0 = p$, то из (21) будем иметь

$$g_1 = 1, \quad g_2 = 0, \dots$$

Согласно (35) уравнение (22) перепишем следующим образом:

$$f_1 = \left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) \frac{\sin \omega \varphi}{\omega} + a_1 \cos \omega \varphi, \quad (36)$$

аналогично можно получить f_2 и т. д. Рассмотрим теперь прохождение пучка через край и фокусировку пучка. Уравнение второго края в системе координат $\varphi = \psi + \xi$, представленное рядом, будет иметь вид (см. также (23))

$$\eta_k = N_2(\xi_k) = t_1 \xi_k + t_2 \xi_k^2 + \dots \quad (37)$$

Подставляя этот ряд в (25), получим

$$a_2 = \frac{t_1}{\lambda_2} \xi_k + \frac{1}{\lambda_2} \left(t_2 + \frac{t_1}{\lambda_2} - \frac{1}{2} \right) \xi_k^2 + \dots \quad (38)$$

Выразим значение $\eta = \eta_k$ на втором краю сектора через замену φ на $\psi + \xi_k$ в уравнениях движения частиц внутри сектора, т. е. в уравнениях (36) для f_1 , а также и в аналогичных уравнениях для f_2, \dots подставим полученные f_{1k}, f_{2k}, \dots в (24'), затем, приравнивая найденное таким способом η_k правой части уравнений (37) и решая возникшее отсюда уравнение относительно ξ_k с помощью ряда, будем иметь

$$\xi_k = h_1 p + h_2 p^2 + \dots \quad (27)$$

В данном случае выражения для h_1, h_2, \dots приобретут конкретный смысл. Например,

$$h_1 = \frac{1}{t_1} \left[\left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) \frac{\sin \omega \psi}{\omega} + a_1 \cos \omega \psi \right] \quad (39)$$

(выражения для остальных h_i очень громоздки). Подставив (27) в (38), получим

$$a_2 = \frac{t_1 h_1}{\lambda_2} p + \left[\frac{t_1 h_1}{\lambda_2} + \frac{h_1^2}{\lambda_2} \left(t_2 + \frac{t_1}{\lambda_2} - \frac{1}{2} \right) \right] p^2 + \dots$$

Подставляя a_2 и (27) в (29), будем иметь

$$\eta'_k = -\frac{h_1}{\lambda_2} (t_1 - \lambda_2) p - \frac{1}{\lambda_2} \left[t_1 h_1^2 (t_1 - \lambda_2) + t_1 h_2 + h_1^2 \left(t_2 + \frac{t_1}{\lambda_2} - \frac{1}{2} \right) - h_2 \lambda_2 \right] p^2 + \dots, \quad (40)$$

находя производную от (36) при $\varphi = \psi + \xi_k$, выражая ξ_k через (27) и представив найденное выражение рядом по степеням p , получим

$$f'_{1k} = \left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) \cos \omega \psi - a_1 \omega \sin \omega \psi - \omega^2 h_1 \left[\left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) \frac{\sin \omega \psi}{\omega} + a_1 \cos \omega \psi \right] p + \dots$$

(аналогично получим f'_{2k}). Пользуясь (30) и полученными выражениями для f'_{1k}, f'_{2k}, \dots , будем иметь

$$\eta'_k = \left[\left(1 + \frac{a_1}{\lambda_1} \right) \cos \omega \psi - a_1 \omega \sin \omega \psi \right] p + \dots \quad (41)$$

Сравнивая коэффициенты при первых степенях p в (40) и (41) и принимая во внимание (39), получим условие линейной фокусировки

$$\frac{\operatorname{tg} \omega \psi}{\omega} = \frac{(t_1 - a_1) \lambda_1 \lambda_2 + a_1 t_1 (\lambda_1 + \lambda_2)}{(\lambda_2 - t_1) (a_1 + \lambda_1) + \omega^2 a_1 t_1 \lambda_1 \lambda_2}. \quad (42)$$

Сравнив соответственно коэффициенты при p^2 , мы получили бы условие фокусировки второго порядка и т. д. Если задатьсяя плечами (λ_1, λ_2) и краями ($a_1 t_1$), а также углом ψ сектора поля, то из (42) можно получить значение для ω , которое согласно (11) связывает между собой A_1 и B_1 — первые коэффициенты соответственно магнитного и электрического полей (5). Если одно из них задано, то другое определится однозначно. Из условия фокусировки второго порядка можно получить аналогичную связь между коэффициентами A_2 и B_2 полей (5) и т. д.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1) Симметричные края при разных плечах:

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda \text{ и } t_1 = -a_1.$$

В этом случае (42) превратится в уравнение

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{\lambda} = \omega \operatorname{tg} \omega \frac{\psi}{2}. \quad (42')$$

2) Если края представляют собой лучи из точки O сектора поля (см. рисунок), то $a_1 = \infty$ и

$$\lambda = \frac{\operatorname{ctg} \omega \frac{\psi}{2}}{\omega}. \quad (42'')$$

3) Если $\lambda_1 = 0$, то

$$\frac{\operatorname{tg} \omega \psi}{\omega} = \frac{t_1 \lambda_2}{\lambda_2 - t_1}.$$

4) Если $\lambda_2 = 0$, то

$$\frac{\operatorname{tg} \omega \varphi}{\omega} = \frac{a_1 \lambda_1}{a_1 + \lambda_1}.$$

5) Если $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$, то

$$\operatorname{tg} \omega \varphi = 0,$$

$$\omega \varphi = n\pi \text{ и } \omega = \frac{n\pi}{\varphi};$$

в этом случае наибольший интерес представляет $\omega = \frac{\pi}{\varphi}$ (первая фокусировка), остальные значения ω ведут к повторным фокусировкам.

В связи с особой важностью последнего случая, равносильного положению, когда все пространство занято полем, мы рассмотрим его отдельно, проследив траектории и поле до третьего порядка включительно. Граничные условия в этом случае имеют вид $\eta_0 = 0$, $\eta'_0 = a$, где a — тангенс угла между касательной к траектории при $\varphi = 0$ (в точке вылета) и нормально к радиус-вектору точки вылета. Целесообразно в данном случае применять за параметр p величину a

$$p = a.$$

При этом (9) будет иметь вид

$$\eta = af_1(\varphi) + af_2(\varphi) + af_3(\varphi) + \dots,$$

а начальные условия

$$\eta_0 = 0; f_{10} = f_{20} = f_{30} = \dots = 0,$$

$$\eta'_0 = a; f'_{10} = 1, \quad f'_{20} = f'_{30} = \dots = 0.$$

Условие фокусировки получится из требования $\eta_\varphi = 0$, т. е.

$$f_{1\varphi} = f_{2\varphi} = f_{3\varphi} = \dots = 0.$$

При этих начальных условиях первое из уравнений (10) сразу дает

$$f_1(\varphi) = \frac{\sin \omega \varphi}{\omega} = 0.$$

При использовании требования фокусировки получим

$$f_{1\varphi} = \frac{\sin \omega \varphi}{\omega} = 0;$$

отсюда $\omega = \frac{n\pi}{\varphi}$, где n — любое целое число.

Мы будем интересоваться в дальнейшем первой (главной) фокусировкой ($n = 1$). В этом случае

$$\omega = \frac{\pi}{\varphi}, \quad (43)$$

Из (11) получим

$$(k+1)(k+1-A_1)-k(B_1+3)=\left(\frac{\pi}{\psi}\right)^2.$$

Таким образом, в условиях фокусировки мы нашли связь между первыми коэффициентами полей (5) A_1 и B_1 . Решая остальные уравнения системы (10) с указанными начальными ($\eta_0 = 0$ и $\eta_0 = \alpha$) и условиями и требованиями фокусировки ($\eta_2 = 0$), получим выражения для траектории и поля

$$\begin{aligned} \eta &= \alpha \frac{\psi}{\pi} \sin \frac{\pi}{\psi} \varphi + \alpha^2 \frac{1-k}{4} \left(\frac{\psi}{\pi} \right)^2 \sin^2 \frac{\pi}{\psi} \varphi - \\ &- \alpha^3 \frac{1}{12} \left(\frac{\psi}{\pi} \right)^3 \left[2k - 3k^2 + kB_1 + 3 \left(\frac{\pi}{\psi} \right)^2 \right] \sin^3 \frac{\pi}{\psi} \varphi + \dots, \quad (44) \\ H &= \frac{1 + 2k \left(\eta + \frac{B_1}{2} \eta^2 + \frac{B_2}{3} \eta^3 + \dots \right) +}{(1+k)(1+\eta) \sqrt{1 + 2k \left(\eta + \frac{B_1}{2} \eta^2 + \frac{B_2}{3} \eta^3 + \dots \right)}} \times \\ &\times \frac{+ k(1+\eta)(1+B_1\eta+B_2\eta^2+B_3\eta^3+\dots)}{(1+k)(1+\eta) \sqrt{1 + 2k \left(\eta + \frac{B_1}{2} \eta^2 + \frac{B_2}{3} \eta^3 + \dots \right)}} + \\ &+ \frac{1}{1+k} \left(\frac{\pi}{\psi} \right)^2 \eta + \frac{3k-7}{4(1+k)} \left(\frac{\pi}{\psi} \right)^2 \eta^2 + \\ &+ \frac{1}{1+k} \left[2k^2 + \frac{k}{3}(B_1-4) + \frac{19}{8}(1-k^2) - \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{\psi} \right)^2 \right] \left(\frac{\pi}{\psi} \right)^2 \eta^3 + \dots \quad (45) \end{aligned}$$

Здесь, как и во всех случаях, электрическое и магнитные поля, фокусирующие пучок, связаны друг с другом.

Края, представляющие собой окружности с центрами в фокусах O_1 и O_2 . Уравнение первого края есть уравнение окружности с центром в O_1 . Оно может быть записано в координатах (η, φ) следующим образом:

$$\eta_0 = \cos \varphi_0 - 1 - \lambda_1 \sin \varphi_0 \pm \sqrt{(\lambda_1^2 - 1) \sin^2 \varphi_0 - \lambda_1 \sin 2\varphi_0}.$$

При малых φ_0 это уравнение будет иметь вид:

$$\eta_0 = -\frac{\varphi_0^2}{2} - \lambda_1 \varphi_0 + \dots \pm \sqrt{-\lambda_1 2\varphi_0} \left(1 - \frac{\lambda_1^2 - 1}{4\lambda_1} \varphi_0 + \dots \right).$$

Из этого уравнения уже видно, что η_0 не может быть представлено рядом по целым степеням φ_0 , следовательно, этот случай в нашей классификации относится ко второму классу (здесь уже в качестве параметра p нельзя принять φ_0).

Положим

$$p = \pm \sqrt{-2\lambda_1 \varphi_0}; \quad (46)$$

тогда

$$\eta_0 = \frac{p^2}{2} - \frac{1}{8\lambda_1^2} p^4 + \dots + p \left(1 + \frac{\lambda_1^2 - 1}{4\lambda_1} + \dots \right),$$

если ограничиться вторым порядком p , то

$$\eta_0 = p + \frac{1}{2} p^2 = N_1(\varphi_0). \quad (47)$$

Согласно (15)

$$\alpha_1 = \frac{\left(1 + p + \frac{1}{2} p^2 \right) \cos \varphi_0 - 1}{\left(1 + p + \frac{1}{2} p^2 \right) \sin \varphi_0 + \lambda_1}.$$

Принимая во внимание (46), представим α_1 как ряд по степеням p

$$\alpha_1 = \frac{1}{\lambda_1} p + \frac{1}{2\lambda_1} p^2 + \dots$$

Подставляя α_1 и φ_0 из (46) в (16) и представив полученное выражение рядом по степеням p , будем иметь

$$\eta_0' = \frac{1}{\lambda_1} p + \frac{1}{\lambda_1} p^2 + \dots \quad (48)$$

Таким образом, мы получили начальные условия (47) и (48); сравнивая их с (14) и (17), найдем

$$a_1 = 1, \quad a_2 = \frac{1}{2}, \dots; \quad b_1 = \frac{1}{\lambda_1}, \quad b_2 = \frac{1}{\lambda_1}, \dots$$

Подставляя полученные выражения в (22) и в аналогичные выражения для f_1 и f_2 , получим, например, для f_1

$$f_1(\varphi) = \frac{\sin \omega \varphi}{\omega \lambda_1} + \cos \omega \varphi. \quad (49)$$

Если ввести теперь переменную $\xi = \varphi - \psi$, то в ней уравнение второго края (окружности с центром в O_2) представится аналогично уравнению (47) для первого края

$$\eta_{ik} = p_1 + \frac{1}{2} p_1^2 = N_2(\xi_k), \quad (50)$$

где

$$p_1 = \pm \sqrt{+2\lambda_2 \xi_k}. \quad (51)$$

Переходя к новой переменной ξ в (49) и используя (51), получим при $\xi = \xi_k$

$$f_{1k}(\xi_k) = \frac{1}{\omega \lambda_1} \sin \omega \left(\psi + \frac{p_1^2}{2\lambda_2} \right) + \cos \omega \left(\psi + \frac{p_1^2}{2\lambda_2} \right),$$

или, представив в качестве ряда по степеням p_1 ,

$$f_{1k}(\xi_k) = \frac{1}{\omega \lambda_1} \sin \omega \psi - \cos \omega \psi + \frac{\omega}{2\lambda_2} \left(-\sin \omega \psi + \frac{\cos \omega \psi}{\omega \lambda_1} \right) p_1^2 + \dots = F_1(p).$$

Из этого выражения для f_{1k} и аналогичных выражений для $f_{nk} = F_n(p_1)$, помножив их соответственно на p^n , будем иметь η_k , сравнивая которое с (50), получим

$$F_1(p_1)p + F_2(p_1)p^2 + \dots = p_1 + \frac{1}{2}p_1^2 + \dots$$

Из этого равенства выразим p_1 в виде ряда по степеням p

$$p_1 = h'_1 p + h'_2 p^2 + \dots, \quad (52)$$

где

$$h'_1 = \frac{1}{\omega \lambda_1} \sin \omega \psi + \cos \omega \psi. \quad (53)$$

Также можно найти h'_2 и т. д.

Подставим теперь (50) в (25), используя (51) и представляя полученное выражение рядом по степеням p_1 , получим

$$\alpha_2 = \frac{1}{\lambda_2} p_1 + \frac{1}{2\lambda_2} p_1^2.$$

Подставляя (51) и последнее выражение для α_2 в (29), получим после разложения в ряд по степеням p_1

$$\eta'_k = -\frac{1}{\lambda_2} p_1 - \frac{1}{\lambda_2} p_1^2.$$

Подставляя это выражение p_1 из (52), будем иметь

$$\eta'_k = -\frac{h'_1}{\lambda_2} p - \frac{h'_1^2 + h'_2}{\lambda_2} p^2 + \dots \quad (54)$$

Дифференцируя (49) и вместо φ подставляя $\psi + \xi_k$, используя затем (51) и (52) и представляя полученные выражения рядом по степеням p , получим

$$f'_{1k} = \frac{1}{\lambda_1} \cos \omega \psi - \omega \sin \omega \psi - \left(\frac{\omega^2}{2\lambda_2} \cos \omega \psi + \right. \\ \left. + \frac{\omega}{2\lambda_1 \lambda_2} \sin \omega \psi \right) h'_1^2 p^2 + \dots$$

Аналогично можно получить выражение для f'_{2k} и т. д. Подставляя полученные выражения в (30), будем иметь

$$\eta'_k = \left(\frac{1}{\lambda} \cos \omega \psi - \omega \sin \omega \psi \right) p + \dots$$

Сравнивая коэффициенты при одинаковых степенях в полученном выражении и в (54) и используя (53), придем к следующему результату:

$$-\frac{1}{\omega \lambda_1 \lambda_2} \sin \omega \psi - \frac{1}{\lambda_2} \cos \omega \psi = \frac{1}{\lambda_2} \cos \omega \psi - \omega \sin \omega \psi$$

(и т. д. для более высоких степеней).

Последнее выражение можно переписать так:

$$\operatorname{tg} \omega \psi = \frac{\omega (\lambda_1 + \lambda_2)}{\omega^2 \lambda_1 \lambda_2 - 1}. \quad (55)$$

Это равенство есть условие фокусировки первого порядка (аналогичные условия можно получить и для более высоких порядков). Из (55) при задании $\lambda_1 \lambda_2$ и ϕ можно получить ω , значение которой согласно (11) дает связь между A_1 и B_1 . Сектор с выбранными таким способом краями имеет то преимущество перед другими, что все лучи вне поля проходят в одинаковых условиях; входя в поле и выходя из него под прямым углом к краям, не испытывают вертикальной фокусировки; последняя, таким образом, будет в этом случае определяться только характером поля внутри сектора.

В частном случае $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ (55) будет иметь следующий вид:

$$\lambda = \frac{\operatorname{ctg} \omega \frac{\psi}{2}}{\omega}.$$

Это совпадает с условием фокусировки (42'') для равных плеч и прямых краев, направленных к точке O (началу координат поля).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Thomson, Phil. Mag. **21**, 225 (1911).
 2. W. Bartky, A. J. Dempster, Phys. Rev. **33**, 1019 (1929).
 3. R. Herzog, Z. Phys. **89**, 447 (1934).
 4. W. Bleakney, J. A. Hippel, Phys. Rev. **53**, 521 (1938).
 5. D. Fischer, Z. Phys., B, **133**, 455 (1952).
 6. D. Fischer, Z. Phys., B, **133**, 471 (1952).
 7. С. А. Баранов, А. Ф. Малов, К. Н. Шлягин, Приборы и техника эксперимента № 1 (1956).
-

К ВОПРОСУ О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МЕТОДА СВЕТЯЩЕЙСЯ ТОЧКИ

M. A. Воробьев

Исследуется распределение интенсивности в тени, отбрасываемой тонкой проволокой. Рассчитывается толщина проволоки, которая может отбросить заметную тень. Проводится построение области видимости.

В статье И. В. Обреимова [1] вычислена видимость тени, отброшенной неоднородностью в показателе преломления сред (например, в плоско-параллельной пластинке, освещаемой плоской монохроматической волной, область I имеет показатель преломления μ_1 , область II — μ_2 ; области I и II связаны переходной областью, в которой показатель преломления меняется по линейному закону от μ_1 до μ_2).

Однако И. В. Обреимов сделал допущение, что область III широка, т. е. что она имеет протяженность в многие фронтальные зоны. В нашей статье этого допущения не будет.

Предположим *), что плоская монохроматическая волна с длиной волны λ падает вдоль оси. В плоскости $z = 0$ проводим координаты оси Ox и Oy . Неоднородность в среде вносит в волну, упавшую на плоскость $z = 0$, следующую разность хода n (рис. 1):

Область I

от $x = -\infty$ до $x = -\frac{b}{2}$ от $x = +\frac{b}{2}$ до $x = +\infty$

$$n = 0$$

Область II

$$n = n$$

Область III

от $x = -\frac{b}{2}$ до $x = +\frac{b}{2}$

$$n = \frac{nx}{b} + \frac{n}{2}$$

(1)

*) Обозначения те же, что в статье [1].

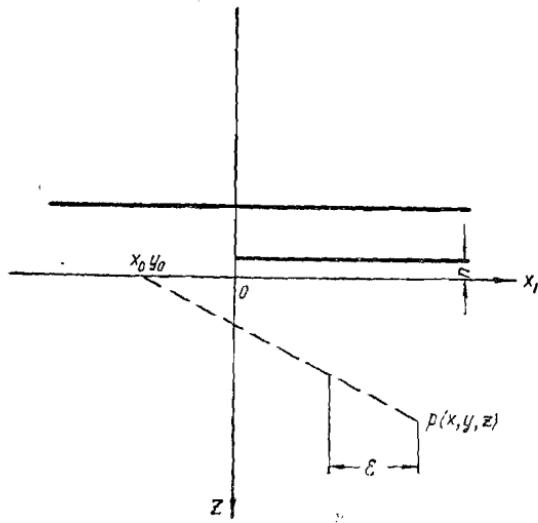


Рис. 1.

Как известно, в точке с координатами x_0, z световое возмущение равно:

$$S = a(s'_1 + s'_2 + s'_3), \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} s'_1 &= \int_{-\infty}^{-\frac{b}{2}-x} \cos 2\pi \left(\frac{\tau}{T} - \frac{\xi}{2z\lambda} \right) d\xi, \\ s'_2 &= \int_{-\frac{b}{2}-x_0}^{\frac{b}{2}-x_0} \cos 2\pi \left(\frac{\tau}{T} - \frac{\xi^2}{2z\lambda} - n \right) d\xi, \\ s'_3 &= \int_{-\left(x_0 + \frac{b}{2}\right)}^{\left(x_0 + \frac{b}{2}\right)} \cos 2\pi \left(\frac{\tau}{T} - \frac{\xi^2}{2z\lambda} - \frac{n\xi}{b} - \frac{nx_0}{b} - \frac{n}{2} \right) d\xi, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где распределение света не зависит от координаты y , $\xi = x - x_0$, T — период световых колебаний, величина τ определяется из равенства

$$\frac{\tau}{T} = \frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}. \quad (4)$$

Коэффициент a определяется в конце вычислений из условия, что $I = 1$ при $b = 0$ и $n = 0$. В настоящей работе будет исследована только сумма $s'_1 + s'_2$.

Исследование суммы $s'_1 + s'_2$

Вынесем из-под знака интеграла в формуле (3) $\sin \omega \tau$ и $\cos \omega \tau$, где $\omega = \frac{2\pi}{T}$, получим

$$s'_1 = C'_1 \cos \omega \tau + S'_1 \sin \omega \tau,$$

$$s'_2 = C'_2 \cos \omega \tau + S'_2 \sin \omega \tau,$$

где

$$\left. \begin{aligned} C'_1 &= \int_{-\infty}^{-\frac{b}{2}-x_0} \cos \frac{\pi \xi^2}{z\lambda} d\xi, & S'_1 &= \int_{-\infty}^{-\frac{b}{2}-x_0} \sin \frac{\pi \xi^2}{z\lambda} d\xi, \\ C'_2 &= \int_{\frac{b}{2}-x_0}^{\infty} \cos 2\pi \left(\frac{\xi^2}{2z\lambda} + n \right) d\xi, \\ S'_2 &= \int_{\frac{b}{2}-x_0}^{\infty} \sin 2\pi \left(\frac{\xi^2}{2z\lambda} + n \right) d\xi, \\ I &= a^2 \{ (C'_1 + C'_2)^2 + (S'_1 + S'_2)^2 \}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

I — интенсивность света в плоскости $z = \text{const}$. Путем несложных преобразований (см. [1], [2]) получим в том случае, если $2\pi n$ есть малая величина,

$$I = 1 - \varphi (s - c) - 2p \left[\sin \frac{\pi}{2} u^2 + \cos \frac{\pi}{2} u^2 \right], \quad (7)$$

где

$$s(u) = \int_0^u \sin \frac{\pi t^2}{2} dt, \quad c(u) = \int_0^u \cos \frac{\pi t^2}{2} dt, \quad (8)$$

$$p = \frac{b}{V^{2z\lambda}}, \quad \varphi = 2\pi n, \quad u = \sqrt{\frac{x_0}{z\lambda}}, \quad (9)$$

p, φ — малые величины.

Таким образом, I дает нам распределение интенсивности в плоскости $z = \text{const}$ в тени, отбрасываемой тонкой проволокой, причем среда справа и слева от нее вносит разность хода, равную n длин волн. Если $n = 0$, то мы имеем дело с тенью от обычной тонкой проволочки.

$$I = 1 - 2p \left[\sin \frac{\pi u^2}{2} + \cos \frac{\pi u^2}{2} \right].$$

График функции

$$Z_2 = -2 \left[\sin \frac{\pi u^2}{2} + \cos \frac{\pi u^2}{2} \right]. \quad (10)$$

приведен на рис. 2. Функция имеет экстремумы при следующих значениях u :

$$u=0, \quad u_k^2 = 2k + \frac{1}{2} \quad (\text{где } k \text{ — целое число})$$

и пули при значениях

$$u^2 = 2k + \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Из формулы (7) можно подсчитать, какой толщины проволочка может отбросить заметную тень.

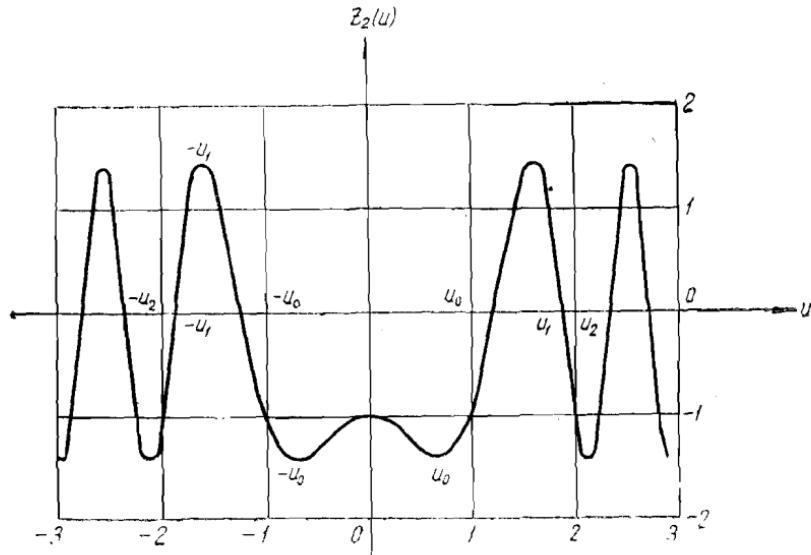


Рис. 2. График функции $z_2 = -\left(\cos \frac{n u^3}{2} + \sin \frac{n u^2}{2}\right)$.

Примем, согласно Рэлею [3], что неоднородность в освещенности еще заметна, если видимость

$$V \geq 0,025, \quad (12)$$

причем

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (13)$$

В нашем случае $I_{\max} = 1 + p2\sqrt{2}$, $I_{\min} = 1 - p2\sqrt{2}$, а

$$V = 2p\sqrt{2}, \quad (14)$$

и проволочка отбрасывает заметную тень, если

$$p \geq \frac{0,025}{2\sqrt{2}} = 0,009 \text{ или } b \geq 0,009\sqrt{2}\lambda. \quad (15)$$

Если примем $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, получим, например, что при $z = 100 \text{ см}$ $b \geq 0,009 \cdot 10^{-1} \text{ см} = 0,009 \text{ мм}$, т. е. на расстоянии 1 м проволочки толщиной 0,01 мм еще отбрасывает едва заметную тень.

Из формулы (7) следует также, что при уменьшении толщины проволочки дифракционная картина (т. е. расстояние между максимумами и минимумами освещенности) не изменяется, изменяется лишь ее контрастность. Этого вывода нет ни в одном известном курсе оптики.

Продолжение исследования формулы (3)

Функция

$$z_1 = s(u) - c(u) \quad (16)$$

в формуле (7) имеет экстремумы при значении

$$u_k^2 = \frac{1}{2} + 2k,$$

т. е. совпадающие со значениями экстремумов функции (10).

График функции (16) дан на рис. 3. В общем случае (см. формулу (7))

$$I = 1 - \varphi z_1(u) - p z_2(u), \quad (17)$$

причем $p > 0$, а малая величина φ может менять свой знак. Таким образом, если $\varphi = 2\pi n$ есть положительная величина, то при положительных значениях u экстремумы функции (17) будут усилены, а при отрицательных значениях — ослаблены по сравнению с экстремумами функции $z_2(u)$ (рис. 2). При

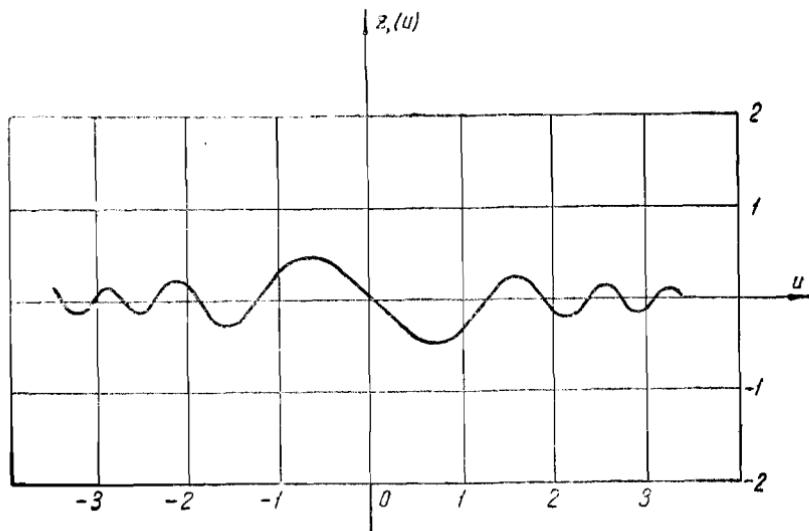


Рис. 3. График функции $z_1 = s(u) - c(u)$.

значении $\varphi = 2p$ это изображено на рис. 4. Изменяя знак φ на обратный, получаем симметричную картину относительно оси ординат, изображенную на этом рисунке. При $\varphi = 0$ картина делается симметричной по отношению к границе геометрической тени.

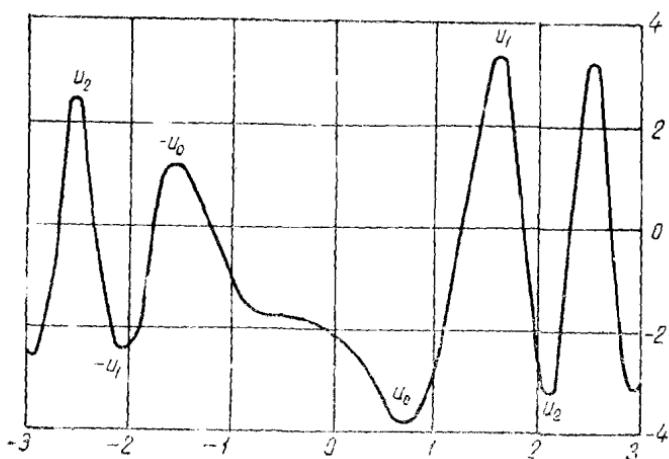


Рис. 4. График функций $I - 1 = (s - c) + \left(\sin \frac{n u^2}{2} + \cos \frac{n u^2}{2} \right)$.

Теперь можно оценить, насколько наличие неплотного со-прикосновения двух сред с различными показателями преломления может повлиять на чувствительность метода светящейся точки. Неоднородность в показателе преломления сказывается в асимметрии дифракционной картины.

Примем за меру контрастности изображения справа, величину видимости двух первых экстремумов справа, которые имеют место при $u = u_1$ и $u = u_2$. Видимость их равна, согласно формуле (7) и рис. 4,

$$V_{\text{пр}} = \frac{\varphi [-c(u_1) + c(u_2) + s(u_1) - s(u_2)]}{2}.$$

Видимость двух первых экстремумов слева равна

$$V_{\text{лев}} = \frac{\varphi [-c(u_1) - c(-u_2) + s(u_1) + s(u_2)]}{2},$$

$$A = V_{\text{пр}} - V_{\text{лев}} = 2\varphi [c(u_2) - s(u_2)] = 0,273 \varphi. \quad (18)$$

Последнее выражение можно принять за меру асимметричности картины.

Сравним асимметрию картины видимости рис. 4 с симметричной картиной рис. 2.

Из формулы (14) видимость симметричной картины равна

$$V_{\text{симм}} = p\sqrt{2} = p \cdot 2,82.$$

Предположим, что асимметрия заметна, если

$$A = \varepsilon V_{\text{симм}}. \quad (19)$$

Тогда (14), (18) и (19) имеем, что асимметричная картина заметна, если

$$\varphi \geq \varepsilon p \cdot 10,3. \quad (20)$$

Предположим, что $\varepsilon = 0,1$ (10%), тогда асимметрия заметна, если $\varphi \geq p \cdot 1,03$.

Но из формулы (12) следует, что при $p = 0$ должно быть

$$\varphi \geq 0,025,$$

причем для определения условия заметности необходимо соблюдение более сильного неравенства. Отсюда следует, что при

$$p < \frac{0,025}{1,03} = 0,025$$

наличие границы более узкой, чем $2p = 0,05$, уже не мешает заметить асимметрию картины, связанную с неоднородностью показателя преломления при $\varphi = 0,025$, по обе стороны неплотности.

Общие исследования функции I

Проведем наиболее общее исследование

$$I = 1 - [\varphi \cdot z_1(u) + p z_2(u)]. \quad (21)$$

Очевидно, $z_1(u)$ — нечетная, $z_2(u)$ — четная функции. Из одного этого следует, что если обозначить

$$m(\varphi, p) = \min_{-\infty < u < \infty} z, \quad M(\varphi, p) = \max_{-\infty < u < \infty} z,$$

то

$$\left. \begin{aligned} m(-\varphi, p) &= m(\varphi, p), & M(-\varphi, p) &= M(\varphi, p), \\ m(-\varphi, -p) &= -M(\varphi, p), & M(-\varphi, -p) &= -m(\varphi, p), \\ m(\varphi, -p) &= -M(\varphi, p), & M(\varphi, -p) &= -m(\varphi, p). \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Таким образом, достаточно ограничиться рассмотрением случая $\varphi > 0, p > 0$.

Интересно несколько подробнее остановиться на исследовании функции

$$z = [\varphi z_1(u) + p z_2(u)]. \quad (23)$$

Ее экстремумы будут находиться в точках

$$u' = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\varphi}{p}, \quad \pm u_0, \quad \pm u_1, \dots, \quad \text{где } u_k = \sqrt{2k + \frac{1}{2}}, k=0, 1, \dots$$

Вторые производные будут иметь следующие значения для этих точек:

$$\left. \begin{aligned} z''(u') &= -2\sqrt{2}\pi p \sin \frac{\pi}{4}(2u^2 - 1), \\ z''(u_k) &= \sqrt{2}\pi(-1)^k(\varphi - 2\pi pu_k)u_k, \\ z''(-u_k) &= \sqrt{2}\pi(-1)^{k+1}(\varphi + 2\pi pu_k)u_k. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Максимальное z равно

$$\max z = \frac{\varphi z_1(-u_0) + pz_2(-u_0)}{z(-u_0)} = \varphi \cdot \frac{z_1(-u_0)}{0,5} + 2\sqrt{2}p.$$

Минимальное значение z будет выражено, как $\min_{-\infty < u < \infty} z = \min_{-u_1 < u < u_1} z$. Действительно, для $|u| > u_1$

$$z_1(u) > z_1(-u_1),$$

$$z_2(u) \geq z_2(-u_1).$$

Следовательно,

$$z(u) = \varphi z_1(u) + pz_2(u) > \varphi z_1(-u_1) + pz_2(-u_1) = z(-u_1), \quad (25)$$

то есть мин z не может быть достигнуто вне интервала $(-u_1, u_1)$.

Достаточно рассматривать $z(u)$ на $(-u_1, u_1)$. В любом случае экстремумы чередуются. Выражение для мин z будет меняться в зависимости от расположения точки $u' > 0$. Пусть $u' > u_1$, тогда в точках $-u_1, u_0$ будут минимальные, а в точках $-u_0, u_1$ — максимальные, так как в выражении (24) для второй производной множитель $\varphi = 2\pi pu > 0$ при $u \leq u_1$. Значит, в этом случае

$$\min z = \min [z(-u_1), z(u_0)].$$

Допустим, что $u_0 < u' < u_1$ в силу чередования макс и мин (рис. 4) в точке u' будет максимальна, а в точках $-u_1, u_0, u_1$ — минимальна. Так как $z(u_1) > z(-u_1)$, то снова

$$\min z = \min [z(-u_1), z(u_0)].$$

Предположим, наконец, что $0 < u' < u_0$. Теперь минимумы будут в точках $-u_1, u', u_1$, значит, во всяком случае

$$\min z = \min [z(-u_1), z(u')].$$

Докажем, что $z(u') > z(-u), 0 < u' < u_0$. Это будет доказано, если покажем, что $\varphi z_1(u_0) + pz_2(0) > \varphi z_1(-u_1) + pz_2(-u_1)$.

Так как $z_2(u') > z_2(0) > 0$ и $z_1(u_0) < z_1(u') < 0$, то

$$z_1(u_0) = -0,5, z_2(0) = 2,$$

$$z_1(-u_1) \approx -0,28, z_2(-u_1) = -2, [4].$$

Значит, необходимо доказать, что

$$0,5\varphi + 2p > -0,28\varphi - 2p,$$

то есть $p4 > 0,22\varphi$ или $p > 0,055\varphi$.

Однако условие $0 < u' < u_0$ означает

$$0 < \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\varphi}{p} < u_0, \text{ т. е. } p > \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\varphi}{u_0}.$$

Имеем $u_0 \approx 0,7$ и $\frac{1}{2\pi u_0} \approx 0,23$.

Следовательно, условие $0 < u' < u_0$ означает $p > 0,23\varphi$; отсюда тем более $p > 0,055\varphi$. Значит, $z(u') > z(-u_1)$

$$\min z = z(-u_1).$$

Итак,

$$\min z = \begin{cases} z(-u_1), & \text{если } 0 < u' < u_0, \\ \min \{z(-u_1), z(u_0)\}, & \text{если } u_0 < u'. \end{cases} \quad (26)$$

Построение области видимости

Рассмотрим видимость

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \text{ при } I = 1 - z,$$

$$I_{\max} = 1 - \min z, \quad I_{\min} = 1 - \max z,$$

$$V = \frac{\max z - \min z}{2 - \max z - \min z}, \quad (27)$$

$$\max z = z(-u_1).$$

Заметим, что представление в (27) для $\min z$ можно упростить. Положим

$$\begin{aligned} z(-u_1) &= \varphi z_1(-u_1) + p z_2(-u_1) = \\ &= \varphi z_1(u_0) + p z_2(u_0) = z(u_0). \end{aligned} \quad (28)$$

Это дает

$$p = \frac{z_1(-u_1) - z_1(u_0)}{z_2(u_0) - z_2(-u_1)} \cdot \varphi = a\varphi. \quad (29)$$

Это есть уравнение прямой, проходящей через начало координат φ, p . При $p = 0$

$$\left. \begin{aligned} z(-u_1) &= \varphi z_1(-u_1), & z(u_0) &= \varphi z_1(u_0), \\ z(-u_1) &> z(u_0). \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Так как $z_1(-u_1) \approx -0,28$, $z_1(u_0) = -0,5$. Отсюда следует, что в первом квадранте

$$\min z = \begin{cases} z(-u_1), & p > a \cdot \varphi, \\ z(u_0), & p < a \cdot \varphi. \end{cases} \quad (31)$$

Соотношения (22) и выражения (26), (31) позволяют построить область видимости в координатах φ , p . Выражение для видимости при $\varphi > 0$; $p > 0$ приобретает вид

$$V = V(\varphi, p) = \begin{cases} \frac{z(-u_0) - z(-u_1)}{2 - z(-u_0) - z(-u_1)}, & p > a\varphi, \\ \frac{z(-u_0) - z(u_0)}{2 - z(-u_0) - z(u_0)}, & p < a\varphi. \end{cases} \quad (32)$$

Пользуясь обозначениями, использованными в (22), можно написать ($\varphi > 0$; $p > 0$)

$$\begin{aligned} V(\varphi, -p) &= \frac{-m(\varphi, p) + M(\varphi, p)}{2 + m(\varphi, p) + M(\varphi, p)} = \\ &= \begin{cases} \frac{z(-u_0) - z(-u_1)}{2 + z(-u_0) + z(-u_1)}, & p > a\varphi, \\ \frac{z(-u_0) - z(u_0)}{2 + z(-u_0) + z(u_0)}, & p < a\varphi. \end{cases} \end{aligned} \quad (33)$$

В силу соотношений (22) функция V четна по φ , то есть имеется симметрия относительно оси $\varphi = 0$. Подставляя в (32), (33) выражение для z , получим

$$\begin{aligned} V(\varphi, p) &= \begin{cases} \frac{[z_1(-u_0) - z_1(-u_1)]\varphi + [z_2(-u_0) - z_2(-u_1)]p}{2 - [z_1(-u_0) + z_1(-u_1)]\varphi}, & p > a\varphi, \\ \frac{[z_1(-u_0) - z_1(u_0)]\varphi}{2 - [z_2(-u_0) + z_2(u_0)]p}, & p < a\varphi, \end{cases} \\ V(\varphi, -p) &= \begin{cases} \frac{[z_1(-u_0) - z_1(-u_1)]\varphi + [z_2(-u_0) - z_2(-u_1)]p}{2 + [z_1(-u_0) + z_1(-u_1)]\varphi}, & p > a\varphi, \\ \frac{[z(-u_0) - z_1(u_0)]\varphi}{2}, & p < a\varphi. \end{cases} \end{aligned}$$

Используя числовые значения

$$\begin{aligned} z_1(u_0) &= -0,49, & z_2(u_0) &\approx 2,8, \\ z_1(-u_0) &= +0,49, & z_2(-u_0) &\approx 2,8, \\ z_1(-u_1) &= -0,28, & z_2(-u_1) &\approx -2,8, \end{aligned}$$

находим

$$a \approx \frac{-0,28 + 0,49}{2,8 + 2,8} \approx 0,038.$$

$$V(\varphi, p) = \begin{cases} \frac{0,77\varphi + 5,6p}{2 - 0,21\varphi}, & p > 0,038\varphi, \\ \frac{0,98\varphi}{2 + 5,6p}, & p < 0,038\varphi; \end{cases}$$

$$V(\varphi, -p) = \begin{cases} \frac{0,77\varphi + 5,6p}{2 + 0,21\varphi}, & p > 0,038\varphi, \\ \frac{0,98\varphi}{2 - 5,6p}, & p < 0,038\varphi. \end{cases}$$

Для отыскания «границы видимости» полагаем $V = 0,025$.
Получаем в первом квадранте

$$0,77\varphi + 5,6p = 0,05, |p| > 0,038\varphi,$$

$$0,98\varphi + 0,14p = 0,05, |p| < 0,038\varphi;$$

в четвертом квадранте

$$0,77\varphi - 5,6p = 0,05, |p| > 0,038\varphi,$$

$$0,98\varphi + 0,14p = 0,05, |p| < 0,038\varphi.$$

Заштрихованная часть рис. 5 — край «области видимости». Внутренняя часть Ω — совокупность параметров p, φ «невиди-

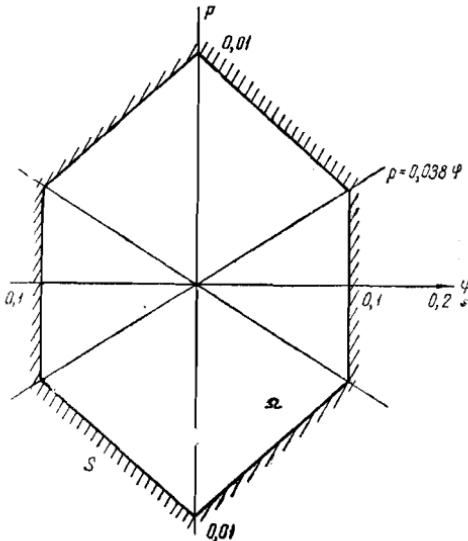


Рис. 5.

мой области». Внешняя граница «области видимости» удалена настолько, что теряет смысл в связи с тем, что выражение (7) для I через φ, p справедливо приближенно лишь для малых φ, p .

Истинная граница S , по-видимому, гладкая овальная кривая, для которой многоугольник, изображенный на рис. 5, является приближением.

Выражаю благодарность моему научному руководителю академику И. В. Обреимову.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Обреимов, Оптика и спектроскопия 4, вып. 5 658 (1958).
2. И. В. Обреимов, О приложении френелевой дифракции для физических и технических измерений. Изд. АН СССР, 1945.
3. Scientific Papers of John-William Strutt (lord Rayleigh), v. III, p. 277.
4. Я. Н. Шпильрейн, Таблицы специальных функций, т. I. Гостехиздат, 1934.

РАССЕЯНИЕ μ -МЕЗОНОВ С ИМПУЛЬСОМ ОКОЛО $100 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ В МЕДИ И ЖЕЛЕЗЕ

*В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. А. Долгошин,
А. М. Москвичев, Л. П. Морозова*

Изучалось рассеяние μ -мезонов в четырехмиллиметровых медных (интервал импульсов μ -мезонов от 85 до $144 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$) и железных (интервал импульсов μ -мезонов от 81,2 до $135 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$) пластинах. Угловые распределения μ -мезонов, построенные для 2350 случаев рассеяния, удовлетворительно согласуются с распределением для точечного ядра.

Известно, что многие авторы, исследовавшие рассеяние μ -мезонов на ядрах, наблюдали избыток числа случаев рассеяния по отношению к ожидаемому при кулоновском взаимодействии μ -мезонов с ядрами.

Наиболее полный обзор данных по рассеянию μ -мезонов сделали Фаулер и Вольфендалль [1]. По их мнению, аномальное рассеяние в области малых энергий (менее 600 Мэв) отсутствует, а некоторый избыток, наблюдаемый в отдельных исследованиях, связан с ошибками эксперимента. Это мнение подтверждается результатами трех недавних работ с медленными μ -мезонами.

Кириллов-Угрюмов и Москвичев [2] исследовали рассеяние μ -мезонов с импульсами $130 \pm 16 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ в пластинах берилля толщиной 1 см, которые были расположены внутри камеры Вильсона. Из 2250 случаев рассеяния μ -мезонов не было зарегистрировано ни одного случая рассеяния на угол больше 6° . Имелось удовлетворительное согласие экспериментальных и вычисленных по теории Мольер угловых распределений.

Используя алагезский масс-спектрометр, Алиханян и Арутюнян [3], измерили рассеяние μ -мезонов в свинцовых пластинах ($t = 7 \text{ мм}$). Общий пробег μ -мезонов составил 19 м. Поскольку имелось согласие эксперимента с теорией, учитываю-

щей конечные размеры ядра, авторы оценили верхний предел возможного аномального рассеяния как $10^{-28} \text{ см}^2/\text{нуклон}$.

Отрицательный результат в отношении существования аномального рассеяния был получен Чидли и др. [4], которые изучали рассеяние μ -мезонов с энергией 23 Мэв в свинцовой пластинке (0,56 мм), помещенной внутри пропановой пузырьковой камеры.

Фукуи, Китамура и Ватазэ *) не обнаружили аномального рассеяния μ -мезонов и в области больших энергий (около 1Бэв), хотя этот результат находится в известном противоречии с другими экспериментальными данными и теоретическими предположениями, развивающимися в этом обзоре. Существенно, что авторы получают согласие с теорией, учитывающей кулоновское взаимодействие, только когда отбор траекторий μ -мезонов производится регистрацией μ -е-распада при остановке.

Учитывая важность окончательных суждений об отсутствии или наличии аномального рассеяния, мы измерили рассеяние μ -мезонов с импульсами 81,2—144 Мэв $\cdot \text{с}^{-1}$ в четырехмиллиметровых медных и железных пластинах.

Хотя относительное число нуклонов в ядрах этих элементов велико, при выбранном интервале энергий и углов для сопоставления с экспериментальными результатами можно пользоваться точной формулой Мольер, не привлекая приближенных данных по распределению заряда в ядрах.

Описание установки

Схема установки показана на рис. 1. Большая прямоугольная камера Вильсона [5] размером $(55 \times 40 \times 14) \text{ см}^3$ управлялась телескопом счетчиков, у которого ряды C_1 , C_2 и C_3 были включены на совпадение, а ряд AC — на антисовпадение. Чтобы уменьшить просчеты ряда антисовпадений, под ним помещался контрольный ряд (KP), включенный в дублирующую схему антисовпадений. Введение этого ряда позволило снизить число просчетов схемы до 0,5%.

Вся установка была смонтирована на уровне моря. Свинцовый фильтр толщиной 15 см над камерой Вильсона предназначался для поглощения электронной компоненты космических лучей.

Для регистрации остановок μ -мезонов и измерения рассеяния внутри камеры Вильсона размещалось девять четырехмиллиметровых медных, а в другой серии измерений железных пластин.

Чтобы электроны распада от μ -мезонов, остановившихся в пластинах, не достигали ряда антисовпадений, под камерой помещался свинцовый фильтр толщиной 0,8 см.

*) Частное сообщение, 1958 г.

Были предприняты специальные меры для уменьшения искажений следов в камере Вильсона: стабилизация температуры, быстродействующие искровые клапаны.

Фотографирование производилось стереофотоаппаратом с расстояния 115 см при базе 13,5 см. Оптические искажения проекций углов при этом оказались пренебрежимо малыми.

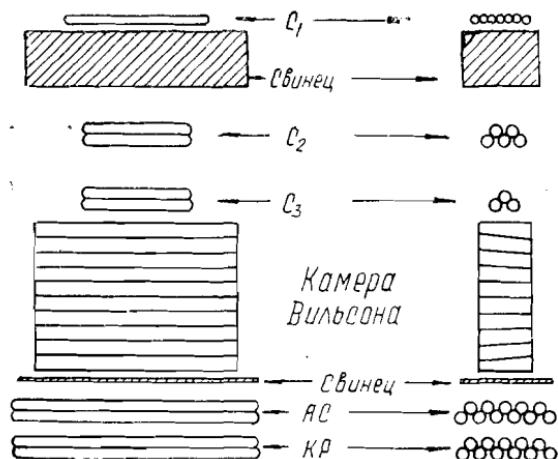


Рис. 1. Схема установки.

Зная количество вещества над камерой Вильсона, включая толщины межэтажных перекрытий здания, где помещалась установка, авторы вычислили интенсивность числа срабатываний камеры Вильсона, которая оказалась в хорошем согласии с интенсивностью, наблюдавшейся на опыте.

Идентификация частиц, измерение импульсов и углов рассеяния μ -мезонов

Идентификация частиц производилась на глаз по плотности ионизации и многократному рассеянию частиц в пластинах камеры.

Рассеяние и градиент плотности следов μ -мезонов, оставившихся в пластинах внутри камеры, заметно отличались от следов электронов и протонов. Оценка ожидаемого числа остановок протонов должна была составить менее 2% от всех зарегистрированных частиц. Наблюдавший процент частиц, идентифицированных как протоны, составил $(1,5 \pm 0,5)\%$. Эти частицы были исключены из дальнейшей обработки по рассеянию.

Существенно, что число остановок μ -мезонов, сопровождавшихся электроном распада, находилось в хорошем согласии

с вычисленным, с учетом соотношения положительных и отрицательных μ -мезонов, а также геометрии установки.

Указанный метод идентификации был не пригоден для разделения π - и μ -мезонов. Однако проведенный анализ показал, что примесь π -мезонов в наших условиях опыта составляет не менее 1% от числа остановок μ -мезонов. Можно показать, что такая примесь π -мезонов практически не изменит ожидаемого теоретического распределения по углам рассеяния μ -мезонов.

Вычисленная по углам многократного рассеяния и пробегам масса частиц, идентифицированных нами как μ -мезоны, оказалась равной $(209 \pm 10) m_e$ (см. приложение I).

Поскольку теоретические угловые распределения существенно отличаются для μ -мезонов даже с близкими значениями импульсов, в опытах по изучению рассеяния приобретает важное значение точность в измерении импульсов и углов рассеяния μ -мезонов. Поэтому для регистрации остановок и исследования рассеяния мы использовали сравнительно тонкие пластины.

Измерение импульсов μ -мезонов производилось по остаточному пробегу. Предполагалось, что рассеяние и остановки μ -мезонов происходят в центре пластины.

При вычислении остаточного пробега учитывалось отклонение угла входа μ -мезонов в пластину от вертикали. Для этого строились экспериментальные распределения углов входа в пластину, где происходит рассеяние:

Номера пластины (от места остановки) . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9
---	---	---	---	---	---	---	---	---	---

$$\sqrt{\bar{v}_{\text{эксп}}^2} . . . 14,5^\circ 12,2^\circ 10,5^\circ 9^\circ 8,5^\circ 8^\circ 7,5^\circ 7^\circ 6^\circ$$

Легко показать, что эффективная толщина пластины из-за невертикальности входа μ -мезонов будет больше истинной толщины в $\sec \sqrt{\bar{v}_{\text{эксп}}^2}$ раз, где $\sqrt{\bar{v}_{\text{эксп}}^2}$ — среднеквадратичный угол входа.

Ошибки в определении импульса в точке рассеяния, связанные с неточностью остаточного пробега из-за конечной толщины пластины, а также с изменением импульса в пластине, где происходит рассеяние, были вычислены и учитывались при построении кривых рассеяния.

Рассеяние изучалось в пластинах, начиная со второй пластины от места остановки, так как в пластине, предшествующей остановке, слишком велика ошибка в определении импульса.

Углы рассеяния измерялись в проекции на плоскость, параллельную переднему стеклу камеры: эта плоскость отлична, вообще говоря, от плоскости, проходящей через первоначальное направление частицы, для которой выводится теоретическое распределение.

ретическое распределение углов рассеяния. Однако благодаря тому, что камера узка (эффективная глубина камеры 9,5 см) и высока (40 см), первоначальное направление частицы имеет отклонение от вертикали не более чем на 4—5°, поэтому отличие проекций углов на эти две плоскости лежит в пределах точности измерений углов. Углы рассеяния μ -мезонов измерялись многократно несколькими наблюдателями; среднеквадратичная ошибка в измерении угла не превышает 30'.

Для измерения экспериментального углового распределения существенными оказываются геометрические размеры регистрирующего устройства. Как показали Козинс и др. [6], геометрические поправки, связанные с различной вероятностью регистрации разных углов, могут привести к неправильным выводам из экспериментальных данных.

В настоящей работе геометрические поправки учитывались и вносились при построении экспериментальных кривых углового распределения рассеяния μ -мезонов. Расчет геометрических поправок (см. приложение II) показывает, однако, что они весьма мало сказываются на форме кривых. Это обстоятельство связано с тем, что ширина камеры (55 см) достаточно велика по сравнению с довольно узким телесным углом, в котором μ -мезоны входят в камеру. Малая же глубина камеры несущественна: можно показать, что рассеяние в плоскости, перпендикулярной плоскости фотографирования, не вносит поправок в экспериментальное угловое распределение (это справедливо, когда угловое распределение рассеяния аппроксимируется нормальным распределением).

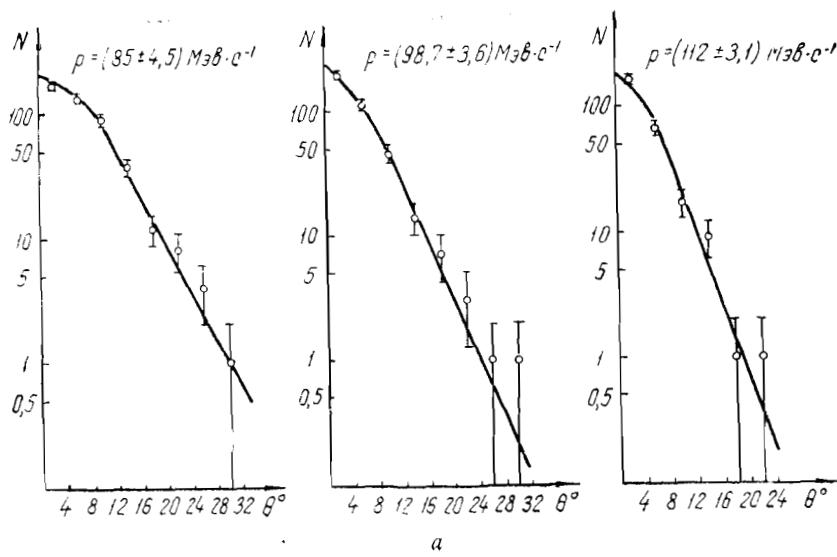
Результаты измерений и их обсуждение

Было проведено две раздельные серии измерений с медными и железными пластинами.

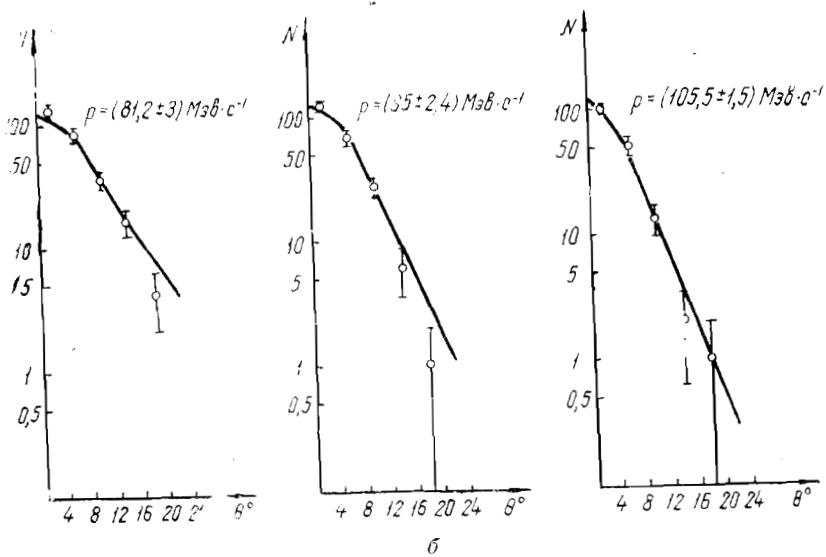
За 3600 часов работы установки с медными пластинами было зарегистрировано 475 остановок μ -мезонов внутри камеры Вильсона, которым соответствуют 1460 случаев рассеяния в пластинах с импульсом не менее 75 Мэв · с⁻¹. При измерении с железными пластинами зарегистрировано 890 случаев рассеяния.

Для рассеяния μ -мезонов в 4-мм медных или железных пластинах можно пользоваться теорией Мольер, так как конечные размеры ядра начинают сказываться в области углов, больших $\frac{\lambda}{R}$ (λ — длина волны μ -мезона, R — радиус ядра), что соответствует для наших импульсов углам $\sim 25\text{--}35^\circ$.

Дифференциальные угловые распределения были построены отдельно для каждой группы μ -мезонов с одинаковым импульсом. Эти экспериментальные данные сравнивались с теорети-



a



b

Рис. 2. Дифференциальные угловые распределения для трехимпульсных интервалов для меди (a) и железа (б).

ческими кривыми рассеяния μ -мезонов, построенными по формулам Мольер для точечного ядра.

Сравнение для точечного ядра теории и эксперимента дает удовлетворительное согласие наблюдаемого и ожидаемого распределений во всех угловых интервалах (рис. 2).

Кроме того, было построено суммарное дифференциальное распределение как функция безразмерного параметра φ_0 , равного

$$\varphi_0 = \frac{\theta_i}{B^{1/2} \xi}, \quad (1)$$

где θ_i — угол рассеяния в радианах, B — слабо меняющаяся функция толщины пластины и импульса частицы, равная

$$B = 2G, \quad (2)$$

$$G = 5,66 + 1,24 \lg \frac{z^{4/3} \cdot A^{-1} \cdot t}{1,13 \beta^2 + 3,76 \left(\frac{z}{137} \right)^2}, \quad (3)$$

(здесь β — средняя скорость μ -мезонов в измеряемом интервале импульсов; в нашем случае $\beta = 0,6$; $G = 6,56$ и $B = 13,12$)

$$\xi = \frac{4\pi N e^t t Z(Z+1) z^2}{(pV)^2}, \quad (4)$$

N — число атомов в 1 см³; t — толщина пластины в г/см²; Z — заряд ядра рассеивателя; z — заряд частицы; p — импульс частицы; V — скорость ее.

Суммарное угловое распределение для меди и железа по безразмерному параметру φ_0 приведено на рис. 3. Оно характеризует рассеяние во всем измеряемом интервале импульсов от 81,2 до 144 Мэв · с⁻¹.

Используя критерий χ^2 , мы получили хорошее согласие эксперимента с теорией ($P_{\chi^2} = 0,4$).

Для сравнения экспериментального и теоретического интегральных распределений по углам рассеяния ниже приводятся их значения для всего импульсного интервала от 85 до 144 Мэв · с⁻¹ (рассеяние в меди):

$\theta^\circ \geq$	0	4	8	12	16	20	24	28
Экспериментальные	1460	678	279	107	42	20	7	2
Теоретические	1460	705	275	97,6	37,6	15,65	7,55	2,95

Таким образом, анализ результата работы показывает удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических данных, учитывающих только кулоновское взаимодействие μ -мезонов с ядрами.

Измерение рассеяния медленных μ -мезонов в меди ранее было проведено на магнитном масс-спектрометре Алиханином и Кирилловым-Угрюмовым [7]. Авторы получили хорошее со-

гласие экспериментальных и ожидаемых распределений в области малых углов, а в области углов больше 15° имелся небольшой избыток зарегистрированных случаев рассеяния (наблюдалось 23 случая, а ожидалось 15,67). По-видимому, это расхождение связано с тем, что угол входа μ -мезонов в камеру

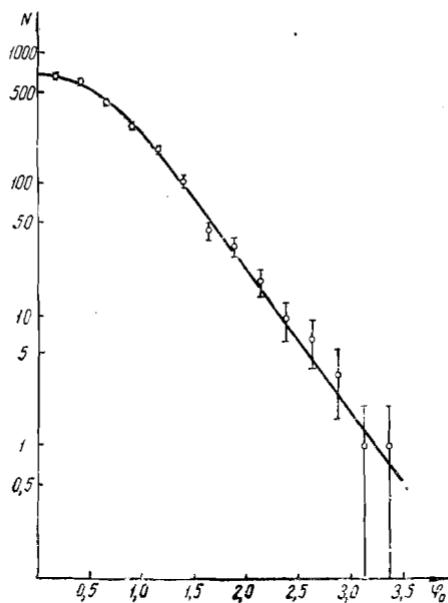


Рис. 3. Суммарное дифференциальное распределение для меди и железа по безразмерному параметру φ_0 .

Вильсона масс-спектрометра был относительно велик, и геометрическая поправка, вычисленная по методу [6], может привести к полному согласию теоретических и экспериментальных данных. Существенно, что для π -мезонов угол входа будет меньше отличаться от вертикали, чем для μ -мезонов, и геометрическая поправка будет соответственно меньше. Действительно, в указанной работе теоретические и экспериментальные данные для π -мезонов согласовывались лучше, чем для μ -мезонов.

Таким образом, в работах [2], [3], [4] и [7], а также в нашей работе не получено данных в пользу существования аномального рассеяния μ -мезонов в области малых энергий.

Пользуемся случаем поблагодарить чл.-корр. АН СССР А. И. Алиханяна за постоянный интерес и ценные дискуссии, Б. И. Лучкова за большую помощь в работе, а также Ф. Р. Арутюняна и М. И. Тер-Микаэляна, принимавших участие в обсуждении.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ μ -МЕЗОНОВ ПО ОСТАТОЧНОМУ ПРОБЕГУ И РАССЕЯНИЮ

Для вычисления массы использовались данные работы Энниса, Бриджа и Ольберта [8], где приводятся удобные для практического применения формулы, позволяющие по углам рассеяния и остаточным пробегам статистически определить массу частиц, регистрируемых установкой.

Основная формула для определения массы такова:

$$\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\theta_i R_i^\alpha)^2 \right]^{1/2} = \left(\frac{4\pi N t z^2 r_e^2 G}{A} \right)^{1/2} (A_z m_e c^2) \left(\frac{m_e}{m} \right)^{1-\alpha}. \quad (5)$$

Левая часть этого равенства есть среднеквадратичное значение величины $n_i = \theta_i R_i^\alpha$, где θ_i — проекции углов рассеяния, R_i — соответствующие им остаточные пробеги, $\alpha = 0,55$, m — масса рассеивающейся частицы, m_e — масса электрона, n — число наблюдаемых углов рассеяния; правая часть равенства — константа, зависящая в первом приближении только от свойств рассеивающего вещества.

Для медных пластин толщиной 4 мм $t = 3,4 \text{ г/см}^2$, $A = 63$, $z = 29$, $N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ е}^{-1} \text{ моль}^{-1}$, $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$.

Для вычисления G в работе [8] дается формула

$$G = 5,66 + 1,24 \lg \frac{z^{4/3} A^{-1} t}{1,13 \beta^2 + 3,76 \left(\frac{z}{137} \right)^2}. \quad (6)$$

В нашем случае $G = 6,56$.

В той же работе дается способ определения A_z по известному пробегу с заданным импульсом частицы определенной массы

$$\frac{R}{Mc^2} = A_z \left(\frac{\Pi}{Mc^2} \right)^{1/\alpha}, \quad (7)$$

где $\Pi = p\beta c$.

Подставляя вместо Mc^2 массу μ -мезона, равную $m_\pi = 274 m_e$, получим $A_z = 0,314$.

Определяем коэффициент K правой части равенства (5) без учета однократного рассеяния

$$K = \left(\frac{4\pi N t z^2 r_e^2 G}{A} \right)^{1/2} (A_z m_e c^2)^\alpha, \quad (8)$$

$$K = 4,9 [(rad/z/cm^2)^\alpha] + 280 [(grad \cdot e^{-1} \cdot cm^2)^\alpha].$$

С учетом однократного рассеяния

$$K_1 = K \left[1 + \frac{0,982}{2G} - \frac{0,117}{(2G)^2} \right] = 280 \cdot 1,082 = 303.$$

Окончательно приводим (5) к виду

$$\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\theta_i R_i^\alpha)^2 \right]^{1/2} = 303 \left(\frac{m_e}{m} \right)^{1-\alpha}. \quad (9)$$

Затем вычисляем левую часть полученного уравнения суммированием произведений проекций углов рассеяния на соответствующие остаточные пробеги. Получаем следующую массу частиц:

$$m = (209 \pm 10) \text{ me}.$$

Полученная масса хорошо согласуется с массой μ -мезона, равной 207 m_e .

ПРИЛОЖЕНИЕ II

РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПОПРАВОК ПРИ ИЗМЕРЕНИИ УГЛОВ

Рассмотрим точку x пластины m , где происходит рассеяние μ -мезона, остановившегося в пластине n (рис. 4). Ввиду конечных размеров телескопа в точку x приходят мезоны в ограниченном интервале входа α .

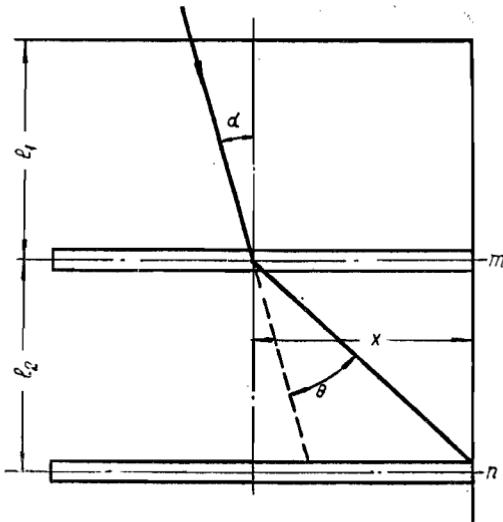


Рис. 4. Схема углов к расчету геометрических поправок.

Если не учитывать рассеяние в пластинах, предшествующих пластине m , то этот интервал углов характеризуется диаграммой, изображенной на рис. 5. Установка симметрична, поэтому рассматривается только половина камеры, т. е. $25,5 \text{ см} \geq x \geq 0$.

Ввиду того, что интервал углов входа для любого x достаточно мал ($\sim 10^\circ$), можно считать, что внутри этого интервала угловое распределение μ -мезонов изотропно. Тогда площадь диаграммы S пропорциональна вероятности попадания μ -мезона в пластину m .

При рассеянии в пластинах, предшествующих пластине m , диаграмма должна «расплыться» по обеим осям x и θ . Можно показать с достаточной точностью, что рассеяние приведет к расплыванию вдоль оси θ на величину $\sigma_1 = 0,35\sigma$ и вдоль оси x — на величину $l_1 \operatorname{tg} \sigma_1$, где σ — среднеквадратичный угол рассеяния μ -мезона с импульсом, равным импульсу μ -мезона, остановившегося в пластине n , в толщине t , равной сумме всех пластин, предшествующих пластине m , а l_1 — расстояние от верха камеры до пластины m .

Мезон, вошедший в точку x пластины m , имеющий импульс, соответствующий остановке в пластине n , может уйти из камеры из-за рассеяния в пластине m и из-за рассеяния в пластинах между m и n .

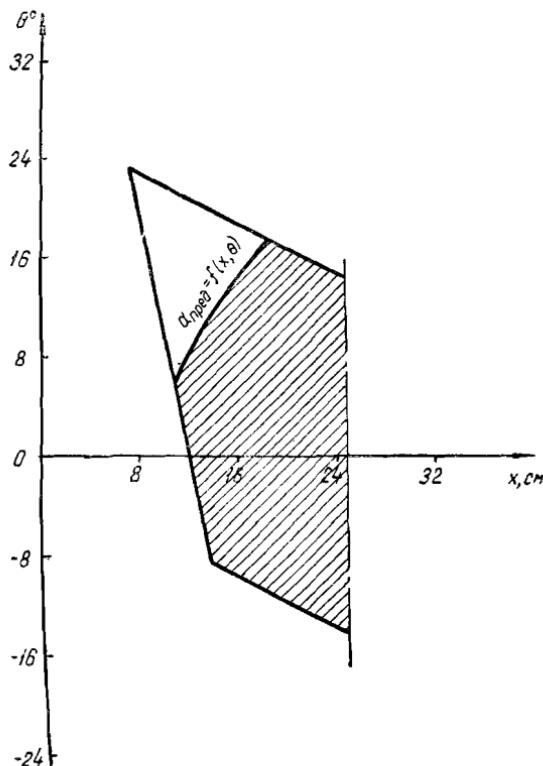


Рис. 5. Диаграмма углов.

Для учета ухода μ -мезонов за пределы камеры за счет этих всех возможностей считаем (во всяком случае не преуменьшая поправок на геометрию), что рассеяние в точке x пластины m на угол θ эквивалентно рассеянию в $n-m$ пластинах на угол $\theta_1 = \theta \sqrt{n-m}$. Тогда вероятность, что частица останется в камере, будет зависеть от предельного угла входа, определяемого из соотношения

$$x = l_2 \operatorname{tg} (\theta \sqrt{n-m} + \alpha_{\text{пред}}).$$

Кривая $\alpha_{\text{пред}} = f(x, \theta)$ отсекает от диаграммы, пропорциональной числу входящих в пластину m мезонов, часть, пропорциональную числу мезонов, уходящих за пределы камеры из-за рассеяния.

Тогда вероятностью регистрации мезона, имеющего импульс, соответствующий остановке в пластине n , и рассеявшегося в пластине m на угол θ , будет отношение заштрихованной площади диаграммы к полной пло-

щади S .

Зная из экспериментальных угловых распределений для данного импульса (т. е. для $n-m=\text{const}$) относительную долю рассеянний в пласти-

нах $m = 1, 2, \dots, 7$, можно определить $F(p, \theta)$, т. е. поправку на регистрацию угла θ (рис. 6).

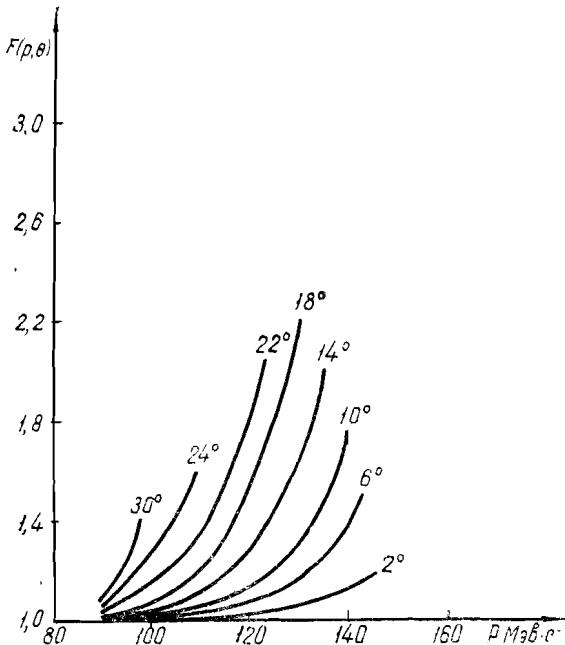


Рис. 6. Кривая геометрических поправок на регистрацию угла θ как функция импульса μ -мезона в точке рассеяния.

При построении экспериментальных угловых распределений, следовательно, надо использовать величину $N = N_{\text{эксп}}(\mu, \theta) \cdot F(p, \theta)$, где $N_{\text{эксп}}(p, \theta)$ — число рассеяний μ -мезонов с импульсом p на угол θ , полученные в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. N. Fowler, A. W. Wolfendale, Progress in elementary particle and cosmic rays physics, Amsterdam, 123—153 (1958).
2. В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. М. Москвичев, ЖЭТФ 34, 322 (1958).
3. А. И. Алиханян, Ф. Р. Арutiуни, ЖЭТФ 36, 32 (1959).
4. B. Chidley, G. Hinman, R. Goldstein, R. Summers, R. Adler, Can. Journ. of Phys. 36, 801 (1958).
5. В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. Н. Дерягин, Г. И. Мерzon, ПТЭ 3, 15 (1957).
6. J. E. Cousins, W. F. Nash, A. J. Pointon, Nuovo Cim. 6, 1113 (1957).
7. А. И. Алиханян, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Изв. АН СССР, сер. физ., XIX, 737 (1955).
8. M. Annis, H. Bridge, S. Olbert, Phys. Rev. 89, 1216 (1953).

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПОТОКА μ^+ -МЕЗОНОВ НА УРОВНЕ МОРЯ

Б. А. Долгошин, Б. И. Луиков

Изучена степень поляризации космических μ^+ -мезонов с импульсом на уровне моря $p \gtrsim 1,2 \text{ Гэв/с}$. Получено значение степени поляризации $\eta = 0,98^{+0,02}_{-0,32}$.

Следствием нарушения закона сохранения четности в слабых взаимодействиях является продольная поляризация μ -мезона при $\pi \rightarrow \mu$ -распаде в системе центра масс. μ -мезоны, регистрируемые на уровне моря, образуются при распаде π -мезонов на лету. Поток μ -мезонов с энергией E_μ , генерируется π -мезонами в интервале энергий ΔE_π . Благодаря тому, что энергетический спектр π -мезонов в атмосфере сильно убывает с энергией ($\sim E_\pi^{1-\gamma}$), возникает избыток μ -мезонов, вылетающих в системе центра масс в переднюю полусферу относительно движения π -мезона, т. е. возникает поляризация потока μ -мезонов относительно вертикали. Степень поляризации была теоретически рассчитана в работе [1]*) и описывается выражением

$$\eta = \frac{1}{v} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{1-v}{v} \cdot \frac{1 - \left(\frac{1-v}{1+v} \right)^{\gamma-1}}{1 - \left(\frac{1-v}{1+v} \right)^\gamma}, \quad (1)$$

где v — скорость μ -мезона в системе центра масс, а γ — параметр, характеризующий энергетический спектр частиц, генерирующих μ -мезоны. Показано также [1], [2], что деполяризация, вызываемая рассеянием μ -мезона на пути до остановки, пренебрежимо мала.

Поляризацию μ^+ -мезонов можно определить по асимметрии вылета позитронов при $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде относительно вектора

*) Степень поляризации космических μ -мезонов рассчитана также в работе [2].

поляризации. В теории двухкомпонентного нейтрино вид этой асимметрии дается формулой Ли-Янга — Ландау

$$W(\varepsilon, \theta) d\varepsilon d\Omega = \frac{\varepsilon^2}{2\pi} [(3 - 2\varepsilon) + \xi\eta(2\varepsilon - 1) \cos\theta] d\varepsilon d\Omega, \quad (2)$$

где $\varepsilon = \frac{E}{E_{\max}}$ — энергия позитронов в единицах максимальной энергии; ξ — теоретический параметр, зависящий от констант взаимодействия, близкий к единице; η — степень поляризации; θ — угол между вектором поляризации и направлением вылета позитрона.

Настоящая работа описывает эксперимент по определению степени поляризации космических μ^+ -мезонов на уровне моря. Измеряемой величиной являлась доля позитронов распада, вылетавших в верхнюю полусферу при распаде остановившегося μ^+ -мезона.

Экспериментальная установка состояла из большой прямоугольной камеры Вильсона объемом $14 \times 40 \times 55 \text{ см}^3$, в которую были помещены 9 медных пластин, каждая толщиной 4 мм. Камера управлялась телескопом счетчиков Гайгера, выделявших остановку μ -мезона в камере. Под камерой помещался слой свинца толщиной 10 мм, чтобы исключить возможность просчета $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распадов с вылетом позитрона из камеры в ряд антисовпадений.

Вся установка была размещена на 1 этаже пятиэтажного здания.

Общий пробег μ -мезона по вертикали через вещество над камерой эквивалентен $\sim 550 \text{ г/см}^2$ легкого вещества (примерно 450 г/см^2 строительного материала плюс свинцовый блок толщиной 15 см). Импульс мезона на входе в здание $p \geq 1,2 \text{ Бэв/с}$.

Экспериментальные результаты, полученные за 3200 часов работы установки, приведены ниже.

Общее число остановок	590
Протонных остановок	7
Остановок μ -мезонов	583
Число распадов	229
Число распадов после дополнительного отбора	202
Из них с вылетом вверх	122
вниз	80

Остановки протонов легко отличались от мезонных остановок по степени ионизации. Возможная примесь π -мезонов не превышала 1% от μ -мезонов. В таблице приведены только остановки в семи центральных пластинах камеры, чтобы исключить возможные ошибки, связанные с худшей работой крайних отсеков. Каждый случай остановок тщательно обрабатывался на стереокомпараторе. Случаи $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада подвергались дополнительному отбору, чтобы устраниТЬ возможный просчет числа распадов из-за ухода позитрона распада в неосвещенную область камеры. Поэтому отбирались только те случаи

$\mu^- \rightarrow e^-$ -распада, у которых точка распада находилась достаточно далеко от границ неосвещенной области камеры, так что обязательно регистрировался позитрон, вылетевший из пластины под любым углом. В результате измерений доля распадов в верхнюю полусферу оказалась равной $\beta_{Cu} = 0,604 \pm 0,034$.

Чтобы убедиться в отсутствии грубой систематической ошибки, приводящей к асимметрии, был проведен контрольный опыт. Медные пластины в камере были заменены железными, намагниченными в горизонтальном направлении. Остаточная индукция в железе составляла около 300 Гс. Прецессия магнитного момента μ -мезона в таком поле такова, что за время жизни остановившегося μ -мезона магнитный момент совершают несколько оборотов, так что μ -мезон полностью деполяризуется. В этом эксперименте доля распадов вверх оказалась $\beta_{Fe} = 0,516 \pm 0,052$, что хорошо согласуется с изотропным распределением ($\beta = 0,5$).

Есть дополнительное соображение, показывающее, что в эксперименте с медными пластинами не было систематического просчета распадов вниз. Зная общее число остановок мезонов, положительный избыток μ -мезонов на уровне моря для данного импульса, равный $r = 1,25$ и рассчитав вероятность выхода позитрона распада из медной пластины толщиной 4 мм, которая оказалась равной $a = 0,63^*$), можно оценить ожидаемое число распадов

$$N_{\text{расп}}^+ = N_{\text{ост}} \cdot \frac{r}{1+r} \alpha \approx 205.$$

Если учесть также, что вероятность распада μ -мезонов составляет около 6%, то

$$N_{\text{расп}}^- = N_{\text{ост}} \frac{1}{r+1} \alpha \cdot 0,06 \approx 10.$$

Общее число распадов $N_{\text{расп}} = N_{\text{расп}}^+ + N_{\text{расп}}^- = 215$, что находится в хорошем согласии с экспериментальным числом 229.

Здесь следует отметить, что имеющаяся примесь электронов от $\mu^- \rightarrow e^-$ -распадов может только уменьшить угловую асимметрию в $\mu^- \rightarrow e^-$ -распаде ввиду сильной деполяризации μ^- в пластине.

Наблюденное значение β_{Cu} соответствует степени поляризации $\eta = 0,98^{+0,02}_{-0,32}$ для потока космических μ^+ -мезонов с импульсом, равным примерно 1,2 Гэв/с. Теоретический расчет [1] дает для степени поляризации космических μ -мезонов значение $\eta = 0,3$, если использовать данные для импульсного спектра π -мезонов в атмосфере, приводимые в работе [3]. Таким об-

*) При расчете коэффициента выхода позитронов из пластин, а также доли выхода вверх использовались теоретические соотношения пробег — энергия и разброс пробегов для электронов, проведенные в работе [5].

разом, экспериментальный результат не согласуется с расчетной величиной. Кроме того, он противоречит данным эксперимента [4], дающего величину $\eta = 0,19 \pm 0,06$. Такое противоречие может быть результатом статистической флуктуации, вероятность которой по отношению к данным работы [4] равна примерно одному проценту. Если дальнейшие исследования подтверждают результат настоящего опыта, то причину такого расхождения можно искать в предположении, что μ -мезоны исследуемых импульсов генерируются в атмосфере не только за счет $\pi \rightarrow \mu$ -распада. μ -мезоны исследованного нами импульса рождаются преимущественно на высоте нескольких километров [3] и имеют при рождении импульс $4-5 \text{ Бэв/с}$. В генерации таких μ -мезонов может играть существенную роль K_{μ_2} -распад, составляющий более 60% всех K -распадов. При K_{μ_2} -распаде поляризация μ -мезонов будет практически полной, если энергетический спектр K -мезонов в атмосфере убывает с энергией с параметром $\gamma \geq 2$ [1].

Для удовлетворительного согласия с экспериментом достаточно допустить, что при энергии в несколько Бэв число K -мезонов составляет около 20% от числа π -мезонов.

Расхождение с результатом работы [4] можно в таком случае объяснить тем, что в ней измерялась поляризация μ -мезонов существенно меньших импульсов (около 2 Бэв/с при рождении), для которых вклад от K_{μ_2} -распада невелик.

Таким образом, изучая зависимость степени поляризации космических μ -мезонов от энергии, можно получить сведения о механизме генерации μ -мезонов большой энергии.

Авторы благодарны проф. А. И. Алиханяну за постоянный интерес к работе и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Гольдман, ЖЭТФ 34, 1017 (1958).
2. S. Hayakawa, Phys. Rev. 108, 1533 (1957).
3. Г. М. Гарифян, И. И. Гольдман, ЖЭТФ 26, 257 (1954).
4. G. W. Clark, J. Hersil, Phys. Rev. 108, 1538 (1957).
5. R. R. Wilson, Phys. Rev. 84, 100 (1951).

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ РТУТИ В УЗКИХ КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ

В. И. Петровичев

Представлены экспериментальные результаты по теплоотдаче ртути в узких кольцевых зазорах для двух отношений внешнего и внутреннего диаметра (1,42 и 1,77) при наружном обогреве в условиях постоянной тепловой нагрузки на стенке наружной трубы. Экспериментальные данные для средних по длине коэффициентов теплоотдачи обработаны на основе эквивалентного гидравлического диаметра. Показана возможность расчета теплоотдачи для данного случая на основе обычных формул теплоотдачи жидких металлов в круглых гладких трубах.

Известно, что жидкие металлы используются как теплоносители в ядерных энергетических установках. В последние годы было выполнено немало работ, посвященных проблемам теплосъема жидкими металлами. Большинство работ исследует теплоотдачу жидких металлов в круглых гладких трубах. С точки зрения возможных конструктивных схем контура энергетической ядерной установки интересно исследовать теплоотдачу жидких металлов в концентрических кольцевых зазорах при наличии внутреннего и наружного обогрева. Теоретическое уравнение для теплоотдачи жидких металлов в концентрических кольцевых зазорах было предложено Лайоном [1]

$$Nu_{k3} = 0,75 Nu_{tp} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{0,3}. \quad (1)$$

Это уравнение было экспериментально подтверждено опытами Трефсена [2] по теплоотдаче ртути в кольцевом зазоре и опытами Холла [1] по теплоотдаче натрия и эвтектического сплава калий—натрий. В формуле (1) Nu_{tp} обозначает расчетное значение числа Nu для гладких круглых труб

$$Nu_{tp} = 7 + 0,025 Pe^{0,8}, \quad (2)$$

тогда как известно, что большинство экспериментальных работ [3] дает меньшие (на 30—40%) значения коэффициентов теплоотдачи для жидкых металлов.

Кроме того, в работах [1] и [2] коэффициент теплоотдачи непосредственно не определялся, а вычислялся из коэффициента теплопередачи на основе идеи о «скользящих» числах Nu , которая позволяла разделить коэффициенты теплоотдачи для круглой трубы и кольцевого канала. В этих работах за расчетный принимался эквивалентный гидравлический диаметр, рассчитанный по смоченному периметру

$$d_{\text{экв}} = \frac{4F}{H} = 2\delta,$$

где F — площадь сечения кольцевого канала, H — смоченный периметр, δ — ширина щели кольцевого канала.

Недавно опубликованы работы Федынского [3] и Себана [4] по теплоотдаче при течении ртути и эвтектического сплава свинец—висмут в кольцевых каналах. Экспериментальные данные этих работ, рассчитанные также по гидравлическому эквивалентному диаметру, лежат ниже данных Треффсена и Холла и не согласуются с расчетной рекомендацией Лайона.

Настоящее исследование выполнено с целью получить более надежные расчетные рекомендации по теплоотдаче ртути в кольцевых каналах.

Методика эксперимента

Опыты по теплоотдаче ртути в кольцевом зазоре проводились на экспериментальном контуре, состоящем из опытного теплообменника, центробежного насоса погружного типа и ходильника (рис. 1). Для безопасности работы установка помещалась в вытяжном шкафу. Расход ртути измерялся калориметрическим методом в опытном теплообменнике по подогреву ртути и количеству подведенного тепла. Надежность и точность метода проверялись при градуировке установки на воде.

В цилиндрический теплообменник (длина 250 мм, внутренний диаметр 7,1 мм, наружный диаметр 30 мм), выточенный из стали Ст-30, вставлялись последовательно вставки из тонкостенных (толщина стенки 0,2 мм) пержавеющих трубок диаметром 4 и 5 мм, образуя кольцевой зазор, по которому протекала ртуть (рис. 2). Внутренняя трубка имела возможность свободно расширяться в одну сторону, что гарантировало ее от различных деформаций. Торцовые втулки с профрезерованными пазами для прохода ртути фиксировали по радиусу кольцевой зазор между трубками.

Конструкция опытного участка обеспечивала достаточно надежный кольцевой зазор в отношении эксцентризитета трубок.

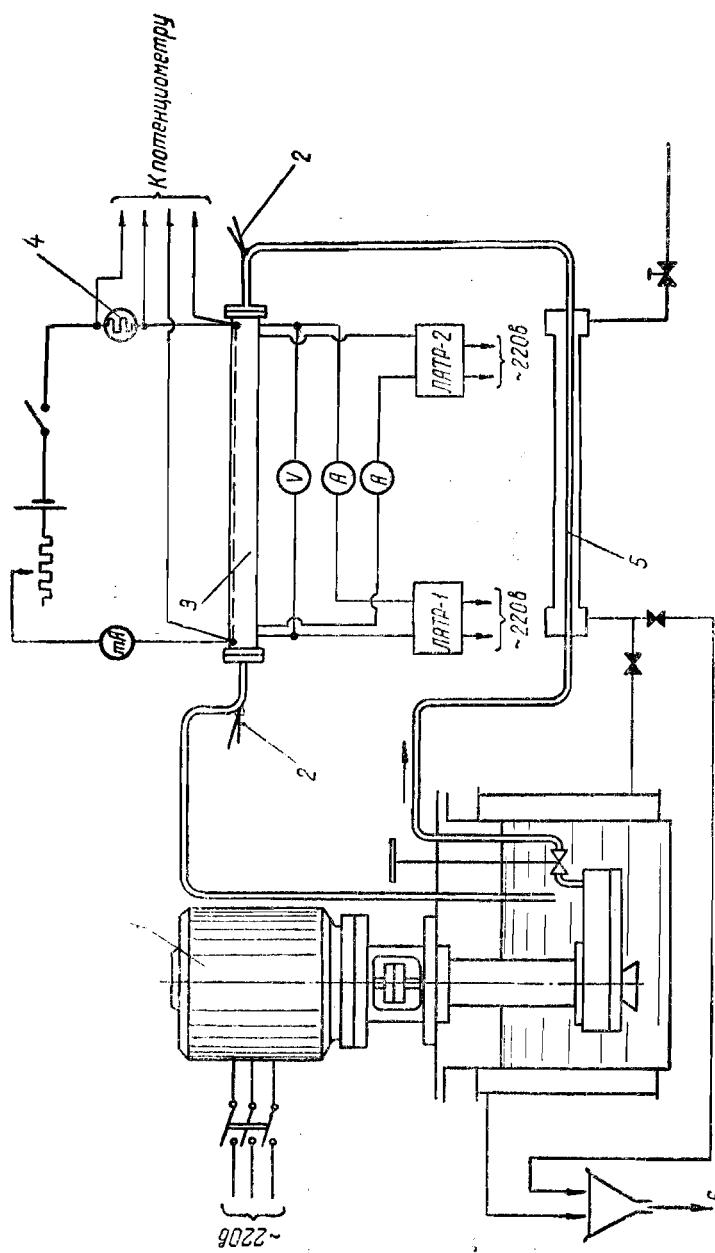


Рис. 1. Схема экспериментального контура:
 $N = 0,6$ квт, $n = 1450$ об./мин., 2 — термопары, 3 — опытный участок, 4 — нормальное сопротивление, 5 — дренажник, 6 — дренажный трубопровод.

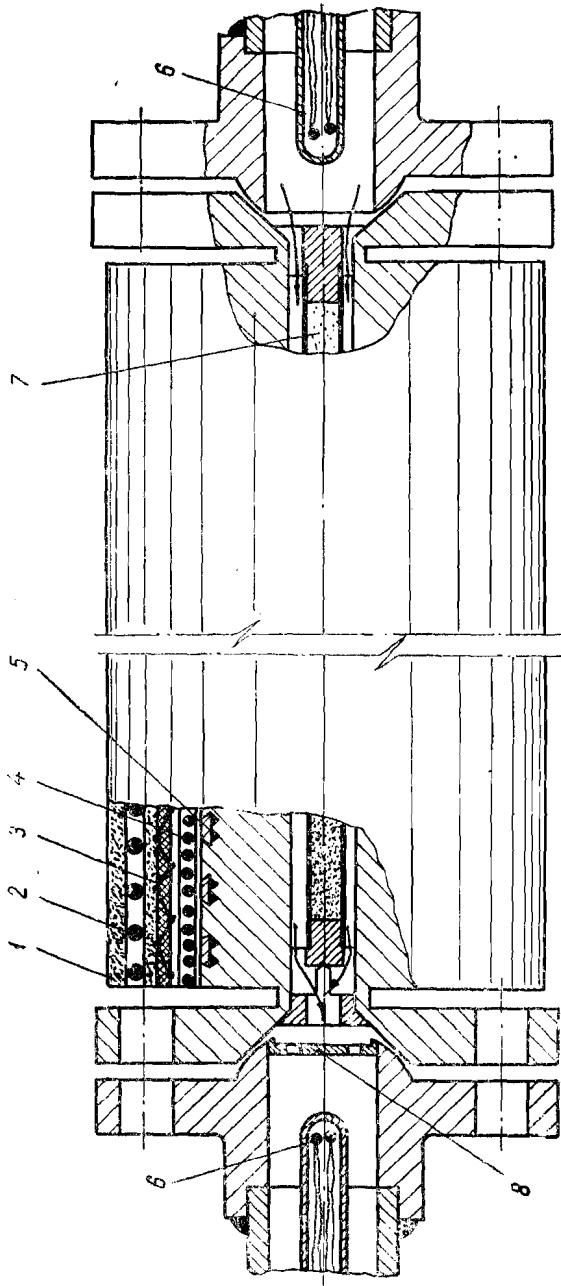


Рис. 2. Опытный участок:
1 — изоляция, 2 — компенсационный нагреватель, 3 — тепловой пыж, 4 — рабочий нагреватель, 5 — термопары с нагревателем, 6 — гильзы с термопарой, 7 — внутренняя трубка, 8 — термометр сопротивления.

Ртуть нагревалась электрическим нагревателем, намотанным на наружный цилиндр. Для компенсации тепловых потерь над основным нагревателем монтировался тепловой пояс и компенсационный нагреватель. Температура входа и подогрев ртути в рабочем участке измерялись медью-константановыми термопарами, помещенными в гильзы. Перед гильзой на выходе из рабочего участка располагался смеситель. Температура стенки наружной трубы измерялась медным термометром сопротивления, намотанным бифилярио в специальных спиральных канавках по диаметру 25,4 мм. Сверху канавки были зачеканены. Измерение средней температуры стенки термометром сопротивления производилось по потенциометрической схеме. Для предотвращения возможного попадания ртути во внутреннюю трубку, а следовательно, увеличения аксиальных перетечек тепла, она забивалась изнутри сухим асбестом. Конструкция опытного участка позволяла легко вынимать внутреннюю трубку и производить градуировку установки по теплоотдаче ртути в круглой гладкой трубе. Измерение температур производилось с точностью до 0,05° С на потенциометре ППТН-1.

Перед заливкой в установку ртуть очищалась в азотной кислоте, щелочи и спирте. После каждой серии опытов теплообменник также очищался.

Обращалось большое внимание на стационарность режима, которая достигалась для каждого опыта за 1,5—2 часа.

Ниже указаны изменения основных величин, характеризующих условия теплообмена в опытах:

Эквивалентный диаметр $d_{экв}$	$\frac{4F}{\pi} \text{ м.и.}$	2,1 — 3,1
$d_{экв}$	120 — 80
Расход ртути $G, \text{ м}^3 \text{ час.}$		0,1 — 0,35
Скорость $W, \text{ м/сек.}$		0,65 — 2,0
Коэффициент теплоотдачи $z, \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час } ^\circ\text{C.}$		$(14 - 31) \cdot 10^3$
Средняя температура ртути $t_{ср}, ^\circ\text{C.}$		35 — 40
Подогрев ртути $t_{вых} - t_{вх}, ^\circ\text{C.}$		5 — 20
Температурный напор $t_{ст} - t_{ср}, ^\circ\text{C.}$		2,5 — 10
Тепловая нагрузка $q, \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час.}$		$(60 - 100) \cdot 10^3$
Re	$.$	17 000 — 40 000
Pr	$.$	0,022 — 0,023
Pe	$.$	100 — 1000
Nu	$.$	4 — 10

Результаты эксперимента

Установка подвергалась градуировке на воде для проверки надежности и достоверности работы. Это особенно важно в данном случае по двум причинам: расход ртути определялся только калориметрическим путем, и имел место значительный

перепад температуры в стенке наружной трубы опытного участка. Опыты на воде проводились в круглой трубе без внутренних вставок при тех же средних температурах, что и на ртути, для того чтобы иметь одинаковые тепловые потери и одинаковое значение коэффициента теплопроводности материала наружной стенки рабочего участка.

В этих же опытах проверялось калориметрическое измерение расхода жидкости по весовому способу. Результаты показывают, что расхождение между способами измерения расхода составляет $\pm 3 - 4\%$. Этим результаты подтвердили действительную надежность калориметрического измерения расхода ртути при ее малых средних температурах и достаточно чувствительной измерительной схеме установки. Предел измерения чисел Re в опытах на воде составлял $(10 - 17) \cdot 10^3$. В этом интервале опытные точки градуировки установки на воде совпадали с точностью до $2 - 5\%$ с известной формулой Михеева по теплоотдаче воды и других теплоносителей с числом $Pr > 1$ [8]:

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,3} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{эксп}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25}. \quad (3)$$

Данные по градуировке опытного участка на воде представлены на рис. 3.

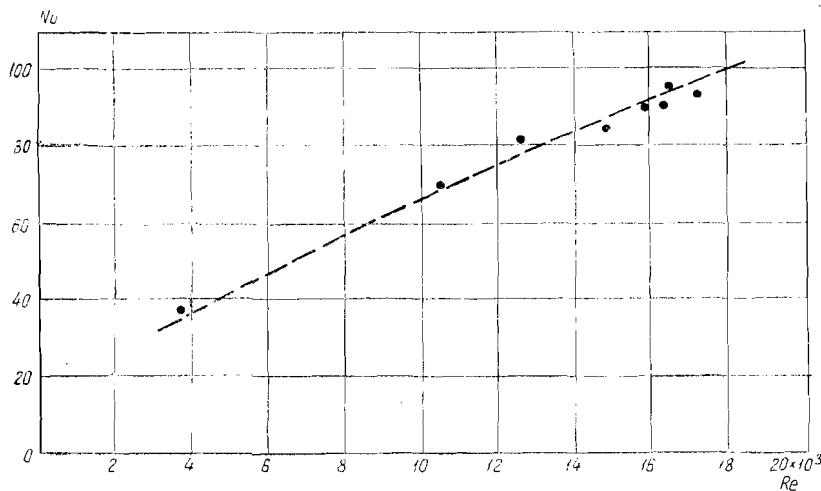


Рис. 3. Градуировка опытного участка на воде:
— теоретическая кривая по формуле Михеева, ● — опытные данные.

Кроме того, до и после экспериментов по теплоотдаче ртути в кольцевых зазорах на том же опытном участке проводились опыты по определению теплоотдачи ртути без внутренних вста-

вок, т. е. в круглой гладкой трубе. Эти опыты являлись также градуировкой опытного участка и методики эксперимента. Опытные точки этих экспериментов с точностью 5—7% согласуются с данными Джонсона [5] по теплоотдаче ртути и данными работы [6] по теплоотдаче натрия и несколько выше (примерно на 15%) данных Михеева, Баума, Воскресенского и Федынского [7] по теплоотдаче ртути и эвтектики свинец—висмут (рис. 4).

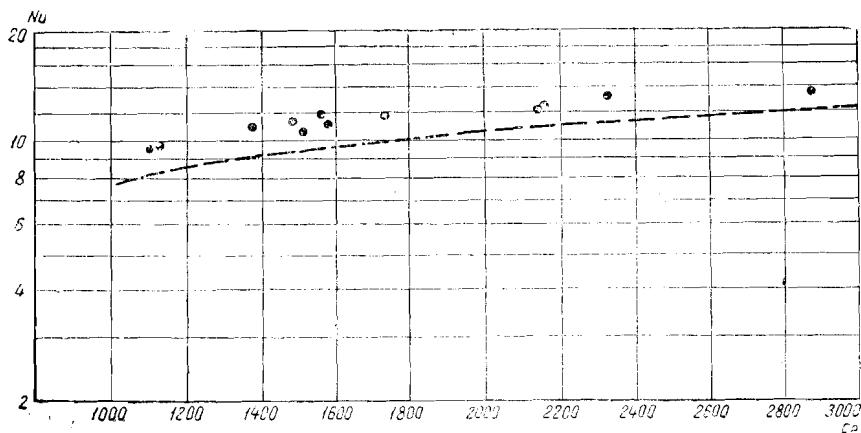


Рис. 4. Градуировка опытного участка на ртути:
— — — — расчетная кривая ($Nu = 4,5 + 0,014 Pe^{0,8}$), ● — опытные данные.

Экспериментальные данные по теплоотдаче ртути в узких кольцевых зазорах обрабатывались на основе использования эквивалентного диаметра $d_{экв} = 2\delta$, рассчитанного по смоченному периметру. Средние коэффициенты теплоотдачи рассчитывались по тепловой нагрузке и среднему температурному напору

$$\alpha = \frac{q}{\Delta t} = \frac{q}{t_{ci} - \bar{t}_k}, \quad (4)$$

Теплопроводность ртути определялась по данным [3]. Другие физические параметры ртути, при определении ее весового расхода калориметрическим путем, в расчет средних коэффициентов теплоотдачи в виде зависимости $Nu = f(Pe)$ не входят. Результаты опытов представлены на рис. 5 и 6 в виде зависимости $Nu = f(Pe)$ для обеих серий опытов ($r_2/r_1 = 1,42$ и $r_2/r_1 = 1,77$). Как видно из рис. 5, в области малых чисел Pe (примерно до 200) данные по теплоотдаче ртути в кольцевых зазорах лежат значительно ниже данных по теплоотдаче жидким металлов в круглой гладкой трубе. Это можно, вероятно, объяснить, во-первых, тем, что в этой области значительно

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_{\text{管}} \cdot \delta}{\lambda}$$

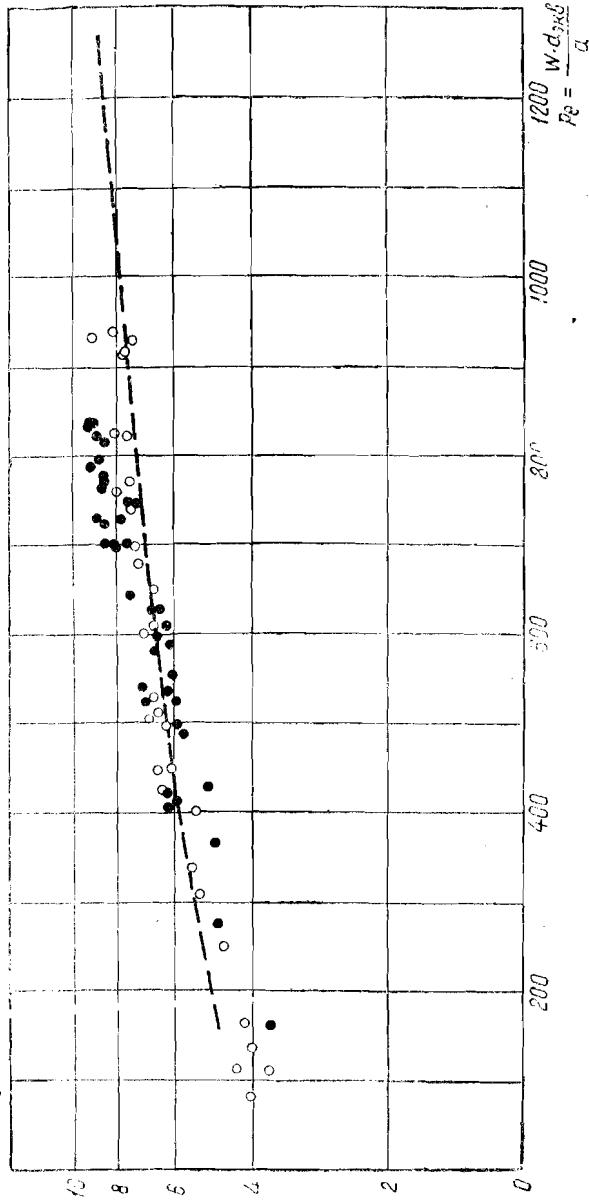


Рис. 5. Текущая ртута в кольцевых каналах:
 — — — теоретическая кривая ($Nu_{\text{кр}} = 4.5 \pm 0.04 Pe^{0.8}$), \bullet — $r_2/r_1 = 1.77$, \circ — $r_2/r_1 = 1.42$.

$$Nu = \frac{d \cdot q_{экв}}{\lambda}$$

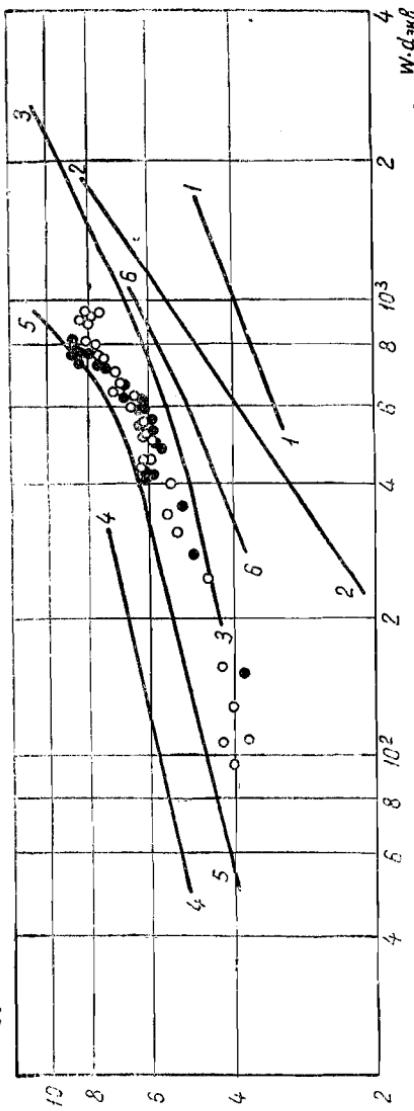


Рис. 6. Сравнение опытных данных по теплоотдаче гутти в котельных каналах с данными Стыриковича, Семеновкера (д₂/д₁ = 1,71), 2—2 — Корнеева (д₂/д₁ = 1,35). 3—3 — Федынского (д₂/д₁ = 1,55), 4—4 — Трофесена (D₂/D₁ = 1,4), 5—5 — Грефсена (D₂/D₁ = 1,75 ± 2,31), 6—6 — Любарского (D₂/D₁ = 1,25).

сказывались аксиальные перетечки тепла по стенке опытного участка и не самой ртути, и, во-вторых, тем что при уменьшении числа Re и приближении к ламинарной области выбор расчетного диаметра для кольцевого зазора в виде удвоенной толщины зазора ($d_{экв} = 2\delta$) вряд ли оправдан [9].

В области чисел $Pe > 200$ данные по теплоотдаче ртути в кольцевом зазоре начинают возрастать и приближаться при числах $Pe \approx 400$ к данным по теплоотдаче жидких металлов в круглой гладкой трубе. В области чисел $Pe > 500$ теплоотдача ртути в обоих кольцевых зазорах при $d_{экв} = 2\delta$ практически совпадает с расчетными уравнениями по теплоотдаче жидких металлов в круглых гладких трубах. Общая погрешность экспериментов оценивается в пределах 10—15%.

В заключение нужно сказать, что выводы настоящей работы носят предварительный характер, более точные и строгие исследования влияния геометрии на теплоотдачу жидких металлов должны быть продолжены.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. B. Hall, Доклад № 8/P/417, представленный Англий на I Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955.
2. L. M. Trefethen, General discussion on heat transfer, 1951.
3. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский, И. И. Новиков, О. С. Федынский, Жидкометаллические теплоносители. Атомиздат, М., 1958.
4. R. A. Seban, Trans. ASME 79, 1514 (1957).
5. H. A. Johnson, W. J. Glabaugh, J. P. Hartnett, Trans. ASME 75 (1953), 76 (1954).
6. И. И. Новиков, А. Н. Соловьев, Е. М. Хабахашева, В. А. Груздев, А. И. Приданцев, М. Я. Васенина, Атомная энергия, № 4, 92 (1956).
7. М. А. Михеев, В. А. Баум, К. Д. Воскресенский, О. С. Федынский, Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Реакторостроение и теория реакторов. АН СССР, Москва, 1955.
8. М. А. Михеев, Основы теплонередачи. М., Госэнергоиздат, 1956.
9. Б. А. Девяткин, Сборник научных трудов Куйбышевского индустриального института. Вып. VI, кн. 1, 1956.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОРОШКОВ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

O. H. Репкова, Д. А. Васильков, Р. Л. Гречнюк

Технологический процесс производства порошков и порошковых изделий по величине удельной поверхности контролируется разными методами. Наиболее точными из них являются методы инжектомпературной адсорбции [1] и газовой проницаемости (метод Дерягина [2]). Однако удельная поверхность полностью не определяет качество порошка. Кроме нее, необходимо знать гранулометрический состав порошков и форму частиц, которых указанные методы не определяют. В данной работе рассматривается метод определения удельной поверхности порошков электронной микроскопией.

Приготовление порошковых объектов для электронно- микроскопического исследования

Исследовать порошки электронно-микроскопическим методом трудно [3] — [7], так как отдельные частички порошков обычно склеиваются в комочки. Надо было найти такой способ дезагрегации, который разрушил бы комочки порошка, позволил бы увидеть отдельные частички и установить их форму. Достаточно хорошая дезагрегация комочек может быть получена либо помещением суспензии в ультразвуковой генератор, либо в специальный распылитель [8].

В данной работе для разрушения комочек порошка применялся стеклянный распылитель, схема которого приведена на рис. 1. В горлышко распылителя вставлялась пробка вместе с трубкой, заканчивавшейся капилляром. Имелся ввод для подачи сжатого воздуха ($1-1,5 \text{ atm}$). Под действием сжатого воздуха суспензия порошка на метиловом спирте разбрзгивалась на колоднюю пленку, нанесенную на поверхность чистой стеклянной пластинки, помещенной на расстоянии 40 см

от нижнего края распылителя. Наилучшая дезагрегация агломератов достигалась тогда, когда конец капилляра находился на одном уровне с краем распылителя или же отступал от него на 0,2—0,4 мм [8].

Стеклянная пластиинка с разрезанной на квадраты коллоидевой пленкой опускалась в дистиллированную воду. Через несколько минут пленка отделялась от пластиинки и всплыvala. На отдельные квадраты пленки помещались медные сеточки в 200 меш, которые вылавливались и просушивались. Просушенные кусочки пленки с нанесенными на них частицами порошка помещались в электронный микроскоп для наблюдения. С помощью такого распылителя удалось достаточно хорошо разрушить комочки порошка (рис. 2).

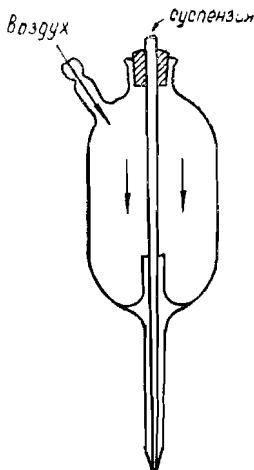


Рис. 1. Схема распылителя комочеков порошка.



Рис. 2. Фотографии порошка сажи, полученного *а* — обычным способом, *б* — при помощи распылителя.

Методика измерения площадей выпуклых частиц

Визуальное наблюдение частиц в электронном микроскопе — наиболее прямой метод определения размеров частиц и их поверхности. Однако это чрезвычайно трудоемкая и сложная за-

дача в тех случаях, когда частицы имеют неправильную форму: на экране микроскопа видны лишь проекции частиц, что затрудняет определение их форм. Кенрик [9] указал на возможность оценки поверхности частиц по площадям их проекций. Он обратил внимание на то, что среднее значение площади проекций плоской поверхности произвольной формы во всевозможных ориентациях равно половине площади поверхности. Поскольку поверхность твердого тела можно считать как бы состоящей из плоских элементов, расположенных любым образом, то сумма средних значений площадей проекций этих элементов будет равна половине общей поверхности фигуры. Если фигура не содержит входящих углов, то половина площади ее проекции составит одну четверть общей поверхности. Покажем, опуская некоторые подробности, справедливость этого указания.

Рассмотрим в прямоугольной системе координат плоскую поверхность S , нормаль к которой составляет угол θ с осью z . Тогда площадь проекции этой поверхности σ на плоскость xy будет равна $\sigma = S \cos \theta$.

Опишем полусферу из какой-либо точки поверхности S' , опирающуюся на плоскость, параллельную плоскости xy . Пусть $d\Sigma$ — элемент поверхности полусферы. Вероятность того, что нормаль к исходной поверхности пересечет элемент $d\Sigma$, приводит к отношению $d\Sigma$ к площади полусферы, т. е. $\frac{d\Sigma}{2\pi R^2}$. Среднее значение (математическое ожидание) площади проекции определится как

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= M_{\sigma} := \iiint \sigma \frac{d\Sigma}{2\pi R^2} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{S \cos \theta}{2\pi R^2} R^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi = \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} S \sin 2\theta \, d\theta = -\frac{1}{4} S \cos 2\theta \Big|_0^{\pi/2} = \frac{1}{2} S. \end{aligned}$$

Итак, $\bar{\sigma} = \frac{1}{2} S$, т. е. среднее значение площади проекции плоской фигуры будет равно половине общей площади ее поверхности.

Рассмотрим теперь выпуклое тело V с кусочно-гладкой поверхностью. Пусть S_1 и S_2 — «верхний» и «нижний» участки поверхности; тогда площадь проекции тела на плоскость xy равна

$$\sigma = \iint_{S_1} \cos \theta_1 \, dS + \iint_{S_2} \cos \theta_2 \, dS,$$

где θ_1 и θ_2 — углы, образованные с осью z нормалями к S_1 и S_2 ($0 \leq \theta_k \leq \frac{\pi}{2}$).

Предполагая $S_1 = S_2$, что имеет место для симметричных относительно сечения фигур, получим

$$M\sigma = \bar{\sigma} = \iint_{S_1} M(\cos \theta_1 dS) = \iint_{S_2} M(\cos \theta_2 dS) =$$

$$= \iint_{S_1} \frac{1}{2} dS = \frac{1}{2} S_1 = \frac{1}{2} S_2,$$

$$S = S_1 + S_2 = 2M\sigma + 2M\sigma = 4M\bar{\sigma}, \text{ откуда } M\sigma = \bar{\sigma} = \frac{1}{4} S,$$

т. е. среднее значение площади проекции выпуклого тела при сделанных предположениях составляет одну четверть общей поверхности.

Таким образом, измеряя каким-либо способом площадь проекций частицы, мы можем оценить среднее значение ее поверхности. Для порошка, в котором имеется большое число частиц, естественно воспользоваться методами статистики. Для каждой частицы измеряется площадь ее проекции, полученной на микрофотографии, затем подсчитываются площади проекций и суммарная поверхность всех частиц. Зная массу частиц, можно определить удельную поверхность порошка. Это один из методов, которым мы пользовались для определения удельной поверхности.

Площади проекций частиц порошка мы измеряли планиметрированием [10], непосредственным подсчетом площадей проекций частиц порошка на масштабной сетке, взвешиванием, по линейным размерам площадей проекций частиц в двух взаимно перпендикулярных направлениях, в направлении максимального и минимального поперечника.

Первые три способа весьма трудоемки; на определение площади проекции одной частицы любым из указанных способов затрачивается около 4—5 минут.

Различные исследователи применяют разные способы измерения размеров и площадей проекций. Нам казалось целесообразным оценить точность вышеуказанных приемов по сравнению с определением площади по формулам.

Для этой цели были вычерчены несколько десятков контуров окружностей, прямоугольников и эллипсов самых различных размеров, подсчитаны их площади по формулам и проведено сравнение с площадями этих фигур, измеренных с помощью планиметрирования, взвешивания и подсчетом на масштабной сетке. Результаты такой сравнительной оценки приведены в табл. 1, где $\frac{\Delta S}{S}$ — максимальные, а $\frac{\overline{\Delta S}}{S}$ — средние от-

Таблица 1

Контуры	Планиметрирование, %		Взвешивание, %		Подсчет на масштабной сетке, %	
	$\frac{\Delta S}{S}$	$\frac{\Delta S}{S}$				
Прямоугольные	9	1,1	10	1,8	6,6	0,8
Круглыe	6,6	1,2	10,6	2,4	6,6	1,1
Эллипсоидальные	12	2,7	11	2,7	13	2,8

носительные расхождения со значениями площадей, определенных по формулам; ΔS — абсолютная величина соответствующей разности.

Из таблицы следует, что площадь геометрически правильных фигур может быть определена любым из вышеуказанных способов примерно с одинаковой точностью — максимальное относительное расхождение не превышает 13%, а среднее значение относительного расхождения — для серии измерений — 3%.

Методика измерения площадей проекций частиц порошков

Все частицы исследуемых порошков имеют правильную и неправильную форму. Проекции частиц правильной формы имеют вид окружностей, прямоугольников, треугольников и т. д. (рис. 3).

Таблица 2

Форма проекции частиц	Максимальное относительное расхождение $\Delta S/S$, %	Среднее относительное расхождение $\Delta S/S$, %
Прямоугольная	13	3,3
Круглая	10	3,1
Овальная	14	3,2

В табл. 2 приведены результаты измерения площадей проекций частиц, имеющих правильную форму. Измерение площадей проводилось планиметрированием и по линейным размерам. В последнем случае площадь проекции частицы заменялась

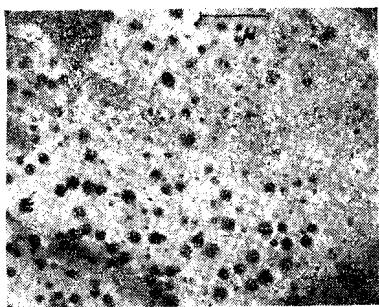
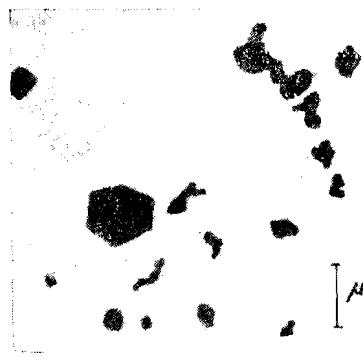
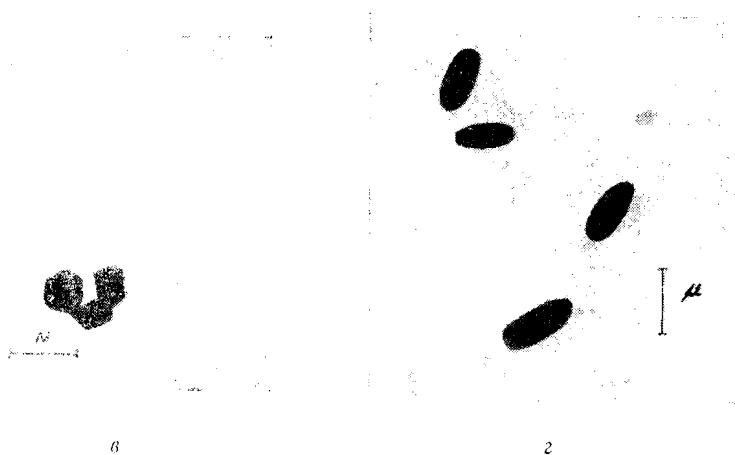
*a**b**c**d*

Рис. 3. Электронные микрофотографии частиц *a* — шарообразной, *b* — кубической, *c* — призматической, *d* — удлиненной формы.

эквивалентной по площади проекцией шарообразной частицы, диаметр которой определялся как среднее арифметическое размеров реальных частиц, взятых в двух взаимно перпендикулярных направлениях: максимального и минимального попечников.

Как видно из таблицы, площадь проекции частиц правильной формы может быть определена из линейных размеров проекции частиц: максимальное относительное расхождение не превышает 14%, а абсолютная величина среднего относительного расхождения — 4%.

При определении площади поверхности частиц неправильной формы мы делили их на две группы. К первой группе отне-

сены частицы, площади проекций которых можно заменить примерно равновеликими площадями правильных фигур: трапециями, прямоугольниками, треугольниками и т. д. (рис. 4).

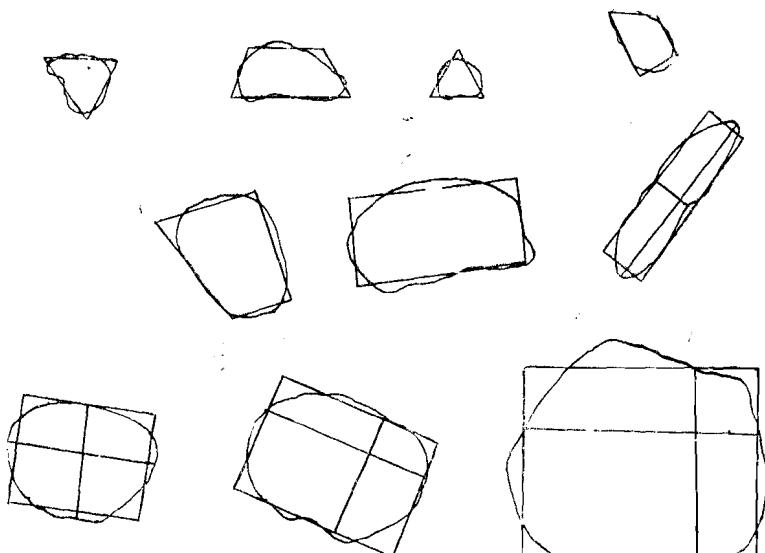


Рис. 4. Частицы, проекции которых заменены равновеликими правильными фигурами.

Во вторую группу были отнесены частицы, проекции которых нельзя заменить правильными равновеликими фигурами. Площади проекций частиц второй группы измерялись планиметрированием и сравнивались с площадями равновеликих правильных фигур, а также с площадями эквивалентных кругов, диаметры которых определялись как среднее арифметическое двух размеров, взятых по двум взаимно перпендикулярным направлениям.

В табл. 3 приведены результаты определения площадей проекций частиц первой группы.

Таблица 3

Форма площади равновеликой фигуры	Площадь равновеликой фигуры, %		Площадь эквивалентного круга, %	
	$\frac{\Delta S}{S}$	$\frac{\Delta S}{\bar{S}}$	$\frac{\Delta S}{S}$	$\frac{\Delta S}{\bar{S}}$
Прямоугольная	15	4,6	38	12,6
Треугольная	15	6,4	46,7	15,7
Трапецидальная	17,5	4,5	42	14,4

Из таблицы видно, что замена площасти проекции частиц площаствами равновеликих правильных фигур уменьшает величину относительного расхождения более чем в два с половиной раза по сравнению с помощью соответствующего круга. Следует, однако, заметить, что способ замены площасти проекции частиц неправильной формы площаствами равновеликих правильных фигур вносит некоторый произвол в результат определений. В самом деле, мы вписываем частицу неполностью в площасть той фигуры, которой ее заменяем [11], а всегда отсекаем ее наиболее выступающие участки, но так, чтобы при приближенной визуальной оценке площасти отсеченных участков могли дополнить находящиеся внутри правильной фигуры части оцениваемой площасти частиц до размеров равновеликой площасти (см. рис. 4).

Если контуры проекций частиц имеют неправильные очертания, то определение площасти проекций таких частиц по площасти эквивалентного круга дает результаты, заметно отличающиеся от результатов планиметрирования. Поэтому для оценки площасти таких частиц мы разбивали их на совокупность участков более или менее правильной формы и площасти проекции частиц определяли как сумму площадей составляющих ее участков правильной формы.

Таблица 4

Метод определения площасти проекции частиц	$\frac{\Delta S}{S}$, %	$\frac{\overline{\Delta S}}{S}$, %
Взвешивание	15	4,3
Суммирование площадей участков	20	4,7
Подсчет по площасти эквивалентного круга .	60	24,4

В табл. 4 приведены результаты измерения площадей проекций частиц, полученных суммированием площадей отдельных участков, на которые разбивалась данная проекция, взвешиванием, подсчетом по площасти эквивалентного круга. Из таблицы следует, что площасть проекции частиц неправильной формы может быть измерена с примерно одинаковой точностью как взвешиванием, так и суммированием отдельных участков площасти проекции частицы.

При определении гранулометрического состава порошков проекции частиц второй группы учитывались отдельно, так как их с равным правом можно было считать проекциями как отдельных частиц, так и целых агломератов вследствие их значительных размеров (в десятки раз больше остальных проекций). Такие проекции составили всего 1% общего количества.

Определение удельной поверхности порошков

Определение удельной поверхности порошка мы проводили двумя способами:

1) по площади проекции частиц, измеренной одним из приемов (взвешиванием, планиметрированием и подсчетом на миллиметровой сетке);

2) по площади проекции частиц, определенной по линейным размерам, взятым в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Первый способ. Зная площадь проекции частицы, мы можем определить ее поверхность, которая равна учетверенной площади проекции частицы.

Систематизируя полученные площади проекции частиц по интервалам площадей и по числу частиц, можно найти функцию распределения по площадям проекции $\varphi(\sigma) = \frac{dN}{N \cdot d\sigma}$, т. е. относительную плотность распределения частиц по площадям их проекций. Зная $\varphi(\sigma)$, нетрудно найти плотность распределения $f(S)$ частиц по площади поверхности самих частиц. Действительно, если $f(S) dS$ представляет собой плотность распределения частиц по площади поверхности, то тогда $f(S) dS$ будет представлять собой долю частиц, имеющих поверхность, большую S и меньшую $S + dS$. Очевидно, что

$$\varphi(\sigma) d\sigma = f(S) dS = \frac{dN}{N}.$$

Дифференцируя выражение, связывающее σ и S , и подставляя в вышенаписанное равенство, получим соотношение между плотностями $\varphi(\sigma)$ и $f(S)$:

$$\frac{1}{4} \varphi\left(\frac{1}{4} S\right) = f(S).$$

В выражении объема частицы через площадь поверхности

$$V = kS^{\frac{3}{2}}$$

коэффициент пропорциональности k определяется формулой частицы. Так для сферических частиц $k = (6\sqrt{\pi})^{-1} = 0,094$; для выпуклых частиц, форма которых близка к форме эллипсоида вращения с эксцентриситетом осевого сечения порядка 0,2—0,5, $k = (8\sqrt{\pi})^{-1} = 0,070$; для частиц, имеющих форму куба, $k = (6\sqrt[3]{6})^{-1} = 0,068$; для частиц, имеющих вид бруска с соотношением размеров $1:1:2$, $k = 2 \cdot 10^{-\frac{3}{2}} = 0,063$; для частиц, близких по форме к кирпичам с соотношением сторон $1:2:4$, $k = 2 \cdot 28^{-\frac{3}{2}} = 0,054$.

Сообразно вышеуказанным формулам пами была оценена удельная поверхность каждой частицы. Удельная поверхность

порошка была определена как среднее арифметическое удельных поверхностей S_i отдельных частиц:

$$S = \frac{\sum S_i}{N},$$

где N — общее число частиц.

Второй способ. Удельная поверхность в этом способе вычисляется на основе гранулометрического состава порошка, при определении которого в расчет принимаются не истинные размеры частиц, а эквивалентные.

Если $N(r)$ — функция распределения числа частиц по размерам, т. е. $N(r)dr$ — доля частиц, линейный размер которых заключен между r и $r + dr$, тогда масса фракции, имеющей те же размеры, будет $M(r)dr$, а парциальная поверхность частиц той же самой фракции будет $S(r)dr$. Представляя парциальную массу как произведение массы отдельной частицы на функцию распределения частиц, а парциальную поверхность — как произведение поверхности отдельной частицы на функцию распределения, получим

$$M(r)dr = \frac{3}{4}\pi r^3 D N(r)dr,$$

где $\frac{4}{3}\pi r^3$ — масса отдельной фракции, D — плотность частиц

$$S(r)dr = 4\pi r^2 N(r)dr.$$

Тогда удельная поверхность данной фракции определится как отношение парциальной поверхности к парциальной массе

$$S(r) = \frac{3}{rD},$$

а удельная поверхность порошка — как отношение суммы парциальных поверхностей к числу частиц

$$S = \frac{\sum S_i}{N}.$$

В табл. 5 приведены результаты определения удельных поверхностей порошков (m^2/g), полученных как методом электропной

Таблица 5

№ порошка	Площадь проекции	Линейный размер	Адсорбция	$\frac{\Delta S}{S}$, %
Окиси железа				
1		7,4	7,5	0,8
2	5,74	5,9	8,7	...
3		7,5	7,9	5
Феррит № 3		9,5	11	14

микроскопии из гранулометрического состава по площадям проекции и линейным размерам проекции частиц, так и методом адсорбции; в последнем столбце таблицы сравниваются оба метода.

Таблица показывает, что расхождение между значениями удельных поверхностей, полученных из измерений площадей проекций и по линейным размерам проекций частиц, не превышает 4 %. Среднее расхождение между значением удельной поверхности, полученной методом электронной микроскопии и методом адсорбции, не превышает 10 %.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В. Н. Ермина и Д. Л. Симоненко за участие в обсуждении результатов и за ценные советы. Авторы благодарят В. М. Лукьянович за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Брунауэр, Адсорбция газов и паров, т. I. Изд-во иностранной литературы, 1948.
2. Б. В. Дерягин, ЖФХ 11, 155 (1950).
3. Н. Г. Сушкин, Электронный микроскоп, Гостехиздат, 1949.
4. W. Zworykin, Electron Optics and the Electron Microscope Joan, Wiley Son, 1945.
5. А. А. Лебедев, Электронная микроскопия, Гостехиздат, 1954.
6. А. И. Крохина, К. А. Мичурин, Т. В. Спивак, Заводская лаборатория 7, 30 (1952).
7. В. М. Лукьянович и Л. В. Радункевич, Методы исследования структуры высокодисперсных пористых тел, 38, 1953.
8. А. И. Гардин, Заводская лаборатория 12, 1478 (1952).
9. F. Keppler, J. Amet. Chem. Soc. 62, 2838 (1940).
10. А. М. Лоиншиц, Вычисление площадей ориентированных фигур. Гостехиздат, 1956.
11. К. А. Фукс, Механика аэрозолей. Изд. АН СССР, 1955.

БАЛАНСНОЕ УСТРОЙСТВО РАДИОСПЕКТРОСКОПА ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

B. B. Вахнина, B. F. Семенов

Описывается новая конструкция балансного устройства для радиоспектроскопа электронного парамагнитного резонанса, отличающаяся улучшенным балансом и малыми потерями мощности в стенках.

Чувствительность радиоспектроскопа повышается с ростом мощности источника высокой частоты. В общем случае мощность ограничивается насыщением исследуемого вещества. Однако для большинства парамагнитных веществ область насыщения при комнатной и при более высоких температурах находится много выше той, которую могут обеспечить применяемые в радиоспектроскопии источники (клистроны).

Препятствием к применению мощных источников (магнетронов) является сравнительно высокий уровень шумов этих источников. Недостаточно высокий баланс, который могут обеспечить применяемые в настоящее время волноводные кольца или двойные тройники, не дает возможности повысить отношение сигнал—шум на входе приемника радиоспектроскопа при использовании магнетронов в качестве источников высокочастотной энергии.

Балансное устройство с более высокой степенью баланса обеспечивает снижение уровня помех, просачивающихся на вход приемника от источника и, следовательно, позволяет повысить чувствительность радиоспектроскопа.

Снижение потерь мощности высокой частоты в стенках балансного устройства также позволяет повысить чувствительность радиоспектроскопа, ибо при этом снижается уровень тепловых шумов на входе приемника.

Принципиальная схема балансного устройства с улучшенным балансом состоит из двух резонаторов — входного и приемного, связанных двумя отверстиями связи.

Вещество находится во входном резонаторе на одном из отверстий. Резонаторы и отверстия связи располагаются так, чтобы при отсутствии резонансного парамагнитного поглощения мощности веществом, расположенным на отверстии, поле входного резонатора не возбуждало рабочее поле в приемном резонаторе.

При возникновении резонансного парамагнитного поглощения симметрия поля на отверстиях связи нарушается, и в приемном резонаторе возбуждается рабочая волна, т. е. тот тип поля, который, согласуясь с детектором, дает полезный сигнал на нагрузке. В качестве рабочей волны удобно принять основное поле резонатора. Иногда используются высшие типы собственных полей.

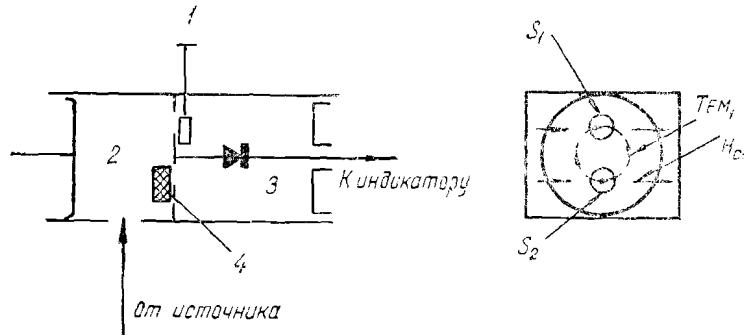


Рис. 1. Простейшая схема балансного устройства:
1 — регулирующая заслонка, 2 — прямоугольный резонатор
(поле H_{011}), 3 — коаксиальный резонатор (поле TEM_1), 4 — вещество.

На рис. 1 схематически показано балансное устройство, состоящее из прямоугольного входного (поле H_{011}) и коаксиального приемного (поле TEM_1) резонаторов.

При отсутствии резонансного поглощения мощности веществом, расположенным на отверстии S_2 , основное поле в коаксиальном резонаторе не возникает, ибо амплитуды магнитной составляющей поля TEM_1 , возбуждаемые полем H_{011} на отверстиях связи S_1 и S_2 , равны по величине и противоположны по знаку. В момент резонансного поглощения высокочастотной мощности веществом поле у отверстий связи S_2 , где расположено вещество, искается и в коаксиальном резонаторе возникает поле основной волны TEM_1 .

Баланс регулируется изменением величины одного из отверстий с помощью регулирующей заслонки.

В другом варианте балансного устройства применяются только прямоугольные резонаторы (рис. 2). Во входном резонаторе рабочим является поле H_{101} . В приемном — H_{102} . При отсутствии парамагнитного поглощения поля у отверстий связи

в приемном резонаторе равны и противоположны по знаку, а в момент его возникновения возбуждается поле H_{102} . Баланс регулируется передвижением жестко связанных поршней.

В обеих конструкциях баланс не является функцией частоты источника и степень достижимого баланса зависит только от точности изготовления механизма передвижения поршней или заслонки.

Приведенные примеры не исчерпывают разнообразия конструкций балансных устройств, их выбор зависит от совокупности требований, предъявляемых к радиоспектрому в целом.

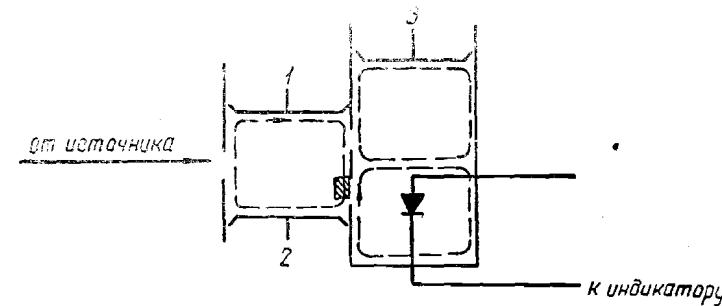


Рис. 2. Балансное устройство из прямоугольных резонаторов:
1, 2, 3 — регулирующие поршни.

Чтобы теоретически обосновать конструкцию балансного устройства с резонансной парамагнитной связью, а также схему детектирования, необходимо рассмотреть: а) процесс передачи энергии от источника к детектору, детектирование и влияние остаточного разбаланса на указанные процессы; б) шумы источника высокочастотной мощности и тепловые шумы.

Процесс передачи мощности источника к детектору при парамагнитном поглощении (полезный сигнал), а также влияние остаточного разбаланса удобно рассмотреть на эквивалентной схеме (см. рис. 3, упрощенная схема показана на рис. 4). Она состоит из двух связанных резонансных контуров, эквивалентных рабочим полям входного и приемного резонаторов. «Высшие» типы собственных полей в этой схеме не учтены, ибо энергия переносится главным образом основными (рабочими) полями.

Введенные в первый контур э. д. с. V и сопротивление R_0 эквивалентны э. д. с. и внутреннему сопротивлению источника высокочастотной энергии, приведенным к первому контуру. Сопротивление R_u эквивалентно приведенному ко второму контуру сопротивлению нагрузки (детектор). Комплексное сопротивление $z_c = r_b + jx$ эквивалентно связи полей входного и приемного резонаторов. Действительная часть комплексного сопротивления r_b соответствует связи между резонаторами,

получающейся за счет поглощения мощности веществом. Следовательно, сопротивление r_b , связывая источник высокочастотной энергии и детектор в момент парамагнитного поглощения, передает полезный сигнал. Минимая часть комплексного сопротивления x соответствует связи между резонаторами за счет остаточного разбаланса.

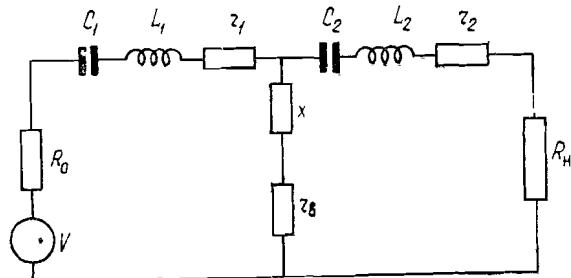


Рис. 3. Эквивалентная схема.

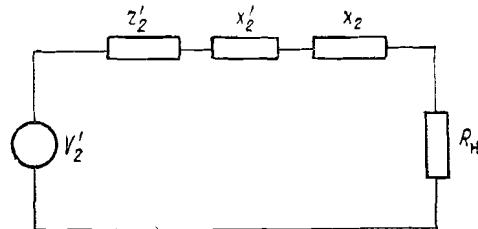


Рис. 4. Упрощенная эквивалентная схема.

Пользуясь формулами схем замещения связанных контуров [1], можно определить напряжение U_d , подводимое к детектору (рис. 4)

$$U_d = V \frac{R_H}{z_k \cdot z_1} (r_b + jx),$$

где z_1 — полное сопротивление первого контура, z_k — полное сопротивление второго контура с учетом сопротивления, вносимого из первого контура.

Очевидно, что U_d можно представить в виде двух составляющих:

$$U_d = U_c + jU_p,$$

где $U_c = V \frac{R_H}{z_1 \cdot z_k} \cdot r_b$ — напряжение полезного сигнала,

$$U_p = V \frac{R_H}{z_1 \cdot z_k} \cdot x$$
 — напряжение остаточного разбаланса.

Напряжение полезного сигнала представляет собой импульс с высокочастотным заполнением. Частота заполнения равна частоте источника высокочастотной энергии.

Форма импульса совпадает с формой линии поглощения вещества.

Период повторения импульса T_m равен периоду колебания, модулирующего величину поля постоянного магнита. При низкой частоте модулирующего колебания линия поглощения вещества (сигнал) «проходит» медленно. При этом напряжение сигнала может быть рассчитано по формулам для установившихся процессов в детекторе.

Напряжение разбаланса сдвинуто по отношению к напряжению сигнала на 90° . При отсутствии шумов источника высокой частоты напряжение разбаланса постоянно по амплитуде и фазе и дает на выходе детектора лишь постоянную составляющую напряжения. Однако процесс генерирования высокой частоты всегда сопровождается флуктуационными шумовыми процессами. В результате напряжение разбаланса и напряжение сигнала всегда модулированы по амплитуде и фазе. Как правило, коэффициент шумовой модуляции невелик. Поэтому шумовая модуляция полезного сигнала не мешает его обнаружению на фоне помех и может не учитываться. Шумовая модуляция напряжения остаточного разбаланса может создавать сравнимые с сигналом помехи, если разбаланс достаточно велик или если источник высокой частоты имеет большую мощность. Наличие сдвига фаз, равного 90° , между напряжением сигнала U_c и напряжением разбаланса U_p , являющегося несущей частотой в спектре шумов, характерно для напряжения, действующего на входе детектора в данном балансном устройстве.

Детектирование сигнала на фоне шума описано в литературе [2]—[4]. Используя выводы указанных работ, можно показать, что в данном случае выделение сигнала синхронным детектором много эффективнее квадратичного детектирования. Не приводя подробных вычислений, можно объяснить это следующим образом.

При квадратичном детектировании помехи на выходе создаются за счет амплитудной и фазовой шумовой модуляции. В то же время эффект возрастания чувствительности детектора к полезному сигналу с увеличением напряжения разбаланса (имеющий место в обычном случае, когда U_c и U_p совпадают по фазе) отсутствует. Таким образом, чувствительность квадратичного детектора к полезному сигналу минимальна.

При синхронном детектировании опорное напряжение подается от общего источника высокой частоты в фазе с напряжением сигнала. Получающийся при этом угол сдвига фаз (90°) между опорным напряжением и напряжением разбаланса дает возможность полностью избавиться от всех помех, связанных

с амплитудной шумовой модуляцией. Действительно, как видно из векторной диаграммы (рис. 5), при таком выборе фазы опорного напряжения все напряжения боковых частот, имеющие фазы, симметричные относительно напряжения несущей частоты, уничтожаются.

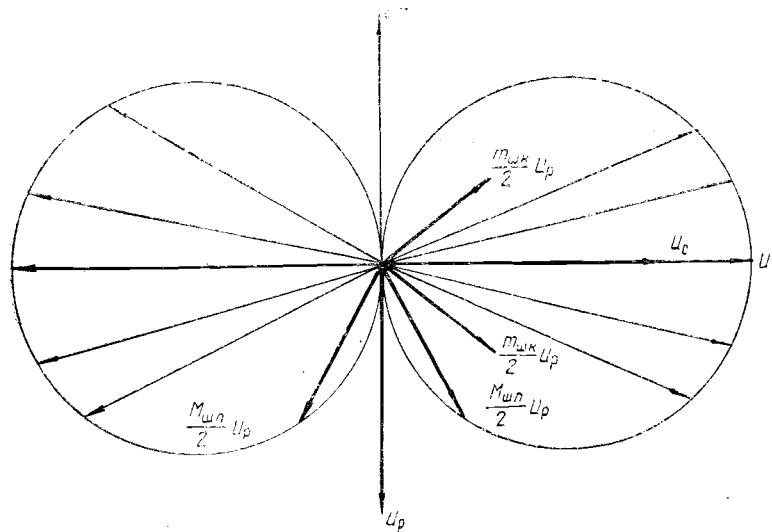


Рис. 5. Векторная диаграмма выходного напряжения:
 $M_{шп}$ — коэффициент амплитудной модуляции n -й гармоникой шума,
 $m_{шк}$ — индекс фазовой модуляции k -й гармоникой шума.

ты, взаимно уничтожаются, остаются лишь колебания с асимметричными фазами, т. е. та часть помех, которая связана с фазовой шумовой модуляцией.

Векторная диаграмма выходного напряжения совмещена на рисунке с векторно-амплитудной характеристикой синхронного детектора.

Фазовая и шумовая модуляции рассматриваются независимо. Такой метод рассмотрения допустим при малых коэффициентах шумовой модуляции.

Конструкция балансного устройства с синхронным детектором схематически показана на рис. 6. Размеры приемного резонатора таковы, что резонанс наступает одновременно и для поля H_{011} , являющегося рабочим, и для поля H_{012} , создающего опорное напряжение на синхронном детекторе. Приемный резонатор подстраивается тремя винтами.

Применяя схему синхронного детектирования, можно получить приемлемое отношение сигнал—шум на выходе даже при несовершенном балансе. А это значит, что имеется возможность дополнительно повысить мощность источника при высокой степени баланса, обеспечиваемого данным устройством.

Тепловые шумы входного устройства радиоспектроскопа рассматривались в работе [5]. Было показано, что отношение сигнал—шум (тепловые шумы) на входе детектора тем выше, чем выше отношение потерь мощности в веществе при парамагнитном резонансе к потерям в тракте «вещество — вход приемника», т. е. чем меньше потери в резонаторе, волноводах и коаксиальных линиях на пути от вещества к приемнику.

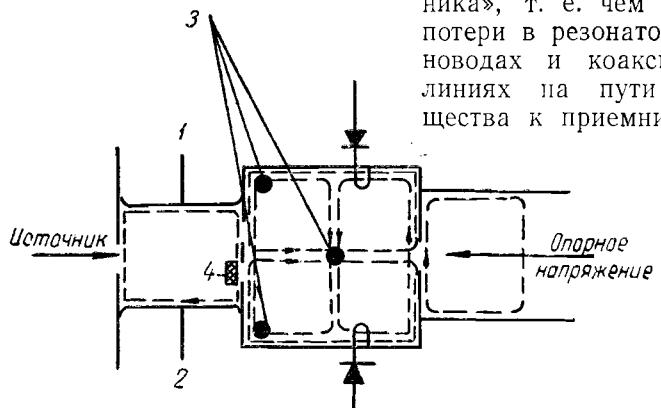


Рис. 6. Балансное устройство с синхронным детектором:
1, 2 — регулирующие поршни, 3 — винты, 4 — вещество.

В описываемом балансном устройстве для уменьшения указанных потерь из схемы исключены балансные кольца, сокращены волноводные и коаксиальные линии (детекторы помещаются в резонаторе).

Заключение

Описанное балансное устройство делает возможным применение в радиоспектрополе источников большой мощности, что повышает чувствительность радиоспектропола.

Амплитудно-фазовая шумовая модуляция мощности источника может привести к искажению формы линии. Это ограничивает применение описанного балансного устройства поисковыми радиоспектрополами, где необходима максимальная чувствительность и не требуется большой точности воспроизведения формы линии.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Котельников, А. М. Николаев, Основы радиотехники. Госэнергоиздат, 1950.
2. Л. С. Гуткин, Преобразование сверхвысоких частот и детектирование. Госэнергоиздат, 1953.
3. Н. К. Игнатьев, Радиотехника, № 9, 59 (1956).
4. А. Е. Башаринов, Радиотехника, № 5, 26 (1956).
5. В. В. Вахнина, В. Ф. Семёнов, Некоторые вопросы экспериментальной физики, вып. I. Московский инженерно-физический институт, 1959.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Предисловие	3
Л. И. Андреева, Б. М. Степанов. Многоканальные датчики для регистрации рентгеновского излучения	5
М. Н. Царегородцев. Линейная схема пропускания для импульсов любого знака	16
П. И. Попов. Расчет и экспериментальные характеристики прибора для измерения установленного периода ядерного реактора	21
Б. А. Долгошин, Б. И. Лучков, В. И. Ушаков. Работа газоразрядных счетчиков при больших импульсных перенапряжениях	32
А. Д. Власов. Линзы для компенсации влияния межсекционных промежутков в линейном ускорителе протонов	40
И. Е. Иродов. К расчету профилей магнитных полюсов	50
А. Ф. Малов. О некоторых понно-оптических свойствах статических аксиально-симметричных магнитных и электрических полей	54
М. А. Воробьевая. К вопросу о чувствительности метода светящейся точки	69
В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. А. Долгошин, А. М. Москевичев, Л. П. Морозова. Рассеяние μ -мезонов с импульсом около $100 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ в меди и железе	80
Б. А. Долгошин, Б. И. Лучков. Поляризация потока μ^+ -мезонов на уровне моря	92
В. И. Петровичев. Теплоотдача при турбулентном течении ртути в узких кольцевых каналах	96
О. И. Репкова, Д. А. Васильков, Р. Л. Гречиюк. Определение удельной поверхности порошков методом электронной микроскопии	106
В. В. Вахнина, В. Ф. Семенов. Балансное устройство радиоспектроскопа электронного парамагнитного резонанса	117

Техн. редактор С. М. Попова

Корректор А. О. Сигал

Подп. к печ. 2/XI 1959 г. Т-10077. Бумага $60 \times 92\frac{1}{16}$. Печ. л. 7,75.
Уч.-изд. л. 7,3. Заказ из-ва 325. Заказ тип. 525. Тираж 3200 экз.

Тип. МИФИ, М. Пионерская, 12