

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МИКРОТРОН

А. П. Гринберг

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	421
1. Условия резонансного ускорения электронов. Различные режимы работы микротрона	422
2. Инжекция электронов в микротрон	427
3. Автофазировка в микротроне	440
4. Фокусировка электронов	445
5. Основные сведения о конструкции микротрона	447
6. Заключение	454
Цитированная литература	457

ВВЕДЕНИЕ

Микротрон представляет собой циклический резонансный ускоритель электронов с постоянным во времени ведущим магнитным полем. Электроны ускоряются высокочастотным электрическим полем, создаваемым в полном резонаторе, причем используется особый вид резонансного ускорения — «резонанс с переменной кратностью».

Идея микротрона была предложена В. И. Векслером¹ в 1944 г. *). После этого в течение нескольких лет появилось лишь небольшое количество работ, в которых обсуждались различные стороны работы такого ускорителя^{2,3}. Первое описание действующего микротрона, построенного группой канадских физиков, было опубликовано в 1948 г.^{4,5}. Некоторые особенности микротрона и, в частности, возможность получения очень коротких сгустков электронов при хорошей энергетической однородности частиц привлекли к этому ускорителю внимание многих лабораторий; в результате в настоящее время в разных странах мира можно насчитать до полутора десятков действующих микротронов. В основном это установки, рассчитанные на ускорение электронов до 2,5 или 5 Мэв; лишь в одном микротроне электроны ускоряются до 29 Мэв.

До недавнего времени основным недостатком большинства действующих микротронов была малость электронного тока на выходе ускорителя — средний во времени ток электронов с энергией ~ 5 Мэв не превышал 1 мка. Второй существенный недостаток микротрона состоял в том, что диаметр полюса был в несколько раз больше, чем диаметр полюса бетатрона или синхротрона, при той же конечной энергии электронов.

Недавно появились интересные статьи, в которых описаны экспериментальные исследования работы микротрона^{6,7}. Особый интерес пред-

*) В ряде статей приводятся сообщения о том, что идея микротрона была независимо предложена Швингером, а также Альваресом. Однако эти предложения не были опубликованы.

ставляют новые идеи, описанные в статье С. П. Капицы и его сотрудников⁷. Полученные ими результаты показывают, что микротрон после введения некоторых сравнительно простых усовершенствований может давать электронные пучки весьма высокой интенсивности и может быть значительно компактнее прежних микротронов.

В настоящем обзоре рассматриваются основные экспериментальные и теоретические данные о работе микротрона, приводятся технические параметры всех известных микротронов, характеризуется место микротрона в ряду других электронных ускорителей и рассматриваются различные применения микротронов.

1. УСЛОВИЯ РЕЗОНАНСНОГО УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ. РАЗЛИЧНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ МИКРОТРОНА

Все построенные до сих пор микротроны относятся к одному типу: магнитное поле создается в зазоре между цилиндрическими полюсами электромагнита, и ускоряющий резонатор располагается вблизи края

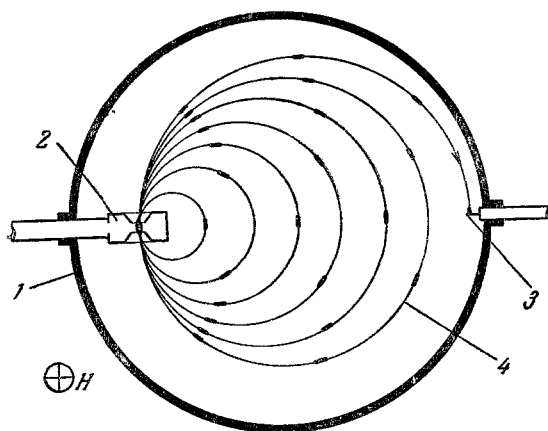


Рис. 1. Схема устройства микротрона.

1 — вакуумная камера; 2 — резонатор; 3 — мишень; 4 — траектория электрона. Показано расположение электронных сгустков, одновременно находящихся в камере. Силовые линии ведущего магнитного поля перпендикулярны к плоскости чертежа.

полюса. Идеальная траектория электрона имеет вид плоской спирали, все витки которой образованы окружностями, соприкасающимися в одной точке (рис. 1). Эти витки траектории принято называть орбитами; после первого пролета сквозь резонатор электрон движется по «первой орбите», после второго — по «второй» и т. д.

Ускоряющее напряжение, действующее в резонаторе, описывается формулой

$$V(t) = V_a \cos \omega_y t = V_a \cos 2\pi \frac{t}{T_y}. \quad (1)$$

Найдем условия резонансного ускорения электрона в микротроне. Этот вопрос

будет рассмотрен здесь более последовательно (без неоправданных допущений), чем это сделано в различных статьях, посвященных микротрону.

Резонансным ускорением будем, как обычно, считать такой процесс, при котором электрон при любом пересечении ускоряющей щели имеет одну и ту же фазу*). Сделаем, однако, оговорку, что для первого пересечения щели это требование не будет считаться обязательным. Итак, требуется,

$$\varphi^{(2)} = \varphi^{(3)} = \dots = \varphi_s = \text{const}. \quad (2)$$

Фаза φ_s носит название равновесной или резонансной фазы, а электрон, удовлетворяющий условию (2), называется **резонансным электроном**.

*у Фазой φ электрона называется то значение фазы ВЧ-поля, которое имеет место в момент прохождения электрона через середину ускоряющей щели. Численные значения фазы всегда приводят в пределы $(-\pi, +\pi)$ при помощи соотношения $\varphi = \omega_y t - n\pi$, где n — целое число.

Приращение энергии электрона при прохождении сквозь резонатор выражается известной формулой

$$\Delta W = eV_a \frac{\sin \theta/2}{\theta/2} \cos \varphi, \quad (3)$$

где θ — так называемый пролетный фазовый угол:

$$\theta = \omega_y \tau, \quad (4)$$

τ — время пролета ускоряющей щели, φ — фаза электрона. Заметим, что формула (3) справедлива с очень хорошей точностью при следующих условиях: 1) электрон движется в однородном ВЧ-поле параллельно линиям поля, причем за пределами ускоряющей щели напряженность электрического поля равна нулю; 2) связанное с пролетом электрона через ускоряющую щель относительное изменение скорости электрона очень мало, т. е. $(v_2 - v_1)/v_1 \ll 1$. Второе условие, в частности, всегда выполняется для электронов, у которых $v_1 \simeq c$.

В действующих микротронах величина ΔW не бывает меньше, чем ~ 250 кэв (а в большинстве случаев $\Delta W \simeq 500$ кэв). В этих условиях время τ при всех прохождении электрона сквозь резонатор, начиная со второго, изменяется не более чем на 26%, так как уже при энергии 250 кэв скорость электрона равна 0,74 c . Функция $(\sin \theta/2)/\theta/2$ в области $0 < \theta < 40^\circ$ изменяется очень медленно, так что при указанных небольших изменениях величины τ (и соответственно θ) значение множителя $(\sin \theta/2)/\theta/2$ в формуле (3) практически не изменяется. Поэтому можно принять, что величина τ не зависит от «номера ускорения» (ν), если $\nu > 1$, и определяется формулой

$$\tau = \frac{d}{c} = \text{const}, \quad (5)$$

где d — длина ускоряющей щели. Следовательно, при $\nu > 1$

$$\frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} \omega_y \frac{d}{c} = \frac{\pi d}{\lambda} = \pi l = \text{const}, \quad (6)$$

где

$$l = \frac{d}{\lambda}; \quad (7)$$

λ — длина волны ускоряющего напряжения.

Приращение энергии резонансного электрона при $\nu > 1$ не зависит от ν и определяется формулой

$$(\Delta W)_\nu = eV_a \frac{\sin l\pi}{l\pi} \cos \varphi_s = eV_s = \text{const}, \quad (8)$$

где

$$V_s = V_a \frac{\sin l\pi}{l\pi} \cos \varphi_s. \quad (9)$$

Величина V_s называется равновесным или резонансным ускоряющим напряжением. График функции $(\sin l\pi)/l\pi$ дан на рис. 2.

Период обращения электрона с полной энергией E в магнитном поле с напряженностью H равен

$$T = \frac{2\pi E}{ecH} \quad (E = W + E_0, \quad E_0 = m_0 c^2). \quad (10)$$

Поскольку энергия резонансного электрона после прохождения сквозь резонатор увеличивается всякий раз на одну и ту же величину $\Delta W = eV_s$

(если $\nu > 1$), период обращения электрона тоже увеличивается всякий раз на одну и ту же величину

$$\Delta T = T_{\nu+1} - T_{\nu} = \frac{2\pi V_s}{cH} \quad (\nu = 2, 3, \dots). \quad (11)$$

Это обстоятельство и лежит в основе идеи микротрона. Действительно, из (11) следует, что хотя период обращения ускоряемого электрона увеличивается от оборота к обороту, тогда как период ускоряющего поля не изменяется, тем не менее можно осуществить резонансное ускорение электрона при постоянной фазе, в соответствии с требованием (2). Для этого необходимо выполнить условие

$$\Delta T = bT_{\nu}, \quad (12)$$

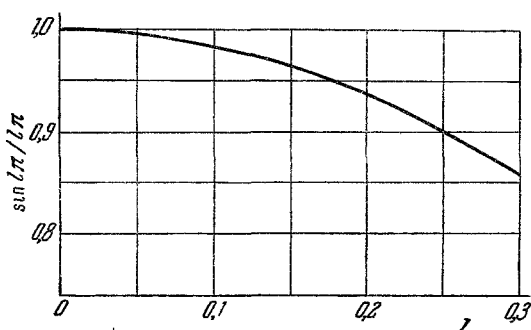
где b — постоянное целое, не равное нулю. В этом случае можно создать условия, при которых период T_{ν} обращения электрона по любой орбите с $\nu > 1$ будет кратен периоду T_{ν} ускоряющего ВЧ-поля, в силу чего и будет удовлетворено условие (2).

Из условий (11) и (12) получаем

$$\frac{2\pi V_s}{cH} = bT_{\nu}. \quad (13)$$

Условие (13) является основным условием резонансного ускорения в микротроне и должно выполняться при любом из различных применяемых режимов работы этого ускорителя. Однако

Рис. 2. Фактор времени пролета в зависимости от безразмерной длины ускоряющей щели.



оно является лишь условием, необходимым, но не достаточным. В качестве второго условия выберем следующее: пусть

$$T_2 = mT_{\nu}, \quad (14)$$

где m — целое (как будет показано ниже, m не может быть меньше 2)*).

При совместном выполнении условий (13) и (14) период обращения электрона по любой орбите, начиная со второй, будет определяться выражением

$$T_{\nu} = [m + (\nu - 2)b] T_{\nu}. \quad (15)$$

Следовательно, коэффициент кратности («кратность резонанса»), т. е. величина $g_{\nu} = T_{\nu}/T_{\nu}$, изменяется от оборота к обороту:

$$g_{\nu} = m + (\nu - 2)b. \quad (16)$$

*) Обычно второе условие пишется в таком виде: $T_1 = aT_{\nu}$, где a — целое. Однако если под периодом обращения электрона понимать промежуток времени от момента пересечения середины ускоряющей щели до следующего такого же момента, то, строго говоря, обычная формула $T_1 = 2\pi E_1 / e c H$ окажется неточной, поскольку на участке AB от середины щели до выхода из ВЧ-поля скорость электрона существенно изменяется; поэтому средняя скорость электрона на участке AB отличается от скорости электрона на его круговой орбите за пределами резонатора. Разумеется, истинная величина T_1 в реальных условиях микротрона очень мало отличается от величины $2\pi E_1 / e c H$ и, как следствие, от величины aT_{ν} . Для второй орбиты ошибку такого рода уже можно не принимать во внимание, так как скорость электрона становится практически постоянной ($v \approx c$).

Это иллюстрируется рис. 3, на котором показан частный случай: $m=3$, $b=1$.

Обозначим кинетическую энергию W_1 электрона после первого прохода через резонатор через $c_1 E_0$:

$$W_1 = W_{\text{инж}} + \Delta W_1 \equiv c_1 E_0, \quad (17)$$

где $W_{\text{инж}}$ — кинетическая энергия электронов, инжектируемых в резонатор.

Обозначим также

$$\Delta W = eV_s \equiv c_2 E_0. \quad (18)$$

Тогда условие (14) с учетом (10) перепишется следующим образом:

$$T_2 = \frac{2\pi E_0}{ecH} (1 + c_1 + c_2) = mT_y. \quad (19)$$

Пользуясь выражением T_y из (13), получим на основании (18) и (19)

$$\frac{m}{b} - 1 = \frac{1 + c_1}{c_2}. \quad (20)$$

Это соотношение, как и (13), является условием резонансного ускорения в микротроне, записанным в наиболее общем виде. Так как минимальное значение b равно 1, а c_1 и c_2 — положительные числа, из (20) следует, что $m_{\min} = 2$.

Условие (20) можно выполнить многими различными способами, т. е. возможны самые разнообразные режимы работы микротрона^{8,9}; например,

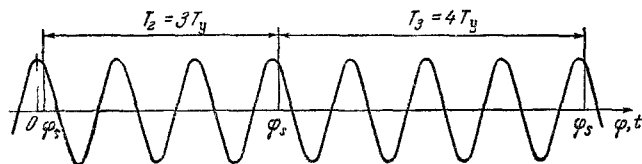


Рис. 3. Изменение кратности резонанса при переходе резонансного электрона со второй орбиты на третью.

можно выбрать $m=2$, $b=1$; тогда $c_1=c_2=1$, следовательно, будут пригодны только значения $c_2 > 1$ (т. е. $V_s > 511$ кэВ), и величина W_1 , выраженная в кэВ, должна быть на 511 меньше, чем V_s в кэВ. Если выбрать $m=3$, $b=1$, то соотношение (20) принимает вид: $1 + c_1 = 2c_2$. Следовательно, возможны, например, такие режимы: $c_1=c_2=1$; $c_1=1,4$, $c_2=1,2$; $c_1=0,8$, $c_2=0,9$ и т. д.

На практике во всех действующих микротронах $b=1$, поскольку в этом случае, как видно из (13), выбранным значениям V_s и T_y соответствует наибольшая величина H в микротроне. Это в свою очередь означает возможность получить наибольшую энергию электрона при заданном диаметре полюса электромагнита.

Поэтому в дальнейшем изложении будет рассматриваться только случай $b=1$.

Как видно из приведенных выше примеров, режим, при котором $b=1$ и $m=2$, можно осуществить только в специальных условиях (о которых позже будет сказано подробнее); практически такой режим еще не применялся. Большое распространение получил режим, при котором $b=1$ и $m=3$. Поэтому его обычно называют основным режимом микротрона.

Условие (13) при $b=1$ можно переписать в виде следующей рабочей формулы:

$$H\lambda = \frac{2\pi E_0}{e} c_2 = 10,697c_2 [\text{кэ} \cdot \text{см}]. \quad (21)$$

Второе резонансное условие при $b = 1$ имеет вид

$$m - 1 = \frac{1 + c_1}{c_2}. \quad (22)$$

Обозначим через H_{Π} то значение напряженности магнитного поля («циклотронного поля»), при котором период обращения медленного электрона был бы равен заданной величине T_y . Тогда

$$H_{\Pi} = \frac{2\pi E_0}{ecT_y} = \frac{2\pi E_0}{e\lambda} = \frac{10,697}{\lambda} [\text{кэ} \cdot \text{см}]. \quad (23)$$

Таким образом, коэффициент c_2 выражается через H_{Π} :

$$c_2 = \frac{H}{H_{\Pi}}. \quad (24)$$

Из (10), (13), (8) и (15) можно получить:

$$E_v = \frac{T_v}{T_y} \Delta W = (m + v - 2) \Delta W = E_0 (m + v - 2) c_2 \quad (v = 2, 3, \dots). \quad (25)$$

В работе ¹⁰ рассмотрена возможность использования в микротроне «смягченных режимов ускорения». Показано, что «резонансную порцию энергии» (eV_s), определяемую условием (13), электрону можно сообщить не за одно прохождение через ускоряющую щель, а за несколько последовательных проходов, образующих цикл. Преимуществом такого режима ускорения является возможность увеличить рабочее значение H в 1,4—1,7 раза. Однако доля захватываемых в ускорение электронов резко уменьшается по сравнению с обычным режимом микротрона, и соответственно падает ток пучка. Кроме того, при работе микротрона в «смягченном режиме» потребовалась бы очень высокая стабильность значений H , V_a и λ .

Остановимся вкратце на вопросе о выборе параметров при проектировании микротрона. Конструктор микротрона стремится к тому, чтобы резонансная напряженность магнитного поля была возможно больше, так как чем больше H , тем меньшим будет диаметр полюса электромагнита и, следовательно, тем компактнее будет весь ускоритель. Как видно из (21), для повышения требуемой величины H необходимо выбрать возможно большее значение отношения c_2/λ , т. е. выбрать большую величину V_a и малую величину λ . В настоящее время нижняя граница длины волны поля в резонаторе определяется тем обстоятельством, что при уменьшении λ уменьшаются размеры резонатора и, следовательно, уменьшается длина ускоряющей щели и увеличивается амплитуда E_a напряженности электрического поля в резонаторе при заданной величине V_a ($E_a = V_a/d$). Наибольшее допустимое значение E_a , при котором еще не будет пробоев в резонаторе, в большой степени зависит от состояния эмитирующих поверхностей на краях отверстий в резонаторе. Можно принять, что $E_{a, \max} \simeq 1 \text{ Мэ/см}$. Тогда, например, при $V_a = 560 \text{ кэ}$ и $l = d/\lambda = 0,1$ минимальная длина волны $\lambda_{\min} \simeq 5,6 \text{ см}$.

Отметим, что с уменьшением длины волны связано дополнительное преимущество: сокращение диаметра резонатора позволяет соответственно уменьшить высоту межполюсного зазора микротронного электромагнита и тем самым увеличить диаметр области, внутри которой $H(r) = \text{const}$ с заданной степенью точности.

Разумеется, при выборе величины λ учитываются имеющиеся данные о том, как зависят от λ мощность и стоимость генератора ВЧ-колебаний, способного создать в резонаторе электрическое поле с требуемой амплитудой напряжения.

В большинстве действующих микротронов применяется ускоряющее поле с $\lambda \sim 10$ см. Если взять $c_2 = 1$ (т. е. $V_a \sim 560$ кэ) и $\lambda = 10$ см, то согласно (21) $H \simeq 1,07$ кэ. Этот пример показывает, что в микротронах приходится применять весьма низкие напряженности ведущего магнитного поля, гораздо более низкие, чем те значения H , которые легко получить в межполюсном зазоре электромагнита с железным сердечником даже при невысоких магнитных качествах железа. Укажем для сравнения, что, например, в циклотронах обычно применяют магнитное поле с $H \sim 15 \div 20$ кэ и более, в бетатронах $H_{\text{орб}} \sim 4 \div 9$ кэ.

Из-за малого значения H полюс микротронного магнита имеет диаметр, значительно больший, чем, например, у бетатрона, рассчитанного на ускорение электронов до той же энергии. С малостью величины H связано, однако, и некоторое преимущество — конструкция электромагнита очень проста, вес магнита относительно мал.

Рядом авторов были выдвинуты различные предложения, имеющие целью увеличить рабочее значение H и тем самым сделать микротрон более компактным. Эти предложения будут описаны ниже.

Микротрон с заданным значением H может работать при разных частотах ускоряющего поля. Все возможные варианты режима работы в этом случае, как видно из (21), будут подчиняться условию $c_2/\lambda = \text{const}$. Это означает, что при уменьшении длины волны нужно во столько же раз уменьшить V_a , так что потребуется значительно меньшая мощность генератора, питающего резонатор. В некоторых случаях это обстоятельство было решающим при выборе режима работы микротрона. Следует, однако, иметь в виду, что желательно применять по возможности большое значение c_2 и соответственно V_a , так как в этом случае заданная конечная энергия электронов будет достигнута при наименьшем числе их проходов через резонатор, и потеря электронов в процессе их ускорения будет минимальной.

Кроме выбора значений λ и c_2 , для проектируемого микротрона необходимо выбрать параметр m . Зная m , можно по (22) вычислить c_1 . Дальнейшей задачей является обеспечение такого режима инжекции электронов, при котором будет получена требуемая величина c_1 . Методы осуществления этого режима зависят от типа инжекции.

Наконец, выбирают значение равновесной фазы φ_s (обычно $\varphi_s \simeq 13 \div 20^\circ$, см. ниже) и, зная длину d ускоряющей щели, по формуле (9) вычисляют V_a . Опыт показывает, что найденную по (9) величину V_a следует увеличить на 5—7%, чтобы учесть провисание ВЧ-поля за пределы геометрической длины ускоряющей щели и кривизну пути электрона в резонаторе.

2. ИНЖЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МИКРОТРОН

К настоящему времени практически испытаны пять вариантов инжекции. Хотя наиболее старый вариант все еще имеет наибольшее распространение, он, несомненно, для большинства задач будет вытеснен новыми, более совершенными методами инжекции.

Рассмотрим отдельно все эти методы.

а) Инжекция с использованием автоэлектронной эмиссии из металла резонатора. Этот вариант инжекции мы в дальнейшем для краткости будем называть автоэлектронной инжекцией.

Устройство резонатора, обычно применяемого в микротроне, схематически изображено на рис. 4. Наибольшая напряженность электрического поля при работе резонатора имеет место у поверхностей кольцевых зон, обозначенных на рис. 4 буквами A и B . Эти кольцевые металлические

поверхности и являются источниками интенсивного потока электронов, часть которого может быть использована для дальнейшего ускорения в микротроне*). Поскольку инжекция в микротроне должна быть односторонней, необходимо принять меры к тому, чтобы усилить интенсивность автоэлектронной эмиссии с одной кольцевой зоны (с зоны *A* на рис. 4) и существенно подавить эмиссию со второй зоны. Если допустить двустороннюю автоэлектронную эмиссию, то результатом будет увеличение нагрузки резонатора не используемыми в дальнейшем электронами и соответствующее повышение требуемой мощности питания резонатора.

Односторонняя эмиссия достигается путем соответствующей обработки поверхности металла, а также путем подбора подходящих металлов. Эмиссия резко усиливается, например, при оксидировании или матировании поверхности и сильно ослабляется при полировке, тщательной

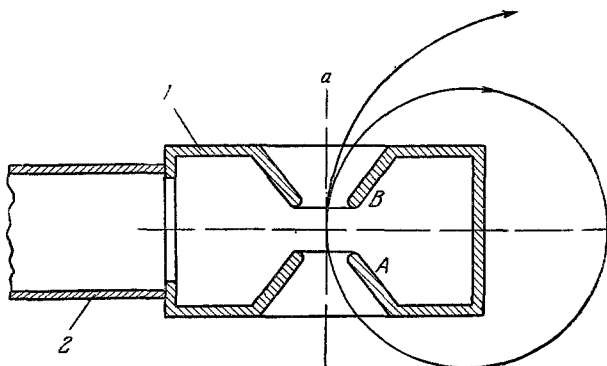


Рис. 4. Схема устройства тороидального резонатора.
1 — резонатор (тело вращения вокруг оси *a*); 2 — волновод.

очистке или золочении поверхности. В некоторых микротронных резонаторах для усиления автоэлектронной эмиссии используется алюминиевая втулка, вставляемая в один из конусов резонатора.

Как известно, электронный ток *I* при автоэлектронной эмиссии резко зависит от напряженности поля у поверхности катода. Если воспользоваться формулой Фаулера — Нордгейма и учесть, что напряженность электрического поля в резонаторе изменяется по закону $E(t) = E_a \cos \omega_y t$, можно получить следующее соотношение:

$$I = I_0 \cos^2 \omega_y t \cdot \exp \left(-\frac{B}{\cos \omega_y t} \right), \quad (26)$$

где I_0 и B — постоянные, пропорциональные величине E_a и зависящие от свойств эмитирующей поверхности.

График $I(\omega_y t)$ по формуле (26) показан на рис. 5. Как видно из этого графика, при автоэлектронной инжекции действует импульсный источник электронов, причем ток эмиссии практически отличен от нуля только при фазах эмиссии ($\varphi_{эм}$), лежащих в пределах приблизительно от -52° до $+52^\circ$.

При этом варианте инжекции $W_{инж} = 0$, так что согласно (17)

$$c_1 E_0 = \Delta W_1. \quad (27)$$

*) Следует заметить, что предположение об автоэлектронной природе эмиссии электронов из насадки резонатора до сих пор прямыми опытами не доказано. Высказывалось мнение, что наблюдаемое испускание электронов, вероятно, является результатом сочетания нескольких процессов — автоэлектронной, вторичной и фотоэмиссии⁵.

Из (22) получим

$$\Delta W_1 = (m-1)V_s - 511 \text{ [кэв, кэ]}. \quad (28)$$

При автоэлектронной инжекции c_1 не может быть больше c_2 , и обычно $c_1 \simeq c_2$. Если $c_1 = c_2$, резонансные условия (24) и (22) упрощаются и принимают тот вид, который получил широкое распространение в литературе:

$$eV_s = \frac{E_0}{m-2}, \quad (29)$$

$$H\lambda = \frac{10,697}{m-2}. \quad (30)$$

В соответствии с этими формулами m не может быть меньше 3, а V_s не может быть больше 511 кэ и может принимать только следующие значения: 511; 255,5; 170,3 кэ и т. д.

Если в действительности равенство $c_1 = c_2$ выполняется лишь приближенно, то и формулы (29) и (30) будут приближенными. Кроме того, в случае $c_1 \neq c_2$ не исключается и режим с $m=2$.

Для каждого конкретного микротрона, зная его параметры V_a , φ_s и d , можно по (9) найти V_s и по (28) вычислить требуемое значение ΔW_1 . С другой стороны, приращение энергии электрона в ВЧ-поле с данными значениями V_a и $l=d/\lambda$ зависит от фазы эмиссии этого электрона и может быть вычислено по известной схеме^{11,5}. На рис. 6 приводится

график $\Delta W_1(\varphi_{эм})$, вычисленный для следующих условий¹²: $V_a=280$ кэ, $l=0,066$. Пользуясь этим графиком, рассмотрим следующий пример. Положим, что в данном микротроне $m=4$ и $c_2=0,5$ (такому значению c_2 соответствует $V_s=255,5$ кэ; следовательно, согласно (9), $\varphi_s \simeq 24^\circ$). Тогда условие (28) требует, чтобы величина ΔW_1 равнялась 255,5 кэв. Такое приращение энергии получает электрон с фазой эмиссии $\varphi_{эм} \simeq -60^\circ$ (см. рис. 6). Может оказаться, что этот электрон будет иметь фазу $\varphi^{(2)} = \varphi_s$; в таком случае он будет резонансным электроном. Однако выполнение условия $\varphi^{(2)} = \varphi_s$ не является обязательным, поскольку в микротроне могут ускоряться и нерезонансные электроны, если их энергия и начальная фаза $\varphi^{(2)}$ достаточно близки к энергии и фазе резонансного электрона (см. раздел 3). Поэтому в рассматриваемом микротроне будут устойчиво ускоряться не только электроны с $\varphi_{эм} = -60^\circ$, но и электроны, испущенные при других $\varphi_{эм}$. Расчет, выполненный для этого микротрона¹², показал, что только электроны, фаза эмиссии которых лежит в пределах от -61 до -26° , могут восемь раз пройти сквозь резонатор и будут ускорены до требуемой энергии 2,044 Мэв.

Пользуясь графиком $I(\varphi_{эм})$ (см. рис. 5), легко определить, например, путем планиметрирования, что электронный ток, соответствующий указанной пригодной области фаз эмиссии (мерой этого тока является площадь

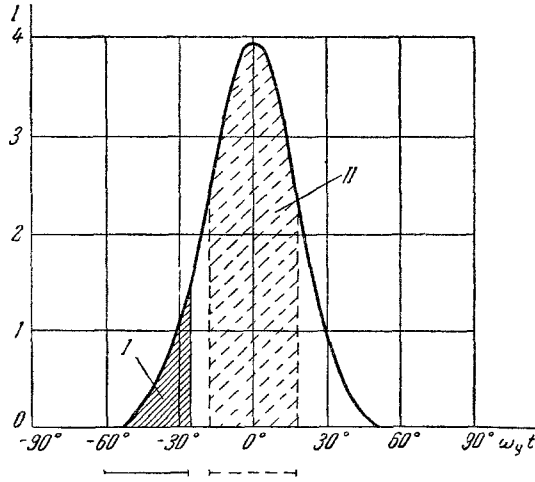


Рис. 5. Ток автоэлектронной эмиссии (в относительных единицах) в зависимости от фазы ВЧ-поля.

фигуры 1), составляет всего 7% полного тока электронов, прошедших сквозь резонатор и попавших на первую орбиту. При этом из резонатора выходит расходящийся пучок электронов; поскольку однородное магнитное поле микротрона не создает фокусирующих сил в аксиальном направлении, в отверстие резонатора при втором ускорении попадает только $\sim 10\%$ всех инжектированных на первую орбиту электронов. Таким образом, на вторую орбиту попадет только $\sim 0,7\%$ тех электронов, которые находились на первой. Этот результат согласуется с хорошо известным фактом, наблюдавшимся у всех микротронов с автоэлектронной

инжекцией: при переходе от первой орбиты ко второй имеют место очень большие потери электронов (теряется часто более 99%). В результате такие микротроны оказались слаботочными ускорителями, с током пучка на выходе менее 1 мка (средний во времени ток).

Весьма эффективным методом увеличения «коэффициента использования» автоэлектронной эмиссии могло бы быть увеличение амплитуды напряженности электрического поля в резонаторе. Например, если бы можно было удвоить величину E_a , то, во-первых, ток эмиссии увеличился бы, согласно (26), приблизительно в 30 раз, во-вторых, вследствие изменения формы кривой, изображенной на рис. 6, область пригодных фаз эмиссии сдвинулась бы на рис. 5 вправо, что привело бы к увеличению относительной величины заштрихованной площади в 4,4 раза¹² и ток пучка на выходе этого микротрона увеличился бы в 130 раз.

Однако практически увеличение величины E_a связано с большими трудностями. Чтобы увеличить E_a , нужно либо повысить V_a в том же резонаторе, либо применить другой резонатор, с более коротким ускоряющим промежутком. Величина V_a уже по другим соображениям выбрана максимально возможной (см. выше). Следовательно, необходимо уменьшить длину d . Однако это связано с увеличенной опасностью пробоя резонатора и с ухудшением его параметров: уменьшаются добротность резонатора и его шунтовое сопротивление, в результате чего для получения той же величины V_a потребуется большая мощность. Обычно при $\lambda = 10$ см и $V_a \sim 560$ кэ длина d — не меньше 8 мм¹³.

Можно расчетным путем установить, каковы должны быть условия, при которых область пригодных фаз эмиссии будет располагаться симметрично относительно пика автоэлектронного тока (см. рис. 5). Для этого надо рассчитать длину d ускоряющей щели таким образом, чтобы пригодные фазы эмиссии группировались около фазы $\varphi_{эм} = 0$. С помощью графика рис. 5 легко вычислить, что в этом случае (если принять ту же ширину области пригодных фаз эмиссии, т. е. 35°) относительная величина заштрихованной площади равнялась бы не 7, а 70% (площадь фигуры II).

Расчеты оптимальной длины ускоряющей щели недавно опубликованы^{14,15}. При этом были предложены два несколько различных подхода к такому расчету. Рассмотрим вкратце оба варианта.

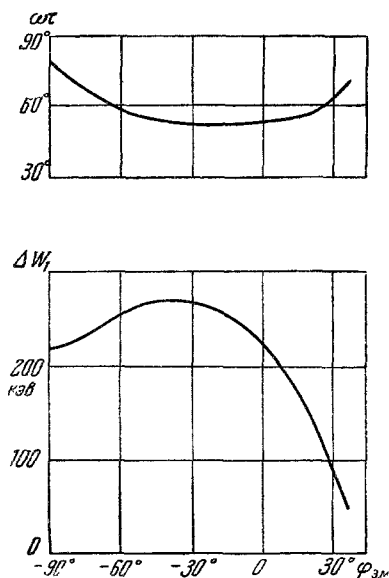


Рис. 6. Энергия электрона после первого пролета сквозь резонатор и пролетный фазовый угол в зависимости от фазы эмиссии электрона.

$V_a = 280$ кэ, $l = 0,066$, начальная скорость электрона $v_0 = 0$

1. Задача ставится следующим образом¹⁴. Электрон испускается при фазе $\varphi_{\text{эм}}=0$, когда ток автоэлектронной эмиссии максимален, и должен набрать при пролете сквозь резонатор максимально возможную энергию ΔW_1 . Это означает, что фаза $\varphi_{\text{вых}}$, при которой электрон выходит из резонатора, должна равняться 90° . Требуется, чтобы такой электрон, сделав один оборот по своей орбите, попал в резонатор при фазе $\varphi^{(2)}=\varphi_s$, затем при фазе $\varphi^{(3)}=\varphi_s$ и т. д. Та длина ускоряющей щели, при которой это требование будет выполнено, и будет считаться оптимальной. Оказывается, что при заданных значениях φ_s , λ и m указанное требование может быть выполнено только при одном определенном значении V_a , и то же относится к величине d_0 . В табл. I приводятся результаты расчета, полученные в работе¹⁴; было принято, что $\varphi_s=18^\circ$, $b=1$.

Таблица I

m	V_a Мэ	$\lambda \sim 10 \text{ см}$			$\lambda \sim 3 \text{ см}$		
		H , э	d_0 , мм	D_1 , мм	H , э	d_0 , мм	D_1 , мм
2	2,369	4398	20,7	27,7	14660	6,2	8,3
3	0,427	828	12,8	42,8	2761	3,6	12,8
4	0,238	473	10,1	53,0	1573	3,0	15,9
5	0,165	325	8,6	62,6	1083	2,6	18,8

Из этих результатов делаются следующие выводы. В микротронах, работающих при $\lambda \sim 3 \text{ см}$, длина ускоряющей щели значительно превышает даваемый расчетом оптимальный размер d_0 (например, при $m=4$ в действующих микротронах $d \geq 4,5 \text{ мм}$, тогда как $d_0=3 \text{ мм}$). Этим можно объяснить малый коэффициент использования автоэлектронной эмиссии. Для микротронов, работающих при $\lambda \sim 10 \text{ см}$, вполне возможно изготовить резонатор с длиной ускоряющего промежутка, равной оптимальной величине, если $m > 2$. Однако резонансная напряженность магнитного поля получается очень низкой, и ускоритель не будет компактным.

Еще более существенно другое обстоятельство. Оказывается, что при найденных в рассмотренном расчете параметрах величина E_a получается ниже обычной (например, при $\lambda \sim 10 \text{ см}$ и $m=3$ $E_a=334 \text{ кэ/см}$). Это приведет к существенному понижению тока электронов автоэлектронной эмиссии.

Таким образом, можно прийти к выводу, что следует стремиться не к тому, чтобы длина ускоряющей щели была оптимальной в принятом выше смысле, а к тому, чтобы она имела возможно меньшую длину; выигрыш в величине тока эмиссии, связанный с тем, что выбрана максимально достижимая амплитуда напряженности электрического поля в резонаторе, будет, по-видимому, гораздо больше, чем проигрыш, связанный с ухудшением расположения области пригодных фаз эмиссии относительно фазы $\varphi_{\text{эм}}=0$.

Интересен случай $m=2$, которому соответствуют необычно высокое значение $H(\sim 4,4 \text{ кэ})$ и $E_a \approx 1,14 \text{ Мэ/см}$. Отметим, что в этом случае, как нетрудно вычислить, $c_1 \approx 2,7$ и $c_2 \approx 3,7$. При обычной форме траектории электрона этот вариант неосуществим, так как длина ускоряющей щели слишком велика по сравнению с диаметром D_1 первой орбиты. Автор предполагает, что можно осуществить ускорение при $H \sim 4,4 \text{ кэ}$, выпуская электроны из резонатора наружу через соответствующее отверстие (рис. 7). Однако никаких расчетов не приводится.

2. Во втором варианте расчета оптимальной длины ускоряющей щели задача ставится следующим образом ¹⁵. Электрон испускается при фазе $\varphi_{\text{эм}} = 0$ и выходит из резонатора при фазе $\varphi_{\text{вых}}$, относительно величины которой никаких условий не ставится. Требуется так выбрать величины V_a и d_0 , чтобы этот электрон, сделав один оборот по своей орбите, попал в резонатор при фазе $\varphi^{(2)} = \varphi_s$; кроме того, ставится второе требование: период обращения T_1 этого электрона должен точно равняться целому числу периодов ускоряющего поля *). Заметим, что выдвигание этого второго требования вряд ли целесообразно — достаточно выполнить только первое. В табл. II приводятся результаты расчета. В этой таблице $a = \frac{T_1}{T_y}$, $l_0 = d_0/\lambda$.

Таблица II

a	$\varphi_s = 18^\circ$			$\varphi_s = 24^\circ$		
	$V_{a'} \text{ кэВ}$	l_0	$\varphi_{\text{вых}}$	$V_{a'} \text{ кэВ}$	l_0	$\varphi_{\text{вых}}$
2	531	0,042	$25,6^\circ$	578	0,0563	$34,1^\circ$
3	271	0,0296	$23,3^\circ$	283	0,0401	$31,2^\circ$

Как видно из указанных в таблице данных, ускоряющая щель должна иметь меньшую длину, чем в действующих микротронах. Например, при

$a=2$ и $\lambda=10 \text{ см}$ $d_0=4,2 \text{ мм}$. Возможно, что удалось бы добиться отсутствия пробоев в резонаторе с $d=4,2 \text{ мм}$ при $V_a=531 \text{ кэВ}$; добротность у него будет меньше обычной и потребляемая мощность — больше обычной, однако это окупалось бы повышением тока пучка на выходе микротрона.

При втором варианте расчета, как и при первом, рабочая величина V_a (и соответственно величина H , если задана равновесная фаза φ_s) оказывается жестко зафиксированной, и отступление от требуемого значения должно приводить к уменьшению тока пучка. К сожалению, на опыте еще не проверено, в какой мере расчетные параметры согласуются с экспериментальными.

В реальном случае действующего микротрона резонатор имеет фиксированный размер d , и подбор режима, соответствующего максимальному току пучка ускоренных электронов, производится следующим образом:

изменяют V_a и подбирают для каждого значения V_a оптимальное значение H ; в результате находят $\text{opt } V_a$ и $\text{opt } H$ (см. раздел 3). По этим значениям можно было бы вычислить, какие величины φ_s , c_1 и c_2 оказались оптимальными для данного микротрона, а также установить, где оказалась расположенной оптимальная область пригодных фаз эмиссии относительно фазы $\varphi_{\text{эм}} = 0$.

В работе ⁶ описаны результаты экспериментального исследования некоторых процессов, имеющих место при автоэлектронной инжекции. Для прослеживания траекторий электронов, эмитированных определенной точкой поверхности конической насадки в резонаторе, была применена следующая простая методика. На хорошо отполированном крае отвер-

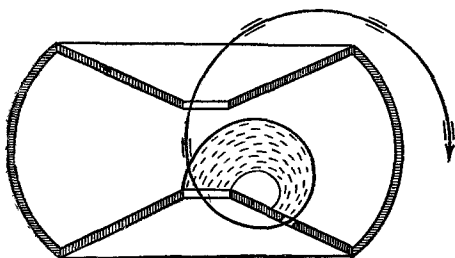


Рис. 7. Форма траектории электрона, предложенная для повышения верхней границы напряженности ведущего магнитного поля.

*) См. сноску на стр. 424.

ствия в резонаторе создается искусственный центр эмиссии в виде пятнышка из аквадага. Данные о форме траектории электронов, вылетевших из этой точки, были получены при помощи подвижных щелей и экрана, покрытого люминофором. Таким способом было установлено, что только две чрезвычайно малые площадки эмитирующей поверхности поставляют такие электроны, которые в дальнейшем могут беспрепятственно пройти сквозь резонатор требуемое число раз. Размеры этих площадок таковы: $x \approx 0,3$ мм, $y \approx 3$ мм (рис. 8). Площадку a можно назвать наружной рабочей зоной эмиссии, площадку b — внутренней. Опыты ясно показали, что

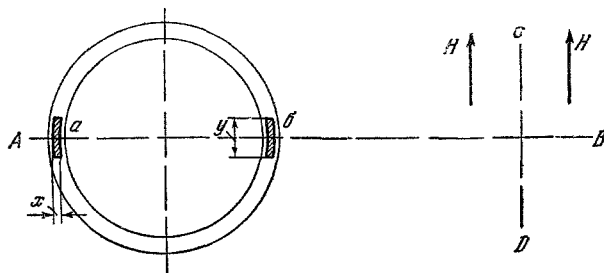


Рис. 8. Схема расположения рабочих зон эмиссии (a , b) на краю отверстия в резонаторе.

AB — плоскость орбиты, CD — ось симметрии магнитного поля.

два пучка электронов, испускаемые наружной и внутренней зонами эмиссии, в дальнейшем образуют две совершенно отдельные системы орбит.

Практический вывод из этих наблюдений состоит в том, что надо принять меры к подавлению автоэлектронной эмиссии со всей поверхности краев отверстия в резонаторе, лежащей за пределами площадок a и b ; таким образом будет значительно уменьшена мощность, которую необходимо подвести к резонатору. В работе ⁶ указанные меры свелись к тому, что латунные конические насадки в резонаторе были хорошо отполированы. Затем в месте расположения рабочей зоны эмиссии тонким слоем наносился аквадаг. Во время пробоев в резонаторе, возникающих при медленном повышении V_a , происходит «формовка» этого покрытия. После прекращения пробоев такая зона эмиссии дает стабильный ток электронов от 100 до 200 мка в импульсе на третьей орбите *).

В других микротронах с автоэлектронной инжекцией ток пучка на последней орбите обычно бывает в несколько раз больше, чем полученный в работе ⁶: он составляет ~ 1 ма в импульсе. Еще больший ток (до 7 ма в импульсе) при этом же типе инжекции был получен в работе ⁷.

Итак, микротрон с автоэлектронной инжекцией, с энергией электронов 5—6 Мэв, может давать ток пучка, вполне достаточный для проведения многих физических исследований. Такой микротрон отличается наиболее простой конструкцией.

б) Инжекция с использованием термокатода, расположенного внутри резонатора. Опыты с таким вариантом инжекции также описаны в работе ⁶. В качестве катода была использована танталовая проволока $\varnothing 0,4$ мм, расположенная в отверстии резонатора приблизительно в вертикальной плоскости, поблизо-

*) В работе ⁶ испытывался также местный излучатель электронов, выполненный в виде острия. Оказалось, что такой источник автоэлектронной эмиссии применять нецелесообразно.

сти от зоны *б* (см. рис. 8). Катод служит достаточно долго, если не накаливать его до слишком высокой температуры. На третьей орбите был получен устойчивый ток 500 $\mu\text{ка}$ в импульсе. Такой ток, по-видимому, близок к максимально достижимому при этом методе инжекции (если не применять оксидный катод), поскольку площадь рабочей зоны эмиссии очень мала, а длительность того промежутка времени в каждом цикле ВЧ-поля, на протяжении которого происходит захват электронов в режим ускорения, составляет в микротроне всего $\sim 0,1 T_z$.

Конструкция резонатора сложнее, чем при автоэлектронной инжекции. Имеются некоторые трудности, связанные с тем, что магнитное поле катода вызывает заметное вертикальное смещение орбит; эти трудности удалось преодолеть.

Поскольку при инжекции рассматриваемого типа отпадает необходимость стремиться к получению возможно большего значения E_a в резонаторе, можно применять резонатор с более длинной ускоряющей щелью. Это приведет к улучшению добротности резонатора.

Как и при автоэлектронной инжекции, имеет место ограничение: $c_2 \leq 1$ при $m > 2$.

в) Инжекция с использованием электронной пушки. К электронной пушке, которая могла бы служить инжектором в микротроне, предъявляются следующие требования: она должна иметь

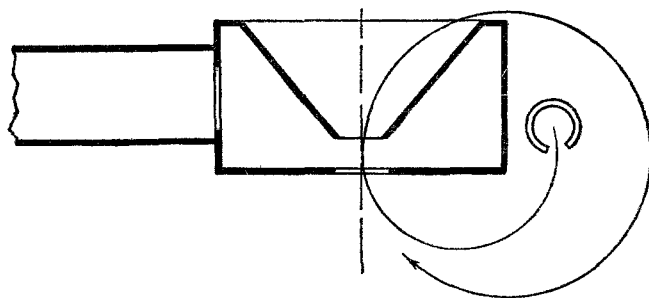


Рис. 9. Расположение инжектора, возможное при большой энергии инжекции.

крайне малые размеры, чтобы не мешать движению электронов на первой орбите; электроны должны проходить в пушке достаточно большую разность потенциалов, чтобы, выйдя из пушки, они могли попасть в отверстие резонатора, несмотря на отклоняющее действие магнитного поля микротрона; электронная пушка должна давать достаточно интенсивный пучок электронов. Последние два требования противоречат первому, и найти удовлетворительное компромиссное решение нелегко. Если бы можно было создать небольшую электронную пушку, дающую электроны с энергией $\sim 300 \text{ кэВ}$, первое требование оказалось бы менее жестким, так как пушку можно было бы поместить в «наиболее свободном» месте около резонатора (рис. 9). Однако, как показывает опыт конструирования инжекторов для бетатронов и синхротронов, в миниатюрных пушках при импульсном их питании можно получать электроны с энергией не более 80—100 кэВ . При такой энергии радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле $H \simeq 1,2 \text{ кэ}$ будет составлять всего 8—9 мм . Поэтому инжектор надо расположить вблизи отверстия в резонаторе. Попад в ускоряющее поле резонатора, электрон начнет набирать энергию, и радиус кривизны его траектории будет быстро увеличиваться.

Такой вариант инжектора применяется в микротроне на $5,9 \text{ Мэв}$, который в свою очередь будет служить инжектором жесткофокусирующего синхротрона на $1,2 \text{ Гэв}$, сооружаемого в Лундском университете^{16,17}. Расположение электронной пушки относительно резонатора показано на рис. 10*). На катод инжектора, сделанный из вольфрамовой спирали, подаются отрицательные импульсы с амплитудой 80 кэ относительно заземленного анода. Ток эмиссии составляет $\sim 500 \text{ ма}$ в импульсе; такой пучок поступает в резонатор. На 10-й орбите ток в импульсе обычно равен 20 ма . Применялся также диспенсерный катод, который позволял увеличить ток в 2—2,5 раза; однако срок службы такого катода в нетренируемой вакуумной системе составляет всего несколько часов.

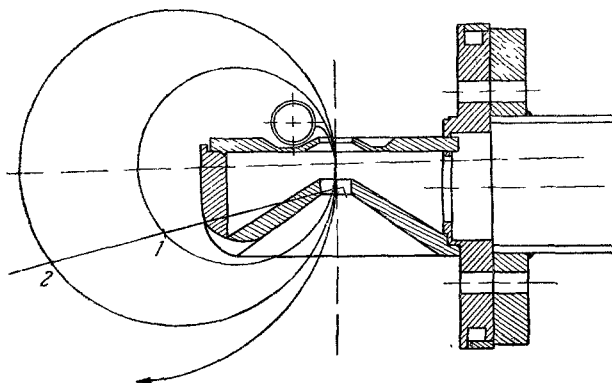


Рис. 10. Расположение инжектора в шведском микротроне.

Вдоль линии 1—2 перемещается цилиндр Фарадея, при помощи которого измеряется ток пучка на разных орбитах.

Импульсы, подаваемые на катод, должны иметь длительность плоской части $\sim 2 \text{ мксек}$, так как резонатор питается импульсами длительностью $2,7 \text{ мксек}$ и часть этого времени расходуется на раскачку колебаний в резонаторе до стационарного значения V_a .

Как показал расчет¹⁶, уже при $W_{\text{инж}} \sim 60\text{—}70 \text{ кэв}$ стабильно ускоряются все электроны, фазы которых лежат в пределах области шириной $\sim 25^\circ$.

По значениям параметров данного микротрона ($H=1,23 \text{ кэ}$, $\lambda \approx 9,95 \text{ см}$, $b=1$, $m=3$) можно определить, что $c_2=1,143$, т. е. $\Delta W = 584 \text{ кэв}$, $c_1=2c_2-1=1,286$ и $\Delta W_1=577 \text{ кэв}$. Большую величину c_2 можно было бы получить только при большей энергии инжекции. Однако даже при $W_{\text{инж}}=300 \text{ кэв}$ величина c_2 не превышала бы $1,576$, так что при $\lambda=9,95 \text{ см}$ резонансная напряженность магнитного поля была бы не больше, чем $1,7 \text{ кэ}$.

г) Инжекция с использованием второго резонатора. В качестве высоковольтной электронной пушки можно использовать резонатор, работающий при той же частоте, что и основной резонатор микротрона⁸. Источником электронов может быть либо отдельный термокатод (рис. 11), либо надлежащим образом обработанная поверхность насадки резонатора, испускающая электроны в результате автоэлектронной эмиссии. В отличие от автоэлектронной инжекции, в данном случае коэффициент использования автоэлектронной эмиссии может быть сделан

*) Этот чертеж и основные параметры описываемого микротрона были любезно присланы мне О. Вернхольмом.

весьма высоким. Действительно, если в схему питания инжекционного резонатора ввести фазосмещающее устройство, то всегда можно будет подобрать на опыте такое смещение по фазе между колебаниями в инжекционном и основном резонаторах, при котором максимальная доля электронов автоэлектронной эмиссии будет захватываться в режим ускорения. При такой оптимальной фазировке резонаторов коэффициент использования автоэлектронной эмиссии будет составлять 70%, если принять, что фазовый угол захвата равен 35° (см. раздел 2а).

Что касается величины тока электронов, которую может дать такой инжекционный резонатор, то ее можно сделать вполне достаточной. По данным ¹⁸ непосредственно за резонатором можно получить в импульсе до 0,9 а при $\lambda \sim 10$ см и до 0,3 а при $\lambda \sim 3$ см.

Попытка практического применения инжекционного резонатора была осуществлена пока только в одном случае ^{19,6}. Оба резонатора питались

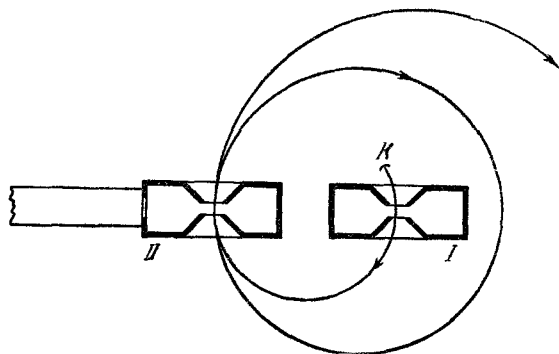


Рис. 11. Применение отдельного резонатора в качестве инжектора.

К — термокатод; I — инжекционный резонатор; II — основной резонатор. Волновод, питающий резонатор I, должен находиться вне плоскости орбит.

нюатор, который будет отводить энергию к инжекционному резонатору ¹².

Пользуясь инжекционным резонатором, можно сообщить электрону большую энергию инжекции. Оказывается, однако, что не всякая величина $W_{\text{инж}}$ допустима при данном значении H . Это связано с тем, что инжекционный резонатор работает при той же длине волны, что и основной, и, следовательно, имеет такие же размеры. Поэтому радиус кривизны траектории электронов, вылетающих из первого резонатора и попадающих в отверстие второго, должен быть примерно вдвое больше, чем радиус первой орбиты в обычном микротроне (см., например, рис. 4 и рис. 11), а радиус первой орбиты в двухрезонаторном микротроне должен быть примерно в четыре раза больше, чем в обычном. Если в последнем при $\lambda = 10$ см электроны с энергией 511 кэв будут свободно обходить резонатор при $H = 1,07$ кэ (так как диаметр орбиты $D_1 = 5,52$ см, а радиус тороидального резонатора $R_{\text{рез}} = (0,3 \div 0,35) \lambda = 3 \div 3,5$ см), то в двухрезонаторном ускорителе электронов с $W_{\text{инж}} = 511$ кэв может попасть из первого резонатора во второй только при $H \leq 740$ э. Если принять $H = 535$ э, то возможен режим $c_2 = 0,5$, $m = 6$. На первой орбите резонансный электрон будет иметь энергию 766,5 кэв (соответствующая магнитная жесткость $G = 3906$ э·см), и диаметр этой орбиты будет равен 14,6 см; этого едва достаточно, чтобы обойти инжекционный резонатор. Возможен и такой режим ¹⁸: $W_{\text{инж}} = 255,5$ кэв, $c_2 = 0,5$, $m = 5$. В обоих перечисленных случаях приходится применять низкую напряженность магнитного поля, несмотря на относительно большие значения $W_{\text{инж}}$. Только при очень больших $W_{\text{инж}}$ появ-

от одного магнетрона. Кроме регулировки относительного сдвига фазы, можно было независимо регулировать амплитуды напряжения в резонаторах. Наличной мощности магнетрона оказалось недостаточно, и опыты не были закончены. Вероятно, в дальнейшем в микротронах такого типа для питания инжекционного резонатора будет использоваться часть мощности, которая обычно рассеивается в стабилизирующей нагрузке (см. раздел 5б). Вместо этой нагрузки следует применить ферритовый атте-

ляется возможность применить режим с высоким значением H . Например, при очень компактных резонаторах ($R_{\text{рез}} = 0,3 \lambda$) возможен следующий режим: $W_{\text{инж}} \approx 1,53 \text{ Мэв}$, $m = 4$, $c_2 = 2$.

Инжектор в виде дополнительного резонатора обладает еще одним преимуществом перед инжектором в виде электронной пушки: он дает очень короткие сгустки электронов с частотой следования, равной частоте колебаний поля в резонаторах; при правильной относительной фазировке резонаторов в основной резонатор будут инжектироваться практически только «полезные» электроны, тогда как при использовании электронной пушки, работающей во время своего рабочего интервала непрерывно

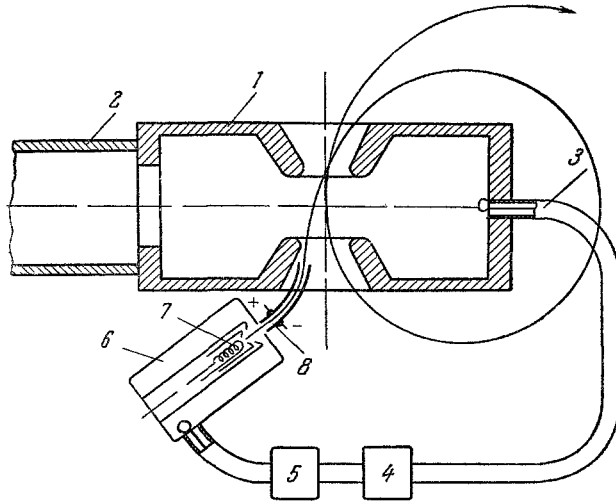


Рис. 12. Инжектор в виде коаксиального резонатора.
1 — основной резонатор, 2 — волновод, 3 — коаксиальный фидер для питания инжекционного резонатора, 4 — фазовращатель, 5 — ослабитель, 6 — инжекционный резонатор, 7 — электронная пушка, 8 — электростатическое отклоняющее устройство (инфлектор)

в основной резонатор попадает много «бесполезных» электронов (не захватываемых в режим ускорения), что приводит к увеличению потребляемой резонатором мощности.

Возможен еще один вариант устройства и расположения инжекционного резонатора²⁰. Последний может быть выполнен в виде коаксиального резонатора типа $1/4 \lambda$ (рис. 12), параметры которого рассчитываются так, чтобы получить хорошее группирование электронов в сгустки. При расположении группирующего резонатора, показанном на рис. 12, необходимо изменить знак кривизны траектории электронов на участке между двумя резонаторами. Для этого предлагается применить электростатическое отклоняющее устройство.

д) Инжекция с использованием термокатода по методу С. П. Капицы, В. П. Быкова и В. Н. Мелеха и н. а. В недавно опубликованной статье указанных авторов⁷ изложены интересные новые предложения; согласно этим предложениям существенно изменяются условия инжекции и появляется возможность значительно увеличить ток пучка ускоренных электронов. Резонатор традиционной для микротрона формы заменяется цилиндрическим резонатором, в котором возбуждаются колебания типа E_{010} . На передней стенке резонатора в плоскости орбиты на точно рассчитанном расстоянии от оси резонатора помещают термокатод. При расчете траекторий термоэлектронов учиты-

вается как постоянное магнитное поле, так и высокочастотные поля — электрическое и магнитное — внутри резонатора. На рис. 13 изображена одна из расчетных траекторий электронов, соответствующая фазе эмиссии 0° . При фиксированной длине резонатора разным положениям катода соответствуют разные c_2 . При $l=0,163$ возможные значения c_2 лежат в пределах $1 \div 1,2$.

Экспериментальное исследование такого варианта инжекции производилось на микротроне с диаметром полюса 70 см и высотой межполюсного зазора 11 см. Цилиндрический резонатор имел диаметр $2R=7,66$ см (этому соответствует $\lambda=10$ см) и длину $d=1,63$ см. Катод из борида лантана, нагреваемый до 1600°C , имел площадь излучающей поверхности $\sim 1 \div 2$ мм². Центр этой площадки находится на расстоянии 1,75 см от оси

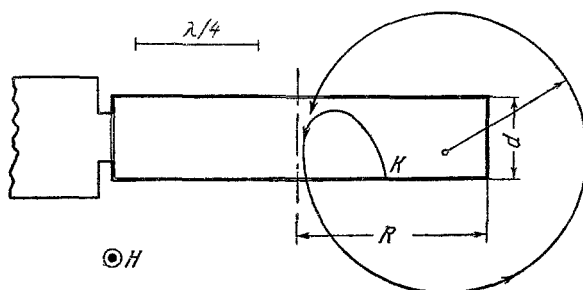


Рис. 13. Траектория электрона при использовании цилиндрического резонатора (первый вариант).

K — термокатод.

резонатора. В режиме с $c_2=1,1$ ($V_s=562$ кВ) ток пучка на 12-й орбите достигал 15 мА в импульсе при энергии электронов 6,8 МэВ. По этой величине энергии можно на основании (25) установить, что в данном случае $m=3$. Следовательно, согласно (22), $c_1=1,2$. Таким образом, резонансный электрон при движении внутри резонатора должен набрать энергию 613 кэВ.

Если $c_2=1,1$ и $\lambda=10$ см, то $H \cong 1,18$ кэ (см. (24)). Далее, пользуясь (15) и считая, что при энергии ~ 7 МэВ скорость электрона равна скорости света, можно вычислить, что диаметр 12-й орбиты равен $13\lambda/\pi=414$ мм.

Детальный расчет, выполненный на цифровой электронной счетной машине, показал, что в режим ускорения захватываются электроны с фазой эмиссии вблизи $\varphi_{\text{эм}}=0$, причем ток этих электронов составляет $\sim 1/30$ от полного тока эмиссии. Экспериментальные данные подтвердили этот результат.

В работе ⁷ предлагается еще более удачный вариант использования термокатада в цилиндрическом резонаторе. Если расположить термокатод на задней стенке резонатора вблизи его оси и в этой же стенке сделать дополнительное отверстие в плоскости орбиты, то можно получить траекторию электронов, показанную на рис. 14. В этом случае можно работать в режиме с $c_2=2 \div 2,5$, т. е. компактность микротрона значительно увеличивается. Этот вариант инжекции был испытан на опыте в следующих условиях: резонатор имел диаметр 7,66 см и длину 2,32 см, термокатод был расположен на расстоянии 3,2 мм от оси резонатора. При $H=1,95$ кэ, т. е. $c_2=1,823$ и $V_s \cong 932$ кВ, был получен ток 5 мА в импульсе на 12-й орбите, при энергии электронов 11,6 МэВ. Диаметр 12-й орбиты составлял 414 мм, как и при первом варианте работы описываемого микротрона; это естественно, так как в обоих случаях величина λ — одна и та же.

Во втором режиме $c_1 = 2,646$, т. е. $W_1 = 1,352 \text{ Мэв}$. Эту энергию термоэлектрон набирает в два этапа: на участке траектории от термокатода до выхода из резонатора (рис. 14) и при первом пролете сквозь резонатор.

В этом варианте инжекции в режим ускорения захватывается $\sim 1/20$ от полного тока эмиссии.

Описанные здесь резонаторы отличаются большой длиной ускоряющей щели: в первом случае $l = 0,163$, во втором $l = 0,232$. Однако подробные расчеты траекторий показали, что все захваченные в ускорение электроны могут беспрепятственно проходить сквозь резонатор 12 и более раз.

По величине шунтового сопротивления в ускоряющем зазоре заданной длины цилиндрический резонатор уступает тороидальному резонатору специальной формы, применяемому обычно в микротронах.

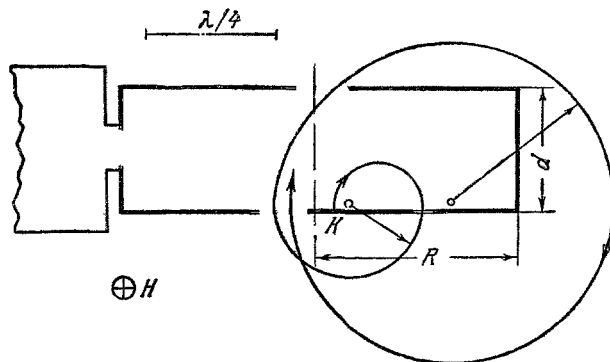


Рис. 14. Траектория электрона при использовании цилиндрического резонатора (второй вариант).
K — термокатод.

Но в связи с тем, что были применены цилиндрические резонаторы с большим значением l , для возбуждения такого резонатора необходима примерно такая же мощность, как и в обычных микротронах.

Расчеты показывают, что цилиндрический резонатор целесообразно заменить призматическим. Применение такого резонатора позволит уменьшить высоту межполюсного зазора электромагнита; кроме того, распределение электромагнитного поля в этом резонаторе дает возможность выбрать такую форму траектории термоэлектронов, при которой еще больше увеличится параметр c_2 , т. е. микротрон будет еще более компактным.

Сравнивая описанный вариант инжекции с тем, при котором используется электронная пушка, можно отметить, что во втором случае были достигнуты несколько большие токи пучка при энергии $\sim 6 \text{ Мэв}$. Микротрон с термокатодом и цилиндрическим резонатором отличается многими преимуществами перед всеми другими вариантами, описанными выше. Он является наиболее компактным, так как допускает работу с весьма большими значениями c_2 . По конструкции он проще, чем микротрон с двумя резонаторами или с инжектором в виде электронной пушки, и допускает значительно более свободную вариацию параметров как при проектировании, так и при эксплуатации. Весьма существенно и то, что все параметры этого микротрона точно рассчитываются, тогда как при других вариантах инжекции многое приходилось подбирать эмпирически.

Отметим, что два варианта инжекции — с термокатодом и с электронной пушкой — дают возможность изменять ток пучка; это осуществляется путем регулировки тока накала.

К пяти описанным выше вариантам инжекции следует добавить еще один, пока не опробованный на опыте. В работе ²¹ было предложено поместить кольцевой источник электронов (термокатод или источник автоэлектронной эмиссии) не у края ускоряющей щели, а в некоторой плоскости, расположенной примерно посредине этой щели. Это предложение имело своей целью осуществление режима с $m=2$, $b=1$, которому, как было указано в разделе 1, соответствует условие $c_1=c_2-1$. В этом случае можно выбрать большое значение c_2 (автор предлагал применить цилиндрический резонатор и взять $c_2 \simeq 2$); соответственно этому H удвоится по сравнению

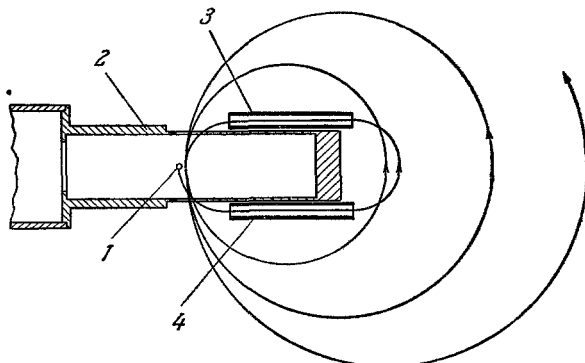


Рис. 15. Схема расположения магнитных экранов, дающих возможность повысить верхнюю границу напряженности ведущего магнитного поля.

1 — катод, 2 — цилиндрический резонатор, 3, 4 — магнитные экраны

с обычным значением ~ 1 кэ. Трудность осуществления режима с $m=2$, $b=1$ состоит в том, что диаметр первой орбиты получается слишком малым и электроны не могут обогнуть резонатор. Поэтому предлагалось сделать в обеих плоских стенках резонатора вырез в плоскости орбиты, чтобы пропустить электроны. В более поздней работе ²² сообщается, что, как показали численные расчеты движения электронов на первой орбите, такие вырезы не приведут к цели. Поэтому разрабатывается другой вариант осуществления режима с $m=2$, $b=1$: первой орбите придается вытянутая форма, благодаря чему электроны беспрепятственно огибают резонатор. Требуемое изменение формы орбиты достигается при помощи пропускания электронов сквозь две железные трубки, в полости которых $H \simeq 0$ (рис. 15).

Длина первой орбиты увеличивается настолько, чтобы период обращения электрона вместо условия $T_1 \simeq T_y$ удовлетворял условию $T_1 \simeq 2 T_y$. На второй орбите $T_2 = 2 T_y$.

Были выполнены предварительные опыты, которые дали обнадеживающие результаты.

3. АВТОФАЗИРОВКА В МИКРОТРОНЕ

Явление автофазировки в циклических ускорителях, открытие которого необычайно расширило возможности ускорительной техники, было впервые описано В. И. Векслером в той же статье, где сообщалось об идее микротрона ¹. Было установлено, что в микротроне могут неограниченно ускоряться не только резонансные электроны, но и многие другие электроны, при условии, что по фазе и энергии они не слишком отличаются от резонансных. Автоматическая фазировка состоит в том, что фаза нерезо-

нансного электрона, изменяясь от оборота к обороту, колеблется около равновесной фазы φ_s .

Теория фазовых колебаний в микротроне впоследствии была разработана подробно ^{2, 23, 8, 24, 25 *}). Эта теория отвечает на ряд практически важных вопросов. Каково оптимальное значение равновесной фазы, т. е. каково наилучшее значение V_a при выбранной величине V_s ? Какая доля электронов, инжектируемых в резонатор непрерывным пучком, может быть захвачена в ускорение при том или ином значении φ_s ? Каков разброс энергий ускоренных электронов? В каких пределах можно варьировать энергию электронов, движущихся по данной орбите микротрона?

Уже в первых теоретических работах было установлено, что по характеру изменения фазы ускоряемых частиц микротрон существенно отличается от всех других ускорителей, основанных на принципе автофазировки. В этих последних фаза частицы изменяется только небольшими скачками, т. е. разность фаз $\Delta\varphi_v = \varphi_{v+1} - \varphi_v$ всегда мала. Это дает возможность при математическом анализе фазового уравнения переходить от разностного уравнения к дифференциальному. В случае же микротрона величина $\Delta\varphi_v$ не мала и замена разностей дифференциалами может привести к большим ошибкам ²⁶.

Фазовое уравнение микротрона при $b=1$ имеет вид ²⁵

$$\Delta^2\varphi_v - \frac{2\pi \cos \varphi_{v+1}}{\cos \varphi_s} = -2\pi. \quad (31)$$

Значения φ_s и $-\varphi_s$ являются частными стационарными решениями этого уравнения.

В случае малых фазовых колебаний можно положить, что

$$\varphi_v = \varphi_s + \eta_v, \quad |\eta_v| \ll \varphi_s. \quad (32)$$

Тогда (31) преобразуется в линейное разностное уравнение, решение которого имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \eta_v &= a \cos(\varepsilon v + \delta), \\ \cos \varepsilon &= 1 - \pi \operatorname{tg} \varphi_s, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

где a и δ — постоянные. Из (33) следует, что электрон будет устойчиво ускоряться, т. е. будет иметь место автофазировка, если значение тангенса равновесной фазы не выходит за следующие пределы:

$$0 < \operatorname{tg} \varphi_s < \operatorname{tg}(\varphi_s)_{\text{пред}} = \frac{2}{\pi}, \quad (34)$$

откуда для φ_s получаются пределы

$$0 < \varphi_s < 32,5^\circ. \quad (35)$$

Здесь снова проявляется существенное отличие микротрона по фазовому движению от всех других ускорителей с автофазировкой; для последних верхняя граница $|\varphi_s|$ равна 90° . Условие (35) означает, что в микротроне величина V_a может превышать V_s лишь немногим более чем на 16% (так как $\cos 32,5^\circ = 0,843$).

Если начальные условия, т. е. фазы и энергии поступающих в ускоритель электронов, имеют равномерное распределение, то на основании (33) можно показать, что оптимальное значение φ_s равно $\sim 17,7^\circ$; при таком φ_s доля захватываемых в ускорение электронов будет максимальной.

*) Ссылки даны в хронологическом порядке

На рис. 16 показана предельная кривая $\eta_0(\varphi_s)$, полученная в работе² при помощи численного расчета. Все электроны, для которых при данном значении φ_s величина $\eta_0 = \varphi_0 - \varphi_s$ соответствует точкам, лежащим внутри предельной кривой, будут стабильно ускоряться.

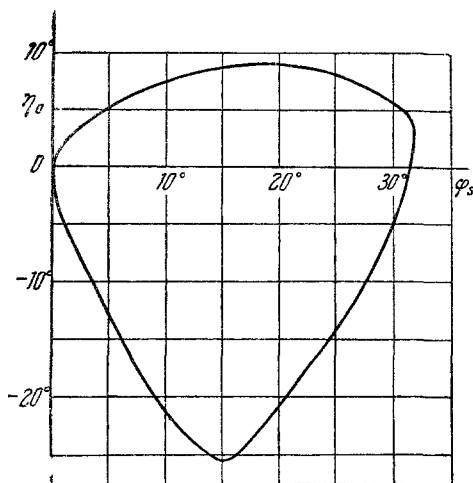


Рис. 16. Предельная кривая $\eta_0(\varphi_s)$ для случая малых фазовых колебаний.

При $\varphi_s \approx 17,7^\circ$ период ν_n фазовых колебаний, выраженный через число проходов через ускоряющую щель, равен 4. При изменении φ_s от 0 до $32,5^\circ$ период ν_n изменяется от ∞ до 2. Как уже отмечено выше, в (33) величина a — постоянная, т. е. малые фазовые колебания имеют постоянную амплитуду. В других ускорителях с автофазировкой малые фазовые колебания затухают. При рассмотрении больших фазовых колебаний можно пользоваться уравнением (31) в качестве рекуррентной формулы и проводить расчет численно. Разработано также несколько остроумных графических методов^{8,24,27}, которые позволяют по данным значениям фазы φ_n и энергии W_n электрона определить φ_{n+1} и W_{n+1} , после чего можно найти φ_{n+2} и W_{n+2} , и т. д. Особенно интересен графический метод, предложенный в работах^{28,27}, поскольку он не исключает и тех случаев, когда одно из серии значений W , например W_q , оказывается меньшим, чем предыдущее значение W_{q-1} (т. е. электрон испытал торможение в резонаторе).

При помощи одного из указанных расчетных или графических методов можно получить, в частности, изображение движения фазы электрона в координатах $(\varphi_n, \Delta\varphi_n)$, так называемые фазовые орбиты (рис. 17). Если начальные условия таковы, что изображающая точка близка к точке равновесия $(\varphi_s, 0)$, то в дальнейшем изображающая точка скачкообразно перемещается по соответствующей фазовой орбите и движение ее близко к периодическому. Незамкнутые фазовые орбиты означают, что изображающая точка движется не периодически, а соответствующий электрон не захватывается в режим неограниченного ускорения.

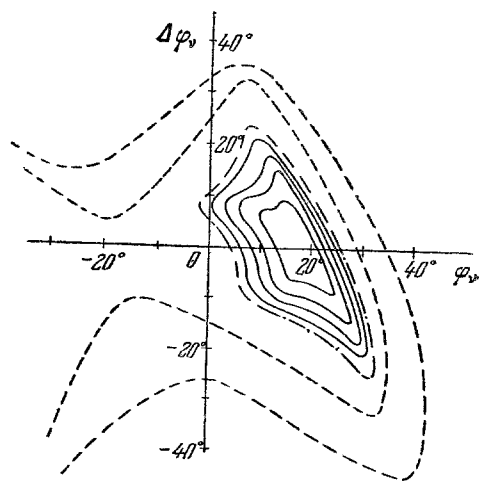


Рис. 17. Фазовые орбиты электрона при $\varphi_s = 17,7^\circ$.

Расчет показывает, что если требуется провести электрон сквозь резонатор достаточно большое число раз, то при $\varphi_s = 17,7^\circ$ фазовый угол захвата равен $\sim 29^\circ$. Однако следует иметь в виду, что в микротронах на 5—6 Мэв электрон всего 10—12 раз проходит сквозь резонатор; поэтому

до мишени дойдут и некоторые такие электроны, для которых с точки зрения критерия неограниченного числа ускорений условия автофазировки не выполнены²⁷. С другой стороны, данные о токе пучка электронов на разных орбитах, полученные на нескольких действующих микротронах^{5,13,29}, свидетельствуют о том, что при переходе с одной орбиты на другую потери электронов незначительны, начиная со второй или третьей орбиты (рис. 18). Это означает, что фазовые углы захвата, рассчитанные, например, для третьей и для десятой орбит, будут мало отличаться друг от друга.

Поскольку в микротроне захватываются в ускорение электроны с различными входными параметрами, на каждой орбите, в том числе и на последней, можно найти электроны с несколько различными энергиями.

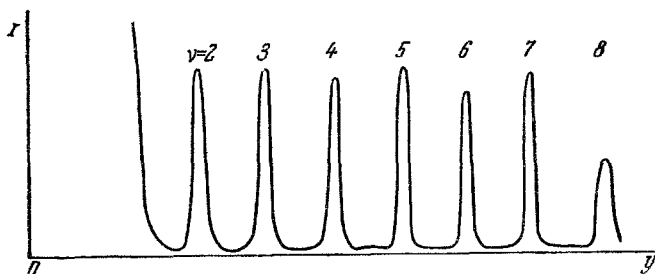


Рис. 18. Изменение тока на мишень при перемещении ее вдоль общего диаметра орбит (по данным работы⁵). Точка $y=0$ совпадает с центром ускоряющей цели.

Для точного расчета ширины энергетического спектра электронов на последней орбите приходится пользоваться тем же методом «шаг за шагом», с помощью которого вычисляют ход изменения фазы электрона. Расчеты показывают, что энергетический спектр электронов на выходе микротрона получается весьма узким. Например, при $W=4,09$ Мэв, $H=1,07$ кэ, $V_s=511$ кэ и $\phi_s=11,5^\circ$ общий энергетический разброс, согласно²⁷, составит 1,2%, т. е. $W \approx (4,09 \pm 0,025)$ Мэв *).

При таком расчете одновременно определяется длительность θ_n электронных импульсов на выходе микротрона. Сгустки электронов имеют небольшую протяженность, и при $\lambda=10$ см ($j \approx 3$ Ггц, $T_y \approx 3,3 \times 10^{-10}$ сек) величина θ_n будет составлять примерно $3 \cdot 10^{-11}$ сек. Такие сгустки следуют друг за другом с частотой 3 Ггц на протяжении 1,5–2 мсек, после чего резонатор выключается, например, на 2 мсек.

При некоторых применениях микротрона, в частности, если он используется для генерирования субмиллиметровых электромагнитных волн^{30,18}, желательно получать возможно более короткие сгустки электронов. Оказывается³¹, что теоретически при определенных условиях можно получить на одной из орбит сильное сжатие сгустка, например, вместо исходной угловой протяженности сгустка в 8° получить на 8-й орбите $30'$.

Успешное применение небольшого микротрона для генерирования колебаний с длиной волны ~ 8 мм при уровне мощности $\sim 0,5$ мвт описано в работе³².

Наличие хотя и сравнительно узкой, но конечной фазостабильной области позволяет плавно изменять (в известных пределах) энергию

*) В микротроне, ускоряющем электроны до более высокой энергии, ширина спектра не увеличится, так что величина $\Delta W/W$ будет еще меньше.

электронов на каждой орбите, что существенно повышает ценность микро-трона как прибора для физических исследований. Эта возможность осуществляется следующим образом. Положим, что микротрон работает при некоторых значениях H и V_a , которым соответствует определенная величина φ_s . Если, воздействуя на величину вводимой в резонатор мощности, изменить V_a и одновременно во столько же раз изменить H , то, согласно (21), (18) и (9), микротрон будет работать с новым значением c_2 , но с прежним значением φ_s . Если же величину H изменить не пропорционально

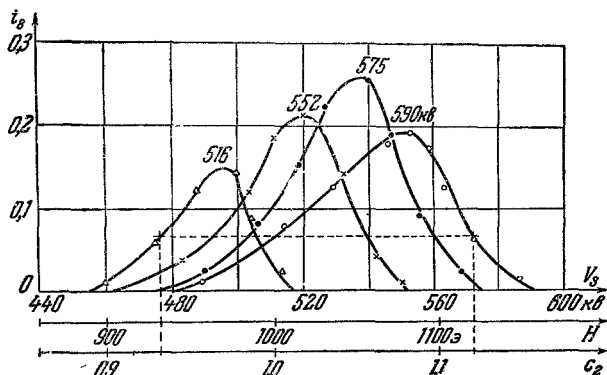


Рис. 19. Ток пучка в зависимости от H при разных V_a в режиме $m=3$, $b=1$.

По оси ординат отложено отношение тока на 8-й орбите к току на первой орбите при тех же условиях ускорения. Пунктирная горизонтальная линия проведена на уровне $1/4$ максимальной ординаты кривой с $V_a=575$ кВ.

V_a , то будет получено и новое значение c_2 и другая величина φ_s . Пока φ_s будет оставаться в пределах области стабильности, в соответствии с условием (35), ток пучка будет отличен от нуля.

Изменение c_2 означает, в соответствии с (22), что необходимо изменить и c_1 . Способ осуществления этого зависит от применяемого в данном микротроне типа инжекции. В частности, при автоэлектронной инжекции изменение c_1 произойдет автоматически, путем перемещения области пригодных фаз эмиссии электронов. Это в свою очередь скажется на токе пучка (см. раздел 2а). Поэтому следует ожидать, что при таком типе инжекции для каждого данного микротрона будут существовать некоторые оптимальные значения V_a и H , при которых ток пучка будет максимальным. Это и наблюдалось на опыте⁶ (рис. 19).

Итак, изменяя H , мы будем варьировать величину c_2 и, следовательно, энергию электронов на каждой орбите в соответствии с (25); диаметр каждой орбиты, кроме первой, при этом останется прежним, а ток пучка будет изменяться, как показано на рис. 19. Если принять, что ток пучка при всех вариациях режима не должен опускаться ниже, например, одной четверти максимального тока, то в условиях, показанных на рисунке, т. е. при изменении V_a от 516 до 590 кВ, допустимые значения c_2 окажутся расположенными в пределах от 0,95 до 1,12; следовательно, энергию электронов на 8-й орбите можно плавно изменять в пределах от 3,86 до 4,64 Мэв. Если требуются электроны с меньшей энергией, чем 3,86 Мэв, следует пользоваться электронами с 7-й орбиты ($W_7=3,36\div 4,06$ Мэв), и т. д. Таким образом, от данного микротрона можно получать электроны с любой энергией, плавно изменяемой в пределах от 1,9 Мэв ($=W_{4,\min}$) до 4,64 Мэв. Электроны с $W<1,9$ Мэв уже не могут иметь любую энергию, так как $W_3=1,43\div 1,78$ Мэв. Следовательно, например, энергию 1,85 Мэв

нельзя получить ни на третьей, ни на четвертой орбите*). Для резонатора этого микротрона $l \approx 0,094$ и $(\sin l\pi)/l\pi \approx 0,986$ (см. рис. 2). По данным рис. 19 и формуле (9) можно вычислить, что оптимальные значения φ_s , полученные на опыте, составляют: при $V_a = 516$ кВ около 13° , при $V_a = 575$ кВ — около 19° и т. д. **).

В связи с тем, что в микротроне область фазовой стабильности довольно узка, возникают жесткие требования к стабильности значений V_a и H . Например, если микротрон работает при $\varphi_s = 13^\circ$ ($\cos \varphi_s = 0,974$), то понижение V_a на 2,6% сместит равновесную фазу к нулю и ток пучка упадет до нуля. Допустимые пределы нестабильности значения H зависят от требуемой стабильности тока пучка и могут быть определены по экспериментальным кривым такого же типа, как на рис. 19.

4. ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОНОВ

В предыдущих разделах принималось, что в микротроне действует однородное магнитное поле. Такое поле не дает аксиальной фокусировки ускоряемых электронов, и потому, казалось бы, многократное прохождение сквозь отверстия резонатора возможно только для тех электронов, у которых достаточно мала аксиальная (z -я) составляющая начальной скорости. В действительности, однако, в микротроне существует небольшая аксиальная фокусировка. Она создается в результате действия двух факторов: 1) резонатор ставится вблизи края полюса, и центр ускоряющей щели находится в точке, где $H(r) \neq \text{const}$, причем относительный спад δH напряженности магнитного поля по сравнению с H в центральной области межполюсного зазора составляет здесь 1—2%; 2) электрическое ВЧ-поле резонатора действует на пролетающие сквозь него электроны как слабая фокусирующая линза. Первоначально считалось, что второго эффекта практически не должно быть, поскольку скорость электронов очень близка к скорости света. Однако впоследствии было показано³³, что такой вывод неверен. Резонаторная фокусировка приводит к тому, что электроны совершают медленные колебания около плоскости орбит, причем амплитуда этих колебаний медленно возрастает. Сжатая сводка сведений о методах и результатах теоретического расчета совместного действия двух указанных фокусирующих факторов дана в работе²². Вопрос о возможных способах улучшения фокусировки приобретает особую важность в случае микротрона, рассчитанного на ускорение электронов до большой энергии, так как электрон в таком ускорителе должен пройти сквозь резонатор несколько десятков раз. В микротроне на 29 МэВ²² первый фокусирующий фактор был усилен путем специального шиммирования магнитного поля в районе расположения резонатора, так как расчет показал, что без этой меры очень небольшой наклон оси резонатора к плоскости орбиты, практически неизбежный, приведет к полному исчезновению пучка на дальних орбитах.

*) Как видно из рис. 19, при понижении V_a ниже 516 кВ будет достигнуто такое значение V_a , при котором уже не удастся получить отличный от нуля ток пучка ни при каком значении H . Однако при дальнейшем понижении V_a (и соответствующем уменьшении H) пучок снова появится — микротрон будет работать в режиме с $m = 4$. В этом случае $c_1 = 3c_2 - 1$, и максимальное значение c_2 будет составлять 0,5, поскольку при автоэлектронной инжекции имеет место ограничение $c_1 \leq c_2$. При этом режиме можно опять получить семейство кривых такого типа, как показанное на рис. 19. Однако по абсолютной величине ток на последней (в данном случае седьмой) орбите будет значительно меньше, поскольку ток автоэлектронной эмиссии вследствие уменьшения E_a резко упадет. Можно работать также в режиме с $m = 5$, $c_{2,\text{max}} = 1/3$, и т. д.

**) При этих расчетах не учтены поправки, о которых упоминалось в конце раздела 1.

В работе³ было предложено создать в микротроне магнитную фокусировку путем применения неоднородного магнитного поля, у которого $H(y) = \text{const}$, а $H(x)$ — слабо убывающая функция, причем $H(x) = H(-x)$; ось y направлена вдоль общего диаметра всех орбит. Никаких подробных расчетов опубликовано не было.

В немногочисленных экспериментальных исследованиях фокусировки электронов в микротроне были получены следующие результаты. С помощью фотопластинок, помещаемых на разные азимуты первой орбиты микротрона на 2 Мэв ($m=4$), было установлено, что после одного оборота

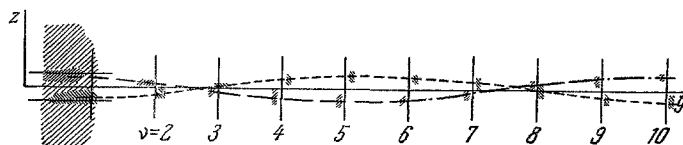


Рис. 20. Результаты экспериментального исследования аксиальных колебаний электронов.

Заштрихованные площадки показывают расположение и размеры светящегося пятна на экране при перемещении последнего вдоль оси y . Левое пятно на каждой орбите связано с электронами из наружной зоны эмиссии, правое — из внутренней. Ось y совпадает с общим диаметром орбит, ось z перпендикулярна к плоскости орбит. Вертикальными штрихами отмечены теоретические положения точек пересечения соответствующих орбит с осью y .

сквозь резонатор проходит только $1/10$ электронов, вышедших из резонатора на первую орбиту¹². В микротроне на $4,5 \text{ Мэв}$ ⁶ при помощи методики искусственных центров автоэлектронной эмиссии (см. раздел 2а) и применения зонда с экраном из люминофора были измерены параметры аксиальных колебаний электронов — отдельно для электронов, испускаемых наружной и внутренней зонами эмиссии. Результаты этих измерений показаны на рис. 20. За время десяти оборотов по своей траектории электроны успевают сделать примерно только одно полное колебание около плоскости $z=0$. Заметно, что амплитуда колебаний растет.

Некоторое представление о фокусировке пучка в микротроне можно получить, рассматривая экспериментальные данные о распределении тока пучка по орбитам. Если потери электронов в процессе ускорения незначительны, начиная со второй орбиты (например, на рис. 18), это свидетельствует не только о малости потерь, связанных с выбыванием электронов из фазоустойчивой области, но и об удовлетворительной фокусировке. Отметим, что в некоторых случаях^{13,34} потери электронов оказались заметно большими, чем показанные на рис. 18. В микротроне на 29 Мэв ²² ток пучка с 5-й орбиты по 32-ю держится примерно на одном уровне, а затем постепенно убывает до $1/3$ этого уровня при $v=56$. Считается, что основной причиной этих потерь являются небольшие неоднородности магнитного поля. Часть потерь объясняется тем, что длительность ускорения электрона до 56-й орбиты не мала по сравнению с длительностью импульса питания резонатора ($\sim 0,5 \text{ мксек}$ и 3 мксек соответственно); после выключения резонатора величина V_a быстро понижается и дальнейшее резонансное ускорение электронов, успевших к этому моменту долететь, например, до 30-й или 40-й орбиты, становится невозможным^{35*}).

*) Такие электроны будут бомбардировать резонатор, давая начало жесткому тормозному излучению. Это нежелательное явление можно устранить, установив в камере в районе первых орбит устройство для сбрасывания электронов на одну из ее крышек. Могут быть применены, в частности, два электрода, расположенные выше и ниже плоскости орбиты, на которые незадолго до момента выключения резонатора, подаются импульсы напряжения³⁶.

5. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О КОНСТРУКЦИИ МИКРОТРОНА

а) Электромагнит. Отличительной особенностью микротронных электромагнитов является то, что напряженность магнитного поля в межполюсном зазоре мала по сравнению с допустимой индукцией в железе (1—2 кэ и 10—15 кэс соответственно). Это означает, что сечение ярма должно быть гораздо меньше сечения полюса. В связи с этим Ш-образная форма ярма, характерная для циклотронных магнитов, для микротронов применяется лишь в виде исключения³⁷. Наиболее распространенная форма сердечника микротронного электромагнита показана на рис. 21. Для увеличения отношения диаметра области однородного магнитного поля к диаметру полюса могут применяться кольцевые шимы. Мощность

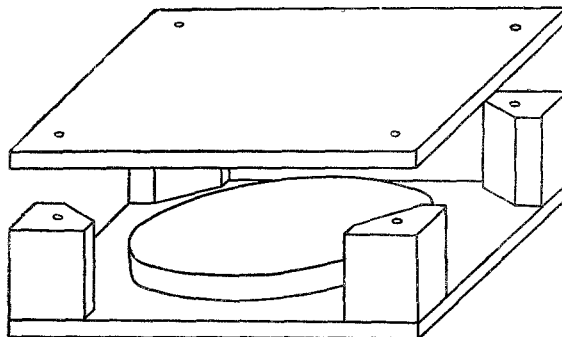


Рис. 21. Конструкция магнитопровода микротронного электромагнита.

Верхний цилиндрический полюс, подобный нижнему на рисунке не виден.

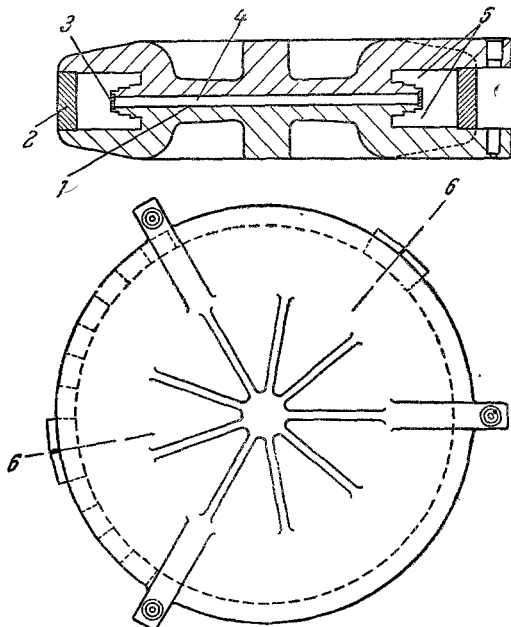


Рис. 22. Конструкция магнитопровода микротрона на 29 Мэв.

1 — полюс; 2 — железные вставки высотой ~40 см; 3 — алюминиевое кольцо, образующее вакуумную камеру с внутренним диаметром 203,2 см; 4 — межполюсный зазор высотой 127 мм; 5 — место для обмоток электромагнита; 6 — оси патрубков для вакуумных насосов.

рассеиваемая в обмотках электромагнита, обычно не превышает 500 вт. Поэтому принудительное охлаждение обмотки воздушное или водяное, применяется редко. Постоянный ток, питающий обмотку электромагнита, стабилизируют при помощи той или иной радиотехнической схемы; достаточно точность стабилизации тока ~0,1%.

Очень высокие требования к магнитной системе возникли при проектировании микротрона на 29 Мэв (с 56 орбитами). В этом случае потребовалось принять особые меры к тому, чтобы свести к минимуму прецессию орбит около их общего диаметра, иначе электроны не пройдут сквозь резонатор требуемое число раз. Для этого надо либо создать очень однородное магнитное поле в рабочей области камеры, либо по крайней мере обеспечить возможно лучшую симметричность распределения поля относительно линии общего диаметра орбит³⁸.

Для магнита была выбрана панцирная конструкция (рис. 22). Механическая обработка поверхностей полюсов проводилась очень, тщательно

Магнит снабжен системой корректирующих обмоток, закрепленных на обращенных друг к другу поверхностях полюсов. Каждая из этих обмоток имеет независимое питание.

Сводка основных параметров построенных микротронных магнитов будет дана ниже.

б) **В ы с о к о ч а с т о т н а я с и с т е м а.** По устройству системы питания резонатора ВЧ-мощностью существующие микротроны очень мало отличаются друг от друга. Генератором ВЧ-колебаний, как правило, является магнетрон, и лишь в одном случае³⁹ применяется триодный генератор с клистронным усилителем. Типичная схема ВЧ-установки микро-

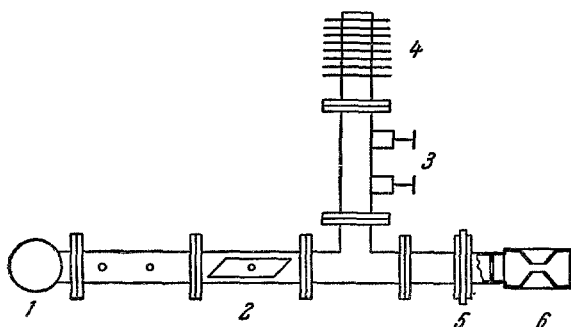


Рис. 23. Устройство ВЧ-системы микротрона.
1 — магнетрон; 2 — фазовращатель; 3 — регулятор доли мощности, отводимой в стабилизирующую нагрузку 4; 5 — вакуумная перегородка, 6 — резонатор.

трона показана на рис. 23. При работе в 10-сантиметровом диапазоне требуются магнетроны с мощностью в импульсе не более 1 *Мвт*; только для микротрона на 29 *Мэв* применяется магнетрон мощностью в 2 *Мвт*.

В качестве иллюстрации баланса расхода мощности приведем данные для установки, которая характеризуется довольно высоким к.п.д. резонатора⁷: из подводя-

мой к резонатору мощности в 600 *квт* 400 *квт* затрачивается на потери в стенках резонатора, 100 *квт* — на ускорение всех электронов внутри резонатора и 100 *квт* — на дальнейшее ускорение резонансных электронов (ток пучка 15 *ма*, энергия электронов ~ 7 *Мэв*).

В отличие от всех других циклических ускорителей с автофазировкой, микротрон по своему принципу является ускорителем непрерывного действия: процесс захвата электронов в режим ускорения полностью повторяется в каждом периоде ВЧ-поля. Однако большая величина мощности, требуемая для возбуждения резонатора, заставляет работать в импульсном режиме с большой скважностью (обычно — около 1000), чтобы средняя во времени мощность питания резонатора не превышала допустимых пределов. Возможно, что в дальнейшем удастся существенно понизить скважность и соответственно повысить ток пучка, применяя магнетроны с большой средней мощностью и резонаторы с малыми потерями и с интенсивным охлаждением.

В микротронах, как правило, применяются перестраиваемые магнетроны, поэтому резонатор должен быть снабжен тем или иным устройством для дистанционной подстройки собственной частоты. Обычно это осуществляется с помощью механической или термической системы, вызывающей контролируемые деформации одной из стенок резонатора.

Стабилизирующая нагрузка (см. рис. 23) обычно регулируется таким образом, чтобы в ней рассеивалась примерно половина мощности, отдаваемой магнетроном. Чтобы получить очень высокую стабильность амплитуды ускоряющего напряжения, необходимо ввести стабилизацию источников питания магнетрона.

При автоэлектронной инжекции, в силу наличия зависимости тока эмиссии от E_a и влияния тока пучка ускоряемых электронов на величину напряжения на резонаторе, действует автоматический механизм стабили-

зации величины V_a . Возможно, что при известных условиях аналогичный механизм действует и при термокатодной инжекции.

Вопросам конструкции резонатора для микротрона посвящена большая статья Кайзера⁴⁰. В последнее время было указано⁶, что следует пересмотреть некоторые требования, предъявляемые к этой части микротрона. В частности, при конструировании резонатора нецелесообразно стремиться к максимальному повышению его шунтового сопротивления, так как в таком резонаторе величина V_a будет слишком сильно зависеть от тока пучка.

Некоторые специальные радиотехнические вопросы, связанные с проектированием и изготовлением ВЧ-системы микротрона, рассмотрены в работах⁴¹⁻⁴³.

в) **Вакуумная система.** Вакуумная камера микротрона обычно имеет цилиндрическую форму. Камера изготавливается из немагнитного металла, а крышки — из железа. В некоторых установках крышками служат полюсы магнита. Во время работы микротрона камера откачивается насосным агрегатом, состоящим обычно из паромасляного и ротационного насосов. Вакуумные требования в микротроне весьма умеренны. Электроны быстро набирают большую энергию, так что даже при плохом вакууме потери электронов из-за рассеяния на молекулах остаточного газа практически не имеют места. Поэтому верхняя граница допустимого давления в камере определяется условиями работы резонатора или питающего его волновода. В некоторых установках достаточно понизить давление до $p \leq 10^{-4}$ мм рт. ст., чтобы стала возможной нормальная работа ускорителя. Однако при таком высоком давлении быстро портятся полированные поверхности внутри резонатора и все чаще наступают пробой в резонаторе. Поэтому обычно желательно работать при давлении $p \leq 10^{-5}$ мм рт. ст.

При автоэлектронной инжекции, по данным¹⁸, наблюдается зависимость тока эмиссии от давления в камере, и оптимальное давление лежит в области 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст. Более высокий вакуум может потребоваться в случае применения некоторых типов термокатодов из-за возможности «отравления» кислородом при высокой температуре.

г) **Вспомогательное оборудование для наблюдения за процессом ускорения электронов.** Для измерения тока пучка на разных орбитах применяется цилиндр Фарадея, держатель которого выводится из камеры наружу через скользящее вакуумное уплотнение. Для визуального наблюдения пучка применяется покрытый люминофором экран, укрепленный на держателе с таким же уплотнением. Свечение этого экрана при бомбардировке его электронами наблюдается через соответствующее окно в вакуумной камере, причем может применяться система зеркал и телевизионная установка⁶. Своеобразная система для визуального наблюдения пучка применена в шведском микротроне³⁹. На нижнюю крышку камеры, примерно по ее диаметру, ставится длинная рамка, на которую натянуто около 15 расположенных друг над другом горизонтальных вольфрамовых проволок диаметром 0,1 мм с шагом решетки 1,25 мм. При работе микротрона эти проволоки накаливаются в тех местах, где проходят электронные орбиты, и таким образом можно наблюдать одновременно все орбиты и получить сведения о размерах сечения электронных сгустков на каждой из них.

д) **Вывод электронов из камеры наружу.** Отличительная особенность микротрона — большое изменение энергии ускоряемой частицы после каждого прохождения сквозь резонатор и, как следствие этого, большое расстояние между соседними орбитами. Если «шаг» γ спиральной траектории электрона измерять вдоль общего диаметра

орбит, то $\gamma_v = D_{v+1} - D_v$, где D_v — диаметр v -й орбиты. Из известного соотношения между магнитной жесткостью G электрона и его полной энергией E , $eG = \sqrt{E^2 - E_0^2}$, пользуясь формулами (21) и (25), легко получить, что

$$D_v = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{(m-2+v)^2 - \frac{1}{c_2^2}} \quad (v=2, 3, \dots). \quad (36)$$

При $v \geq 5$ и $c_2 \geq 0,5$ приближенная формула

$$D_v \simeq \frac{\lambda}{\pi} (m-2+v) \quad (37)$$

дает результат с ошибкой меньше 6%. Таким образом, при больших v

$$\gamma \simeq \frac{\lambda}{\pi}, \quad (38)$$

что при $\lambda = 10$ см составляет $\sim 3,18$ см. При таком большом шаге спирали задача вывода пучка ускоренных частиц за пределы магнитного поля не представляет затруднений.

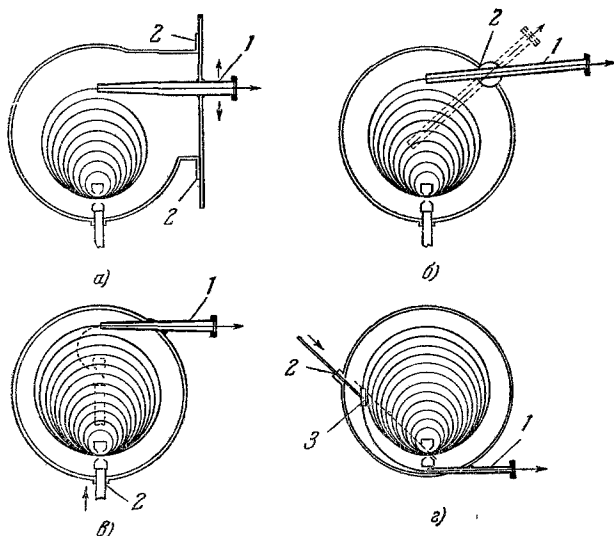


Рис. 24. Различные варианты устройства для вывода пучка из вакуумной камеры.

1 — железная труба; 2 — скользящее вакуумное уплотнение (разной конструкции); 3 — короткая железная трубка. Варианты а) — г) описаны соответственно в работах 37, 44, 45, 46.

К настоящему времени разработано большое количество вариантов выводного устройства. В каждом из них применяется «антимангнитный канал» — железная труба, в полости которой напряженность магнитного поля очень мала в силу экранирующего действия стенок трубы. Попадая в этот канал, пучок электронов движется почти прямолинейно и легко выводится из камеры. Наиболее универсальное выводное устройство удовлетворяет следующим требованиям: 1) должна существовать возможность выводить электроны с любой орбиты, начиная со второй; 2) выведенный пучок должен попадать в одну и ту же неподвижную апертуру экспериментальной установки, в которой он используется, независимо от того, с какой орбиты он был выведен; 3) в указанную неподвижную апертуру пучок должен входить по одному и тому же направлению. На рис. 24 схематически показаны все предложенные варианты выводного

устройства, кроме самого раннего¹³, при конструировании которого имелось в виду выводить пучок только с последней орбиты. Первому требованию удовлетворяют все четыре варианта, второму и третьему — только варианты *б*) и *г*). Относительно варианта *б*) заметим, что до сих пор не было сообщений о его применении на практике.

В одном случае (в шведском микротроне³⁹) использована комбинированная система вывода пучка: сначала он отклоняется электростатическим дефлектором с $E=45$ кВ/см, а затем попадает в «антимагнитный канал».

Ток выведенного пучка в микротронах обычно составляет 50—70% тока, циркулирующего на соответствующей орбите.

В заключение приведем сводку основных параметров действующих микротронов и одного строящегося⁴⁷ (табл. III). Некоторые микротроны не были подробно описаны в литературе, и о них можно сообщить лишь неполные данные.

е) Различные предложенные модификации и усовершенствования конструкции микротрона. В 1946 г. появилось краткое сообщение³ о предложенной Швингером модификации микротрона. Было предложено применить разрезной магнит, состоящий из двух секторов, которые образуются, если магнит с цилиндрическими полюсами разрезать по их диаметру и полученные половинки раздвинуть на некоторое расстояние. Ускоряющая система может состоять из одного или нескольких резонаторов; в последнем случае резонаторы должны возбуждаться от одного генератора и иметь надлежащий сдвиг по фазе друг относительно друга. Резонаторы ставятся в промежутке между секторами магнита. Это дает возможность значительно уменьшить высоту межполюсного зазора магнита, сделав ее лишь немногим более диаметра отверстия в резонаторе.

Мощная ускоряющая система может сообщать электронам большое приращение энергии на каждом обороте. Можно получить $c_2 \geq 2$, так что магнитная система будет весьма компактной.

В этом варианте микротрона, как и в обычном микротроне, имеется только слабая фокусировка пучка при пролете сквозь резонатор. Однако рядом с резонатором можно поместить более сильную линзу, например квадрупольные магниты. Кроме того, пучок электронов может быть хорошо сфокусирован еще до входа в магнитное поле, так как в рассматриваемом варианте конструкции имеется достаточно места для установки высококачественной электронной пушки; при этом можно получить и высокую энергию инжекции.

В микротроне с разрезным магнитом резонансные условия имеют несколько иной вид, чем в обычном^{18, 50, 12}. Некоторые вопросы теории, в частности, вопрос о ширине области фазовой стабильности в зависимости от расстояния между секторами магнита, рассмотрены в работе⁵⁰. Многие другие вопросы, например о влиянии рассеянного магнитного поля на движение электронов, еще не разработаны.

До сих пор не появилось сообщений о сооружении микротрона описанного типа.

В 1953 г. в Советском Союзе⁵¹ и Японии⁵² и независимо в 1955 г. в США⁵² были предложены циклические сильнофокусирующие ускорители с постоянным во времени магнитным полем (на английском языке они получили название «ускорители типа FFAG»).

Данные о возможности применения принципа этих ускорителей к микротрону в литературе пока отсутствуют, за исключением самых первоначальных соображений¹⁸.

Еще один новый тип ускорителя с постоянным магнитным полем и сильной фокусировкой, так называемый ускоритель с соприкасающи-

Таблица 111

Параметры микрофона	Местонахождение микрофона												
	Москва 7	Томск 47	Лондон (Канада) 5,44	Лондон (Великобри- тания) 13	Вашингтон (США) 34	Вашингтон (США) 37	Брауншвейг (ФРГ) 6	Неаполь (Италия) 29	Будапешт (ВНР) 48,12	Лондон (Великобри- тания) 22,38	Майнц (ФРГ) 49	Стокгольм (Швеция) 17,39	
Максимальная кинетическая энер- гия электронов, <i>Мэв</i>	6,8 (11,6)	5,1	5	4,5	0,8	3,3	3,06	4,6	2,5	2	29	10	5,9
Электромагнит													
Диаметр полюса, <i>см</i>	70	55	41	43,2			~20	56	60	46	203,2	50	47
Высота межполюсного зазора (или внутренняя высота камеры), <i>см</i>	11	12,5		9,5				10		11,7	12,7		
Номинальная напряженность маг- нитного поля, <i>кэ</i>	1,18 (1,95)	1,07	~1	~1	до 1,68	до 1,68	до 1,68	1	0,52	0,5	1,07		1,23
Мощность питания, <i>квт</i>				0,45						<0,3			
Вес, <i>т</i>											20		0,7
Высокочастотная система													
Длина волны, <i>см</i>	10	10	10,7	10	3,2	3,2	3,2	10,7	10,23	10,61	10		9,95
Равновесное напряжение, <i>кэ</i>	562 (932)	511	511	490	до 255	до 255	до 255	~500	255	250	511		585
Длина ускоряющей щели, <i>мм</i>	16,3 (23,2)		10	7,8				10	7,95	7	7,8		10
Диаметр отверстия в резонато- ре, <i>мм</i>		10	9,5					11	7,2		8,5		9
Добротность резонатора (без на- грузки)			10 ⁴	9500	4100			7000 (4500)	8000	5300	9500		6000

Параметры микротрона	Местонахождение микротрона											
	Москва 7	Томск 47	Лондон (Канада) 5,44	Лондон (Великобритания) 13	Вашингтон (США) 81	Вашингтон (США) 87	Бразилиейт (ФРГ) 6	Неаполь (Италия) 29	Будапешт (ВНР) 48,12	Лондон (Великобритания) 22 38	Майнц (ФРГ) 48	Стокгольм (Швеция) 17 39
Шунтовое сопротивление резонатора, <i>Мом</i>			2		1,3		0,52	1		1—2		0,70
Мощность, вводимая в резонатор (в импульсе), <i>квт</i>	600 (?)		300	250		<50	300 (без пучка)	200	125	~10 ³		
Длительность импульса питания резонатора, <i>мксек</i>			2	2	0,25	0,12÷ —1	1÷3	1,6	2,2	3		2,7
Частота повторения импульсов, <i>имп/сек</i>		345	435	200	до 10 ³	200÷ ÷2000	13÷ ÷1000	200	300	400		12,5
Х а р а к т е р и с т и к и п у ч к а												
Число орбит	12	9		8	14	12	8	10	8	56		10
Диаметр последней орбиты, <i>см</i>	41,4	34,9		30	15,22	14,1	~34	38		184		34,8
Ток пучка на последней орбите (в импульсе), <i>ма</i>	15 (5)		1	0,5	0,04	0,1	до 0,1	1	0,01	0,05		20
Максимальная полученная эффективность вывода пучка, % . .	80			70			70		60	30		

мися орбитами, был предложен и подробно разработан теоретически в ряде работ Е. М. Мороза⁵³⁻⁵⁵. Магнитная система такого ускорителя состоит из нескольких секторов специально рассчитанной формы, с однородным магнитным полем в межполюсном зазоре каждого сектора.

В результате действия краевого магнитного поля в точках входа ускоряемых частиц в магнитные сектора и в точках выхода из секторов осуществляется сильная фокусировка частиц. Таким образом, микротрон с магнитной системой такого типа будет обладать теми же достоинствами, что и микротрон с разрезным магнитом, описанный выше, но будет свободен от основного его недостатка — отсутствия магнитной фокусировки частиц. Расчет показал, что можно построить секторную магнитную систему с весьма широкой областью устойчивости движения ускоряемых электронов.

К сожалению, пока не было работ, в которых все эти теоретические выводы были бы проверены на опыте. Недавно появилось сообщение³² о том, что близится к завершению сооружение микротрона с четырехсекторной магнитной системой на 4—12 Мэв. Интересные данные о конструкции и работе этого микротрона приводятся в заметке⁶².

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время трудно сказать с определенностью, на какие наибольшие энергии электронов будут в дальнейшем сооружаться микротроны. Одно из основных преимуществ микротрона на 5—10 Мэв — это его простота. Такой микротрон является единственным ускорителем, который может быть изготовлен в любой физической лаборатории, имеющей механическую мастерскую. При переходе к более высоким энергиям преимущество простоты теряется. Так, для микротрона на 29 Мэв, параметры которого приведены выше, потребовался очень тщательно изготовленный магнит со сложной системой корректирующих обмоток, причем достигнутый после длительной наладки ускорителя ток пучка на последних орбитах оказался весьма малым. По-видимому, верхняя граница энергии электронов, ускоренных в микротроне, лежит в области 50—100 Мэв^{7, 56}.

Современные мощные магнетроны могут работать при длительности импульсов ВЧ-напряжения, не превышающей определенной величины ($\sim 3\div 8$ мксек). Это обстоятельство накладывает предел на достижимую в микротроне энергию электронов, так как при большом необходимом количестве орбит общая длительность процесса ускорения может стать сравнимой с длительностью рабочего интервала резонатора. Оказывается, однако, что получаемые на основании таких соображений величины предельной энергии электронов очень велики³⁵, так что достижимая в микротроне максимальная энергия электронов практически будет определяться не длительностью импульса магнетрона, а другими обстоятельствами, в частности, трудностью получения магнитного поля с требуемой высокой степенью однородности (речь идет о микротроне без секторной фокусировки).

Принципиально существует возможность создания ускорителя микротронного типа, в котором не только электроны, но и ионы могут быть ускорены до сколь угодно высокой энергии, начиная от энергии ~ 1 Гэв⁵⁷. Для этого следует применить секторную магнитную систему такого же типа, как предложенная Е. М. Морозом⁵⁴, и инжектор, в котором частицы ускорятся до энергии, превышающей 0,5 Гэв. В качестве ускоряющей системы предлагается применить специально рассчитанный линейный ускоритель. Разумеется, такая установка уже не является микротроном. Автор предложил для такого ускорителя название оксинотрон.

Существенным является и вопрос о максимальном достижимом в микротроне токе пучка ускоренных электронов (в импульсе). Эта величина определяется максимальным током инжекции, степенью фокусировки электронов в процессе ускорения и наличной мощностью магнетрона. Если последняя при $\lambda \sim 10$ см составляет, например, 800 квт, то, учитывая потери в резонаторе и системе его питания, для ускорения электронов может быть использована мощность ~ 300 квт. Это означает, что при энергии электронов, равной 5 Мэв, ток пучка может достигать 60 ма в импульсе, а при энергии 20 Мэв — 15 ма *). При более высокой мощности магнетрона предельный ток пучка будет соответственно выше.

Имеется, однако, другое обстоятельство, которое может ограничить достижимый ток пучка. Электроны в микротроне движутся по криволинейной траектории и поэтому теряют энергию на электромагнитное излучение. Радиационные потери энергии для отдельного электрона в обычном микротроне чрезвычайно малы (например, при $W=29$ Мэв и $H=1,07$ кэ $\Delta W \simeq 0,07$ эв/об) и не оказывают никакого влияния на процесс ускорения электронов. Однако ввиду того, что в микротроне электроны образуют весьма компактные сгустки, сильно возрастает роль когерентного излучения³. Как известно, в этом случае каждый электрон теряет на излучение на единице длины пути энергию, пропорциональную числу электронов в сгустке. Таким образом, величина потерь энергии сильно зависит от тока пучка. Если ток пучка будет превышать определенную величину, потери энергии на излучение будут столь велики, что вызовут выпадение электронов из области фазовой устойчивости.

При вычислении величины среднего во времени тока пучка необходимо принимать во внимание эффективную скважность работы резонатора, т. е. скважность, рассчитанную с учетом только той части каждого импульса, во время которой амплитуда ускоряющего напряжения уже имеет стационарное значение и держится на этом уровне. Кроме того, необходимо принять во внимание соотношение между эффективной длительностью импульса резонатора и длительностью процесса ускорения электрона до заданной энергии³⁵.

Хорошо разработанными и широко применяемыми электронными ускорителями, помимо микротрона, являются ускоритель с электростатическим генератором (ЭСУ), бетатрон, синхротрон и линейный волноводный ускоритель (ЛВУ).

Проведем сравнение микротрона с этими четырьмя ускорителями по нескольким наиболее существенным параметрам.

1. *Верхняя граница достижимой энергии электронов.* По этому параметру только ЭСУ уступает микротрону, а остальные три ускорителя позволяют получить в десятки и сотни раз большие энергии электронов, чем микротрон.

2. *Верхняя граница достижимого тока пучка.* В бетатронах и синхротронах ток пучка в импульсе (даже если сделать длительность импульсов весьма малой, ~ 2 мксек) в десятки раз меньше, чем достигнутые токи в микротроне. ЭСУ дает непрерывный пучок, причем ток пучка гораздо больше, чем средний во времени ток пучка в микротроне, но меньше, чем ток в импульсе. ЛВУ на средние энергии (до 100 Мэв) могут давать в импульсе до 0,8 а.

3. *Энергетическая однородность ускоренных электронов.* По этому параметру только ЭСУ имеет преимущество перед микротроном. Как уже упоминалось, разброс энергий электронов в микротроне вследствие

*) Напомним, что достигнутые токи пучка в микротроне составляют 20 ма при 6 Мэв³⁹ и 5 ма при 12 Мэв⁷.

малости ширины фазостабильной области не превышает ± 50 кэв. Таким образом, в микротроне при $W=20$ Мэв $\delta W = \pm 2,5 \cdot 10^{-3}$. ЛВУ только в результате применения специальных мер, связанных с потерей интенсивности пучка, может по величине δW приблизиться к микротрону.

4. *Постоянство средней величины энергии ускоренных электронов на протяжении длительного интервала времени.* И по этому параметру микротрон также имеет преимущество перед остальными ускорителями, кроме ЭСУ. Постоянство энергии ускоренных электронов обеспечивается путем стабилизации напряженности $\vec{H}$ ведущего магнитного поля; так как в микротроне применяется постоянное магнитное поле, можно получить весьма высокий коэффициент стабилизации H .

5. *Длительность импульса электронного тока, попадающего на мишень.* Здесь имеется в виду не макроимпульс, ширина которого определяется длительностью импульса питания магнетрона и составляет обычно $1,5-2$ мксек, а «микроимпульс», длительность которого обусловлена протяженностью отдельного сгустка электронов и составляет при $\lambda=10$ см всего около $3 \cdot 10^{-11}$ сек (а при некоторых условиях — еще гораздо меньше ³¹). Микротрон дает наиболее короткие микроимпульсы из всех работающих импульсно ускорителей, что для некоторых применений является решающим преимуществом.

Если ограничиться только первыми четырьмя рассмотренными выше параметрами, можно констатировать, что только ЛВУ может почти во всех случаях заменить микротрон. При более детальном сравнении различных электронных ускорителей, проводимом с учетом требуемого характера работы данного ускорителя, могут оказаться существенными и другие его параметры, например, стоимость установки, ее мобильность, общий и удельный объем (т. е. объем, приходящийся на 1 квт мощности пучка), энергетический к.п.д. ускорителя, возможность варьировать энергию ускоренных электронов непрерывно и в широких пределах, характеристики выведенного пучка — коэффициент вывода, диаметр пучка, угловая расходимость.

Присущие микротрону параметры делают его очень эффективным инжектором для большого синхротрона ^{18,16,17}, удобным ускорителем для генерирования субмиллиметровых волн ^{31,32} и для проведения ядерно-физических исследований с использованием метода времени пролета ¹⁸.

Отметим применение микротрона для исследования рассеяния электронов (предполагается произвести определение радиационной поправки при упругом рассеянии электронов ⁵⁸) и для исследования воздействия электронов с энергией 2 Мэв на угол вращения плоскости поляризации в жидкости ⁵⁹.

Малая длительность электронных микроимпульсов, присущая микротрону, затрудняет постановку экспериментов, в которых используются счетчики частиц или квантов, имеющие сравнительно большое мертвое время ⁶. Однако этот недостаток можно обойти, применяя рационально построенную аппаратуру.

До сих пор статьи, опубликованные работниками лабораторий, построивших микротроны, были посвящены главным образом вопросам исследования самого ускорителя. Несомненно, в дальнейшем будет появляться все больше публикаций о физических исследованиях, выполненных с использованием пучка электронов, ускоренных в микротроне.

Современный микротрон на 10—20 Мэв, сконструированный с учетом достигнутых в этой области успехов, будет компактным ускорителем с достаточно большим током пучка. Такой микротрон, вероятно, вытеснит бетатрон, применяемый в настоящее время для промышленной дефектоскопии и для медицинских целей.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер, ДАН СССР 43, 346 (1944); J. Phys. U.S.S.R. 9, 153 (1945).
2. J. Itoh, D. Kobayashi, Kagaku 17, 34 (1947); Sci. papers from the Osaka Univ., № 12, 1 (1949).
3. L. I. Schiff, Rev. Sci. Instr. 17, 6 (1946).
4. W. J. Henderson, H. Le Caine, R. Montalbetti, Nature 162, 699 (1948).
5. P. A. Redhead, H. Le Caine, W. J. Henderson, Canad. J. Res. A28, 73 (1950).
6. H. Reich, Z. angew. Phys. 12, 481 (1960).
7. С. П. Капца, В. П. Быков, В. Н. Мелехин, ЖЭТФ 39, 997 (1960).
8. C. Schmelzer, Z. Naturforsch. 12, 808 (1952).
9. H. F. Kaiser, Rev. Sci. Instrum. 25, 1025 (1954).
10. Е. М. Мороз, ДАН СССР 106, 986 (1956).
11. H. L. Knudsen, Trans. of the Danish Acad. of Techn. Sci., № 3, 3 (1949).
12. Ё. Kisdik-Koszó, L. Turi, Nucl. Instrum. and Methods 9, 137 (1960).
13. C. Henderson, F. F. Heumann, R. E. Jennings, Proc. Phys. Soc. B66, 654 (1953).
14. A. Paulin, Nucl. Instrum. and Methods 5, 107 (1959).
15. A. Paulin, Там же 9, 113 (1960).
16. M. Sedláček, Ark. fys. 11, 129 (1957).
17. O. Wernholm, Там же 16, 525 (1960).
18. H. Kaiser, IRE Trans. NS-3, № 2, 17 (1956). (Перевод в сб. «Миллиметровые и субмиллиметровые волны», М., ИЛ, 1959, стр. 380.)
19. H. Reich, J. Trieg, Phys. Verhandl. 8, 163 (1957).
20. Б. З. Кантер, Изв. вузов (Физика), № 3, 138 (1960).
21. D. K. Aitken, Proc. Phys. Soc. A70, 550 (1957).
22. D. K. Aitken, F. F. Heumann, R. E. Jennings, P. I. P. Kalms, Там же 77, 769 (1961).
23. А. А. Коломенский, Труды ФИАН 13, 3 (1960) (см. в этой работе ссылку 16).
24. C. Henderson, F. F. Heumann, R. E. Jennings, Proc. Phys. Soc. B66, 41 (1953).
25. А. А. Коломенский, ЖТФ 30, 1347 (1960).
26. М. Рабинович, J. Phys. U.S.S.R. 10, 530 (1946).
27. Ё. Kisdik-Koszó, Acta Physica Acad. Sci. Hungar. 4, 377 (1955).
28. Ё. Kisdik-Koszó, Repts. of the Central Inst. for Physics of the Hungarian Acad. of Sci. 4, 499 (1954).
29. A. Carrelli, F. Porreca, Nuovo cimento 6, 729 (1957).
30. В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ. 11, 165 (1947).
31. I. Kaufman, P. D. Coleman, J. Appl. Phys. 27, 1250 (1956).
32. E. Brannen, H. Froelich, T. W. W. Stewart, Там же 31, 1829 (1960).
33. J. S. Bell, Proc. Phys. Soc. B66, 802 (1953).
34. H. F. Kaiser, J. Frankl. Inst. 257, 89 (1954).
35. F. Porreca, Nuovo cimento 11, 283 (1959).
36. R. E. Jennings, Electrical Rev. 161, 309 (1957).
37. H. F. Kaiser, W. T. Mayes, Rev. Sci. Instrum. 26, 565 (1955).
38. G. R. Davies, R. E. Jennings, F. Porreca, R. E. Rand, Nuovo cimento 17, suppl. № 2, 202 (1960).
39. O. Wernholm, частное сообщение.
40. H. F. Kaiser, J. Frankl. Inst. 259, 25 (1955).
41. J. Lehöcz, J. Pálkás, Repts. of the Central Inst. for Physics of the Hungarian Acad. of Sci. 5, 43 (1957) (см. также стр. 483).
42. H. Reich, Nucl. Instrum. 3, 97 (1958).
43. M. Inna Ali, Pakistan J. Sci. and Industr. Res. 1, 26 (1958).
44. E. Brannen, H. I. S. Ferguson, Rev. Sci. Instr. 27, 833 (1956).
45. Hsieh Chia-lin, Sci. Record, New ser. 1, 227 (1957).
46. H. Reich, Z. Naturforsch. 13a, 1003 (1958).
47. А. А. Воробьев, В сб. «Вопросы истории естествознания и техники», вып. 8, М., Изд. АН СССР, 1959, стр. 33.
48. Ё. Kisdik-Koszó, L. Turi, Acta Physica Acad. Sci. Hungar. 12, 273 (1960).
49. G. Leher, B. Godesberg, Atomwirtschaft 4, 277 (1959).
50. L. Turi, Repts. of the Central Inst. for Physics of the Hungar. Acad. of Sci. 7, 111 (1959).

51. А. А. Коломенский, В. А. Петухов, М. С. Рабинович, В сб. «Некоторые вопросы теории циклических ускорителей», М., Изд. АН СССР, 1955, стр. 7.
 52. К. Р. Саймон, Д. В. Керст, Л. В. Джонс, Л. Дж. Ласлет, К. М. Тервиллигер, УФН **61**, 613 (1957).
 53. Е. М. Мороз, ДАН СССР **108**, 436 (1956).
 54. Е. М. Мороз, ДАН СССР **115**, 78 (1957).
 55. Е. М. Мороз, Атомная энергия **4**, 238 (1958).
 56. R. E. Jennings, Contemp. Phys. **2**, 277 (1961).
 57. A. Roberts, Ann. of Phys. **4**, 115 (1958).
 58. M. R. Bhiday, R. E. Jennings, P. I. P. Kalms, Proc. Phys. Soc. **72**, 973 (1958).
 59. A. Carrelli, F. Porreca, Nuovo cimento **19**, 844 (1961).
 60. В. П. Быков, ЖЭТФ **40**, 1658 (1961).
 61. A. Paulin, Nucl. Instrum. and Methods **12**, 155 (1961).
 62. E. Brannen, H. Froelich, J. Appl. Phys. **32**, 1179 (1961).
 63. С. П. Капица, В. П. Быков, В. Н. Мелехин, ЖЭТФ **41**, 368 (1961).
-