

УДК 621.384.634.4

Вывод пучка из синхротрона с циклотронным предускорением

НОВИКОВ М. Ю., ПАНАСЮК В. С., САМОШЕНКОВ Ю. К., САНОЧКИН В. В., ТЕРЕШКИН Ю. М., ХРОМЧЕНКО В. Б.

В работе [1] была рассмотрена конструкция и принцип действия синхротрона с циклотронным предускорением (СЦП), работающего в качестве генератора импульсов синхротронного излучения в диапазоне волн вакуумного ультрафиолета. В настоящее время изучаются многооборотный ненаправленный вывод пучка для метрологических целей и однооборотный вывод пучка для исследовательских и промышленных нужд. Эта работа расширит область применения ускорителя.

Рассмотрим многооборотный ненаправленный вывод пучка.

Особенности измерения заряда пучка частиц в СЦП

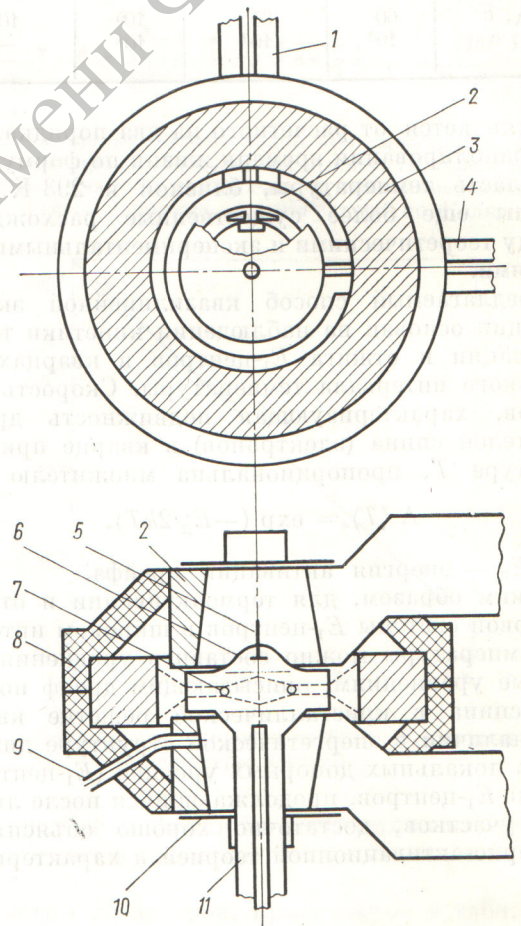
Ускорительная камера СЦП заполнена неплотной плазмой. Она образуется от ионизации остатка воздуха СВЧ-ускоряющим полем. В таких условиях измерение заряда пучка открытыми зондами практически невозможно. Медленные частицы плазмы создают токи на зонд, соизмеримые с током пучка, вследствие чего в этом случае можно говорить только о качественных измерениях. Экранированный зонд, хотя и отсекает медленные частицы, сильно поглощает в экране ускоренные. Они «вязнут» в нем при многократном прохождении, подходя к зонду с очень малым шагом. Кроме того, применение любых зондов вообще, а экранированных в особенности, в ускорителе рассматриваемого типа конструктивно затруднено.

В работе [2] описано измерение заряда пучка частиц сравнением яркости спектральной линии, выделяемой из синхротронного излучения в видимом диапазоне с калиброванным источником излучения. Однако этот способ сравнительно сложен и к тому же пригоден только при довольно высокой энергии пучка, когда интенсивность и спектр синхротронного излучения имеют необходимые данные. Поэтому остается актуальной проблема разработки удовлетворительного по точности способа прямого измерения заряда пучка.

На спадающем участке импульса ведущего магнитного поля после выключения СВЧ-ускоряющего поля пучок автоматически развернется до стенок ускорительной камеры. Надо позаботиться только о том, чтобы углы подхода его к стенкам камеры были по возможности близки к нормальным. При этом поглощение электронов в них минимально. За пределами камеры электроны попадают на измерительный электрод и тормозятся в нем. Поскольку емкость измерительного электрода известна, по его потенциалу можно определить заряд пучка.

Конструкция ускорителя

Безжелезный электромагнит (рис. 1) состоит из двух витков, параллельно подключенных к генератору импульсов тока посредством тоководов. Внутренняя полость витков образует объемный СВЧ-резонатор. Для уменьшения излучения СВЧ-мощности к торцам электромагнита прижаты прозрачные для ведущего магнитного поля пластины с запрелделными цилиндрами. Внутри резонатора размещена стеклянная ускорительная камера с отростком для откочки и плазменным зондом. Напротив зонда на оси ускорителя находится



Р и с. 1. Конструкция ускорителя: 1 — вводы СВЧ-мощности; 2 — витки электромагнита; 3 — кольцевой измерительный электрод; 4 — тоководы; 5 — плазменный зонд; 6 — вакуумная камера; 7 — сечение пучка на синхротронной орбите (--- — огибающая пучка при движении в ходе предускорения и вывода); 8 — корпус; 9 — вывод СВЧ-зонда; 10 — экранирующие пластины с запрелделными цилиндрами; 11 — инжектор

плазменный инжектор. Измерительный кольцевой электрод, выполняющий функции цилиндра Фарадея, состоит из массивного тороида и электростатического экрана и имеет коаксиальный вывод. Размеры тороида гарантируют полное поглощение ускоренных электронов. Электростатический экран представляет собой слой графита на тонкой полиэтиленовой подложке. Такой экран прозрачен для ведущего магнитного поля [3].

Размеры и форма витков электромагнита выбраны такими, чтобы получить необходимую конфигурацию магнитного поля в области ускорения и настройку резонатора на частоту магнетронного СВЧ-генератора. Системы питания электромагнита, возбуждения резонатора, инжектор и вакуумная система подобны описанным в работе [1] и характеризуются следующими параметрами: амплитуда тока электромагнита 1 МА, время ускорения 2 мкс, частота СВЧ-генератора 3 ГГц, интенсивность инжектора 10^9-10^{11} частиц, вакуум в ускорительной камере $7 \cdot 10^{-4}$ Па.

Динамика частиц

Основные отличительные особенности динамики частиц в СЦП связаны с захватом электронов в ускорение из области, размеры которой сравнимы с радиусом релятивистской орбиты [4, 5]. Кроме того, особенности конструкции ускорителей дают возможность осуществить ненаправленный многооборотный вывод пучка [3]. Рассмотрим динамику частиц от центральной области до измерительного электрода.

Влияние электрического поля витка. Ускорение в СЦП происходит в присутствии квазистационарного (по отношению к СВЧ-периоду) электрического поля, обусловленного разностью потенциалов на витке электромагнита. Решение нерелятивистских уравнений движения заряда в однородных полях описывает траекторию на нескольких первых оборотах и показывает, что режим ускорения возможен при выполнении неравенства $0,5 E_{\text{ВЧ}} > E$, где $E_{\text{ВЧ}}$ — амплитуда СВЧ-поля; E — напряженность квазистационарного поля витка. Заметим, что в действительности это поле ослабляется высокочастотной плазмой, заполняющей ускорительную камеру.

Область захвата. В реальном ускорителе ведущее магнитное поле зависит от аксиальной координаты z :

$$H(z)|_{r=0} = H(0) [1 + \kappa (z/\rho)^2], \quad (1)$$

где H — напряженность ведущего магнитного поля; r — радиальная координата; κ — безразмерный коэффициент, $\rho = c/\omega_{\text{ВЧ}}$ (здесь c — скорость света; $\omega_{\text{ВЧ}}$ — частота СВЧ-поля). Подобная неоднородность поля приводит к ограничению на вертикальный размер области, из которой частицы могут быть захвачены в ускорение. Допустим, что

вблизи циклотронного резонанса магнитное поле изменяется медленно, так что выполняется условие адиабатичности

$$\frac{T}{H} \frac{\partial H}{\partial t} \ll 1. \quad (2)$$

Здесь T — характерное время, равное периоду циклотронных колебаний. Поскольку на практике для повышения интенсивности стремятся к тому, чтобы удовлетворить неравенству $\cos \varphi_s \ll 1$, где φ — фаза равновесной частицы, условие (2), как правило, выполняется. Тогда уравнения движения частицы имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 z}{dt^2} + \kappa \frac{p_z^2}{m_0^2 \rho^2} z &= 0; \\ \frac{dz}{dt} &= \frac{p_z}{m_0}; \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{p_t^2 + p_z^2}{2} \right) &= \frac{1}{2} e E_{\text{ВЧ}} p_t \cos \varphi; \\ \frac{1}{\omega_{\text{ВЧ}}} \frac{d\varphi}{dt} &= \kappa \left(\frac{z}{\rho} \right)^2 - \frac{p_t^2 + p_z^2}{2(m_0 c)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где m_0 — масса покоя электрона; e — его заряд. За взаимно независимые переменные выбраны продольный импульс p_z , поперечный импульс p_t , аксиальная координата z и фаза частицы φ . Эти нелинейные уравнения исследуются методом усреднения [6]. Различаются два случая: первый, когда частота продольных колебаний в среднем существенно превосходит частоту изменений поперечного импульса, и второй, обратный к первому. В первом случае, усреднив уравнения (3) по периоду продольных колебаний, получим укороченные уравнения, причем удастся найти их первый интеграл, т. е. уравнение фазовых траекторий. Оно имеет вид

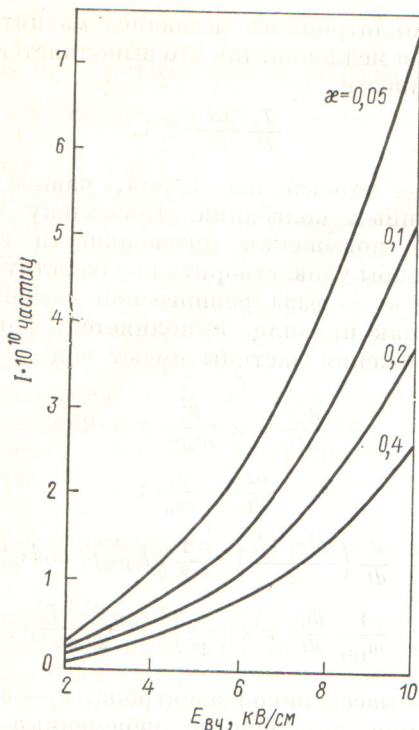
$$\kappa \frac{A_z^2}{\rho^2} \left(\frac{p_t}{m_0 c} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{p_t}{m_0 c} \right)^3 = \frac{e E_{\text{ВЧ}}}{m_0 c \omega_{\text{ВЧ}}} \sin \varphi, \quad (4)$$

здесь A_z — амплитуда продольных колебаний. Из этой формулы видно, что замкнутые фазовые траектории существуют лишь в том случае, когда $A_z \leq A_{\text{пред}}$, где

$$A_{\text{пред}} = \frac{\rho}{\sqrt{\kappa}} \left(\frac{3e E_{\text{ВЧ}}}{2m_0 c \omega_{\text{ВЧ}}} \right)^{1/3}. \quad (5)$$

Второй случай рассматривается аналогично, и в правой части формулы (5) появляется множитель $1/\sqrt{2}$. Итак, предельная полувысота области захвата определяется формулой (5), а полную интенсивность ускорителя I (рис. 2) можно оценить по формуле $I = 2A_{\text{пред}} N$, где значение N взято из работы [4].

Важной характеристикой ускорителя является также радиальный размер $R_{\text{пред}}$ области захвата. Рассуждения, аналогичные тем, которые привели



Р и с. 2. Зависимость интенсивности от амплитуды СВЧ-поля

к формуле (5), позволяют получить

$$R_{\text{пред}} = \frac{\rho}{\sqrt{h}} \left(\frac{3eE_{\text{ВЧ}}}{2m_0c\omega_{\text{ВЧ}}} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

где безразмерный коэффициент h входит в закон изменения магнитного поля в медианной плоскости

$$H(r)|_{z=0} = H(0) [1 - h(r/\rho)^2] \quad (7)$$

и связан с показателем спада n на релятивистской орбите соотношением $n = 2h/(1 - h)$.

Отметим также, что по формулам (5) и (6) можно найти размеры ускоренного пучка. Так как с ростом энергии бетатронные колебания затухают адиабатически, нужно разделить $A_{\text{пред}}$ и $R_{\text{пред}}$ на $\sqrt{\gamma_s}$, где γ_s — лоренц-фактор равновесной частицы. Размеры пучка при различных h и n показаны на рис. 3. Ограничение на интенсивность пучка, вызванное продольным кулоновским расталкиванием частиц, изложено в работе [4].

Вывод пучка на измерительный электрод. При достижении частицами предельной энергии γ_0 в некоторый момент времени, условно принимаемый далее за нулевой, СВЧ-поле отключается. Ведущее магнитное поле спадает по заданному закону, определяемому генератором импульсов тока. Поскольку удовлетворяется условие

$$\frac{dH}{dt} \ll \omega(t) H, \quad (8)$$

где $\omega(t)$ — частота обращения электрона, первоначально совпадавшая с $\omega_{\text{ВЧ}}$, можно рассматривать динамику в адиабатическом приближении.

Как известно [7], адиабатическим инвариантом является p_{\perp}^2/H . Из этого находим закон изменения лоренц-фактора во времени:

$$\gamma(t) = \sqrt{1 + (\gamma_0^2 - 1) \frac{H[r(t), t]}{H(\rho, 0)}}. \quad (9)$$

Здесь $r(t)$ — радиальная координата электрона в момент времени t , которую можно найти из уравнения

$$\left[\frac{r(t)}{\rho} \right]^2 \frac{H[r(t), t]}{H(\rho, 0)} = 1 \quad (10)$$

Затем по формуле

$$\frac{\omega(t)}{\omega_{\text{ВЧ}}} = \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} \frac{H[r(t), t]}{H(\rho, 0)} \quad (11)$$

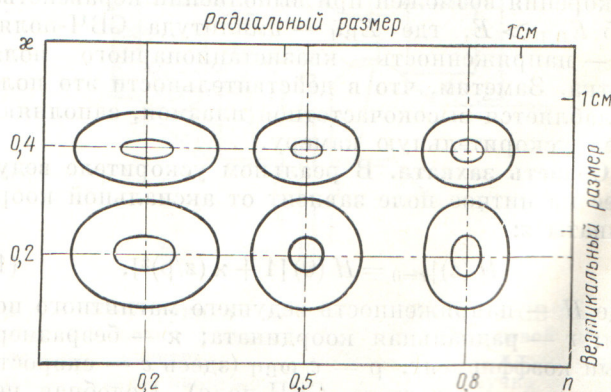
можно вычислить частоту вращения электрона $\omega(t)$ и найти интересное нас поведение амплитуды вертикальных колебаний $A_z(t)$ [8]:

$$\frac{A_z(t)}{A_z(0)} = \left\{ \frac{H(\rho, 0)}{H[r(t), t]} \right\}^{1/2} \left[\frac{\omega_{\text{ВЧ}}}{\omega(t)} \right]^{1/2} \left\{ \frac{n(\rho)}{n[r(t)]} \right\}^{1/4}, \quad (12)$$

где $n[r(t)]$ — показатель спада ведущего магнитного поля в точке $r(t)$.

Уравнение (10) разрешимо не при всех t . В достаточно удаленной от центра точке $r(t)$ условие адиабатичности нарушается, и описанный подход становится неприменимым. Поэтому для некоторых конкретных законов изменения поля $H(r, t)$ траектории были рассчитаны численно. Оказалось, что численные результаты отличаются от аналитических не более чем на 10% вплоть до критической точки, по достижении которой радиальное движение становится неустойчивым.

Ясно, что стенка вакуумной камеры должна находиться в области неустойчивого движения, так как только при этом углы между траекториями частиц и стенкой достаточно велики. Переход в неустойчивый режим для частиц с ненулевыми амплитудами бетатронных колебаний происходит на радиусе, где $n(r) = 1$. Равновесная частица



Р и с. 3. Размеры области захвата для различных h и n при $E_{\text{ВЧ}} = 4$ кВ/см (внутренние кружки — размеры пучка на релятивистской орбите при $\gamma = 9$).

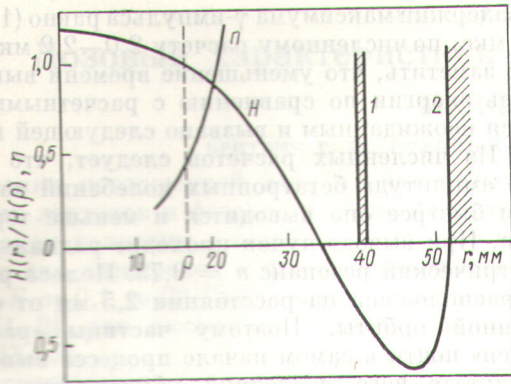


Рис. 4. Измерение зависимости $H(r)$ и $n(r)$ в медианной плоскости ускорителя: 1 — стенка камеры; 2 — измерительный электрод

теряет устойчивость, когда радиус кривизны ее траектории становится сравним с размером области, занятой ведущим магнитным полем. Чем больше показатель спада магнитного поля n , тем на меньшем радиусе это происходит, т. е. меньше необходимые размеры вакуумной камеры. Кроме того, с увеличением n электроны быстро достигают области неустойчивости и меньше теряют энергии из-за торможения вихревым электрическим полем электромагнита. Потери энергии при выводе составляют, например, $\sim 60\%$ для $n = 0,15$ и $\sim 35\%$ для $n = 0,5$ и энергии на синхротронной орбите 4 МэВ.

Для увеличения интенсивности ускорителя надо увеличивать область захвата и, следовательно, снижать n [см. формулы (5) и (6); k и h растут при уменьшении n]. С учетом параметрических резонансов $n = 0,25$ и $n = 0,75$ для данной конструкции выбран показатель спада на релятивистской орбите $n \approx 0,5$ как оптимальный.

При использовании измерительного электрода в виде замкнутого кольца получается зависимость $H(r)$ с характерным отрицательным участком (рис. 4), что обеспечивает наилучшие траектории вывода для заданных размеров вакуумной камеры и измерительного электрода. Из формулы (12), подтвержденной численными расчетами, для данного поля получено увеличение вертикального размера пучка при движении до момента срыва устойчивости: $A_z(t)/A_z(0) = 1,1$.

В процессе ускорения пучок проходит через резонанс $n = 0,25$, расположенный между областью захвата и релятивистской орбитой. Для избежания потерь частиц допустимое значение амплитуды первой азимутальной гармоники показателя спада составляет $\leq 10^{-3}$ [8].

Методика измерения параметров пучка и некоторые экспериментальные результаты

Заряд пучка определялся методом измерения напряжения на известной емкости. Электроны,

попадая на измерительный электрод, заряжают емкость, состоящую из емкости между электродом и экраном и входной емкости блока измерения. Постоянная времени утечки заряда с измерительного электрода более 100 с. Заряд сохраняется до полной релаксации процессов в силовых цепях ускорителя, создающих заметные помехи, и затем коммутируется на вход усилителя. Напряжение выхода последнего измеряется осциллографом или импульсным вольтметром. Чувствительность метода ограничивается несовершенством примененного коммутатора и оказывается не хуже $4 \cdot 10^6$ электронов при заряжаемой емкости 240 пФ. Суммарная погрешность определения этой емкости, коэффициента передачи усилителя и импульсного вольтметра В4-17 менее 10% — это точность измерений заряда без учета потерь частиц в стенке камеры. Вторичная эмиссия с алюминиевого измерительного электрода, составляющая 6% при кинетической энергии пучка 3 МэВ [9], в данной конструкции подавлена магнитным полем электромагнита. Измеренное значение интенсивности ускорителя при напряженности ускоряющего СВЧ-поля $4 \cdot 10^5$ В/м равно 10^9 электронов за цикл ускорения. Стабильность числа ускоренных частиц при этом $\pm 10\%$.

Потери энергии, вызванные вихревым электрическим полем при движении пучка между синхротронной орбитой и стенкой ускорительной камеры, оценивались по смещению экспериментального графика $\eta(\gamma_0)$ относительно рассчитанной кривой $\eta(\gamma)$ [10]. Здесь η — коэффициент прохождения пучка через стенку камеры, равный отношению числа прошедших стенку частиц к числу падающих на нее; γ_0 — энергия пучка на синхротронной орбите; γ — энергия пучка на внутренней поверхности камеры. Коэффициент η находился по уменьшению интенсивности при заданной γ_0 относительно интенсивности при $\gamma_0 > 10$. По

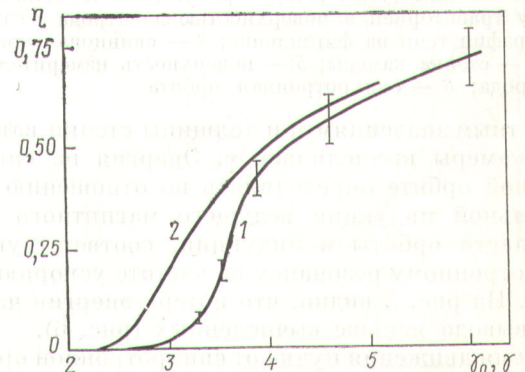
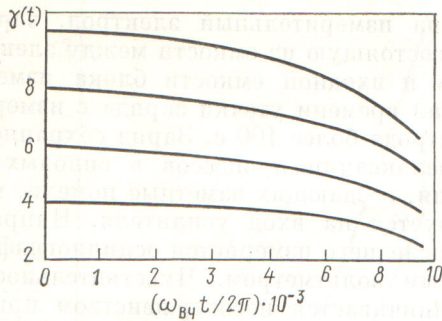
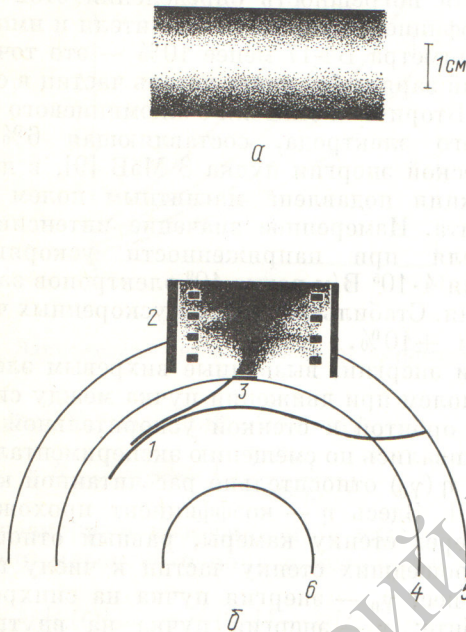


Рис. 5. Потери энергии при движении пучка от синхротронной орбиты до стенки вакуумной камеры (расстояние между кривыми по оси абсцисс): 1 — экспериментальная кривая коэффициента прохождения пучка $\eta(\gamma_0)$ от величины энергии на синхротронной орбите; 2 — расчетная кривая $\eta(\gamma)$ для различных энергий у стенки камеры



Р и с. 6. Зависимость лоренц-фактора от времени в периодах СВЧ для различных значений начальной энергии



Р и с. 7. След выведенного пучка на фотоэмульсии, обернутой вокруг ускорительной камеры (а) и схема эксперимента по определению углов выхода пучка в воздухе в плоскости орбиты (б): 1 — расчетная траектория выхода равновесной частицы (углы между траекторией и стенкой 43° , между траекторией и поверхностью электрода 69°); 2 — фотография тени на фотоэмульсии; 3 — свинцовая пластинка; 4 — стенка камеры; 5 — поверхность измерительного электрода; 6 — синхротронная орбита

известным значениям η и толщины стенки вакуумной камеры вычислялась γ . Энергия на синхротронной орбите определялась по отношению максимальной индукции ведущего магнитного поля в области орбиты к индукции, соответствующей циклотронному резонансу на частоте ускоряющего поля. Из рис. 5 видно, что потери энергии частиц при выводе меньше вычисленных (рис. 6).

Время движения пучка от синхротронной орбиты до измерительного электрода определялось по задержке импульса тормозного γ -излучения относительно заднего фронта СВЧ-импульса. Тормозное излучение фиксировалось фотосцинтилляционным датчиком, установленным вне ускорителя в плоскости траектории пучка. Измеренное

время задержки максимума γ -импульса равно $(1,2 \pm 0,1)$ мкс, по численному расчету 2,0—2,2 мкс.

Надо заметить, что уменьшение времени вывода и потерь энергии по сравнению с расчетными не является неожиданным и вызвано следующей причиной. Из численных расчетов следует, что чем больше амплитуда бетатронных колебаний частицы, тем быстрее она выводится и меньше теряет энергии. При выводе пучок проходит радиальный параметрический резонанс $n = 0,75$. Полоса резонанса расположена на расстоянии 2,5 мм от синхротронной орбиты. Поэтому частицы «раскачиваются» почти в самом начале процесса вывода, в результате чего последний убыстряется. Это обстоятельство не учитывалось при расчетах.

Геометрические характеристики пучка определялись по почернению экспонированной пучком фотоэмульсии. Осевое и азимутальное распределение частиц при выводе отображалось на пленке, обернутой вокруг ускорительной камеры. На рис. 7, а показан отпечаток отрезка этой пленки, экспонированной при энергии частиц 3 МэВ и напряженности ускоряющего поля $1,5 \cdot 10^6$ В/м. Вертикальный размер пучка на радиусе ускорительной камеры не превышает 10 мм, что хорошо согласуется с расчетным значением $2,24 \sqrt{\gamma_s} = 10$ мм [формула (5), $\kappa = 0,37$]. Распределение частиц по азимуту однородно. Углы выхода электронов из стенки камеры в воздухе определены по границам тени, оставленной свинцовой пластинкой на фотоэмульсии, расположенной в плоскости орбиты (рис. 7, б). Со схемой совмещен отпечаток с экспонированной пучком пленки. Сравнение расчетной траектории 1 и границ тени 2 указывает на хорошее совпадение эксперимента и теории.

Авторы выражают благодарность Б. М. Степанову за постоянный интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Великанов С. П. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 2, с. 113.
2. Великанов С. П. и др. «Измерительная техника», 1979, т. 9, с. 34.
3. Панасюк В. С., Соколов А. А., Степанов Б. М. Применение сильных магнитных полей для ускорения заряженных частиц. Доклад на Второй международной конференции по генераторам мегагауссовых магнитных полей. Вашингтон, 29 мая — 1 июня 1979 г.
4. Новиков М. Ю., и др. [1], с. 125.
5. Грызлов А. В. и др. «Журн. техн. физики», 1972, т. 42, с. 13.
6. Боголюбов И. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1958.
7. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Теория поля. М., Физматгиз, 1967.
8. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
9. Воробьев А. А. Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 6. М., Атомиздат, 1976, с. 79.
10. Баранов В. Ф. Дозиметрия электронного излучения. М., Атомиздат, 1974.

Поступила в Редакцию 13.07.79
В окончательной редакции 11.01.80