

02;10;12

Измерение поперечных скоростей электронов сильноточного релятивистского пучка микросекундной длительности в сильном магнитном поле

© О.Т. Лоза, И.Е. Иванов

Институт общей физики РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: www.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 4 июня 2002 г. В окончательной редакции 5 ноября 2002 г.)

Создан измеритель питч-углов электронных траекторий в сильном магнитном поле для пучков с большой плотностью тока и длительностью импульса. Измеритель обладает разрешением по времени и по углу. Проведены измерения питч-углов электронных траекторий пучка релятивистских электронов с энергией 500 keV, плотностью тока $\sim 1 \text{ kA/cm}^2$ и неизменным в течение $1 \mu\text{s}$ профилем плотности тока. Предложенный авторами ранее диод позволяет формировать сильноточный электронный пучок с питч-углами, постоянными по времени и сечению.

Введение

Сильноточные релятивистские электронные пучки (РЭП) — это потоки электронов с энергией $\sim 10^6 \text{ eV}$ и плотностью электронного тока $\sim 10^3 - 10^4 \text{ A/cm}^2$. Мощность РЭП, как правило, превышает 10^9 W , импульс тока длится от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд. Высокие мощности РЭП делают их привлекательными для различных практических приложений, но малые длительности импульсов определяют трудности при диагностике их параметров.

Обычно сильноточные РЭП формируются и распространяются в магнитных поля с индукцией $\sim 1 \text{ T}$ и более, где электрон движется по спиралевидной траектории, а его скорость направлена под некоторым углом Θ к магнитному полю. Угол Θ между продольной, т.е. вдоль магнитного поля, составляющей скорости электрона v_l и его поперечной составляющей v_t получил название питч-угла (*pitch-angle*) $\text{tg } \Theta = v_t/v_l$.

Сильноточные РЭП генерируются, как правило, с помощью взрывоэмиссионных катодов. При длительностях импульса тока порядка микросекунд поверхность плазмы, эмиттирующая электроны, отдалается от края катода на несколько сантиметров [1] и характеристики электронных траекторий в сильном магнитном поле в начале и конце импульса могут существенно отличаться. Проблема измерения питч-угла траекторий электронов РЭП микросекундной длительности, сформированного на взрывоэмиссионном катоде, до сих пор недостаточно изучена и трудности возрастают по мере уменьшения измеряемого угла.

Существует множество способов измерения питч-углов в сильноточных электронных пучках. Диамагнитный зонд [2] дает информацию только о среднем значении питч-угла электронов в данный момент времени. О характере функции распределения электронов по углам позволяют судить способы, основанные на исследовании траекторий движения электронов небольшой фракции,

вырезанной из пучка. Эти (контактные) методы основаны на применении или сравнительно длинных и больших по диаметру цилиндрических каналов [3], известных также как „колодцы“, или относительно коротких вдоль оси и небольших по диаметру отверстий [4] (*pin-holes*).

Общим недостатком всех контактных методов физики сильноточных РЭП микросекундной длительности является образование паразитной плазмы на элементах датчика. Порог образования плазмы под действием РЭП $\sim 1 \text{ J/cm}^2$, поэтому плазма проявляется на любом коллекторе через несколько десятков наносекунд, имеет плотность $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и распространяется вдоль силовых линий магнитного поля навстречу электронному пучку со скоростью более 10^7 cm/s [5]. Эффект влияния плазмы такой плотности на угловые характеристики электронов РЭП измеряется десятками градусов [4]. Таким образом, анализатор с диафрагмой, вырезающей часть пучка для последующей диагностики, может сам существенным образом изменять измеряемые им параметры.

Процесс образования плазмы замедляется при уменьшении плотности тока РЭП. Так как внешнее магнитное поле B намного превышает собственное магнитное поле электронного пучка, уменьшение плотности тока достигается при уменьшении ведущего магнитного поля. К сожалению, собственное электростатическое поле сильноточного РЭП сильно ограничивает применение данного подхода. Если электронный пучок имеет круглое сечение и радиус R_b , то $B \cdot R_b^2 = \text{const}$ вдоль его траектории.

Электростатическое поле на поверхности пучка $E \sim R_b^{-1}$, т.е. $E \sim \sqrt{B}$. В скрещенных электрическом E и магнитном B полях электрон дрейфует со скоростью $v_{\text{др}} = cE/B$, т.е. $v_{\text{др}} \sim B^{-1/2}$. Дрейфовая скорость электрона $v_{\text{др}}$ складывается с его осцилляторной скоростью v_t , в результате чего питч-угол $\Theta_0 = \text{arctg}(v_t/v_l)$ периодически (с циклотронной частотой) изменяется в пределах: $\text{tg } \Theta \approx (v_t \pm v_{\text{др}})/v_l \equiv \text{tg}(\Theta_0 \pm \Delta\Theta)$. „От-

носительная ошибка“ измерения питч-угла $\Delta\Theta/\Theta_0 \sim v_{dr}/v_t \sim B^{-1/2}/B^{1/2} \sim 1/B$ будет тем больше, чем слабее магнитное поле у анализатора, и может вообще лишиться смысла процесс измерения. Например, в гиротроне [6] (радиус РЭП $R_b = 9$ mm, энергия электронов 350 keV, ток $I = 6$ kA, магнитное поле 2 Т) был измерен угол $\Theta \approx 40^\circ$. Нетрудно оценить, что питч-угол периодически меняется в пределах $\approx 20\%$. При ослаблении магнитного поля всего в пять раз разброс электронов по углам $\Delta\Theta/\Theta_0 \sim 1/B$ „оказывается“ настолько большим, что электронный пучок „оказывается“ непригодным для использования.

При проведении данной работы мы ставили перед собой две задачи. Во-первых, найти метод измерения как можно меньших питч-углов электронных траекторий, точнее, распределения электронных траекторий по питч-углам. Искомый метод должен обладать высоким угловым разрешением при измерениях в сильном магнитном поле и противодействовать влиянию паразитной плазмы. Второй задачей была проверка того факта, что РЭП микросекундной длительности, полученный с помощью взрывозмиссионного катода, имеет одинаковые угловые характеристики электронных траекторий в начале и в конце импульса.

Принцип действия и устройство анализатора питч-углов

Предлагаемый в настоящей работе анализатор использует метод малого отверстия. Принцип действия анализатора, основанного на методе малого отверстия, показан на рис. 1. Электрон 1 через отверстие диафрагмы 2 влетает со скоростью v в измерительную камеру и оседает на экране 3 на некотором расстоянии r от оси отверстия. Расстояние от диафрагмы до экрана равно L , угол между скоростью электрона и нормалью

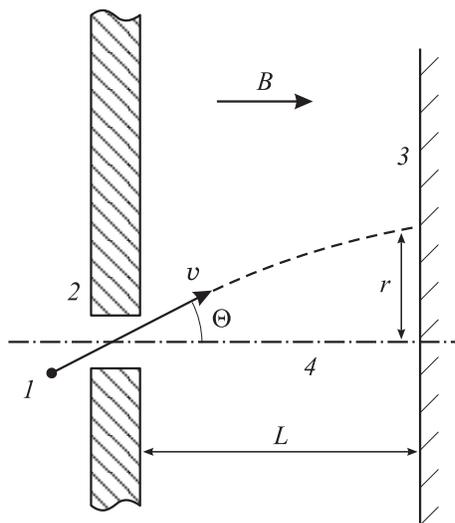


Рис. 1. Анализатор углового спектра. 1 — электрон, 2 — диафрагма, 3 — экран, 4 — ось аксиальной симметрии.

к диафрагме равен Θ . Питч-угол электрона определяется по расстоянию r от места его регистрации на экране до оси. Регистрация электронов может быть интегральной за время импульса (фотографирование свечения тонкой лавсановой пленки [4] или пластины из ZnS [7]) или с разрешением по времени (миниатюрный секционированный коллектор, состоящий из нескольких кольцевых электродов [8]).

Для того чтобы расстояние r от места осаждения электрона на экран до оси однозначно определялось его питч-углом Θ , расстояние L от диафрагмы до экрана должно быть существенно меньше пространственного периода (шага) λ_H вращения электрона в магнитном поле $L \ll \lambda_H$. Тогда электрон движется в анализаторе почти по прямолинейной траектории и $r \cong L \cdot \text{tg } \Theta$. Для случая не очень больших углов Θ

$$L \sim \frac{\lambda_H}{2\pi} = \frac{v_l}{\Omega_H} \gamma \approx \frac{c \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\Omega_H} \approx \frac{1.7 \cdot 10^{-3} [\text{T} \cdot \text{m}]}{B [\text{T}]} \sqrt{\gamma^2 - 1}. \quad (1)$$

Здесь Ω_H — циклотронная частота нерелятивистского электрона, γ — релятивистский фактор, c — скорость света, B — индукция внешнего магнитного поля. Для $\gamma = 2$ и $B = 1$ Т условие (1) выглядит как $L < 3$ mm и электрон, имеющий питч-угол $\Theta = 10^\circ$, должен быть зарегистрирован на расстоянии $r \cong 0.5$ mm от оси, что очень затруднительно. Таким образом, наличие магнитного поля в анализаторе с малым отверстием ограничивает длину прибора и существенно влияет на точность измерений.

Этого ограничения можно избежать, если в области входной диафрагмы анализатора магнитное поле быстро (на расстоянии Δz) спадает до нуля. Если Δz достаточно мало, то электрон сохраняет информацию о питч-угле в магнитном поле и продолжает движение внутри анализатора по прямолинейной траектории. В этом случае длина анализатора может быть сделана достаточно большой для достижения желаемого разрешения.

Желаемое распределение магнитного поля получается, если к неоднородному в пространстве полю B_0 добавляется поле, компенсирующее его в анализаторе. На рис. 2 представлена конусная поверхность, радиус которой R изменяется вдоль длины z по закону: $R = z \text{tg } \alpha$. Пусть на поверхности конуса текут круговые токи с некоторым распределением, создающие внутри конуса магнитное поле, противоположное внешнему полю B_0 по направлению и равное ему по величине. Оценим магнитное поле слева от конуса, считая для простоты, что отверстие диафрагмы отсутствует. Тонкий круговой виток радиуса R с током I , имеющий координату z , создает на оси в точке с координатой z_1 магнитное поле (коэффициент, зависящий от конкретной системы мер, опущен)

$$B(z, z_1) = \frac{I \cdot R^2}{(R^2 + (z - z_1)^2)^{3/2}}.$$

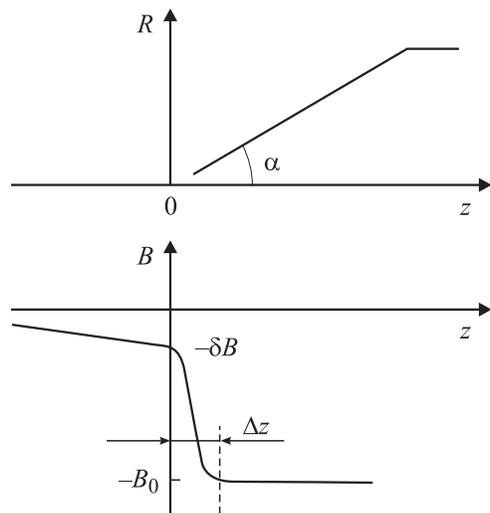


Рис. 2. Профиль поверхности анализатора (вверху) и распределение компенсирующего магнитного поля вдоль оси (внизу).

При $z = z_1$, т.е. в центре витка, поле $B = I/R$, а в точке $z_1 = 0$

$$B(z, 0) = \frac{I \cdot R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{I \cdot R^2}{(R^2 + (R \cdot \operatorname{ctg} \alpha)^2)^{3/2}} \\ = \frac{I}{R} \cdot \frac{1}{(1 + \operatorname{ctg}^2 \alpha)^{3/2}}.$$

Для $\alpha = 20^\circ$ величина $(1 + \operatorname{ctg}^2 \alpha)^{-3/2} \approx 0.04$. Поскольку эти рассуждения справедливы для любого витка независимо от z , то искомое распределение токов искажает магнитное поле слева от конуса при $z \leq 0$ не более чем на 4%: $\delta B \approx 0.04 \cdot B_0$ (рис. 2). Длина Δz переходной области сопоставима по размеру с отверстием диафрагмы, расположенной в точке $z \approx 0$.

Показанный профиль магнитного поля можно создать, используя скин-эффект в быстропеременном поле. Магнитное поле складывается из двух: основного поля B_1 и поля в области анализатора B_2 (рис. 3). Единственное

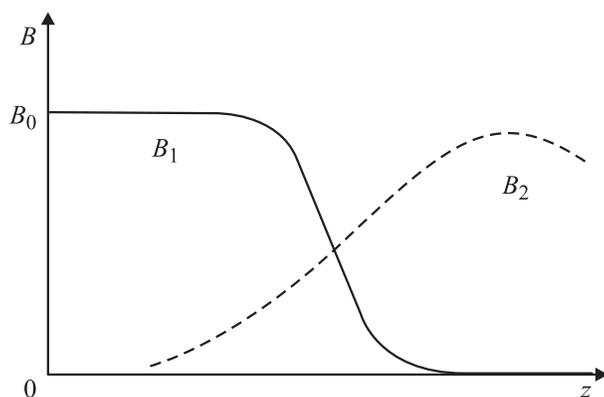


Рис. 3. Магнитное поле вне анализатора: B_1 — основное стационарное поле, B_2 — „быстрое“ поле.

условие — основное поле (оно может быть стационарным) $B_1 = 0$ в области, занятой анализатором. Поле B_2 „быстрое“, оно не проникает вовнутрь анализатора, но снаружи достаточно сильно. Суммарное поле $B_1 + B_2$ примерно постоянно по длине: существенное усиление поля по пути следования электронов может вызвать их отражение от магнитной пробки, а существенное ослабление — влияние собственного заряда пучка. Такое суммарное поле обеспечивает адиабатическое (для сохранения информации о питч-угле) движение электронов до анализатора.

Конфигурация магнитных силовых линий определяется скин-эффектом: силовые линии магнитного поля „выталкиваются“ из анализатора, внутри его поле отсутствует, а снаружи, где индукция поля остается по-прежнему большой, силовые линии расходятся вдоль конусообразной поверхности анализатора. Таким образом, магнитное поле разводит основную часть электронов в разные стороны, только электроны из приосевой области способны проникнуть через диафрагму. Большая часть электронов, движущаяся по силовым линиям, избегает столкновения с поверхностью анализатора, предотвращая обильное образование плазмы. Конечно, некоторое количество электронов бомбардирует края диафрагмы, но их количество значительно меньше того, что могло бы быть в однородном поле. Подчеркнем еще раз, что все это справедливо, если шаг ларморовской спирали электронов λ_H существенно превышает размер Δz переходной области.

Итак, принцип действия анализатора заключается в следующем. Электроны РЭП проникают через диафрагму в анализатор под углом к его оси, равным питч-углу электронных траекторий в магнитном поле. В анализаторе, где магнитное поле отсутствует, они распространяются прямолинейно до осаждения на регистратор любого типа, например на сцинтиллятор. Чем выше чувствительность регистратора данного типа, тем больше может быть расстояние от него до диафрагмы и с тем большей точностью можно различать питч-углы. Заметим, что именно размер отверстия диафрагмы определяет количество проникающих через диафрагму электронов и, следовательно, максимально возможное расстояние до регистратора.

Устройство прибора и калибровка

Идея устройства анализатора была реализована следующим образом. Корпус анализатора — конус, переходящий в цилиндр $\approx \varnothing 50$ mm изготовлен из алюминия и меди толщиной до 3 mm. Угол между образующей конуса и осью $\alpha = 20^\circ$, расстояние от диафрагмы $\varnothing 1$ mm до регистратора 60 mm. В качестве регистратора при интегральных по времени импульсах измерениях использовался астралон: пленка, изменяющая и фиксирующая свой цвет после осаждения на нее электронов. Чтобы выяснить, как свойства электронов изменяются во времени,

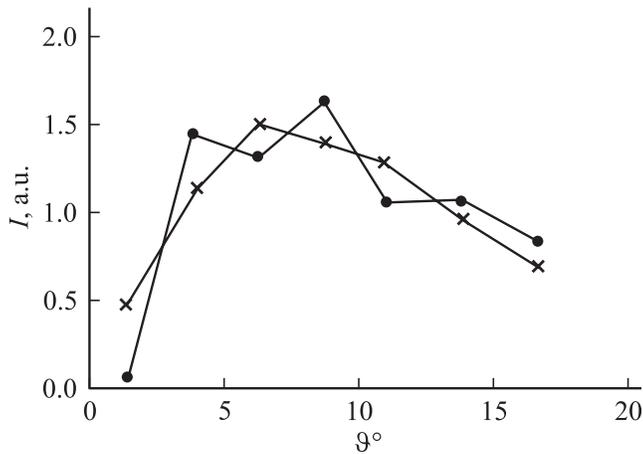


Рис. 4. Ток электронов I с различными углами ϑ . \times — расчет, \bullet — эксперимент.

применялся радиально-секционированный коллекторный датчик типа [8]. Семь коаксиальных кольцевых коллекторов, распределенных по радиусу, позволяли разрешать питч-углы электронных траекторий с шагом $\approx 2.3^\circ$.

Калибровка анализатора проводилась потоком электронов с энергией 500 keV, плотностью тока до 1 kA/cm^2 и длительностью импульса $1 \mu\text{s}$. Электроны распространялись в однородном квазистационарном магнитном поле $B_1 = 1.1 \text{ T}$. На отрезке длиной $\sim 20 \text{ cm}$ поле B_1 уменьшалось до нуля ($< 0.04 \text{ T}$) в области, где был установлен анализатор. На том же отрезке 20 cm „быстрое“ поле нарастало до 0.8 T . При длительности импульса „быстрого“ поля $30 \mu\text{s}$ толщина скин-слоя в меди 0.5 mm .

Были найдены условия, когда подавляющая часть измеряемых электронных траекторий имеет питч-углы, не превышающие 2° в течение всей длительности импульса тока РЭП (на это указывал характер потемнения астралона). В этих условиях проводилась калибровка прибора по рассеянию электронов на алюминиевой фольге толщиной $20 \mu\text{m}$. Фольга устанавливалась примерно посередине между диодом и анализатором, на расстоянии $\sim 0.5 \text{ m}$ от каждого из них.

Известно, что при упругом рассеянии на фольге потока электронов с одинаковыми скоростями распределение плотности электронного тока J по углам рассеяния ϑ имеет гауссов вид $J(\vartheta) \sim \exp(-\vartheta^2/\vartheta_0^2)$. Здесь ϑ_0 — среднеквадратичное отклонение, определяемое формулой [9] и зависящее от свойств фольги и энергии электронов. Для выбранной фольги и энергии электронов $\vartheta_0 \approx 10^\circ$.

При указанной зависимости плотности тока $J(\vartheta)$ (определяющей потемнение астралона с максимумом при $\vartheta = 0$) полный ток электронов I под углом ϑ (т.е. то, что регистрируется секционированным коллекторным датчиком) имеет распределение

$$I(\vartheta) \sim \sin \vartheta \cdot \exp(-\vartheta^2/\vartheta_0^2).$$

На рис. 4 показаны значения тока электронов на каждый из 7 коллекторов, т.е. в семи угловых диапазонах. Эти значения сравниваются с расчетными данными, т.е. с сигналами, ожидаемыми при рассеянии электронов со строго параллельными магнитному полю скоростями и заданной энергией. Расчет проведен с учетом энергии электронов в данный момент времени, регистрируемой с помощью датчика потенциала катода.

Для обработки сигналов с коллекторов применялся метод наименьших квадратов: экспериментальные значения тока электронов $I(\vartheta)$ аппроксимировались функцией вида

$$\varphi(\vartheta) = A \sin \vartheta \exp(-\vartheta^2/\vartheta_0^2),$$

где A и ϑ_0 — нормирующий коэффициент и среднеквадратичный угол рассеяния соответственно.

Можно показать, что для каждого момента времени

$$A = \left(\sum_{k=1}^7 \varphi_k I_k \right) \cdot \left(\sum_{k=1}^7 \varphi_k^2 \right)^{-1},$$

а ϑ_0 находится из уравнения

$$\sum_{k=1}^7 \varphi_k I_k \sum_{k=1}^7 \vartheta_k \varphi_k^2 - \sum_{k=1}^7 \varphi_k I_k \vartheta_k \sum_{k=1}^7 \varphi_k^2 = 0.$$

Здесь суммирование ведется по всем коллекторам $k = 1, \dots, 7$; ϑ_k — средний угол расположения k -го коллектора, I_k — сигнал с k -го коллектора, $\varphi_k = \varphi(\vartheta_k) = A \sin \vartheta_k \exp(-\vartheta_k^2/\vartheta_0^2)$.

Обработка данных, показанных на рис. 4, позволяет сравнить среднеквадратичные углы отклонения ϑ_0 : для расчета по [9] $\vartheta_0 = 10.6^\circ$, а для экспериментальных данных $\vartheta_0 = 11.6^\circ$ с дисперсией 0.6° . Некоторое превышение экспериментального значения ϑ_0 над расчетным может быть связано с наличием небольшого начального разброса электронов по углам до рассеяния на фольге.

На рис. 5 представлены зависимости от времени среднеквадратичного угла рассеяния ϑ_0 электронов в фольге: расчетная (т.е. функция [9] энергии частиц) и результат

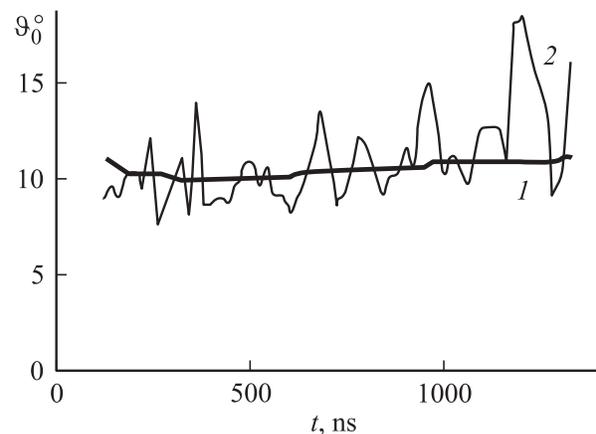


Рис. 5. Угол рассеяния ϑ_0 в различные моменты времени t . 1 — расчет, 2 — результат обработки показаний анализатора.

измерения. Потенциал катода, как и полный ток РЭП, за $1.5 \mu\text{s}$ изменились незначительно, поэтому ординаты точек расчетной кривой почти одинаковы. Сигналы с коллекторов в каждый момент времени обрабатывались по указанной выше методике, результат хорошо согласуется с расчетным значением.

Интенсивность образования плазмы на поверхности анализатора была экспериментально оценена следующим способом. Конусная поверхность анализатора была покрыта тонким слоем красителя, чувствительным к электронной бомбардировке и нагреву. После многократного воздействия РЭП на прибор слой краски оказался нарушенным только в непосредственной близости от острия конуса. Максимальный радиус обесцвеченной части конуса не превышал 3 mm , т.е. был порядка величины, определяемой формулой (1). Таким образом, можно предположить, что обильного образования плазмы удалось избежать.

Итак, при измерениях сравнительно больших ($\sim 10^\circ$) питч-углов использование в качестве регистратора секционированного коллекторного датчика продемонстрировало хорошую точность измерений. Однако использование такого регистратора предъявляет сравнительно жесткие требования к юстировке прибора, поэтому более удобным способом регистрации было бы применение сцинтиллятора и скоростного ЭОП.

Эксперимент

Эксперимент по исследованию электронных траекторий проводился на сильноточном электронном ускорителе с энергией электронов 500 keV и длительностью импульса $\sim 1 \mu\text{s}$. Трубчатый электронный пучок с током 2 kA формировался в диоде типа [10], поэтому не менял своей геометрии за микросекундные интервалы времени.

Трубчатый электронный пучок $\varnothing 28 \text{ mm}$ распространялся в однородном квазистационарном магнитном поле в трубе $\varnothing 90 \text{ mm}$ (где величина предельного вакуумного

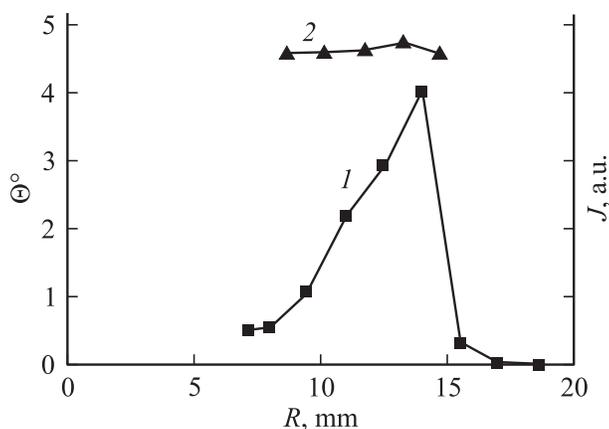


Рис. 6. Распределение плотности тока электронов (1) и максимальных питч-углов (2) по радиусу R интегрально за время импульса.

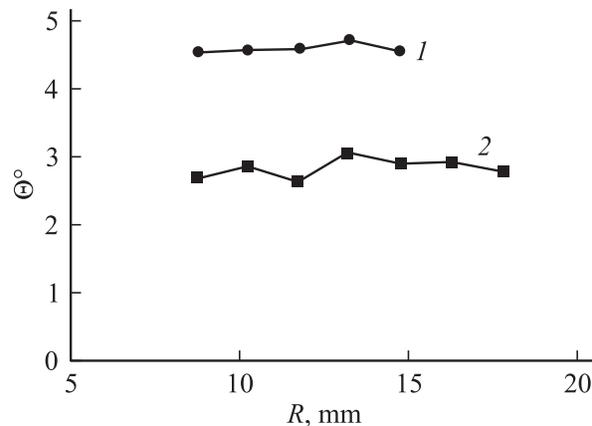


Рис. 7. Зависимость питч-углов от величины R . Значения магнитной индукции, Т: 1 — 1.1, 2 — 0.55.

тока превышала 3 kA) на расстояние $\sim 1 \text{ m}$. На участке, где уменьшающееся до нуля квазистационарное поле компенсировалось быстропеременным полем, был установлен анализатор. Индукция магнитного поля в однородной части была $\approx 1.1 \text{ T}$.

Зависимость плотности тока РЭП по радиусу показана на рис. 6. Распределение демонстрирует, что электронный пучок трубчатый, его внешний радиус $\approx 15 \text{ mm}$, а толщина 3 mm . Здесь же показано радиальное распределение питч-углов ϑ электронных траекторий, полученное с помощью астралоновой пленки в качестве регистратора, т.е. интегрально за время импульса. Видно, что по всему сечению электронного потока плотность тока, в котором меняется на порядок, питч-углы электронных траекторий примерно равны и не превышают 5° .

В ряде экспериментов индукция магнитного поля в системе уменьшалась. В таком случае быстропеременное поле анализатора пропорционально уменьшалось так, что профиль магнитных силовых линий не менялся. Радиальные профили питч-углов ϑ электронных траекторий РЭП в магнитном поле 1.1 и 0.55 Т показаны на рис. 7. В более слабом поле электронный пучок имеет несколько больший внешний радиус, до 17 mm , и большую толщину. Так же как и в случае сравнительно сильного поля 1.1 Т, питч-углы электронных траекторий почти одинаковы по сечению РЭП, однако существенно различаются по величине, не превышая 3° .

Интегральные по времени измерения, результаты которых показаны на рис. 6 и 7, были получены при длительности импульса тока ускорителя $1 \mu\text{s}$. Эта длительность, однако, могла быть изменена от 0.3 до $1 \mu\text{s}$, и описанные выше эксперименты были проведены для нескольких значений длительности тока в этом диапазоне. Полученные результаты мало отличаются от показанных на рис. 6 и 7, поэтому можно утверждать, что питч-углы электронных траекторий мало меняются в течение микросекундного импульса тока.

Заключение

Предложен измеритель питч-углов электронных траекторий в сильном магнитном поле. За основу взят метод малого отверстия: небольшая часть электронов пучка проникает через отверстие в камеру, где анализируются их траектории. На входе в прибор индукция магнитного поля быстро уменьшается до нуля и электроны продолжают свободное движение в анализаторе с неизменной скоростью. Способ регистрации электронов может быть произвольным: скинциллятор, коллекторы и т.д., а величина разрешения по углам определяется расстоянием от диафрагмы до места расположения выbranного регистратора.

Необходимый профиль магнитного поля получается в результате суперпозиции двух полей. Одно из них, основное, стационарное поле, которое равно нулю в области расположения анализатора. Другое поле импульсное, оно дополняет в пространстве основное поле до почти однородного, но не способно проникнуть вовнутрь анализатора благодаря скин-эффекту. Конусная форма корпуса прибора, во-первых, практически не искажает профиль магнитного поля перед анализатором, во-вторых, обеспечивает необходимый быстрый перепад амплитуды магнитного поля на входе в прибор и, в-третьих, разводит основную часть электронов по сторонам, предотвращая обильное образование плазмы.

Калибровка прибора по рассеянию релятивистских электронов на фольге продемонстрировала совпадение экспериментальных данных с расчетными. Она подтвердила возможность измерить распределение потока замедленных релятивистских электронов с плотностью тока $\sim 1 \text{ кА/см}^2$ по углам и проследить его изменение во времени при сравнительно небольших значениях углов $\sim 10^\circ$.

Проведены измерения питч-углов электронных траекторий потока релятивистских электронов с энергией 500 keV и током 2 кА. Показано, что предложенный ранее диод [10] позволяет формировать трубчатый высокоточный электронный пучок не только с неизменным в течение микросекунды профилем плотности тока, но и питч-углами электронных траекторий, которые почти постоянны по сечению пучка и практически не меняются со временем. С ростом индукции магнитного поля питч-углы увеличиваются и не превышают 5° в поле 1.1 Т.

Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Ким А.А., Климов А.И., Кошелев В.И. // ФП. 1981. Т. 7. Вып. 3. С. 529–539.
- [2] Абраштов Ю.И., Койдан В.С., Конюхов В.В. и др. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 4. С. 1324–1327.
- [3] Аржанников А.В., Койдан В.С., Логинов С.В. // ПТЭ. 1983. № 4. С. 36.
- [4] Стрелков П.С., Шкварунец А.Г., Шунка П. // ФП. 1981. Т. 7. Вып. 3. С. 564–572.
- [5] Зайцев Н.И., Кораблев Г.С. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 1. С. 160–162.
- [6] Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 11. С. 2469.
- [7] Bekefi G., Shefer R.E., Tasker S.C. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1986. Vol. A250. P. 91–94.
- [8] De Haan P/H., Singh R.N., Hopman H.J. et al. // J. Phys. E. 1981. Vol. 14. P. 373–377.
- [9] Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика. М.: ИЛ, 1955. Т. 1. С. 239–248.
- [10] Loza O.T., Strelkov P.S. // Proc. 12th Intern. Conf. on High Power Particle Beams (Beams'96). Haifa, 1998.