

27

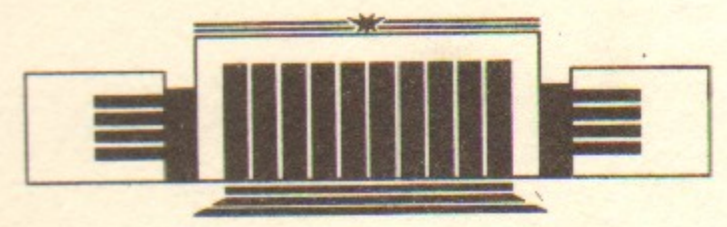


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.И. Ерофеев, Б.А. Князев,
С.В. Лебедев, В.В. Чикунов

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ УГЛОВОГО РАЗБРОСА
ЗАМАГНИЧЕННОГО РЭП
С ПОМОЩЬЮ ДИАМАГНИТНОГО ЗОНДА

ПРЕПРИНТ 87-151



НОВОСИБИРСК

On Determination of the Angular Spread
of a Magnetized REB Using a Diamagnetic Coil

V.V. Chikunov, V.I. Erofeev,
B.A. Knyazev, S.V. Lebedev

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR

ABSTRACT

In this paper the possibility is considered of measuring the angular spread of a magnetized intense REB generated in a plane diode (the total energy is about 100 kJ) using a diamagnetic coil. It is shown that one can carry out such measurements by passing the near-axial part of the beam through a small hole in a collector. Having passed through the hole the beam becomes corrugated because of the Larmor rotation of electrons. The expressions have been derived for the diamagnetic coil signal in the case of corrugated beam. The first measurements of the diamagnetic signals were made in this way at the U-1 device.

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрена возможность измерения диамагнитным зондом углового разброса замагниченного РЭП с большим (~100 кДж) энергосодержанием, генерируемого в плоском диоде. Показано, что такие измерения можно выполнить, если выделить приосевую часть пучка малым отверстием. Прошедший через отверстие пучок из-за ларморовского вращения электронов имеет гофрированную форму. Получены выражения диамагнитного сигнала зонда в случае гофрированного пучка. В экспериментах на установке У-1 продемонстрирована возможность измерения углового разброса РЭП указанным способом.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время широко ведутся работы по получению сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) с большим энергосодержанием. Генерация таких пучков осуществляется, как правило, в сильном продольном магнитном поле. Важной характеристикой замагниченных РЭП является угловой разброс электронов. Одним из способов его определения может быть измерение диамагнетизма пучка [1, 2].

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному рассмотрению возможности измерения с помощью диамагнитного зонда углового разброса замагниченного РЭП с большим (~100 кДж) энергосодержанием, генерируемого в плоском диоде.

Эксперименты проводились на установке У-1 [3, 4]. Упрощенная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1 (полную схему см. в работе [4]). Пучок с энергией частиц $E \leq 1$ МэВ, током $I \leq 80$ кА, длительностью $\tau \leq 5$ мкс и диаметром 20 см генерируется в диоде с квазиплоским катодом. Затем, после про-

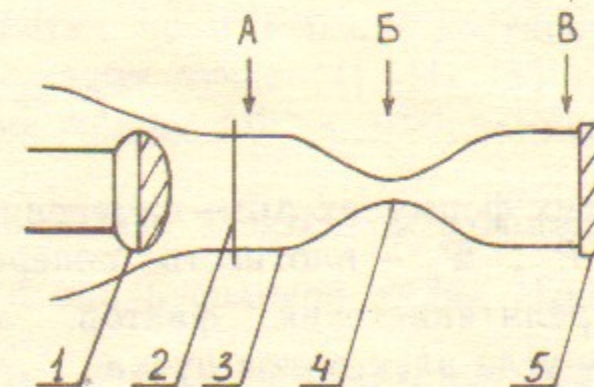


Рис. 1. Упрощенная схема экспериментальной установки:
1—катод; 2—анодная фольга; 3—силовые линии магнитного поля; 4—пробка магнитного поля; 5—коллектор.

хождения тонкой анодной фольги, пучок адиабатически сжимается в продольном магнитном поле, нарастающем на длине 25 см от величины $B_0 = 5$ кГс в диоде до $B_{пр} = 100$ кГс в пробке ($M_{пр} = \frac{B_{пр}}{B_0} = 20$). Энергосодержание сжатого до диаметра 4 см пучка составляет 100 кДж, плотность тока достигает 5 кА/см². Такой пучок предполагается в дальнейшем инжектировать в плазму с целью ее нагрева. В настоящих экспериментах за пробкой пучок расширяется до своего исходного размера для облегчения его диагностики. Нас интересует величина углового разброса пучка как на выходе из диода за анодной фольгой (положение А), так и в области максимального сжатия (Б), а также на выходе из системы (В). Хотя дальнейшее рассмотрение имеет достаточно общий характер, в практических примерах мы будем обращаться именно к схеме, показанной на рис. 1.

2.1. СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе [1] приведены формулы, описывающие диамагнитный сигнал сплошного некомпенсированного замагниченного электронного пучка в вакууме:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi' + \Delta\Phi'' = \frac{4\pi(W'_\perp + W''_\perp)}{B}, \quad (1)$$

$$W_\perp = W'_\perp + W''_\perp = 2\pi \int (P'_\perp + P''_\perp) r dr, \quad (2)$$

$$P'_\perp = n_b mc^2 \frac{(\gamma^2 - 1)}{2\gamma} \cdot \overline{\sin^2 \theta}, \quad (3)$$

$$P''_\perp = \frac{\pi r^2 e^2 n_b^2}{\gamma^2}. \quad (4)$$

В этих формулах $\Delta\Phi$ — изменение магнитного потока внутри зонда; n_b , P_\perp , W_\perp — плотность, поперечные давление и энергия пучка; γ — релятивистский фактор, $\sin^2 \theta$ — средний квадрат синуса питч-угла электронов пучка.

Компонента W'_\perp обусловлена наличием поперечных импульсов у электронов пучка; W''_\perp — электростатическим расталкиванием электронов пучка, которое частично компенсируется магнитным сжатием. При наличии зарядовой (f_e) и токовой (f_I) нейтрализации (f — степень нейтрализации) формула (4) преобразуется в

следующую:

$$P''_\perp = P'_\perp \gamma^2 [(1 - f_e)^2 - \beta^2(1 - f_I)^2]. \quad (5)$$

Отметим, что зарядовая нейтрализация пучка ионами учитывалась в работе [5] в формулах для кольцевого пучка, генерируемого в магнитно-изолированном диоде.

Для макроскопически однородного пучка можно выполнить интегрирование (2) и получить выражения для $\Delta\Phi'$ и $\Delta\Phi''$:

$$\Delta\Phi' = \frac{2\pi mc}{B e} \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma \beta} I \cdot \overline{\sin^2 \theta}, \quad (6)$$

$$\Delta\Phi'' = \frac{2\pi I^2}{B c^2 \beta^2} [(1 - f_e)^2 - \beta^2(1 - f_I)^2]. \quad (7)$$

Из этих двух составляющих диамагнитного сигнала информацию об угловых характеристиках пучка несет $\Delta\Phi'$, а $\Delta\Phi''$ является «помехой». Следовательно, корректные измерения углового разброса пучка возможны только в том случае, когда

$$\frac{\Delta\Phi'}{\Delta\Phi''} = \frac{mc^3}{eI} \frac{\beta(\gamma^2 - 1)}{\gamma} \cdot \overline{\sin^2 \theta} \cdot \xi \gg 1, \quad (8)$$

где величина $\xi = [(1 - f_e)^2 - \beta^2(1 - f_I)^2]^{-1}$ определяется характером нейтрализации пучка.

Рассмотрим теперь возможность определения величины углового разброса в экспериментах по магнитной компрессии (рис. 1) при $f_e = 1$ и $f_I = 0$. Именно в таких условиях, т. е. когда осуществлялась зарядовая нейтрализация ($f_e = 1$) и практически отсутствовала токовая ($f_I \ll 1$), в экспериментах на У-1 было достигнуто максимальное энергосодержание в сжатом пучке [4]. Из (8) следует, что в этом случае соотношение между $\Delta\Phi'$ и $\Delta\Phi''$ наименее благоприятно.

Предположим теперь, что при движении электронов сохраняется адиабатический инвариант $\frac{P_\perp^2}{B}$, и вдоль силовой линии выполняется соотношение $\overline{\sin^2 \theta} = M \cdot \overline{\sin^2 \theta_0}$,¹⁾ где $M = B/B_0$ — текущее пробочное отношение. Индексом нуль здесь и в дальнейшем будут обозначаться значения соответствующих величин на выходе из анодной фольги диода. В рассматриваемом случае ($f_e = 1$) внутри

¹⁾ Максимальный питч-угол электронов, которые еще могут пройти через пробку с $M = 20$, $\theta_{0\max} = \arcsin(M^{-1/2})$, составляет 13°.

камеры сжатия $\gamma = \gamma_0$ и $\beta = \beta_0$. Выражения (6) и (7) тогда примут вид

$$\Delta\Phi' \equiv \Delta\Phi_1 = \frac{2\pi}{B_0} \frac{mc}{e} (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} I \cdot \overline{\sin^2\theta_0} = \frac{2\pi I}{c} r_{L0} \overline{\sin^2\theta_0}, \quad (9)$$

$$\Delta\Phi'' = -\frac{2\pi}{M} \frac{I^2}{B_0 c^2}. \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что в этом случае величина $\Delta\Phi''$ в $\gamma^2\beta^2$ раз больше по сравнению с некомпенсированным пучком и меняет знак, т. е. при $|\Delta\Phi''| > |\Delta\Phi'|$ пучок будет парамагнитным. Условие (8) также видоизменяется:

$$\left| \frac{\Delta\Phi'}{\Delta\Phi''} \right| = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{1/2} \overline{\sin^2\theta_0} M}{I} = \left(\frac{17 \text{ кА}}{I} \right) \cdot (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} \overline{\sin^2\theta_0} \cdot M \gg 1. \quad (8')$$

Видно, что соотношение $\left| \frac{\Delta\Phi'}{\Delta\Phi''} \right|$ максимально в пробке. Для

$M=20$, $I \simeq 50$ кА, $\gamma_0 = 2 \div 3$, $\theta_0 = 5^\circ$ $\left| \frac{\Delta\Phi'}{\Delta\Phi''} \right| \sim 10^{-1}$. Для улучшения

соотношения между $\Delta\Phi'$ и $\Delta\Phi''$ необходимо уменьшать ток I , обрезая, например, периферийную часть пучка. С точки зрения эксперимента делать это в пробке нецелесообразно. Во-первых, установленная в пробке диафрагма будет подвергаться в каждом выстреле сильному разрушению, а во-вторых, отраженные от этой мишени электроны могут менять режим работы диода (см., например, [6]). Если же вырезать часть пучка после его расширения (в точке, где $B \sim B_0$), то величина тока, при котором $\left| \frac{\Delta\Phi'}{\Delta\Phi''} \right| \geq 3$ составляет ≤ 100 А, а диаметр пучка ≤ 1 см. Дальнейшее уменьшение диаметра пучка нежелательно из-за наличия у него микроструктуры [3]. Имеется в виду, что осциллограммы тока за отверстием малого диаметра имеют изрезанную форму, поэтому обработка таких сигналов затруднительна.

Величина диамагнитного сигнала пучка, измеряемого одновитковым зондом, после интегрирования составляет $U_3 = \frac{\Delta\Phi'}{c\tau_{ин}}$ (где $\tau_{ин}$ — время интегрирования схемы, а c — скорость света). При $\gamma_0 = 3$, величине тока через зонд $I_3 = 100$ А, $\theta_0 = 5^\circ$, $B_0 = 5$ кГс, $\tau_{ин} \geq 30$ мкс величина сигнала будет составлять всего $U_3 \leq 0,2$ мВ ($\Delta\Phi' \leq 0,5$ ед.СГС). Для получения достаточно большого сигнала

в экспериментах можно использовать многовитковый зонд с числом витков $N \sim 10^2 \div 10^3$. Интегрирование сигнала в такой схеме удобно осуществлять на собственной индуктивности зонда (а не на внешней RC-цепочке). Величина сигнала зонда равна

$$U_3 = \frac{1}{c} \frac{N\Delta\Phi'}{\tau_{ин}}. \quad (11)$$

2.2. ОСОБЕННОСТИ ВЫБРАННОГО СПОСОБА ИЗМЕРЕНИЯ

Рассмотрим более подробно особенности измерения диамагнитного сигнала в выбранной схеме (см. рис. 2). Электроны пучка проходят внутрь измерительной камеры через входное отверстие радиуса $r_{вх}$. После прохождения этого отверстия вследствие лармо-

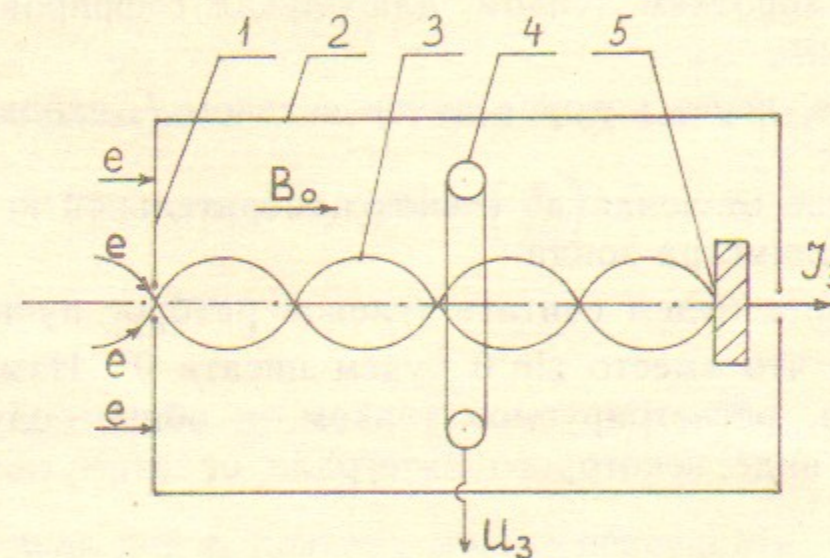


Рис. 2. Схема измерений углового разброса пучка:
1 — диафрагма; 2 — измерительная камера; 3 — траектория электронов; 4 — диамагнитный зонд;
5 — микроколлектор.

ровского вращения электронов в магнитном поле пучок будет иметь гофрированную форму. Электроны, имеющие на входе в измерительную камеруpitch-угол θ , на длине $l = l_L/2 = \pi r_L \cos\theta$ будут удаляться от оси на расстояние $\Delta r = 2r_L = 2r_L \sin\theta$ (r_L — ларморовский радиус, вычисленный по полной энергии). На длине, равной продольному шагу ларморовской спирали l_L , электроны вновь вернуться на первоначальный радиус.²⁾ В зависимости от со-

²⁾ В принципе, угловой разброс такого гофрированного пучка можно также оценить с помощью метода визуализации, предложенного в работе [7], а именно, регистрируя свечение тонкой пленки на разных расстояниях от входного отверстия.

отношения между диаметром диамагнитного зонда и максимальным уширением пучка сигнал зонда может зависеть от его положения относительно «перетяжек» пучка. Очевидно, что если размер зонда много больше уширения пучка, то характерный угловой разброс можно вычислять по формуле (9) для «прямого» (не гофрированного) пучка. Мы, однако, будем рассматривать интересующий нас случай, когда диаметр зонда сопоставим с поперечным размером пучка и эффект гофрировки необходимо учитывать.

3.1. ФОРМУЛЫ ДЛЯ ГОФРИРОВАННОГО ПУЧКА (КОРОТКИЙ ЗОНД)

Назовем длиной зонда l_3 его размер вдоль оси пучка. Будем считать коротким (в отличие от протяженного) зонд малой длины, такой, что $l_3 \ll r_L$. Выведем формулу диамагнитного сигнала, регистрируемого коротким зондом, для случая гофрированного пучка. Предположим, что:

- а) отверстие, через которое пучок с током I_3 входит в камеру, точечное;
- б) расстояние от зонда до стенок измерительной камеры много больше диаметра зонда.

Кроме того, далее будем считать угловой разброс пучка достаточно малым, так что вместо $\sin^2\theta$ будем писать θ^2 . Изменение магнитного потока, регистрируемое зондом, в общем случае можно представить в виде некоторого интеграла от азимутальных токов $j_\varphi(r, z)$:

$$\Delta\Phi_N = 2\pi r_3 N \int_0^\infty dr \int_{-\infty}^\infty dz \frac{4j_\varphi(r, z)}{ck(r, z)} \sqrt{\frac{r}{r_3}} \left\{ \left[1 - \frac{k^2(r, z)}{2} \right] \cdot K(k) - E(k) \right\}, \quad (12)$$

где $k^2(r, z) = \frac{4r \cdot r_3}{(r+r_3)^2 + (z-a)^2}$, a — координата зонда по z , отсчитываемая, например, от плоскости ближайшей перетяжки пучка; $K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}}, \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} d\psi \sqrt{1-k^2\sin^2\psi}. \quad (13)$$

(Формулу для магнитного поля витка с током см., например, в

[8]). Упростим формулу (12) для практически интересного случая $r_3 \gg \rho_L$. В этом случае можно ограничиться дипольным приближением, и выражение для потока будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta\Phi_N = 2\pi r_3^2 N \int_{-\infty}^\infty \frac{P_z dz}{|r_3^2 + (z-a)^2|^{3/2}}. \quad (14)$$

В этом уравнении пространственное распределение токов $j_\varphi(r, z)$ заменено соответствующим распределением магнитных диполей, «насаженных» на ось z . Выражение для магнитного момента диполя:

$$P_z = \frac{1}{c} \int_0^\infty j_\varphi(r, z) \cdot \pi r^2 dr, \quad (15)$$

где расстояние электрона с pitch-углом θ от оси z равно

$$r(z) = 2r_L \operatorname{tg} \theta \left| \sin \left(\frac{z}{2r_L} \right) \right|. \quad (16)$$

Величина

$$j_\varphi(r, z) dr = j_\parallel(r, z) dr \cdot \frac{r}{2r_L} = n(r, z) r dr \frac{ev_\parallel}{2r_L} \quad (17)$$

сохраняется вдоль оси z , поэтому можно переписать

$$P_z = \frac{\pi e v_\parallel}{2r_L c} \int r^2 (nr dr), \quad (18)$$

где j_\parallel и v_\parallel — проекции соответствующих векторов на ось z . Для гауссовой функции распределения $f = f_0 \frac{S}{2\pi} e^{-\theta^2/\bar{\theta}^2}$ со среднеквадратичным углом $\bar{\theta}$

$$P_z = \frac{\pi e v_\parallel}{2cr_L} \int \frac{S}{2\pi} f_0 e^{-\theta^2/\bar{\theta}^2} \theta d\theta 2(\theta r_L)^2 \left(1 - \cos \frac{z}{r_L} \right) = \frac{I r_L \bar{\theta}^2}{2c} \left(1 - \cos \frac{z}{r_L} \right), \quad (19)$$

где S — площадь входного отверстия. Подставляя величину P_z (19) в формулу (14), получим

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 \frac{N}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt |1 - \cos(tr_3/r_L)|}{[1 + (t - (a/r_3))^2]^{3/2}}, \quad (20)$$

где $\Delta\Phi_1 = \frac{2\pi I}{c} r_L \bar{\theta}^2$ — величина сигнала одновиткового зонда для «прямого» пучка (см. формулу (9)). Интегрирование формулы (20) приводит к выражению

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 N [1 - \cos A \cdot R \cdot K_1(R)], \quad (21)$$

где $K_1(R)$ — функция Макдональда, а величины a и r_3 выражены в единицах r_L , т. е. $A = a/r_L$, $R = r_3/r_L$.

Можно написать предельные случаи формулы (21) для $R \gg 1$ и $R \ll 1$.

а) $R \gg 1$. При больших R асимптотика функции $K_1(R)$ равна $K_1(R) = \sqrt{\frac{\pi}{2R}} e^{-R}$. Поэтому при $R \rightarrow \infty$ выражение для диамагнитного сигнала имеет вид $\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 N$ и согласуется с формулой (9).

б) $R \ll 1$ (но $r_3/\rho_L \gg 1$). Разложение функции $K_1(R)$ в ряд дает $K_1(R) = \frac{1}{R} + \frac{R}{2} \left(\ln \frac{R}{2} + C - 0,5 \right)$, где $C = 0,577$ — постоянная Эйлера. При $R \ll 1$ величиной $(C - 0,5)$ можно пренебречь по сравнению с $|\ln \frac{R}{2}|$, поэтому выражение для сигнала имеет вид

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 N \left(1 - \cos A - \frac{1}{2} R^2 \cos A \ln \frac{R}{2} \right). \quad (22)$$

В последнем случае экстремальные значения $\Delta\Phi_N$ достигаются в точках $A = 0$ (Φ_{\min}) и $A = \pi$ (Φ_{\max}):

$$\Phi_{\max} = 2\Delta\Phi_1 N, \quad \Phi_{\min} = -\Delta\Phi_1 \frac{N}{2} R^2 \ln \frac{R}{2}. \quad (23)$$

Отношение этих величин, «контраст сигнала», равно

$$\kappa = \frac{\Phi_{\max}}{\Phi_{\min}} = -\frac{4}{R^2 \ln R/2}. \quad (24)$$

Зависимость величины κ от радиуса зонда R (исчисляемого в ве-

личинах R_L) приведена на рис. 3. Из графика следует, что при малых радиусах зонда величина диамагнитного сигнала существенно зависит от положения зонда относительно «перетяжки» пучка. В частности, при $R < 0,5$ отношение κ максимального сигнала к минимальному превышает 10. Учет влияния гофрировки пучка на величину сигнала при относительно небольшом диаметре зонда можно, вычисляя для каждого значения энергии электронов E положение зонда относительно «перетяжек» пучка. Другой подход состоит в том, чтобы увеличивать диаметр зонда для уменьшения контраста сигнала. При этом, если положение зонда относительно перетяжек пучка не определяется, то максимальная погрешность измерения величины $\Delta\Phi_1$ составит

$$\Delta = \frac{\Phi_{\max}}{\Delta\Phi_1} - 1 = 1 - \frac{\Phi_{\min}}{\Delta\Phi_1} = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}.$$

При κ , близких к единице, $\Delta \simeq \frac{1}{2}(\kappa - 1)$. Точность измерения $\Delta\Phi_1$ лучше 10% достигается при $\kappa < 1,2$, т. е. при $R > 3,5$ (см. рис. 3). Например, при $B_0 = 5$ кГс, $E_0 = 0,8$ МэВ соотношение $R = \frac{r_3}{r_L} > 3,5$ выполняется при величине диаметра зонда больше 6 см.

Рассмотрим, как изменятся формулы (21) — (24), если входное отверстие не точечное, а имеет конечный радиус $r_{\text{вх}}$. При выводе этих формул подразумевалось, что в окрестности зонда векторный потенциал A_φ можно разложить по мультиполям. Для этого необходимо, чтобы, наряду с условием $r_3 \gg \rho_L$, выполнялось соотношение $r_3 \gg r_{\text{вх}}$. Относительная погрешность, с которой формулы (21) — (24) описывают величину сигнала, порядка $(r_{\text{вх}}/r_3)^2$.

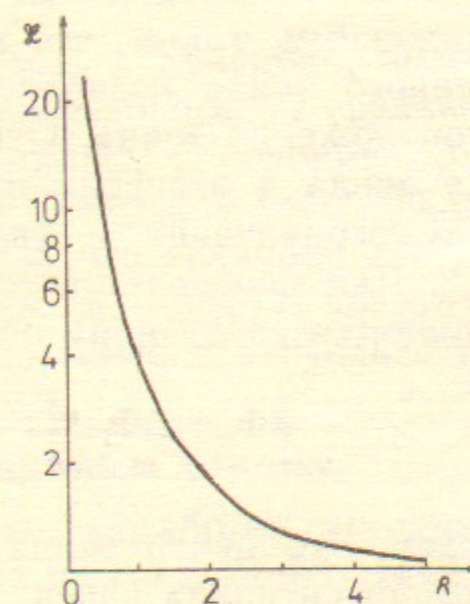


Рис. 3. Зависимость «контраста сигнала» κ короткого зонда от его радиуса $R (R = r_3/r_L)$.

3.2. ФОРМУЛЫ ДЛЯ ПРОТЯЖЕННОГО ЗОНДА

Как уже упоминалось в п.2.1, для измерения углового разброса пучка из-за малости его диамагнитного сигнала необходимо использовать многovitkový зонд. Технологически удобно делать его протяженным, таким, что $l_3 \gg r_L$. Понятно, что использование протяженного зонда позволяет снизить зависимость его сигнала от местоположения зонда. Отметим, что увеличение с этой целью радиуса зонда в эксперименте не всегда возможно из-за геометрических ограничений и увеличения потока внешнего поля через зонд³⁾. Для многovitкового протяженного зонда формула (21) видоизменится следующим образом ($l = l_3/r_L$):

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 N \left[1 - \cos A \cdot K_1(R) \cdot R \cdot \frac{2}{l} \sin\left(\frac{l}{2}\right) \right]. \quad (25)$$

Считаем, что центр зонда расположен в точке $z = a$. При $R \ll 1$ «контраст сигнала» равен

$$\kappa_l = \frac{\Phi_{\max}}{\Phi_{\min}} = \frac{1 + \left(1 + \frac{R^2}{2} \ln \frac{R}{2}\right) \left|\frac{2}{l} \sin\left(\frac{l}{2}\right)\right|}{1 - \left(1 + \frac{R^2}{2} \ln \frac{R}{2}\right) \left|\frac{2}{l} \sin\left(\frac{l}{2}\right)\right|}. \quad (26)$$

Зависимости «контраста» сигнала κ_l от длины зонда l при разных значениях его радиуса R ($0,3 < R < 3$) приведены на рис. 4. Если энергия электронов пучка постоянна в течение импульса, то, изготовив зонд длиной $l_3 = 2\pi r_L$, можно исключить зависимость сигнала зонда от гофрировки пучка. Обычно же напряжение на диоде в течение импульса меняется, поэтому необходимое совпадение ($l_3 = 2\pi r_L$) можно получить лишь в один момент времени. В другие моменты времени, как и в случае с коротким зондом, измеряемая величина $\Delta\Phi$ будет отличаться от $\Delta\Phi_1 N$.

Используя рис. 4, можно подобрать параметры зонда, необходимые для обеспечения нужной точности измерений величины $\Delta\Phi_1 N$. Зададим, например, погрешность измерений $\Delta < 10\%$ ($\kappa_l < 1,2$). Если для электронов с энергией $E_0 = 1$ МэВ в магнитном поле $B_0 = 5$ кГс выбран радиус зонда $r_3 = 2r_L$ ($r_L = 0,95$ см), то условие $\kappa_l < 1,2$ выполняется при $l_3/2\pi r_L > 0,75$, т. е. при $l_3 > 4,5$ см. С уменьшением энергии E_0 в течение импульса величина

³⁾ Имеется в виду относительно медленно меняющееся ведущее магнитное поле, создаваемое внешними катушками.

ны r_3/r_L и $l_3/2\pi r_L$ растут и точность измерений повышается. Вторым максимумом на графике $\kappa_l(l)$ достигается при $l_3/2\pi r_L \approx 1,5$, когда $E_0 \approx 0,25$ МэВ. Величина r_3/r_L при этом возрастает до $r_3/r_L \approx 4$, а погрешность измерений, обусловленная гофрировкой, составляет всего лишь $\Delta \sim 1\%$.

Отметим здесь, что описанный подход, в принципе, позволяет повысить точность определения углового разброса по сравнению с экспериментами [1, 2], которые проводились с некомпенсированными пучками в геометрии, когда зонд охватывал весь пучок. Параметры пучков (I, θ_0, γ_0) были таковы, что величина $\Delta\Phi''$ была сравнима с величиной $\Delta\Phi'$ (см. формулы (8) — (10)), поэтому точность определения углового разброса составляла несколько десятков процентов.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПРОТЯЖЕННЫМ ЗОНДОМ

В первых экспериментах проводилась отработка методики регистрации диамагнитного сигнала пучка по следующей схеме. Весь пучок диаметром 20 см поглощался в коллекторе, расположенном непосредственно за анодной фольгой диода, и лишь центральная его часть попадала через коллима-

тор в измерительную камеру длиной 17 см и диаметром 9,5 см. Вошедший в камеру пучок проходил через диамагнитный зонд, расположенный в ее центре, и принимался алюминиевым микроколлектором с шунтом. Для регистрации диамагнитного сигнала использовался протяженный многovitковый зонд со следующими параметрами: радиус зонда $r_3 = 2$ см, длина $l_3 = 3$ см, число витков $N = 250$, постоянная интегрирования

$\tau = \frac{L_3}{R_H} = 25$ мкс. Зонд был помещен в цилиндрический экран с

внутренним диаметром 2,7 см. Коллиматор представлял собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром $D = 1,9$ см и длиной 5 см, внутри которого устанавливалась диафрагма толщиной 2 мм с отверстием диаметром $d = 0,5 \div 2$ см, через которое пучок попадал в измерительную

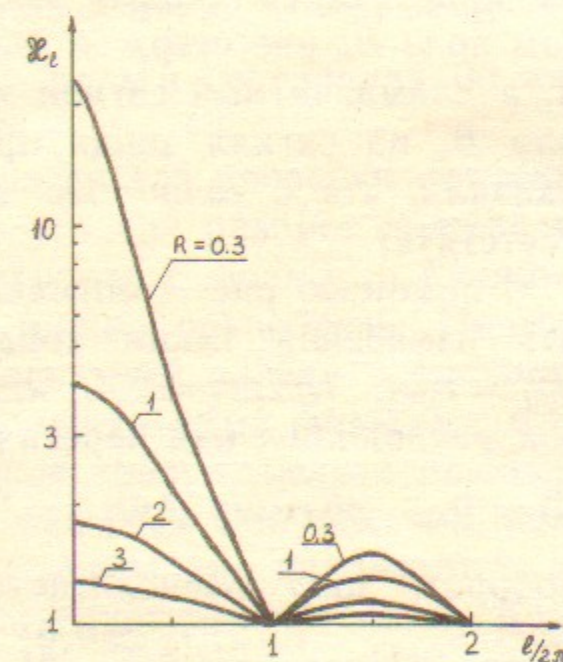


Рис. 4. Зависимости «контраста» сигнала κ_l протяженного зонда от его длины ($l = l_3/r_L$) при разных радиусах зонда R .

камеру⁴⁾. Цилиндрическая поверхность коллиматора служила для поглощения электронов, имеющих большойpitch-угол, чтобы такие электроны не попадали на зонд. Напряженность квазистационарного продольного магнитного поля составляла $B_0 = 3,6$ кГс.

Для энергии электронов $E_0 = 0,9$ МэВ, тока $I_3 = 100$ А, углового разброса $\bar{\theta}_0 = 6^\circ$ оценим величину диамагнитного сигнала зонда. Из формулы (9) легко получить, что $\Delta\Phi_1 \approx 1$ ед. СГС, соответствующая величина $B_{эф} = \frac{\Delta\Phi_1}{S_3} = 0,1$ Гс довольно мала ($\frac{B_{эф}}{B_0} \sim 10^{-2}$,

$\frac{B_{эф}}{B_0} \approx 3 \cdot 10^{-5}$). Чтобы убедиться в отсутствии наводок в цепи диамагнитного зонда, в экспериментах были проведены следующие контрольные измерения. Во-первых, диамагнитный зонд поворачивался на 180° . При этом сигнал также менял полярность, из чего следует, что электростатическая наводка на зонд или наводка, связанная с возможным высыпанием электронов на корпус экрана, отсутствуют. Во-вторых, пучок, попадавший в измерительную камеру, сразу за входом принимался специальным коллектором, а ток пропусклся сквозь зонд по металлическому стержню. При этом поле B_ϕ вне стержня было таким же, как и при наличии пучка, а диамагнитный сигнал исчезал, из чего следует, что влияние поля B_ϕ на сигнал зонда практически отсутствует. Эти проверки показали, что с точностью $\leq 10\%$ искажение сигнала наводками отсутствует.

С помощью рис. 4 определим, с какой точностью можно проводить измерения таким зондом. Для $E_0 = 0,9$ МэВ найдем, что $r_3/r_L = 1,64$, $l_3/2\pi r_L = 0,4$, $\kappa_l \approx 2$. При такой энергии электронов зонд расположен над перетяжкой пучка, т. е. измеряется величина $\Delta\Phi = \Phi_{\min}$, поэтому $\Delta\Phi_1 N = \frac{\kappa_l + 1}{2} \Phi_{\min} \approx 1,5 \Delta\Phi$. При $E_0 = 0,5$ МэВ, наоборот, зонд располагается в области расширения пучка и $\Delta\Phi = \Phi_{\max}$, $l_3/2\pi r_L \approx 0,6$; $r_3/r_L \approx 2,5$; $\kappa_l \approx 1,25$; $\Delta\Phi_1 N = \frac{1 + \kappa_l}{2\kappa_l} \Phi_{\max} \approx 0,9 \Delta\Phi$.

На рис. 5 приведены осциллограммы напряжения на диоде U , тока на коллектор I , тока на микроколлектор I_3 и диамагнитного сигнала зонда U_3 . Эти осциллограммы получены для случая,

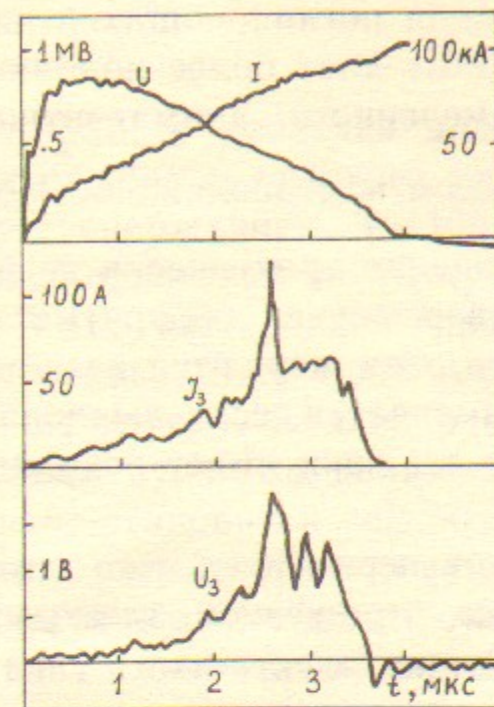


Рис. 5. Осциллограммы типичного выстрела при $B_0 = 3,6$ кГс и толщине анодной Al фольги 90 мкм: I , U — ток и напряжение на диоде, I_3 , U_3 — ток и напряжение зонда.

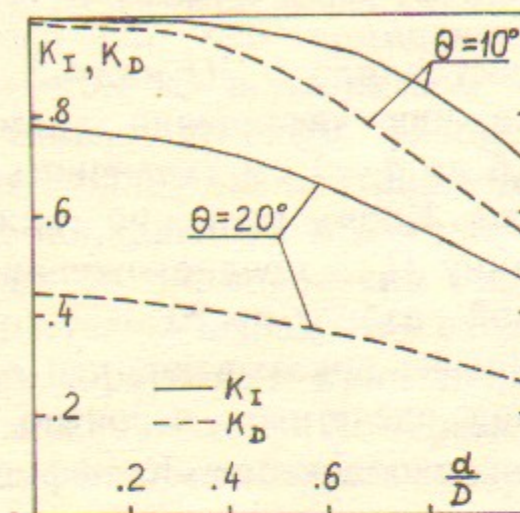


Рис. 6. Коэффициенты ослабления тока K_I и диамагнитного сигнала K_D коллиматором при $B_0 = 3,6$ кГс, $E_0 = 0,8$ МэВ; $D = 1,9$ см — диаметр коллиматора; d — диаметр диафрагмы.

когда толщина алюминиевой анодной фольги составляла 90 мкм, диаметр входного отверстия $d = 0,5$ см.

Режим с толстыми фольгами интересен для проверки методики, потому что в этом случае суммарный угловой разброс должен заведомо определяться рассеянием электронов в фольге, а влиянием исходного углового разброса пучка можно пренебречь. Поэтому удобно сравнивать измеренный диамагнитный сигнал с расчетной величиной. В случае с существенно более тонкими фольгами влиянием исходного разброса пучка, вообще говоря, нельзя пренебрегать. При сравнении эксперимента с расчетом для толстых фольг необходимо учитывать то, что при использовании коллиматора заметная часть электронов поглощается боковыми стенками. Коэффициенты ослабления тока $K_I = I_3/I_0$ (I_0 — входной ток) и диамагнитного сигнала K_D коллиматором рассчитывались с помощью формул (30) — (31), приведенных в Приложении. В диапазоне энергий $E_0 = 0,5 \div 0,9$ МэВ угловой разброс электронов в фольге 90 мкм составляет $\theta_\phi = 20 \div 30^\circ$ и при $B_0 = 3,6$ кГс коэффициенты ослабления равны $K_I \approx 0,7$, $K_D \approx 0,4$ (см. рис. 6).

Коллиматор поглощал электроны с pitch-углом, превышающим значение $\theta_k = \arcsin\left(\frac{D-d}{4r_L}\right)$. Для $E_0 = 0,5 \div 0,9$ МэВ $\theta_k =$

⁴⁾ Напомним здесь, что при увеличении входного отверстия возрастает вклад в сигнал от парамагнитной составляющей $\Delta\Phi''$ (см. (8)) и точность измерений падает.

$= 23 \div 37^\circ \simeq 30^\circ$. Видно, что небольшая доля поглощающихся частиц ($\sim 30\%$) с большими углами ($\theta > 1,3\bar{\theta}_0$) дает более половины диамагнитного сигнала. Отношение измеренного диамагнитного сигнала U_3 к расчетному $U_p \sim I_3 \frac{K_D}{K_V}$ (с учетом местоположения зонда) составляло $U_3/U_p = 2 \div 3$. Это соотношение практически не меняется при увеличении диаметра d отверстия в диафрагме от $d=0,5$ до $d=1$ см (величины K_V и K_D при этом меняются незначительно). Кроме того, оно также слабо изменяется, если вычислять величину U_p в предположении, что пучок все-таки имеет исходный угловой разброс до 20° .

Оценки показывают, что превышение экспериментального сигнала над расчетным, вероятно, обусловлено отражением электронов от микроколлектора. Коэффициент отражения электронов от алюминиевого микроколлектора ($z=13$) в диапазоне энергий $E_0=0,4 \div 1$ МэВ составляет $\sim 10\%$ [9]. Электроны отражаются практически изотропно, их средняя энергия составляет $E_{отр} \simeq 0,4 E_0$. Вклад таких электронов в диамагнитный сигнал может быть сопоставим с основным сигналом. Измерения, выполненные при более тонких фольгах (алюминий толщиной 30 мкм, алюминированный лавсан толщиной 10 мкм), не противоречат этому предположению.

Отметим также, что влиянием на эти измерения плазмы, которая может в конце импульса образоваться на микроколлекторе (см. [10]) и заполнять измерительную камеру, в наших экспериментах можно пренебречь.

Поскольку эксперимент выполнялся до проведения расчетов (см. формулы (12) — (31)), его геометрия не являлась оптимальной. В последующих экспериментах предполагается устранить возможное влияние отраженных от микроколлектора электронов. Используя в качестве материала коллектора графит, можно снизить их количество примерно в 3 раза. Кроме того, можно отодвинуть микроколлектор в область более слабого магнитного поля B_m , для того, чтобы устранить электроны, отраженные от него под углом $\theta > \arcsin \sqrt{\frac{B_m}{B}}$.

Таким образом, первые эксперименты показали возможность регистрации диамагнитного сигнала РЭП с малым угловым разбросом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ особенностей регистрации диамагнитным зондом углового разброса замагниченного РЭП с большим энергосодержанием (~ 100 кДж). Показано, что диамагнитный сигнал приосевой части пучка с током $\sim 0,1$ кА в магнитном поле $B_0 \sim 5$ кГс обусловлен практически только угловым разбросом электронов, даже если пучок является полностью нейтрализованным по заряду. Анализируемый пучок, попадающий в измерительную камеру, из-за движения электронов по ларморовским окружностям, становится гофрированным. Получены выражения для величины сигнала такого пучка в случаях короткого и протяженного диамагнитных зондов. Показано, что можно подобрать параметры измерительной аппаратуры так, чтобы минимизировать погрешность при определении углового разброса. В первых экспериментах с многовитковым зондом продемонстрирована возможность регистрации диамагнитного сигнала РЭП указанным способом. В дальнейшем предполагается провести измерения углового разброса усовершенствованным зондом, с учетом результатов настоящей работы.

В заключение авторы выражают благодарность В.С. Койдану, В.В. Конюхову, Д.Д. Рютову за полезные обсуждения и замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем здесь для справки некоторые формулы, которые могут быть полезными при работе с диамагнитным зондом.

1. Диамагнитный сигнал немонотонного пучка

Генерируемый в диоде пучок, как правило, является моноэнергетичным в каждый момент времени. Но после прохождения, например, через плазму в пучке может появиться разброс по энергии. Если диагностическая аппаратура размещается за плазмой в области, где магнитное поле существенно ослаблено (например, в 20 раз, как в работах [3, 4]), то продольный разброс скоростей связанный с угловым разбросом электронов $\Delta v_{\parallel} = \frac{P}{\varepsilon} \bar{\theta}^2$ может быть мал по сравнению с разбросом из-за немонотонности

$\Delta v_{\parallel} = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon^2 \rho}$ (здесь ε — в единицах $m_0 c^2$, а ρ — в единицах $m_0 c$, v_{\parallel} — в единицах c). При характерном разбросе по энергии $\Delta \varepsilon$ вид гауссовой функции распределения будет $f \sim \exp \left[- \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\Delta \varepsilon} \right)^2 \right]$. Формула (25) для протяженного зонда с учетом энергетического разброса преобразуется как

$$\Delta \Phi_N = \Delta \Phi_1 N \left\{ 1 - R \cdot K_1(R) \left[\frac{1}{l} \sin \left(\frac{l}{2} + A \right) \exp \left(- \frac{(l/2 + A)^2 \Delta \varepsilon^2}{4 \varepsilon^2} \right) + \frac{1}{l} \sin \left(\frac{l}{2} - A \right) \exp \left(- \frac{(l/2 - A)^2 \Delta \varepsilon^2}{4 \varepsilon^2} \right) \right] \right\}, \quad (27)$$

где $R = r_3/r_L$, $l = l_3/r_L$; $A = a/r_L$ — координата зонда, отсчитываемая от входного отверстия.

Эта формула легко упрощается для случая короткого зонда ($l \ll 1$):

$$\Delta \Phi_N = \Delta \Phi_1 N [1 - K_1(R) \cdot R \cos A e^{-(A \Delta \varepsilon / \varepsilon)^2}]. \quad (28)$$

При $A \gg \varepsilon / \Delta \varepsilon$ гофрировка пучка размывается и $\Delta \Phi_N = \Delta \Phi_1 N$. Наоборот, при $\varepsilon / \Delta \varepsilon \gg A$ формула (28) переходит в формулу (21).

Размещая два зонда в разных точках измерительной камеры, можно пытаться регистрировать длину, на которой размывается гофрировка пучка и определять таким образом энергетический разброс $\Delta \varepsilon$. Однако оценки показывают, что обеспечение приемлемой точности определения $\Delta \varepsilon$ является достаточно сложной задачей.

2. Влияние измерительной камеры

При выводе формул (8) — (26) не учитывалась близость к зонду стенок измерительной камеры. На микросекундных временах при характерной толщине стенок камеры из нержавеющей стали несколько миллиметров можно считать проводимость стенок бесконечной. Поток через сечение камеры после включения пучка не изменяется. Из этого условия легко получается известная формула (см., например, [11]), учитывающая влияние боковых стенок на диамагнитный сигнал:

$$\Delta \Phi = \Delta \Phi_N \frac{S_k - S_3}{S_k}, \quad (29)$$

где S_k и S_3 — площадь камеры и зонда, соответственно. В случае, когда характерные времена процессов становятся сравнимыми с временем диффузии магнитного поля через боковые стенки, учет их влияния становится более сложным (см., например, [12]).

Влияние торцов измерительной камеры можно вычислить следующим образом. Если расстояние от входного отверстия до зонда равно a , а от зонда до микроколлектора b , то абсолютная погрешность формулы (21) составляет величину $\Delta \Phi_1 N \frac{r_3^2}{4} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} \right)$. В

описанных выше экспериментах $\frac{S_k - S_3}{S_k} \simeq 0,8$, а $\frac{r_3^2}{4} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} \right) = 0,04$

(для сравнения при $E_0 = 0,9$ МэВ величина $K_1(R) R \frac{2}{l} \sin \frac{l}{2} \simeq 0,3$).

Видно, что поправки из-за краевых эффектов невелики и их легко можно учесть.

3. Влияние коллиматора

Как уже упоминалось, боковая поверхность коллиматора служит для поглощения электронов, имеющих большойpitch-угол. Ослабление коллиматора тока пучка K_V и диамагнитного сигнала K_D легко вычисляется для случая, когда длина коллиматора превосходит $2\pi r_L$, по следующим формулам:

$$K_V = \frac{1}{\pi d^2} \int_0^d x dx \int_0^{2\pi} d\varphi (1 - e^{-t}), \quad (30)$$

$$K_D = \frac{1}{\pi d^2} \int_0^d x dx \int_0^{2\pi} d\varphi [1 - (1+t)e^{-t}], \quad (31)$$

где

$$t = \left[\frac{D^2 - x^2}{4r_L \bar{\theta} (D + x \sin \varphi)} \right]^2.$$

В этих формулах d — диаметр входного отверстия, D — диаметр коллиматора. Формула получена для гауссова распределения со среднеквадратичным углом $\bar{\theta}$. Ослабление вычислено для случая «однородного» пучка, т. е. когда влиянием гофрировки пучка можно пренебречь (случай $r_3/r_L \gg 1$).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрашитов Ю.И., Койдан В.С., Конюхов В.В. и др.* Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле. — ЖЭТФ, 1974, т.66, вып.4, с.1324.
2. *Ким А.А.* Пробой коаксиального диода поперек магнитного поля и методы увеличения длительности импульса тока электронного пучка. — Диссертация канд. физ.-мат. наук, Томск, 1983.
3. *Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др.* Мощные электронные пучки микросекундной длительности для нагрева плазмы в соленоидах. — В кн.: Доклады III Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов, Ленинград, 1984. М., 1984, т.1, с.298.
4. *Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др.* Получение мощного микросекундного РЭП с высокой плотностью тока. — Письма в ЖТФ, 1987, т.13, вып.7, с.431.
5. *Hammer D.A.* Pressure Balance in Pulsed Plasmas with Large Self-Fields. — The Physics of Fluids, 1974, v.17, N 6, p.1260.
6. *Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др.* Работа мегавольтного микросекундного диода при инъекции РЭП в магнитную пробку. — Препринт ИЯФ 87-2, Новосибирск, 1987; Доклад на 18 Междунар. конф. по явлениям в ионизированных газах, Англия, 1987, с.202.
7. *Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г.* Измерение параметров релятивистского пучка методом регистрации свечения тонких диэлектрических пленок. — ЖТФ, 1980, т.50, № 11, с.2469.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, т.8, с.164.
9. *Аккерман А.Ф., Никитгушев Ю.М., Ботвин В.А.* Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. М.: Наука, 1972, с.80—88.
10. *Бурмасов В.С., Воропаев С.Г., Князев Б.А. и др.* Электродные процессы в высоковольтном микросекундном диоде. — Препринт ИЯФ 87-27. Новосибирск, 1987; Доклад на 18 Междунар. конф. по явлениям в ионизированных газах, Англия, 1987, с.552.
11. *Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. и др.* Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981, с.36.
12. *Booske J.H., Getty W.D., Gilgenbach R.M.* Extended Frequency Compensation of a Diamagnetic Loop. — Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1986, v.28, N 9B, p.1449.

В.И. Ерофеев, Б.А. Князев, С.В. Лебедев, В.В. Чикунов

Об определении углового разброса замагниченного РЭП с помощью диамагнитного зонда

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 24 июля 1987 г.
Подписано в печать 6 ноября 1987 г. МН 08441
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 151

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*