

10

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ УГЛОВОГО РАЗБРОСА ЗАМАГНИЧЕННОГО РЭП С ПОМОЩЬЮ ДИАМАГНИТНОГО ЗОНДА

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

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

Введение

В последнее время широко ведутся работы по получению сильнооточных релятивистских электронных пучков (РЭП) с большим энергосодержанием (десятки килоджоулей и выше). Длительности импульсов таких пучков перекрывают диапазон от 10^{-7} до 10^{-5} с. Генерация РЭП осуществляется, как правило, в сильном продольном магнитном поле. Сильноточные пучки находят применение для генерации электромагнитного излучения, нагрева плазмы в открытых ловушках, а также в других приложениях.

Важной характеристикой замагниченных РЭП является величина углового разброса электронов (см., например, [1]). Измерение углового разброса сильнооточных РЭП с большим энергосодержанием является довольно трудной задачей. Это связано как с высоким уровнем электромагнитных наводок, так и с высокими плотностями энергии в пучках, приводящими к плазмообразованию в объеме и на поверхностях. До настоящего времени выполнено относительно мало прямых измерений величины углового разброса (см., например, работу [2] и библиографию в ней). Одним из наиболее простых по экспериментальной технике способов определения углового разброса является измерение диамагнетизма пучка. Этот метод был использован в работах [3-5] для исследования характеристик некомпенсированных пучков с невысоким энергосодержанием.¹ В случае микросекундных пучков с высоким энергосодержанием почти неизбежно имеется частичная или полная компенсация пучка по заряду и току (см., например, [7]), что должно быть учтено при измерениях.

В настоящей работе экспериментально и теоретически изучена возможность измерения с помощью диамагнитного зонда углового разброса замагниченного РЭП с большим (~ 100 кДж) энергосодержанием (предварительные результаты см. в работе [8]). На первой стадии работы нами была проверена принципиальная возможность регистрации сигнала, обусловленного угловым разбросом пучка, в эксперименте на мощном ускорителе, а затем получены теоретические выражения, связывающие сигнал зонда с параметрами компенсированного пучка

¹ Отметим здесь, что в работе [6] угловой разброс определялся с помощью диамагнитного зонда косвенным образом: измерялась величина диамагнетизма плазмы, создаваемой в дрейфовой камере за анодной фольгой, в зависимости от толщины этой фольги.

и геометрии регистрирующего устройства. Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов показало, что измерения углового разброса с помощью диамагнитного датчика в наших условиях возможны, и позволило выработать рекомендации по созданию оптимальной конструкции датчика. Теоретические формулы в предельных случаях аппроксимированы аналитическими выражениями, а для общего случая результаты представлены графически.

Эксперименты проводились на установке У-1 [9, 10]. Упрощенная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1 (полную схему см. в работе [10]). Пучок с энергией частиц до 1 МэВ, током I до 80 кА, длительностью $\tau \sim 4$ мкс и диаметром 20 см генерируется в диоде с квазиплоским катодом.

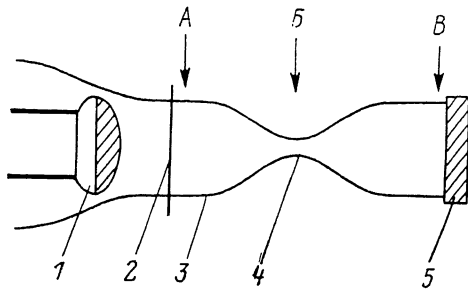


Рис. 1. Упрощенная схема экспериментальной установки.

1 — катод, 2 — анодная фольга, 3 — силовые линии магнитного поля, 4 — пробка магнитного поля, 5 — коллектор.

Затем, после прохождения 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 ($M_{пр} = B_{пр}/B_0 = 20$). 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 постоянных 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 (В), а также на выходе из системы (В). Хотя дальнейшее изложение имеет достаточно общий характер, в практических примерах мы будем обращаться именно к схеме, показанной на рис. 1.

1. Диамагнетизм пучка, компенсированного по току и заряду

В работе [3] приведены формулы, описывающие диамагнитный сигнал сплошного некомпенсированного замагниченного электронного пучка в вакууме,

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

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

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

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

Здесь $\Delta\Phi$ — изменение магнитного потока внутри зонда; n_b , P_\perp , W_\perp — плотность, поперечные давление и энергия пучка; γ — релятивистский фактор; $\overline{\sin^2 \theta}$ — средний квадрат синусаpitch-угла электронов пучка. Компонента W'_\perp обусловлена наличием поперечных импульсов у электронов пучка; W''_\perp — электростатическим расталкиванием электронов пучка, которое частично компенсируется магнитным самостягиванием. При наличии зарядовой (f_c) и токовой (f_I) нейтрализации (f — степень нейтрализации) формула (4) преобразуется в следующую:

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

Отметим, что зарядовая нейтрализация пучка ионами учитывалась в работе [11] в формулах для кольцевого пучка, генерируемого в магнитно-изолированном диоде.

Интегрируя (2), получаем выражения для $\Delta\Phi'$ и $\Delta\Phi''$

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

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

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

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

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

2. Особенности измерений в экспериментах по компрессии РЭП

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 [10]. 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 P_1^2/B и вдоль силовой линии выполняется соотношение $\overline{\sin^2\theta} = M \cdot \overline{\sin^2\theta_0}^2$, где $M = B/B_0$ — текущее пробочное отношение. Индексом ноль здесь и в дальнейшем будут обозначаться значения соответствующих величин на выходе из анодной фольги диода. В рассматриваемом случае ($f_e=1$) внутри камеры сжатия $\gamma = \gamma_0$ и $\beta = \beta_0$. Выражения (6) и (7) тогда примут вид

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

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

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

$$\frac{\Delta\Phi'}{\Delta\Phi''} = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{1/2} \overline{\sin^2\theta_0} \cdot M}{I} = \left(\frac{17 \text{ кА}}{I} \right) M (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} \overline{\sin^2\theta_0}. \quad (11)$$

Видно, что соотношение $|\Delta\Phi'/\Delta\Phi''|$ максимально в пробке. Для $M=20$, $I=50$ кА, $\gamma_0=2-3$, $\theta_0=5^\circ$ $|\Delta\Phi'/\Delta\Phi''| \sim 10^{-1}$. 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, во-вторых, отраженные от этой мишени электроны могут менять режим работы диода (см., например, [7]). Если же вырезать часть пучка после его расширения (в точке, где $B \sim B_0$), то величина

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

тока, при котором $|\Delta\Phi'/\Delta\Phi''| > 3$, составляет < 100 А, а диаметр пучка ≤ 1 см.

Величина диамагнитного сигнала пучка, измеряемого одновитковым зондом, после интегрирования составляет $U_s = \Delta\Phi'/c\tau_{ин}$, где $\tau_{ин}$ — время интегрирования схемы, а c — скорость света. При $\gamma_0=3$, величине тока через зонд $I_s=100$ А, $\theta_0=5^\circ$, $B_0=5$ кГс, $\tau_{ин} \geq 30$ мкс величина сигнала будет составлять всего $U_s \leq \leq 0.2$ мВ ($\Delta\Phi' \leq 0.5$ ед. СГС). Для получения достаточно большого сигнала в экспериментах можно использовать многовитковый зонд с числом витков $N=10^2-10^3$.

3. Устройство диамагнитного датчика

В экспериментах [³⁻⁵] с некомпенсированными пучками зонд охватывал весь пучок. Параметры пучков (I , θ_0 , γ_0) были таковы, что величина $\Delta\Phi'$ была сравнима с величиной $\Delta\Phi''$. В компенсированных по заряду пучках ситуация ухудшается. Описанный выше подход позволяет в принципе преодолеть это затруднение.

Принципиальная схема диамагнитного датчика углового разброса представлена на рис. 2. Электроны широкого замагниченного пучка попадают

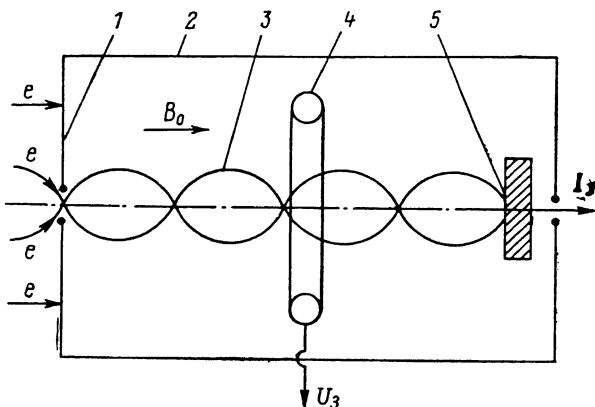


Рис. 2. Схема измерений углового разброса пучка.

1 — диафрагма, 2 — измерительная камера, 3 — траектории электронов, 4 — диамагнитный зонд, 5 — микроколлектор.

через малое коллимирующее отверстие в измерительную камеру из немагнитного материала, проходят через диамагнитный зонд и принимаются коллектором. Если диамагнитный датчик установлен не на оси системы (например, при измерениях в кольцевых пучках), то при измерении углового разброса необходимо учесть излом силовой линии магнитного поля на входе в измерительную камеру [⁷], величина которого составляет B_φ/B_0 (B_φ — магнитное поле пучка).

В измерительной камере вследствие лармовского 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 $\Delta r=2\rho_L=2r_L \sin \theta$ (r_L — лармовский радиус, вычисленный по полной энергии). На длине, равной продольному шагу лармовской спирали l_L , электроны вновь вернуться на первоначальный радиус.³ Очевидно, что величина сигнала будет зависеть от положения зонда относительно перетяжек пучка.

³ В принципе угловой разброс такого гофрированного пучка можно также оценить, регистрируя свечение люминесцентного экрана или тонкой пленки, располагая их на разных расстояниях от входного отверстия [^{12, 13}].

4. Формулы для короткого зонда ($l_s \ll r_L$)

Обозначим через l_s его размер вдоль оси пучка. Выведем формулу диамагнитного сигнала, регистрируемого коротким зондом, для случая гофрированного пучка. Предположим, что а) отверстие, через которое пучок с током I_s 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, легко выводится для практически интересного случая $r_s \gg r_L$. В этом случае можно ограничиться дипольным приближением и выражение для потока будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta\Phi_N = 2\pi r_s^2 N \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_z dz}{[r_s^2 + (z-a)^2]^{3/2}}, \quad (12)$$

где a — координата зонда по z , отсчитываемая, например, от плоскости ближайшей перетяжки пучка (для более общего случая см. формулы в работе [8]).

В этом уравнении пространственное распределение токов $j_\varphi(r, z)$ заменено соответствующим распределением магнитных диполей, «насаженных» на ось z . Магнитный момент диполя определяется выражением

$$P_z = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} j_\varphi(r, z) \pi r^2 dr, \quad (13)$$

где расстояние электрона сpitch-углом θ от оси z равно

$$r(z) = 2r_L \operatorname{tg} \theta \left| \sin \left(\frac{z}{2r_L} \right) \right|. \quad (14)$$

Величина

$$j_\varphi(r, z) dr = j_\parallel(r, z) dr \frac{r}{2r_L} = n(r, z) r dr \frac{ev_\parallel}{2r_L} \quad (15)$$

сохраняется вдоль оси z , поэтому можно переписать

$$P_z = \frac{\pi ev_\parallel}{2r_L c} \int r^2 (nr dr), \quad (16)$$

где j_\parallel и v_\parallel — проекции соответствующих векторов на ось z .

Для гауссовой функции распределения $f = f_0 (S/2\pi) e^{-\theta^2/\theta^2}$ со среднеквадратичным углом θ

$$\begin{aligned} P_z &= \frac{\pi ev_\parallel}{2cr_L} \int \frac{S}{2\pi} f_0 e^{-\theta^2/\theta^2} d\theta \cdot 2(\theta r_L)^2 \left(1 - \cos \frac{z}{r_L}\right) = \\ &= \frac{I r_L \theta^2}{2c} \left(1 - \cos \frac{z}{r_L}\right), \end{aligned} \quad (17)$$

где S — площадь входного отверстия.

Подставляя величину P_z (17) в формулу (12), получим

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 \frac{N}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt [1 - \cos (tr_s/r_L)]}{[1 + (t - (a/r_s))^2]^{3/2}}, \quad (18)$$

где $\Delta\Phi_1 = (2\pi I/c) r_L \theta^2$ — величина сигнала одновиткового зонда для «прямого» пучка (см. формулу (9)).

Интегрирование формулы (18) приводит к выражению

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 N \cdot [1 - \cos A \cdot R \cdot K_1(R)], \quad (19)$$

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

Можно написать предельные случаи формулы (19) для $R \gg 1$ и $R \ll 1$.

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

б) $R \ll 1$ (но $r_s/\rho_L \gg 1$). Разложение функции $K_1(R)$ в ряд дает $K_1(R) = -1/R + R/2 (\ln R/2 + C - 0.5)$, где $C = 0.577$ — постоянная Эйлера. При $R \ll 1$ величиной $(C - 0.5)$ можно пренебречь по сравнению с $|\ln R/2|$, поэтому выражение для сигнала имеет вид

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 N \left(1 - \cos A - \frac{1}{2} R^2 \cdot \cos A \cdot \ln \frac{R}{2} \right). \quad (20)$$

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

$$\Phi_{\max} = 2\Delta\Phi_1 N, \quad \Phi_{\min} = -\Delta\Phi_1 \frac{N}{2} R^2 \ln \frac{R}{2}. \quad (21)$$

Отношение этих величин, «контраст сигнала», равно

$$\kappa = \frac{\Phi_{\max}}{\Phi_{\min}} = -\frac{4}{R^2 \ln R/2}. \quad (22)$$

В общем случае зависимость величины κ от радиуса зонда R (исчисляемого в величинах 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. Учесть влияние 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, 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, $\Delta \approx 1/2 (\kappa - 1)$. Точность измерения $\Delta\Phi_1$ лучше 10 % достигается при $\kappa < 1.2$, т. е. при $R > 3.5$ (рис. 3). Например, при $B_0 = 5$ кГс, $E = 0.8$ МэВ соотношение $R = r_s/r_L > 3.5$ выполняется при величине диаметра зонда больше 6 см.

5. Формулы для протяженного зонда

Как уже упоминалось в разделе 2, для измерения углового разброса пучка из-за малости его диамагнитного сигнала необходимо использовать многовитковый зонд. Технологически удобно делать его протяженным, таким что $l_s \gg r_L$. Понятно, что увеличение длины 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 зонд.⁴ Для многовиткового протяженного зонда формула (19) видоизменяется следующим образом ($l = l_s/r_L$):

$$\Delta\Phi_N = \Delta\Phi_1 N \left[1 - \cos A \cdot K_1(R) \cdot R \cdot \frac{2}{l} \cdot \sin\left(\frac{l}{2}\right) \right]. \quad (23)$$

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

⁴ Имеется в виду относительно медленно меняющееся ведущее магнитное поле, создаваемое внешними катушками.

$$\kappa_l = \frac{\Phi_{\max}}{\Phi_{\min}} = \frac{1 + \left(1 + \frac{R^2}{2} \ln \frac{R}{2}\right) \left| \frac{2}{l} \sin \left(\frac{l}{2}\right) \right|}{1 - \left(1 + \frac{R^2}{2} \ln \frac{R}{2}\right) \left| \frac{2}{l} \sin \left(\frac{l}{2}\right) \right|}. \quad (24)$$

Зависимости «контраста» сигнала κ_l от длины зонда l при разных значениях его радиуса R ($0.3 \leq R \leq 3$) приведены на рис. 4. Если бы энергия электронов пучка была постоянной в течение импульса, то, изготовив зонд длиной $l_3 = 2\pi r_i$,

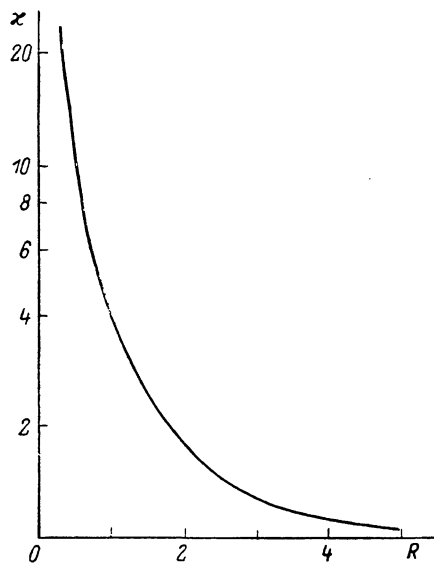


Рис. 3. Зависимость «контраста сигнала» κ короткого зонда от его радиуса R ($R=r_3/r_L$).

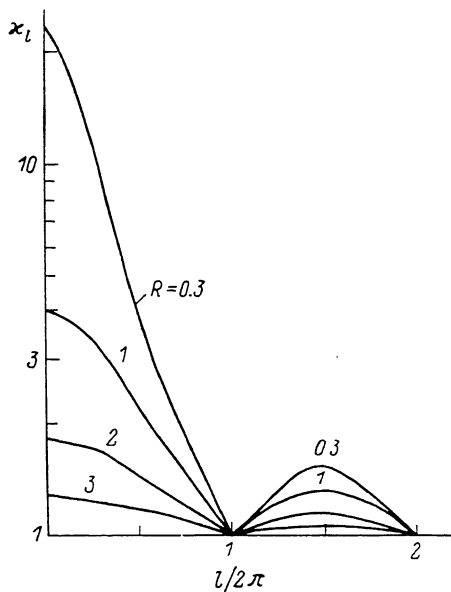


Рис. 4. Зависимость «контраста сигнала» κ_l протяженного зонда от его длины ($l=l_3/2\pi r_L$) при разных радиусах зонда R ($R=0.3, 1, 2, 3$).

можно было бы 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 $\Delta\Phi_N$ будет отличаться от $\Delta\Phi_{1N}$.

6. Эксперимент

Основной целью первых экспериментов было выяснение возможности измерения малого диамагнитного сигнала пучка на фоне мощных помех. Диамагнитный датчик был установлен непосредственно за алюминиевой анодной фольгой на оси высоковольтного диода ускорителя У-1. Толщина фольги составляла 90 мкм. Величина углового разброса $\theta = 20^\circ$, при этом практически полностью определялась рассеянием в фольге [2], что позволяло сравнить экспериментальные результаты с расчетными. Весь пучок диаметром 20 см поглощался в коллекторе, расположенном непосредственно за анодной фольгой диода, лишь центральная его часть попадала через коллиматор в измерительную камеру из нержавеющей стали 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 (рис. 2). Для регистрации диамагнитного сигнала использовался протяженный многovitковый зонд радиусом $r_3 = 2$ см, длиной $l_3 = 3$ см, числом витков $N = 250$, постоянная интегрирования составляла $\tau = L_3/R_n = 25$ мкс. Зонд был помещен в цилиндрический экран с внутренним диаметром 2.7 см. Коллиматор представлял собой цилиндр из

перезажавшей стали диаметром $D=1.9$ см и длиной 5 см, внутри которого устанавливалась диафрагма толщиной 2 мм с отверстием диаметром $d=0.5-2$ см, через которое пучок попадал в измерительную камеру. Цилиндрическая поверхность коллиматора поглощала электроны, имеющие большойpitch-угол, чтобы исключить их попадание на зонд. Напряженность квазистационарного продольного магнитного поля составляла $B_0=3.6$ кГс.

На рис. 5 приведены осциллограммы напряжения на диоде U , токов на коллектор I и на микроколлектор I_3 , а также диамагнитного сигнала зонда U_3 . Эти осциллограммы⁵ получены при диаметре входного отверстия $d=0.5$ см. Поскольку полезный сигнал весьма мал ($B_{з\phi}/B_0 \sim 10^{-1}$, $B_{з\phi}/B_0 \sim 10^{-4}$, где $B_{з\phi}=\Delta\Phi_1/S_3$), то для проверки отсутствия наводок в цепи диамагнитного зонда были проведены следующие контрольные измерения. Во-первых, диамаг-

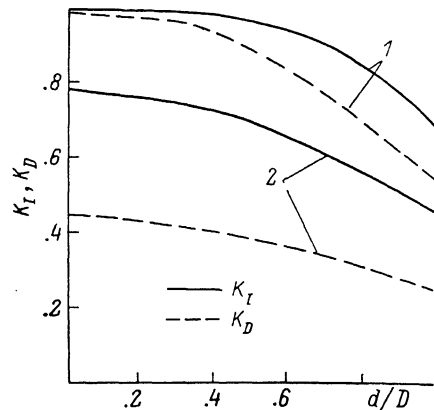
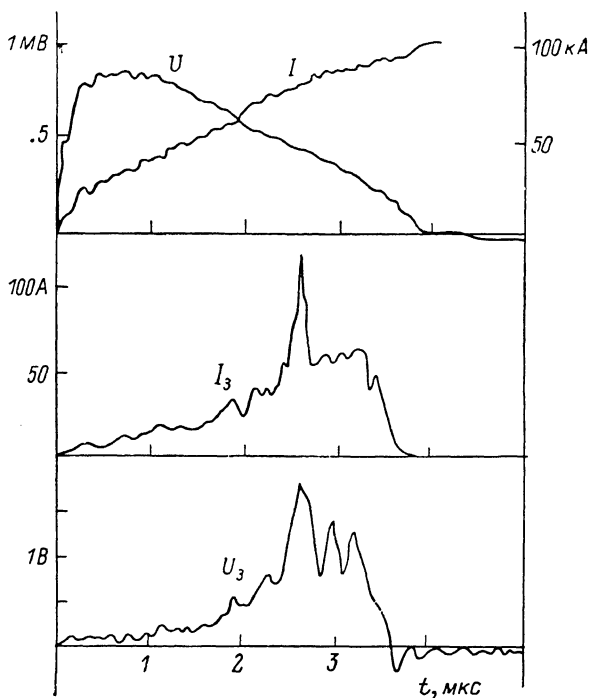


Рис. 6. Коэффициенты ослабления тока K_I и диамагнитного сигнала K_D коллиматором при $B_0=3.6$ кГс, $E_0=0.8$ МэВ, $D=1.9$ см (диаметр коллиматора), d — диаметр диафрагмы.

θ , град: 1 — 10, 2 — 20.

Рис. 5. Осциллограммы типичного выстрела при $B_0=3.6$ кГс и толщине анодной Al фольги 90 мкм.

нитный 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, отсутствует. Во-вторых, пучок, попадавший в измерительную камеру, сразу за входом принимался специальным коллектором, а ток пропускаться 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 до 10% сигнал не искажается наводками.

Эксперименты показали также, что влиянием на измерения плазмы, которая может в конце импульса образоваться на микроколлекторе [14] и заполнять измерительную камеру, можно пренебречь.

Прежде чем перейти к сравнению экспериментальных данных с теоретическими, учтем геометрические поправки и оценим точность измерений. На микросекундных временах при характерной толщине стенок измерительной камеры несколько миллиметров можно считать проводимостью стенок бесконечной. В этом случае влияние боковых стенок на диамагнитный сигнал легко учесть с помощью выражения (см., например, [15]) $\Delta\Phi=\Delta\Phi_N (S_k-S_3)/S_k$, где S_k и S_3 —

⁵ Сигнал I_3 отличается по форме от полного тока пучка из-за наличия у пучка микроструктуры [2, 9].

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, [16]). 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 (19) составляет величину $\Delta\Phi_1 (r_s^2/4)(1/a^2+1/b^2)$. В описанных выше экспериментах $(S_k - S_s)/S_k \approx 0.8$, а $(r_s^2/4)(1/a^2+1/b^2) = 0.04$. Видно, что поправки из-за краевых эффектов невелики и их легко можно учесть.

Ослабление коллиматором тока K_I и диамагнитного сигнала K_D вычислялось по формулам, приведенным в работе [8] (рис. 6), и составляло $K_I \approx 0.7$, $K_D \approx 0.4$. Коллиматор поглощал электроны с питч-углом, превышающим значение $\theta_k = \arcsin(D - d/4r_L)$. Для $E = 0.5 - 0.9$ МэВ $\theta_k = 23 \approx 37^\circ \approx 30^\circ$. Видно, что небольшая доля поглощающихся частиц ($\sim 30\%$) с большими углами ($\theta > 1.3\theta_0$) дает более половины диамагнитного сигнала.

Теперь с помощью рис. 4 определим, с какой точностью можно проводить измерения использовавшимся зондом. Для $E_0 = 0.9$ МэВ найдем, что $r_s/r_L = 1.64$, $l_s/2\pi r_L = 0.5$, $\kappa_l \approx 2$. При такой энергии электронов зонд расположен над перетяжкой пучка, т. е. измеряется величина $\Delta\Phi = \Phi_{\min}$, поэтому $\Delta\Phi_1 N = (\kappa_l + 1/2) \times \Phi_{\min} \approx 1.5\Delta\Phi$. При $E_0 = 0.5$ МэВ, наоборот, зонд располагается в области расширения пучка и $\Delta\Phi = \Phi_{\max}$, $l_s/2\pi r_L \approx 0.6$, $r_s/r_L \approx 2.5$, $\kappa_l \approx 1.25$, $\Delta\Phi_1 N = (1 + \kappa_l/2\kappa_l)\Phi_{\max} \approx 0.9\Delta\Phi$. С уменьшением энергии E_0 в течение импульса величины r_s/r_L и $l_s/2\pi r_L$ растут и точность измерений повышается. Второй максимум на графике $\kappa_l(l)$ достигается при $l_s/2\pi r_L \approx 1.5$, когда $E_0 \approx 0.25$ МэВ. Величина r_s/r_L при этом возрастает до $r_s/r_L \approx 4$, а погрешность измерений, обусловленная гофрировкой, составляет всего лишь $\Delta \sim 1\%$.

Сравнение величины сигнала U_s , полученного в эксперименте, с расчетным значением U_p показало, что их отношение составляет $U_s/U_p \approx 2$. Оценки показывают, что превышение экспериментального сигнала над расчетным скорее всего обусловлено отражением электронов от алюминиевого микроколлектора [8, 17].

Поскольку эксперимент выполнялся до проведения расчетов, то 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 $\theta > \arcsin\sqrt{B_M/B_0}$.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе показана возможность измерения с помощью диамагнитного зонда углового разброса замагниченного РЭП с большим энергосодержанием. Получены выражения, описывающие величину диамагнитного сигнала и учитывающие геометрию зонда.

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

Список литературы

- [1] Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Койдан В. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. Вып. 3. С. 173—176.
- [2] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 88-52. Новосибирск, 1988. 25 с.
- [3] Абраштитов Ю. И., Койдан В. С., Конюхов В. В. и др. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 4. С. 1324—1337.
- [4] Ким А. А. Канд. дис. Томск, 1983.
- [5] Sloan M. L., Davis H. A. // Phys. Fluids. 1982. Vol. 25. N 12. P. 2337—2343.
- [6] Sheffield R. L., Montgomery M. D., Parker J. V. et al. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 8. P. 5408—5413.
- [7] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 7. С. 817—825.

- [8] *Ерофеев В. И., Князев Б. А., Лебедев С. В., Чижиков В. В.* Препринт ИЯФ СО АН СССР № 87-151. Новосибирск, 1987.
- [9] *Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С.* и др. // Докл. III Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. М., 1984. Т. 1. С. 298—308.
- [10] *Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С.* и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 7. С. 431—435.
- [11] *Hammer D. A.* // Phys. Fluids. 1974. Vol. 17. N 6. P. 1260.
- [12] *Гинкин В. П., Мешков И. Н., Скринский А. Н., Файнштейн В. Г.* // ПТЭ. 1972. № 6. С. 26—28.
- [13] *Кременцов В. И., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 11. С. 2469.
- [14] *Бурмасов В. С., Воропаев С. Г., Князев Б. А.* и др. Препринт ИЯФ. № 87-27. Новосибирск, 1987.
- [15] *Бугаев С. П., Зайцев Н. И., Ким А. А.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981. С. 36.
- [16] *Booske J. H., Getty W. D., Gilgenbach R. M.* // Plasma and Contr. Fusion. 1986. Vol. 28. N 9B. P. 1449.
- [17] *Аккерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А.* Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. М.: Наука, 1972. С. 80—88.

Институт ядерной физики
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
24 августа 1988 г.