

Рис. 2. Амплитудное распределение импульсов счетчика ($t = 18^\circ \text{C}$) при регистрации ионов H_1^+ с энергиями 50 и 70 кэВ и атомов H_1^0 , образующихся при прохождении через фольгу ионов H_1^+ с энергией 70 кэВ.

линиям магнитного поля. Напряженность магнитного поля регулировалась от 0 до $1 \cdot 10^4$ э; пульсации не превышали 0,2%.

Сигналы счетчика через зарядочувствительный предусилитель (входная лампа 6С15П) и основной усилитель поступали на амплитудный анализатор АИ-256. Полная ширина пика на половине максимума (ПШПМ), соответствующая собственным шумам усилительного тракта, составляла $\sim 3,5$ кэВ.

Энергия атомов H_1^0 , регистрируемых счетчиком, определялась по данным измерения потерь энергий частиц при их прохождении через фольгу. На рис. 2 приведены измеренные при одном и том же коэффициенте усиления и уровне экспандера пики ионов H_1^+ с энергиями 50 и 70 кэВ и пик атомов H_1^0 , образующихся при прохождении ионов H_1^+ с энергией 70 кэВ через фольгу. Видно, что потери энергии в фольге составляли

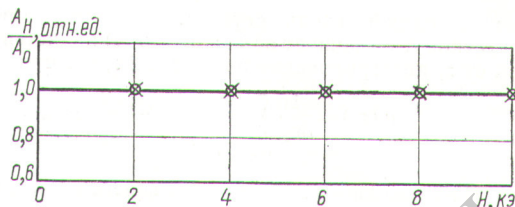


Рис. 3. Зависимость относительной амплитуды импульса счетчика от величины напряженности магнитного поля H : A_0 — амплитуда импульса счетчика $H=0$; A_H — амплитуда импульса счетчика при различных H ; \circ , \times — измерения при 18 и -150°C соответственно.

6 кэВ и, следовательно, энергия атомов H_1^0 была равна 64 кэВ. Величина ПШПМ во всех случаях оставалась одинаковой, равной 10 кэВ.

На рис. 3 представлена зависимость амплитуды импульса счетчика от величины напряженности магнитного поля, измеренная при температурах счетчика 18 и -150°C . Видно, что при этих температурах амплитуда импульса счетчика не зависит от величины магнитного поля, параллельного поверхности счетчика во всем измеренном диапазоне полей. Это обстоятельство позволяет более широко использовать счетчики данного типа при диагностике плазмы.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Ф. Богданову за постоянное внимание к данной работе, Г. М. Новикову за изготовление счетчиков, Б. Г. Дьяконову за участие в измерениях, В. В. Струлеву за подготовку установки.

Поступило в Редакцию 10/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. С т и л ь б а н с. Физика полупроводников. М., «Советское радио», 1967.
2. G. D e a r n a l e y, A. W h i t e h e a d. AERE-R, 3437, 35 (1960).
3. F. W a l t e r et al. Rev. Sci. Instrum., 31, 756 (1960).

Поле пространственного заряда электронных сгустков с осесимметричным строением

Л. М. МОВСИЯН

При исследовании динамики заряженных частиц в ускорителях в случае, когда токи пучка значительны, необходимо учитывать продольные кулоновские силы пространственного заряда в уравнениях движения. Обычно рассматриваются поля электронного сгустка цилиндрической или эллипсоидальной формы с равномерным [1, 2] и линейным [3] распределениями плотности заряда вдоль сгустка.

В настоящей работе рассматриваются сгустки более сложной формы с линейным и квадратичным распределением плотности заряда вдоль сгустка.

Определим потенциал $u(z_1)$:

$$u(z_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho dV}{R}, \quad (1)$$

УДК 621.384.01

где z_1 — координата точки наблюдения на оси z ; $\rho = \rho(z)$ — плотность пространственного заряда; R — расстояние от текущей точки интегрирования до точки на оси с координатой z_1 ,

$$R = \sqrt{r^2 + (z_1 - z)^2}.$$

Определим напряженность электрического поля на оси:

$$E(z_1) = -\text{grad } u(z_1) = -\frac{du}{dz_1}. \quad (2)$$

Для учета релятивистских эффектов необходимо перейти от системы координат, относительно которой сгусток покоится, к лабораторной системе, т. е. заменить длину сгустка l на $l/(1 - \beta^2)^{1/2}$. Будем пользоваться цилиндрической системой координат r, φ, z с осью z ,

направленной вдоль сгустка. Для осесимметричных сгустков R не зависит от φ , а $\rho = \rho(z)$ является функцией от z , интегрирование по φ дает 2π , и тогда

$$u(z_1) = \frac{1}{2\epsilon_0} \int_{(z)} \int_{(r)} \frac{\rho(z) r dr dz}{\sqrt{r^2 + (z_1 - z)^2}}. \quad (3)$$

Из-за неоднородности ускоряющего поля, даже если при инжекции поток электронов имел равномерное распределение по плотности, в дальнейшем он группируется в сгустки со сложным распределением заряда. Для точного учета распределения необходимо найти самосогласованное решение уравнений движения и уравнений Максвелла.

Ограничимся такими законами $\rho(z)$, при которых интеграл (3) берется в аналитическом виде.

Определим поле для различных сгустков. Поле цилиндрического сгустка. Сгусток имеет вид цилиндра радиусом r_0 и длиной l . Распределение плотности заряда вдоль сгустка квадратичное:

$$\rho(z) = \rho_0 + \rho_1 z + \rho_2 z^2, \quad (4)$$

где ρ_0, ρ_1, ρ_2 — постоянные, являющиеся коэффициентами разложения ρ в степенной ряд,

$$\rho_0 = \rho(0); \quad \rho_1 = \left. \frac{d\rho}{dz} \right|_{z=0}; \quad \rho_2 = \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\rho}{dz^2} \right|_{z=0}. \quad (5)$$

Поле на концах сгустка

$$E\left(\frac{l}{2}\right) = \frac{\rho_0}{2\epsilon_0} (r_0 + l - \sqrt{r_0^2 + l^2}) + \frac{\rho_2 l + \rho_1}{4\epsilon_0} r_0^2 \ln \frac{r_0}{l + \sqrt{r_0^2 + l^2}} + \frac{\rho_1 l r_0}{4\epsilon_0} - \frac{\rho_2 r_0^2}{3\epsilon_0} (r_0 - \sqrt{r_0^2 + l^2}) + \frac{\rho_2 l^2}{24\epsilon_0} (l + 3r_0 - \sqrt{r_0^2 + l^2}); \quad (6)$$

$$E\left(-\frac{l}{2}\right) = \rho_0 (\sqrt{r_0^2 + l^2} - r_0 - l) + \frac{\rho_1 - \rho_2 l}{4\epsilon_0} r_0^2 \ln \frac{r_0}{l + \sqrt{r_0^2 + l^2}} + \frac{\rho_1 l r_0}{4\epsilon_0} + \frac{\rho_2 r_0^2}{3\epsilon_0} (r_0 - \sqrt{r_0^2 + l^2}) - \frac{\rho_2 l^2}{24\epsilon_0} (l + 3r_0 - \sqrt{r_0^2 + l^2}). \quad (7)$$

Поле сгустка в виде эллипсоида вращения при квадратичном распределении плотности заряда вдоль сгустка. Закон распределения плотности заряда вдоль сгустка:

$$\rho(z) = \rho_0 + \rho_1 z + \rho_2 z^2. \quad (8)$$

Уравнение эллипсоида вращения в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{r^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1, \quad (9)$$

где a и b — полуоси эллипсоида. Обозначим $p = \sqrt{\frac{b^2 - a^2}{b^2}}$ и примем $b > a$.

Поле на концах сгустка при $z = \pm b$ определяется выражением

$$E(+b) = \frac{\rho_2 b^2}{4\epsilon_0 p^4} \left\{ \frac{p^2 - 1}{p^2} \left[\frac{p^2 + 2}{p} - \frac{(p^2 - 1)^2}{p^2} \ln \frac{1+p}{1-p} \right] - 7(p^2 - 1) \right\} + \frac{8\rho_2 b^3}{3\epsilon_0 p^4} - \frac{b}{\epsilon_0 p^2} \left(\frac{\rho_2 b^2}{p^4} + \frac{\rho_1 b}{p^2} + \rho_0 \right) \times \left(1 + \frac{p^2 - 1}{2p} \ln \frac{1+p}{1-p} \right) + \frac{b^2}{2\epsilon_0 p^4} \left(\frac{2\rho_2 b}{p^2} + \rho_1 \right) \left[3p^2 - 1 + \frac{(p^2 - 1)^2}{2p} \ln \frac{1+p}{1-p} \right] + \frac{b}{\epsilon_0} \left(\frac{\rho_2 b^2}{3} + \rho_0 \right); \quad (10)$$

$$E(-b) = -\frac{\rho_2 b^2}{4\epsilon_0 p^4} \left\{ \frac{p^2 - 1}{p^2} \left[\frac{p^2 + 2}{p} - \frac{(p^2 - 1)^2}{p^2} \ln \frac{1+p}{1-p} \right] - 7(p^2 + 1) \right\} - \frac{8\rho_2 b^3}{3\epsilon_0 p^4} + \frac{b}{\epsilon_0 p^2} \left(\frac{\rho_2 b^2}{p^4} - \frac{\rho_1 b}{p^2} + \rho_0 \right) \left(1 + \frac{p^2 - 1}{2p} \ln \frac{1+p}{1-p} \right) + \frac{b^2}{2\epsilon_0 p^4} \left(\rho_1 - \frac{2\rho_2 b}{p^2} \right) \left[3p^2 - 1 + \frac{(p^2 - 1)^2}{2p} \ln \frac{1+p}{1-p} \right] - \frac{b}{\epsilon_0} \left(\frac{\rho_2 b^2}{3} + \rho_0 \right). \quad (11)$$

Поле каплеобразного сгустка при равномерном распределении плотности заряда вдоль сгустка. Сгусток состоит из полушария радиусом r_0 и конуса высотой l . Начало координат совпадает с центром полушария:

$$\rho(z) = \rho_0 = \text{const}. \quad (12)$$

Поле на концах сгустка

$$E(-l) = -\frac{\rho_0 l}{6\epsilon_0} \left[1 + \frac{r_0^3}{l^3} - \frac{1 - \frac{r_0^2}{l^2} + \frac{r_0^4}{l^4}}{\sqrt{1 + \frac{r_0^2}{l^2}}} \right] \quad (13)$$

$$E(r_0) = -\frac{\rho_0}{4\epsilon_0 p^2} \left[\frac{r_0^2 - 3r_0 l}{l \sqrt{2}} + 2(l + r_0) \frac{p^2 - 1}{p} \ln \frac{r_0^2 + p l r_0 \sqrt{2} - l r_0}{l(l + r_0)(1 + p)} + \frac{1 - p^2 + 2p}{p} (l + r_0) + \frac{p^2 - 1}{p} (l + r_0)^2 \frac{l}{r_0} \times \frac{\frac{p}{\sqrt{2}} - 1}{r_0 - l + p l \sqrt{2}} \right] + \frac{\rho_0}{2\epsilon_0} \left(l + r_0 \frac{3 - \sqrt{2}}{3} \right), \quad (14)$$

где $p = \sqrt{\frac{r_0^2 + l^2}{l^2}}$ — параметр.

В таблице для сравнения приведены величины полей на концах сгустков одинаковой длины L и поперечным сечением диаметром d при равномерном распределении заряда вдоль сгустка ρ_0 ($A = \frac{\rho_0 L}{2\epsilon_0}$; $B = \frac{\rho_0 d}{8\epsilon_0}$).

Поля сгустков различных форм при равномерном распределении заряда

Форма сгустка	Поле сгустка	$\frac{d}{L} \ll 1$	$\frac{d}{L} \sim 1$	$\frac{d}{L} \gg 1$
Эллипсоид	$E \left(\frac{L}{2} \right)$	B	$\frac{1}{3} A$	A
Цилиндр	$E \left(\frac{L}{2} \right)$	$2B$	$0,37 A$	A
Цилиндр с закругленным	$E \left(\frac{L}{2} \right)$	$2B$	$\frac{1}{3} A$	—
Конус	$E(0)$	$2B$	$0,65 A$	A
	$E(-L)$	$-2 \frac{A^2}{B}$	$-0,2 A$	$-A$
Капля	$E(r_0)$	$1,2 B$	$0,96 A$	—
	$E(-L+r_0)$	$-2 \frac{A^2}{B}$	$-0,22 A$	—

Из формул (6), (7), (10), (11), (13), (14) можно получить поле пространственного заряда для различных случаев и при различных распределениях плотности заряда вдоль сгустка:

- 1) поле цилиндрического сгустка при квадратичном, линейном и равномерном распределениях плотности заряда вдоль сгустка;
 - 2) поле сгустка в виде эллипсоида вращения при квадратичном, линейном и равномерном распределениях плотности заряда вдоль сгустка;
 - 3) поле шарообразного сгустка при квадратичном, линейном и равномерном распределениях плотности заряда вдоль сгустка;
 - 4) поле сгустка — диска при квадратичном, линейном и равномерном распределениях плотности заряда вдоль сгустка;
 - 5) поле сгустка конусообразной формы при равномерном распределении плотности заряда вдоль сгустка;
 - 6) поле каплеобразного сгустка при равномерном распределении плотности заряда вдоль сгустка.
- Как частные случаи получаются поля, рассчитанные в работах [1—3].

Поступило в Редакцию 1/VII 1968 г.
В окончательной редакции 15/XI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. В л а с о в. Теория линейных ускорителей. М., Атомиздат, 1965.
2. Г. И. Ж и л е й к о. ЖТФ, 31, 508 (1961).
3. J. H a i m s o n. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-12, 3, 996 (1965).

О некоторых возможностях в нейтронной оптике

И. М. МАТОРА

УДК 539.125.5.172

Возможности, связанные с наличием у нейтрона магнитного момента. В экспериментах с отклонением поляризованных нейтронных пучков в неоднородном магнитном поле было показано [1], в частности, что и неполяризованный нейтронный пучок после прохождения перпендикулярного к оси пучка магнитного поля с большим градиентом имеет четкую тенденцию к разделению на два пучка. При полном пространственном разделении в каждом из последних лучков нейтроны будут, очевидно, поляризованы в противоположных направлениях. Такую установку можно использовать для поляризации медленных нейтронов.

Однако, если внести определенные улучшения в оптические свойства магнита, сепарирующего исходный неполяризованный пучок на два поляризованные, то можно по аналогичной схеме получить не только поляризованные, но также по обоим направлениям сфокусированные и пространственно разделенные по энергиям нейтроны. Для этого нужно воспользоваться отклоняющим магнитом (рис. 1) в виде части известного шестиполюсника [2,3], предложенного Фридбургом и Паулем [2] и Фараго [4] для фокусировки молекулярных и нейтронных пучков. В таком магните, как известно,

$$H_x = A(y^2 - x^2); H_y = 2Axy; H = A(x^2 + y^2); A = \text{const.} \quad (1)$$

Потенциальная энергия нейтрона U в поле

$$U = \pm \mu H = \pm \mu A r^2 \quad (r^2 = x^2 + y^2), \quad (2)$$

так как возможны только две проекции его магнитного момента μ на направление вектора напряженности магнитного поля H . Если исходный пучок не поляризован, то для половины нейтронов, вошедших в рабочую

область магнита, будет существовать в начале координат (см. рис. 1) минимум потенциальной энергии U , а для другой половины нейтронов с противоположным направлением спина в начале координат будет максимум U .

Уравнения поперечного движения нейтронов в поле магнита:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= \mp \mu \frac{\partial H}{\partial x} = \mp 2A\mu x; \\ \frac{dp_y}{dt} &= \mp \mu \frac{\partial H}{\partial y} = \mp 2A\mu y, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

откуда следует, что половина нейтронов испытает в магните двойную фокусировку (по x и по y), а другая половина — двойную дефокусировку.

Для поляризации сфокусированных нейтронов необходимо, чтобы направление вектора H в выбранной рабочей области мало отличалось, например, от направления оси Ox . Можно показать, что в многополюснике геометрическими местами точек равного наклона вектора H к оси Ox являются прямые, проходящие через начало координат. При этом легко видеть, например, что часть полного сектора в магните (см. рис. 1) с углом раствора $0,433 \frac{\pi}{3}$ содержит точки, в которых

$\cos(\angle H, Ox) \geq 0,9$. Это значит, что для поляризации нейтронов с успехом можно использовать более 40% зазора этого магнита.

Записывая решение (3) с помощью матричного формализма и известным способом учитывая движение нейтронов в свободном пространстве до и после магни-