

СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДОВ С МАГНИТНОЙ  
ИЗОЛЯЦИЕЙ С ЗАДАННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И С  
СОХРАНЯЮЩИМСЯ МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ

А. В. Агафонов

УДК 537.533

Обсуждаются сравнительные характеристики  
электронных и электрон-ионных диодов с магнит-  
ной изоляцией при отсутствии и наличии перерас-  
пределения магнитного поля токами изображений.

Во внешнем магнитном поле сильнооточный электронный пучок (СЭП) ведет себя как диамагнетик, вытесняя магнитное поле из своего объема  $/1/$ . В экспериментах по транспортировке СЭП в магнитном поле и с диодами с магнитной изоляцией при длительнос-  
тях импульса тока, характерных для СЭП, глубина скин-слоя го-  
раздо меньше толщины стенок камеры или толщины электродов. Собственное магнитное поле СЭП не может проникнуть за пределы межэлектродного промежутка, и индуцированные в электродах то-  
ки приводят к перераспределению поля, усиливая его в одном месте и ослабляя в другом. В подавляющем большинстве работ, за исключением  $/2-5/$ , свойства диодов и участков транспортировки СЭП анализировались при условии заданности магнитного поля в области вне пучка, без учета его перераспределения токами изображений. Такая картина соответствует полностью прозрачным для магнитного поля электродам, находящимся в магнитном поле неограниченной протяженности (магнитный поток бесконечен). Поэтому более отвечающим условиям экспериментов является тре-  
бование сохранения в расчетах потока магнитного поля. Проана-  
лизируем и сравним свойства однокомпонентного (электроны) и двухкомпонентного (электроны и положительные ионы) диодов с магнитной изоляцией в указанных двух случаях.

Рассмотрим плоский диод, образованный двумя бесконечными проводящими параллельными плоскостями, находящимися на расстоянии  $d$  друг от друга. Диод помещен во внешнее магнитное поле  $B_0$ , однородное до появления эмиссионного тока и направленное параллельно электродам (ось  $y$ ). Электроны движутся параллельно электродам в  $z$ -направлении, а ионы — поперек диода в  $x$ -направлении. Электронный и ионный потоки однородны в  $y$ - и  $z$ -направлениях.

Равновесные состояния двухкомпонентного потока описываются уравнениями

$$\gamma'' = - \frac{J}{\sqrt{\gamma_0 - \gamma}}, \quad x_e \leq x \leq 1, \quad (1)$$

$$\left( \frac{\gamma'}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right)' = \frac{J \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\sqrt{\gamma_0 - \gamma}}, \quad 0 \leq x \leq x_e, \quad (2)$$

где  $x_e$  — толщина электронного слоя в единицах  $d$ ,  $J = 4\pi j_1 d^2 x$  —  $x \sqrt{\mu/2mc^3}/e$  — безразмерная плотность тока ионов,  $\mu = m_1/m$  — отношение масс иона и электрона,  $\gamma$  — релятивистский фактор электронов (играющий в данном случае роль электростатического потенциала),  $\gamma_0 - 1$  — напряжение на диоде в единицах  $mc^2/e$ . Условие равновесия СЭП можно записать как

$$\gamma \gamma' = A_z' \sqrt{\gamma^2 - 1}, \quad (3)$$

где  $A_z'$  — составляющая вектор-потенциала,  $A_z' = B$  — безразмерное магнитное поле в единицах  $mc^2/ed$ , штрих означает производную по координате  $x$ .

Электронный диод. Рассмотрим вначале равновесие чисто электронного потока в диоде с магнитной изоляцией ( $J = 0$ ).

а) Заданное внешнее магнитное поле.

Будем считать внешнее магнитное поле заданным и равным магнитному полю на границе электронного потока  $x = x_e$ . При  $J = 0$  уравнения (1), (2) имеют следующие решения:  $\gamma = \gamma_0 - (\gamma_0 - \gamma_e)(1 - x)/(1 - x_e)$ ,  $x_e \leq x \leq 1$  и  $\gamma = \text{ch}(B_K x)$ ,  $0 \leq x \leq x_e$ .

где  $B_k = \gamma \gamma' / \sqrt{\gamma'^2 - 1} \Big|_{x=0}$  — магнитное поле на катоде,  $\gamma_e = \gamma(x_e)$ . Отсюда сразу же следует, что магнитное поле на катоде и внешнее магнитное поле связаны простым соотношением  $B_0 = \gamma_e B_k$ , а  $x_e = (\gamma_e / B_0) \operatorname{arch} \gamma_e$ . Интересующие нас величины можно представить как функции  $\gamma_e$ :

$$x_e = \frac{\sqrt{\gamma_e^2 - 1} \operatorname{arch} \gamma_e}{\gamma_0 - \gamma_e - \sqrt{\gamma_e^2 - 1} \operatorname{arch} \gamma_e},$$

$$i = I \frac{d}{L} = \frac{\gamma_e - 1}{4\pi} \left( \operatorname{arch} \gamma_e + \frac{\gamma_0 - \gamma_e}{\sqrt{\gamma_e^2 - 1}} \right),$$

где  $I$  — ток пучка в единицах  $mc^3/e$ ,  $L$  — длина системы в  $y$ -направлении, а  $\gamma_e$  определяется из уравнения

$$\sqrt{\gamma_e^2 - 1} (B_0 - \gamma_e \operatorname{arch} \gamma_e) = \gamma_e (\gamma_0 - \gamma_e). \quad (4)$$

При заданных значениях  $B_0$  и  $\gamma_0$  уравнение (4) имеет два решения в области  $[\gamma_1, \gamma_0]$  и единственное решение в области  $[1, \gamma_1]$ , где  $\gamma_1$  находится из уравнения  $B_0 = \gamma_1 \operatorname{arch} \gamma_1$ . В режиме полного заполнения межэлектродного промежутка электронным потоком  $x_e = 1$ ,  $\gamma_e = \gamma_0$ ,  $B_0 = \gamma_0 \operatorname{arch} \gamma_0$ ,  $i = (\gamma_0 - 1) \operatorname{arch} \gamma_0 / 4\pi$ . Зависимость толщины пучка и тока от  $\gamma_0$  для различных внешних магнитных полей показана на рис. 1а, б пунктирными линиями.

б) Сохраняющийся магнитный поток

В этом случае должно выполняться условие:

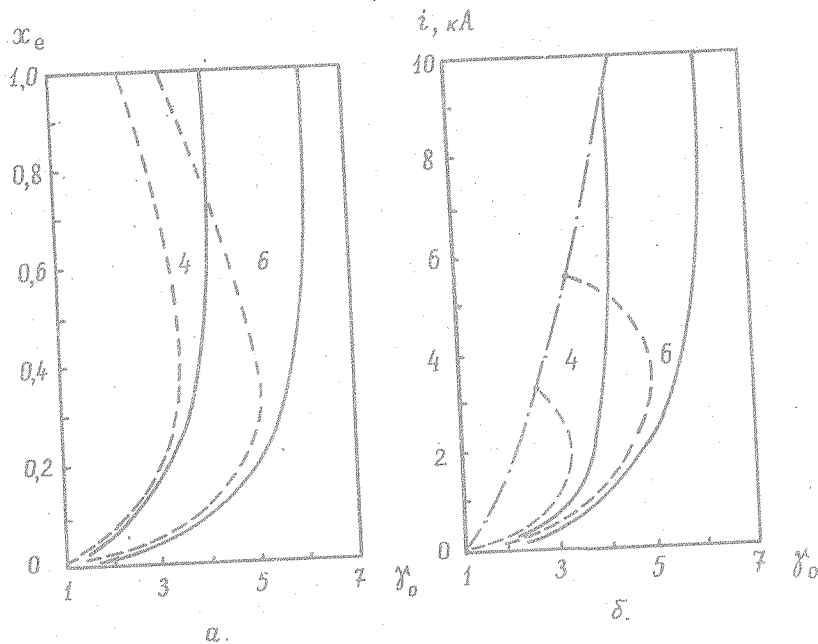
$$\int_0^1 B dx = B_0 d = A_0 = \text{const}, \quad (5)$$

где  $A_0 = A(1)$  — значение вектор-потенциала на аноде,  $A(0) = 0$ . Из условий непрерывности потенциалов, магнитного и электрического полей на границе электронного потока получаем следующую систему уравнений:

$$A_0 - \sqrt{\gamma_e^2 - 1} - B_e - \gamma_e \operatorname{arch} \gamma_e = 0, \quad (6)$$

$$\sqrt{\gamma_e^2 - 1}(B_e - \gamma_e \operatorname{arch} \gamma_e) = \gamma_e(\gamma_0 - \gamma_e),$$

которая позволяет определить  $B_e$  и  $\gamma_e$  по заданным значениям  $A_0$  и  $\gamma_0$ . Здесь  $B_e$  — магнитное поле на границе электронного потока, которое отличается от внешнего магнитного поля  $B_0$  за счет токов изображений.



Р и с. 1. Зависимости толщины электронного слоя (а) и вольт-амперные характеристики (б) диодов с магнитной изоляцией. Пунктирные зависимости для диода с заданным полем, сплошные — для диода с сохраняющимся магнитным потоком. Штрих-пунктиром показан максимальный ток диода в режиме полного заполнения. Цифрами указаны значения внешнего магнитного поля (в единицах  $mc^2/e\delta$ )

Ток пучка и его толщина определяются теми же выражениями, что и выше. Отметим, что в отличие от случая заданного внешнего магнитного поля решение системы (6) однозначно. Зависимости толщины электронного слоя и тока электронов от  $\gamma_0$  для различных внешних магнитных полей приведены на рис. 1а, б сплошными линиями. При заданном значении  $\gamma_0$  токи пучков в режиме полного заполнения одинаковы, если внешние магнитные поля связаны соотношением

$$B_{0a}/B_{0b} = 2 + \sqrt{\gamma_0^2 - 1}/\gamma_0 \operatorname{arch} \gamma_0.$$

Двухкомпонентный поток в диоде с магнитной изоляцией. Рассмотрим теперь равновесие двухкомпонентного потока электронов и положительных ионов в диоде, которое описывается уравнениями (1), (2) с граничными условиями:  $\gamma(0) = 1$ ,  $\gamma'(0) = 0$ ,  $\gamma(1) = \gamma_0$ ,  $\gamma'(1) = 0$ , соответствующими условиям ограничения тока электронов с катода и тока ионов с анода пространственным зарядом.

а) Заданное внешнее магнитное поле

Этот случай рассмотрен в работе /6/ с несколько другой точки зрения. Воспользовавшись первым интегралом уравнения (2) и решениями уравнения (1), можно записать толщину электронного слоя, ток электронов и ионов в виде

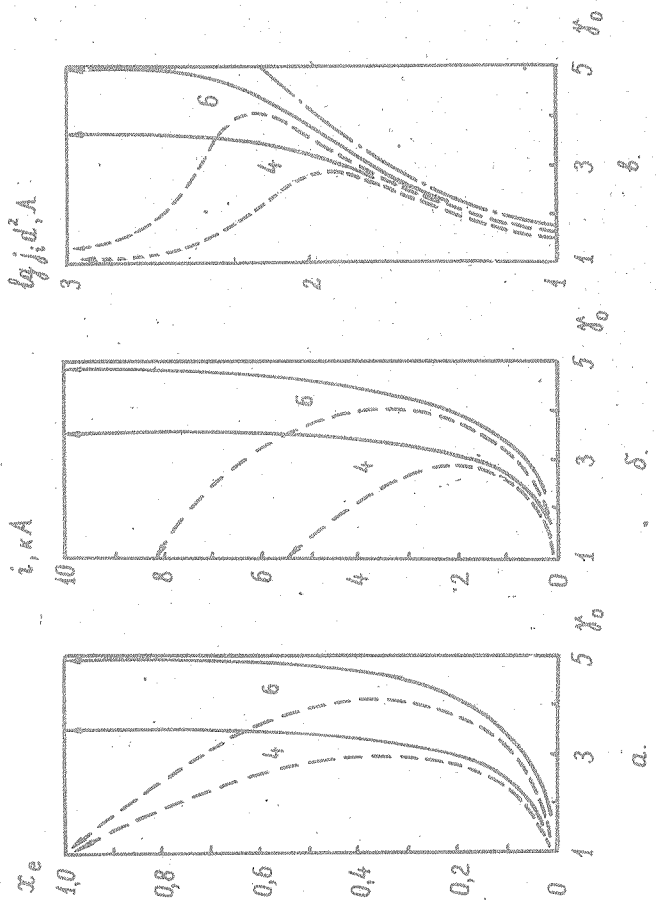
$$x_e = 3a / [3a + 4(\gamma_0 - \gamma_e)^{3/4}],$$

$$i = (B_0 - B_k) / 4\pi, \quad (7)$$

$$j^{1/2} = (2/3)(\gamma_0 - \gamma_e)^{3/4} / (1 - x_e),$$

где  $a = \int_1^{\gamma_e} d\gamma / \sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{B_k^2 + 4J\gamma_e^2 + \sqrt{\gamma_0 - \gamma_e} - \sqrt{\gamma_0 - \gamma}}$ ,  $B_k$  - магнитное поле на катоде, связанное с внешним магнитным полем соотношением  $\gamma_e^2 B_k^2 = B_0^2 + 4J\gamma_e^2(\sqrt{\gamma_0 - \gamma_e} - \sqrt{\gamma_0 - 1})$ . Величина  $\gamma_e$  определяется из уравнения

$$(\gamma_e^2 - 1)B_0^2 = 4J\gamma_e^2 \sqrt{\gamma_0 - \gamma_e}. \quad (8)$$



Р и с. 2. Зависимость тождени электронного слоя (а) и вольт-выерные характеристики электрон-  
 нонек дродов с магнетной влощней по электронам (б) и юнам (в). Штрих-пунктиром показан ток  
 юнов для одностороннего биоплярного вотода. Остальные пояснения см. в подлиси к рис. 1.

Зависимости толщины электронного слоя, тока электронов и ионов от  $\gamma_0$  для различных значений внешнего магнитного поля показаны на рис. 2а, б, в пунктиром. Отметим, что, как и в случае чисто электронного потока в заданном магнитном поле, эти зависимости двузначны.

б) Сохраняющийся магнитный поток

В случае сохранения магнитного потока должно выполняться условие (5). Условия непрерывности потенциалов, магнитного и электрического полей на границе электронного слоя дают следующую систему уравнений:

$$A_0 - B_0(1 - x_e) = \sqrt{\gamma_e^2 - 1},$$

$$4J\gamma_e^2 \sqrt{\gamma_0 - \gamma_e} = B_0^2(\gamma_e^2 - 1),$$

из которой с учетом выражений (7) можно найти  $\gamma_e$  и  $B_0$  по заданным значениям  $\gamma_0$  и  $A_0$ . Расчетные зависимости приведены на рис. 2а, б, в сплошными линиями.

Из полученных результатов видно, что предположение о сохранении магнитного потока приводит к качественному и количественному отличию характеристик диодов по сравнению с характеристиками диодов с заданным полем. Качественное отличие заключается в исчезновении двузначности зависимостей, количественное — в разности тока электронов при одинаковом значении внешнего магнитного поля. По-видимому, именно сохранению потока обязано отсутствие наблюдений двузначности приведенных зависимостей в экспериментах. Поскольку для ряда применений желательно осуществить оба равновесных состояния, необходимо предпринимать специальные меры, чтобы перевести диод в режим работы с заданным полем. В частности, для этого можно воспользоваться разрезными электродами.

Поступила в редакцию  
7 апреля 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. В. Агафонов и др., ЖТФ, 44, 1909 (1974).
2. В. С. Воронин и др., Физика плазмы, 4, 604 (1978).

3. R. Lovelace, E. Ott, *Phys. Fluids*, 12, 1263 (1974).
4. А. В. Агафонов, Д. Б. Орлов, *Письма в ЖТФ*, 7, 985 (1981).
5. А. В. Агафонов, А. Н. Лебедев, Д. Б. Орлов, *Письма в ЖТФ*, 7, 1258 (1981).
6. А. В. Агафонов, *Краткие сообщения по физике ФИАН* № 9, 8 (1981).