

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P4-84-574

**А.В.Агафонов\*, А.Ю.Молодоженцев**

**НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА  
ИНВЕРТИРОВАННЫХ ДИОДОВ  
С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ**

Направлено в "Журнал технической физики"

---

\* Физический институт АН СССР им.П.Н.Лебедева,  
Москва

**1984**

Во внешнем магнитном поле сильноточный электронный пучок /СЭП/ ведет себя как диамагнетик, вытесняя магнитное поле из своего объема <sup>1/1</sup>. В цилиндрическом диоде инвертированной конфигурации /внешний электрод - катод, внутренний - анод/ можно ожидать вытеснения магнитного поля в сторону анода. В <sup>2/2</sup> рассмотрена гидродинамическая модель цилиндрического диода и показано, что максимальный коэффициент усиления магнитного поля  $V_{im}$  по отношению к  $V_{om}$  достигается при полном заполнении диода вращающимся электронным слоем и составляет

$$\frac{V_{im}}{V_{om}} = \frac{G_0 - 1}{G_0 + 1} \cdot \frac{1}{x_a^2}$$

где  $(G_0 - 1)$  - напряжение на диоде в единицах 0,51 МВ,  $x_a = R_a / R_k$  - цилиндричность диода,  $R_a$  - радиус анода,  $R_k$  - радиус катода. Очевидно, что с точки зрения создания больших магнитных полей необходимо, чтобы  $x_a = R_a / R_k \ll 1$ .

В большинстве работ свойства диодов с магнитной изоляцией и участков транспортировки СЭП анализируются при заданном магнитном поле 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. Условиям экспериментов более отвечает требование сохранения в расчетах потока магнитного поля. В экспериментах по транспортировке СЭП в магнитном поле и с диодами с магнитной изоляцией при длительностях импульса тока, характерных для СЭП, глубина скин-слоя гораздо меньше толщины стенок камеры или толщины электродов, и собственное магнитное поле СЭП не может проникнуть за пределы межэлектродного промежутка. Индуцированные в электродах токи приводят к перераспределению поля, усиливая его в одном месте и ослабляя в другом.

Для цилиндрического диода обычной конфигурации условие заданности магнитного поля эквивалентно условию сохранения величины магнитного поля на границе слоя, т.е.  $V_e = V_0$ , где  $V_e$  - величина магнитного поля на границе электронного слоя,  $V_0$  - внешнее магнитное поле. Для инвертированного цилиндрического диода  $V_k = V_0$ , где  $V_k$  - величина магнитного поля на катоде.

# 1. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЛОСКОГО ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

Построенная здесь кинетическая модель позволяет проанализировать движение электронов в плоском диоде с магнитной изоляцией при ненулевой поперечной скорости. При гидродинамическом описании плоского диода зависимость электростатического потенциала вблизи катода имеет вид  $\phi \sim x^2$ ,  $n_e \sim \phi'' = \text{Const} / n_e$  - плотность электронов/. В кинетической модели плоского диода<sup>1,5,8/</sup>  $\phi \sim x^{4/3}$ ,  $n_e \sim \phi'' \sim x^{-1/3}$ , т.е.  $n_e \rightarrow \infty$  на поверхности катода.

Для простоты предположим, что внешнее магнитное поле  $\vec{B}_0$  имеет только одну компоненту, перпендикулярную электрическому полю  $\vec{E}$ .

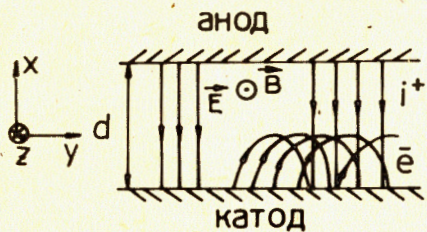


Рис. 1

Рассмотрим плоский диод, образованный двумя бесконечными проводящими параллельными плоскостями, находящимися на расстоянии d друг от друга /рис.1/. Диод помещен во внешнее магнитное поле  $\vec{B}_0 = B_0 \hat{y}$ . Ионы движутся только поперек диода. Движение электронов - релятивистское, движение ионов - нерелятивистское. Построим стационарную

модель ( $\partial/\partial t = 0$ ) плоского диода неограниченной по y и z протяженности ( $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$ ). Электроны дрейфуют в y-направлении ( $\beta_{ze} = 0$ ), выходя с катода и возвращаясь на катод. Ионы же не испытывают изолирующего действия магнитного поля. Предположим, что катод обладает бесконечной эмиссионной способностью и ток эмиссии ограничен пространственным зарядом. Исходя из сделанных предположений, определим граничные условия для модели:  $\phi(x_k) = 0$ ,  $\phi'(x_k) = 0$  /учет эффекта ограничения тока эмиссии электронов с катода пространственным зарядом электронного слоя/,  $\phi(x_a) = \phi_0$ ,  $A_y(x_k) = 0$ , где  $x_k$  - координата катода,  $x_a$  - координата анода,

$A_y = c/e (P_y - p_y)$  - y-компонента вектор-потенциала,  $P_y$  - y-компонента обобщенного импульса. Кроме того, имеются дополнительные условия на магнитное поле:

1. сохранение магнитного потока,

$$A_y(x_a) = \int_0^d B_z dx = B_0 d = \text{Const};$$

2. сохранение заданного внешнего магнитного поля на границе слоя  $x = x_e$ , где  $x_e$  - координата границы слоя,

$$A_y'(x_e) = B_0;$$

3. сохранение заданного внешнего магнитного поля на катоде,

$$A_y'(x_k) = B_0.$$

Исходя из сделанных предположений, запишем функции распределения для электронов  $f_e^0(\vec{x}, \vec{p})$  и для ионов  $f_i^0(\vec{x}, \vec{p})$  в виде

$$f_e^0(\vec{x}, \vec{p}) = F_0^e \delta(H_e - m_e c^2) \delta(P_z) \delta(P_y), \quad /1/$$

$$f_i^0(\vec{x}, \vec{p}) = F_0^i \delta(H_i - H_0^+), \quad /2/$$

где  $F_0^e, F_0^i$  - нормировочные коэффициенты функций распределения электронов и ионов соответственно;  $H_e, H_i$  - гамильтонианы электронов и положительных ионов;  $P_z, P_y$  - z- и y-компоненты обобщенного импульса электронов.

Для гамильтонианов имеем следующие выражения:

$$H_e = \sqrt{m_e^2 c^4 + c(\vec{P} - \frac{e}{c} \vec{A})^2} + e\phi, \quad H_i = \frac{1}{2m_i} (\vec{P} - \frac{q_i}{c} \vec{A})^2 + q_i \phi,$$

где  $q_i, m_i$  - заряд и масса иона соответственно. Используя сделанные предположения, нетрудно записать уравнение Пуассона, характеризующее равновесное состояние двухкомпонентного потока:

$$\frac{d^2 G}{dt^2} = \frac{8\pi J_e G}{\sqrt{G^2 - A_y^2} - 1} - \frac{4\pi \mu J_i}{\sqrt{2\mu(G_0 - G)}}, \quad t_k \leq t \leq t_e,$$

$$\frac{d^2 G}{dt^2} = - \frac{4\pi \mu J_i}{\sqrt{2\mu(G_0 - G)}}, \quad t_e \leq t \leq t_a,$$

где  $t = x/d$  - безразмерная поперечная координата,  $\mu = m_i/m_e$  - отношение массы иона к массе покоя электрона;  $J_i$  - ток эмиссии ионов с анода,  $J_e$  - ток эмиссии электронов с катода;  $t_k, t_e, t_a$  - координаты катода, границы электрон-ионного слоя, анода соответственно;  $G = m_e c^2 (1 - e\phi)$  - релятивистский фактор электронов в электронной области,  $G_0 = m_e c^2 (1 - e\phi_0)$ , где  $\phi_0$  - потенциал анода /ионы однозарядные/.

Введем новую переменную, зависящую от тока эмиссии электронов с катода и поперечной координаты  $\xi = \sqrt{8\pi J_e} \frac{x}{d}$ , и обозначим  $\eta = J_i \sqrt{\frac{\mu}{2}} / 2J_e B$  в системе единиц, в которой  $e = m_e = c = 1$ , ток будет измеряться в единицах 17 кА, энергия - в единицах 0,511 МэВ, магнитная жесткость - в единицах 1,7 кГс·см. Система безразмерных уравнений, описывающая равновесные состояния

двухкомпонентного потока, имеет вид /штрих означает производную по новой переменной  $\xi$ /:

$$G'' = \frac{G}{\sqrt{G^2 - A_y^2 - 1}} - \frac{\eta}{\sqrt{G_0 - G}} \quad /3/$$

$$A_y'' = -\frac{A_y}{\sqrt{G^2 - A_y^2 - 1}} \quad /4/$$

$$\left. \begin{array}{l} G'' = \frac{G}{\sqrt{G^2 - A_y^2 - 1}} - \frac{\eta}{\sqrt{G_0 - G}} \\ A_y'' = -\frac{A_y}{\sqrt{G^2 - A_y^2 - 1}} \end{array} \right\} \xi_k \leq \xi \leq \xi_0$$

и

$$G'' = -\frac{\eta}{\sqrt{G_0 - G}} \quad /5/$$

$$A_y'' = 0 \quad /6/$$

$$\left. \begin{array}{l} G'' = -\frac{\eta}{\sqrt{G_0 - G}} \\ A_y'' = 0 \end{array} \right\} \xi_0 \leq \xi \leq \xi_a$$

Величина  $\eta$  определяется из граничного условия  $G'(\xi_a) = 0$ , соответствующего ограничению тока ионов пространственным зарядом. Уравнения /3/-/6/ можно представить в виде

$$G'' = \frac{\partial \psi}{\partial G}, \quad A_y'' = \frac{\partial \psi}{\partial A_y} \quad /7/$$

где

$$\psi = \begin{cases} \sqrt{G^2 - A_y^2 - 1} + 2\eta\sqrt{G_0 - G}, & \xi_k \leq \xi \leq \xi_0, \\ 2\eta\sqrt{G_0 - G}, & \xi_0 \leq \xi \leq \xi_a. \end{cases}$$

### 1.1. Электронный диод

Рассмотрим равновесие чисто электронного потока в диоде с магнитной изоляцией ( $\eta = 0$ ).

а/ Заданное внешнее магнитное поле. Будем считать внешнее магнитное поле заданным и равным магнитному полю на границе электронного потока ( $x = x_0$ ). В гидродинамической модели плоского диода с магнитной изоляцией /3/ решение удалось довести аналитически до конца. В кинетической модели уравнения /3/-/6/ приходится решать численно.

Как видно из уравнений /3/-/6/, основную сложность представляют: 1/ выход электронов с катода; 2/ исследование области

вблизи границы электронного слоя. В обоих случаях величина

$\sqrt{G^2 - A_y^2 - 1} = |p_x| = 0$ . Поэтому для выхода с катода использовалось разложение  $G$  и  $A_y$  в виде  $G(\xi) = 1 + a\xi^a$ ,  $A_y(\xi) = b\xi + c\xi^b$ .

где  $a, b, c$  - постоянные коэффициенты,  $1 < a < 2$  /поскольку  $G'(\xi_k) = 0$ ,  $n(\xi_k = 0) \rightarrow \infty$  и, следовательно,  $\phi''(\xi_k = 0) \Rightarrow \infty$  /.

Вблизи катода ( $\xi \ll 1$ ) имеем

$$G(\xi) = 1 + a\xi^{7/3}, \quad A_y(\xi) = b\xi + c\xi^{7/3}, \quad a = \left(\frac{9}{4\sqrt{12}}\right)^{2/3}, \quad c = \frac{9b}{28\sqrt{2}a}.$$

Коэффициент  $b$ , в свою очередь, связан со значением магнитного поля на катоде  $b = -\frac{B_0 d}{\xi_a}$ , где  $\xi_a$  - координата анода, определяемая из условия  $G(\xi_a) = G_0$ . Для счета в области границы электронного слоя была введена некоторая величина  $\epsilon \rightarrow 0$ , т.е. рассматривался случай  $|p_x| = \epsilon$  на границе слоя. Значение  $\epsilon$  не влияет на качественный вид зависимостей.

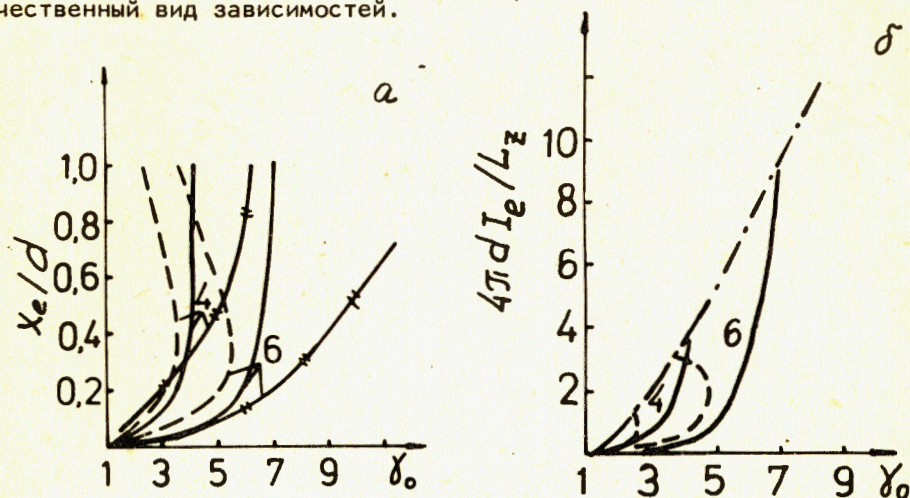


Рис.2

Перейдем к обсуждению основных результатов данной модели. На рис.2а представлены зависимости толщины электронного слоя ( $x_0/d$ ) от приложенного напряжения ( $G_0$ ), на рис.2б - вольт-амперные характеристики плоских диодов с магнитной изоляцией. Пунктирные зависимости - для диодов с заданным магнитным полем на границе электронного слоя, сплошные - для диодов с сохраняющимся магнитным потоком. Штрихпунктиром показан максимальный ток диода с магнитной изоляцией в режиме полного заполнения. Цифрами указаны значения ( $B_0 d$ ) - магнитной жесткости, где  $B_0$  - значение внешнего магнитного поля,  $d$  - величина анод-катодного зазора, магнитная жесткость определяется в единицах  $1,7 \text{ кГс} \cdot \text{см}$ . Ток  $\frac{4\pi d}{L_z} I_e$  указан в единицах  $17 \text{ кА}$ ,  $L_z$  - протяженность в  $z$ -направлении.

Как видно из рис.2, для плоского диода с магнитной изоляцией с заданным значением магнитного поля на границе электронного слоя характерны двузначные зависимости. Таким образом, кинетическая модель плоского диода с магнитной изоляцией дает тот же результат, что и гидродинамическая модель: при сохранении внешнего магнитного поля на границе электронного слоя существуют два равновесных состояния, которые отличаются друг от друга энергией граничных электронов. Если же рассматривать характеристики диода с магнитной изоляцией с заданным магнитным полем на катоде /рис.2а, изображены сплошной перерисованной линией/, то двузначность характеристик не обнаруживается. Как видно из рис.2б, при срыве режима магнитной изоляции вольт-амперная характеристика диода отвечает закону Чайлд-Ленгмюра.

б/ Сохраняющийся магнитный поток. На рис.2а,б сплошными линиями показаны характеристики плоского диода с магнитной изоляцией при условии сохранения магнитного потока. Все характеристики получены путем численного решения уравнений /3/-/6/. Условие сохранения потока снимает двузначность характеристик. В экспериментах с магнитно-изолированными диодами следует ожидать именно такие зависимости, если только не приняты меры для задания внешнего магнитного поля. Эти характеристики также совпадают с результатами гидродинамической модели при сохраняющемся магнитном потоке.

## 1.2. Двухкомпонентный диод

Равновесные состояния двухкомпонентного потока электронов и положительных ионов характеризуются уравнениями /3/-/6/ при  $\eta \neq 0$ . При решении необходимо учитывать, что на аноде выполняется условие  $G'(\xi_a) = 0$ , т.е. учитывается эффект ограничения тока эмиссии ионов с анода пространственным зарядом. Величина  $\eta$  является параметром задачи, с помощью которого достигается выполнение условия  $G'(\xi_a) = 0$ , и тем самым определяется ток эмиссии ионов с анода. Выход с катода осуществляется с помощью тех же самых разложений, что и для электронного диода.

Анализировался только случай, когда в диоде сохраняется магнитный поток. На рис.3 изображены основные характеристики плоского двухкомпонентного диода с магнитной изоляцией. Сплошными линиями представлены зависимости толщины электронного слоя ( $x_e/d$ ) от приложенного к диоду напряжения ( $G_0 - 1$ ), пунктирными - вольт-амперные характеристики двухкомпонентного диода с магнитной изоляцией. Цифрами указаны значения магнитной жесткости ( $B_0 d$ ), где  $B_0$  - внешнее магнитное поле в единицах 1,7 кГс·см. Напряжение на диоде ( $G_0 - 1$ ) измеряется в единицах 0,511 МэВ, ток  $4\pi \frac{d}{L_z} I_e$  - в единицах 1,7 кА,  $L_z$  - протяженность

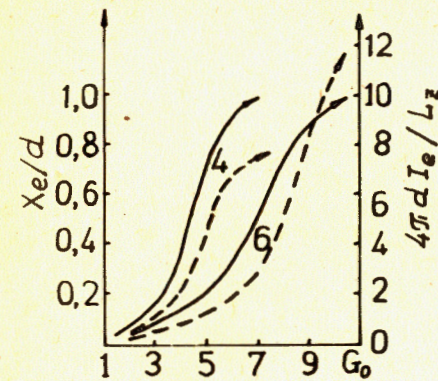


Рис.3

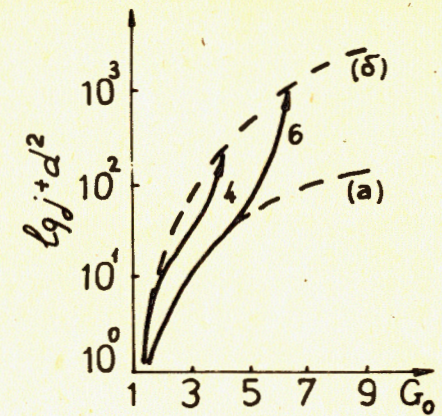


Рис.4

в z-направлении. Из проведенных исследований равновесных состояний двухкомпонентного диода с магнитной изоляцией можно сделать вывод, что учет влияния положительных ионов приводит к качественному и количественному изменению характеристик.

На рис.4 приведена зависимость ионного тока ( $\lg j^+ d^2$ ) от напряжения ( $G_0 - 1$ ) при фиксированном внешнем магнитном поле, значение которого указано через величину магнитной жесткости ( $B_0 d$ ), выраженную в единицах 1,7 кГс·см. Пунктирными линиями показаны ионный ток Чайлд-Ленгмюра /а/ и предельный ионный ток при полном заполнении диода электронным слоем /б/. Из рисунка видно, что при достаточно сильном внешнем магнитном поле, когда электронный слой прижат к катоду, вольт-амперная характеристика двухкомпонентного плоского диода соответствует закону Чайлд-Ленгмюра для чисто ионного диода. Как и в гидродинамической модели плоского диода с магнитной изоляцией учет положительных ионов ведет к изменению основных характеристик диода. В целом и гидродинамическая, и кинетическая модели плоского диода с магнитной изоляцией дают один и тот же качественный вид основных зависимостей.

## 2. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ИНВЕРТИРОВАННОГО ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

Рассмотрим цилиндрический диод неограниченной протяженности, внутренний электрод которого - анод, внешний - катод. Схематично он изображен на рис.5,  $R_k$  - радиус катода,  $r_a$  - радиус анода. Как видно из рассмотрения движения электронов, в цилиндрическом инвертированном диоде с магнитной изоляцией собственное магнитное поле электронного слоя имеет то же направление, что

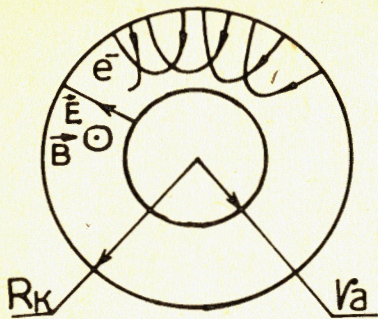


Рис. 5

и внешнее поле. Поэтому следует ожидать эффект усиления внешнего магнитного поля в таких диодах.

Для практического использования усиленного магнитного поля необходимо, чтобы анод был прозрачен для магнитного поля, т.е. либо анод тонкий, либо имеет продольные разрезы. Катод устроен так, что за время работы диода магнитное поле в него не проникает.

Построим стационарную модель цилиндрического инвертированного диода неограниченной протяженности

в режиме магнитной изоляции. Все предположения такие же, как и для плоского диода с магнитной изоляцией. Также будут использоваться дополнительные условия на вектор-потенциал:

а/ сохранение магнитного потока, которое нетрудно выразить

$$\text{в виде } A_\theta(r_e) = \frac{r_e}{2} (B_e - B_0 - \frac{R_k^2}{r_e^2}),$$

где  $A_\theta(r_e)$  - значение вектор-потенциала на границе электронного слоя,  $r_e$  - радиус электронного слоя,  $B_e$  - величина магнитного поля на границе электронного слоя,  $B_0$  - величина внешнего магнитного поля;

б/ сохранение величины магнитного поля на катоде.

Стационарную функцию распределения  $f_e^0(\vec{x}, \vec{p})$  для данной модели определим как

$$f_e^0(\vec{x}, \vec{p}) = F_0 \delta(H - H_0) \delta(P_z - P_0) \delta(M_\theta - M_0), \quad /8/$$

где  $M_\theta = r(p_\theta + \frac{e}{c} A_\theta)$  - обобщенный момент импульса,  $H = G(r)m_e c^2 + e\phi(r)$ . Вводя новую переменную  $t = r/R_k$ , из уравнений Максвелла нетрудно получить следующие уравнения:

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{1}{t} \frac{d}{dt} \left( t \frac{e A_\theta}{m_e c^2} \right) \right] = - \frac{4\pi j_\theta R_k^2}{(m_e c^3/e)}, \quad /9/$$

$$\frac{1}{t} \left[ \frac{d}{dt} \left( t \frac{dy}{dt} \right) \right] = \frac{4\pi R_k^2 c n_e}{(m_e c^3/e)},$$

где

$$j_\theta = \frac{F_0 e}{r} \cdot \frac{(-e A_\theta / m_e c^2)}{[\gamma^2 - (\frac{e A_\theta}{m_e c^2})^2 - 1]^{1/2}},$$

$$n_e = \frac{F_0}{rc} \cdot \frac{\gamma}{[\gamma^2 - (\frac{e A_\theta}{m_e c^2})^2 - 1]^{1/2}}.$$

Нетрудно показать, что  $(F_0 e / R_k) = j_r(R_k)$  - плотность тока эмиссии электронов с катода. После перехода к новой переменной

$$\xi = \frac{8\pi R_k^2 j_e}{(m_e c^3/e)} \cdot \frac{r}{R_k}$$

и в системе единиц, где  $e = m_e = c = 1$ , уравнения /9/ будут иметь вид

$$\frac{1}{\xi} \left[ \frac{d}{d\xi} \left( \xi \frac{dy}{d\xi} \right) \right] = \frac{\gamma}{\xi [\gamma^2 - A_\theta^2 - 1]^{1/2}}, \quad /10/$$

$$\frac{d}{d\xi} \left[ \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} (\xi A_\theta) \right] = \frac{A_\theta}{\xi [\gamma^2 - A_\theta^2 - 1]^{1/2}}.$$

Граничные условия запишем в виде  $\gamma(\xi_k) = 1$ ,  $\gamma'(\xi_k) = 0$ ;  $\gamma(\xi_a) = \gamma_a$ ,  $A_\theta(\xi_a) = 0$ . На границе электронного слоя выполняется условие  $|p_r| = 0$ ,  $|p_r| = [\gamma^2 - A_\theta^2 - 1]^{1/2}$ . Система уравнений, описывающая равновесное состояние электронного слоя в цилиндрическом инвертированном диоде с магнитной изоляцией, имеет особенности точно такие же, как и в плоском диоде с магнитной изоляцией, а именно:  $|p_r| = 0$  на катоде и на границе слоя электронов. Для численного решения уравнений  $\gamma(\xi)$  и  $A_\theta(\xi)$  разлагались в ряд вблизи катода.

Обсудим полученные результаты. Рассматривался диод с цилиндричностью  $x_a = r_a / R_k = 0,3$ . На рис. 6 представлены зависимости относительной толщины слоя  $x_e = r_e / R_k$  от приложенного напряжения  $U_0$  при фиксированном значении жесткости магнитного поля  $(B_0 R_k)$ , где  $B_0$  - величина внешнего магнитного поля, которое указано числами в единицах 1,7 кГс.см. Сплошной линией показаны кривые, полученные при условии сохранения потока магнитного поля в диоде с прозрачным для магнитного поля анодом. Пунктирная линия соответствует сохранению величины магнитного поля на катоде, т.е.  $B_k = B_0$ .

На рис. 7 показана вольт-амперная характеристика цилиндрического инвертированного диода с магнитной изоляцией при разных значениях магнитной жесткости  $(B_0 R_k)$ . Как и на рис. 6, сплошные линии соответствуют сохраняемому потоку магнитного поля в диоде с "прозрачным" анодом, пунктирная - условию сохранения величины магнитного поля на катоде.

На рис. 8 представлен график, характеризующий эффект усиления внешнего магнитного поля, а именно зависимость усиленного магнитного поля на границе электронного слоя  $B_e$  от внешнего магнитного поля  $B_0$  при условии сохранения потока магнитного поля в диоде с "прозрачным" анодом. Зависимости приведены для фиксированного значения  $U_0 = 4$  и различных значений цилиндричности диода. Анализ этих зависимостей показывает, что при уменьшении цилиндричности инвертированного диода величина усиленного магнитного поля возрастает. В этих зависимостях также наблюдается двузначность, причем двузначность усиливается при уменьшении цилиндричности. Последние точки не соответствуют

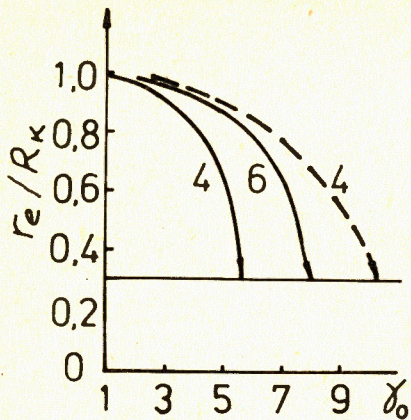


Рис. 6

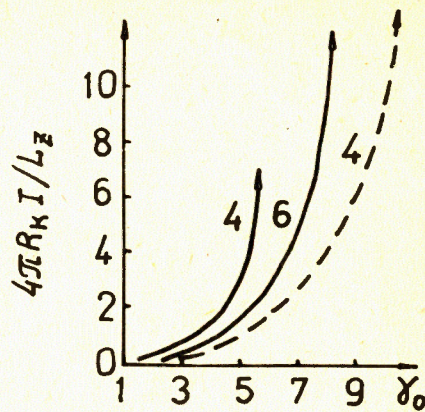


Рис. 7

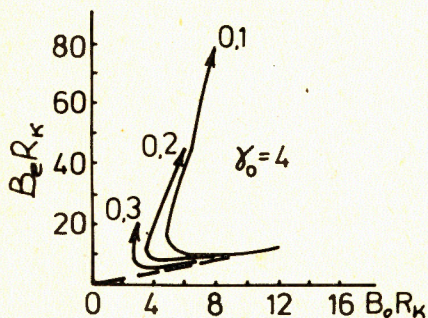


Рис. 8

выходу в режим полного заполнения электронами диода, поэтому на кривых стрелочками показан дальнейший ход кривых по мере выхода из режима магнитной изоляции.

### 3. ВЫВОДЫ

Показано, что условие сохранения магнитного потока в плоском диоде с магнитной изоляцией дает однозначные зависимости параметров диода, в отличие от случая заданного поля, когда зависимости имеют двузначный характер. Результаты кинетической модели диода с магнитной изоляцией, позволяющей проанализировать влияние поперечной скорости электронов, совпадают с результатами гидродинамической модели. При изучении кинетической модели цилиндрического инвертированного диода с магнитной изоляцией подтверждается принципиальная возможность усиления внешнего магнитного поля. Однако получена двузначная зависимость усиленного магнитного поля от внешнего при фиксированном напряжении на диоде и при фиксированной цилиндричности диода. Показано,

что существует зависимость усиленного магнитного поля от цилиндричности инвертированного диода.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Агафонов А.В. и др. ЖТФ, 1974, 44, с.1909.
2. Lovelace R., Ott E. Phys.Fluids, 1974, 17, p.1263.
3. Агафонов А.В. Краткие сообщения по физике. ФИАН, 1982, №8, с.3.
4. Богданович Л.С., Рухадзе А.А. УФН, 1971, т.103, вып.4, с.609.
5. Агафонов А.В., Лебедев А.Н., Орлов Д.Б. Письма в ЖТФ, 1981, 7, с.1258.
6. Creedon J. J.Appl.Phys., 1975, vol.46, No.7, p.2946-2955.
7. Bergeron K. Phys. Fluids, 1977, vol.20, No.4, p.688-697.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 августа 1984 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют /в отличие от препринтов/ статус официальных публикаций ОИЯИ.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.  
Theoretical physics.  
Experimental techniques and methods.  
Accelerators.  
Cryogenics.  
Computing mathematics and methods.  
Solid state physics. Liquids.  
Theory of condensed matter.  
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of this new collection, in contrast to the JINR Preprints, have the status of official publications of the JINR.

*JINR Rapid Communications* will be issued regularly.



Агафонов А.В., Молодоженцев А.Ю.  
Некоторые свойства инвертированных диодов  
с магнитной изоляцией

P4-84-574

Рассматривается кинетическая модель плоского и инвертированного цилиндрического диодов с магнитной изоляцией при отсутствии и наличии перераспределения магнитного поля токами изображения. Исследуется влияние положительных ионов на характеристики диодов с магнитной изоляцией. Результаты кинетической модели сравниваются с результатами гидродинамической модели диода с магнитной изоляцией. Анализируется принципиальная возможность усиления внешнего магнитного поля в цилиндрическом инвертированном диоде с магнитной изоляцией; обсуждается зависимость характеристик диода от его цилиндричности.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Agafonov A.V., Molodozhentsev A.Yu.  
Some Properties of the Diodes  
with Magnetic Insulation

P4-84-574

The kinetic model of plane and inversion cylindrical diodes with magnetic insulation with and without the redistribution of a magnetic field by image currents is considered. The influence of positive ions on characteristics of the diodes is investigated. Results of the kinetic model are compared with data of the hydrodynamic model of a diode with magnetic insulation. The possibility of amplifying an external magnetic field in an inversion cylindrical diode with magnetic insulation is discussed.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984