

C.95

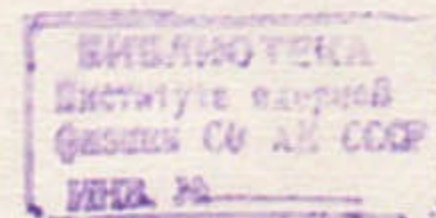


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Е.М. Сыресин

**ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ
В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

ПРЕПРИНТ 84-134



НОВОСИБИРСК

✓ 7

ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В НЕОДНОРОДНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. М. Сыресин

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе построено автомоделное решение уравнений, описывающих газодинамическое ускорение ионов в неоднородном магнитном поле. Показано, что при определенных условиях наличие неоднородного магнитного поля приводит к уменьшению эффекта запырения диодного тока облаком осциллирующих электронов и к росту КПД ускорения ионов.

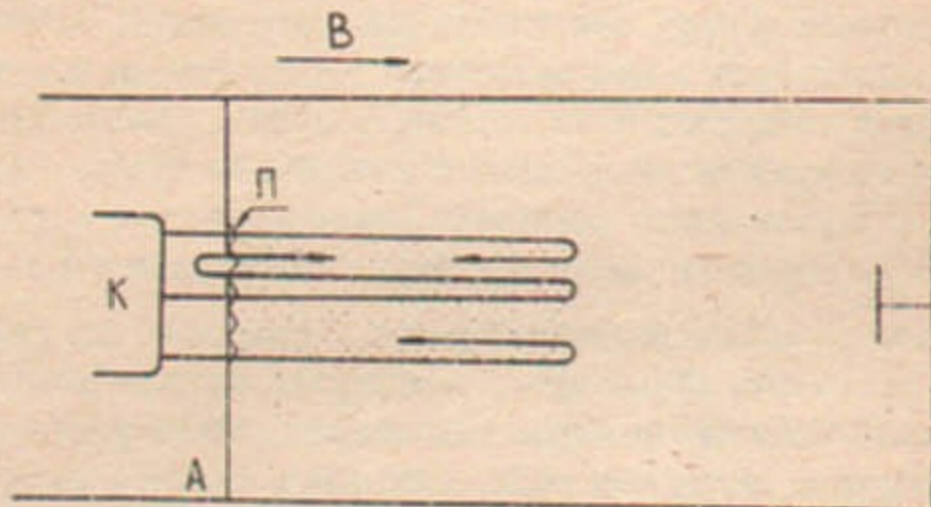


Рис.1. Схема газодинамического ускорения ионов: К - катод, А - анодная фольга, В - ведущее магнитное поле, П - поверхностная плазма, служащая источником ускоримых ионов, точки - "синтезированная" плазма. Тонкие стрелки иллюстрируют характер движения электронов.

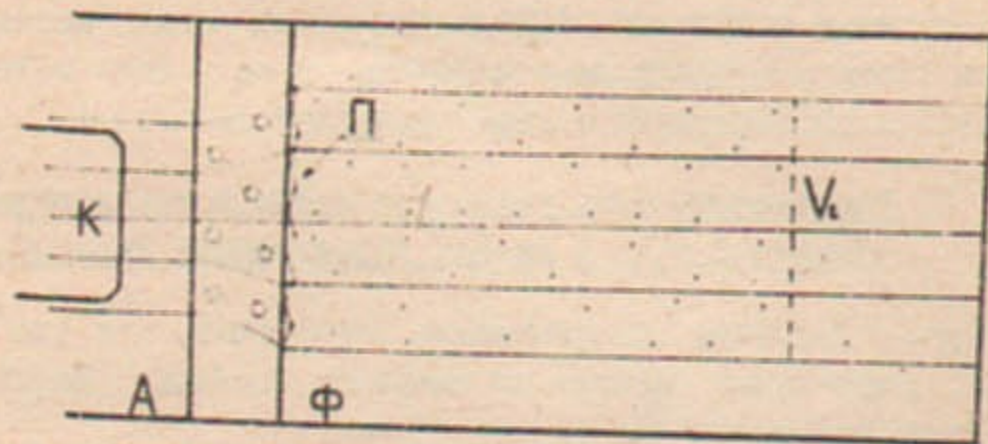


Рис.2. Ускорение ионов в неоднородном магнитном поле, К - катод, А - анодная фольга, Ф - фольга, разделяющая область ускорения и нейтрализующую плазму, кружки - объем, занятый нейтрализующей плазмой, точки - "синтезированная плазма", П - поверхностная плазма.

совершают колебания внутри дебаевского слоя. Такие электроны теряют свою энергию только при прохождении через сэндвич из фольг А и Ф. Что касается электронов, импульс которых больше β_0 , то они проникают в область нестационарного потенциала, и их энергия меняется как вследствие торможения в фольгах, так и вследствие расширения потенциальной ямы.

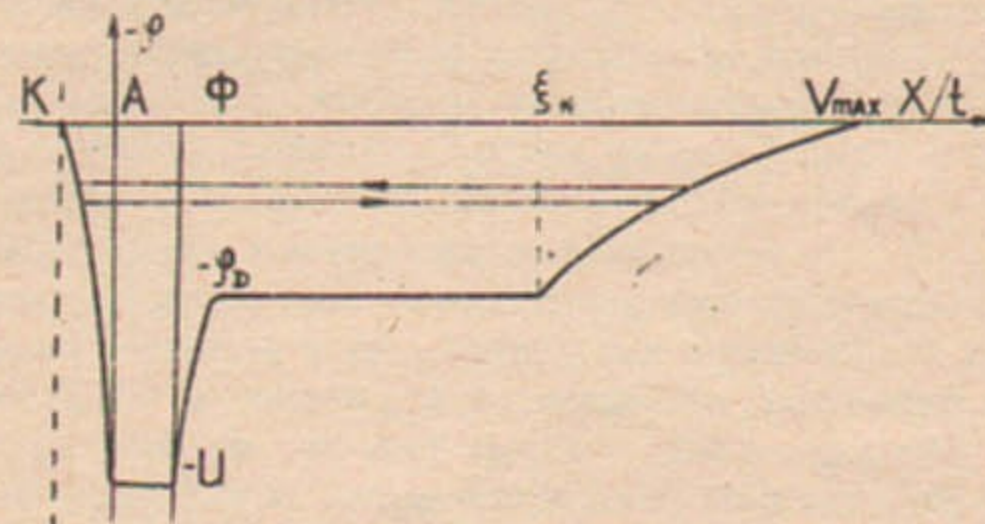


Рис.3. Форма потенциальной ямы для осциллирующих электронов.

В зависимости от толщины фольги Ф в неоднородном магнитном поле реализуются различные режимы ускорения ионов. Рассмотрим случай, когда фольга Ф - сильно рассеивающая, то есть когда выполнено условие:

$$\overline{\theta}_\phi^2 \gg \max \{ R^{-1}; (\gamma M) \}, \quad (1)$$

где $\gamma = 1 + w_0/mc^2$ - релятивистский фактор пучка, m и M , соответственно, массы электронов и ионов, w_0 - энергия исходного электронного пучка, $\overline{\theta}_\phi^2$ - среднеквадратичный угол рассеяния электрона при нормальном падении на фольгу Ф, R - уплотнение магнитного поля. Условие (1) соответствует тому, что упругое рассеяние в фольге Ф является самым быстрым процессом, так что функция распределения осциллирующих электронов изотропна как в диоде, так и в области ускорения ионов.

Что касается потерь энергии электроном в фольге Ф δW_ϕ , предполагается, что они не слишком малы, то есть

$$\overline{\theta}_\phi^2 \gg \frac{\delta W_\phi}{W_0} \gg \frac{1}{1000}, \quad (2)$$

здесь τ длительность ускоряющего импульса, d - расстояние между катодом и фольгой Φ . Условие (2) соответствует тому, что электроны, захваченные в дебаевском слое, замедляются за время t , много меньшее длительности ускоряющего импульса τ . В результате чего устанавливается стационарная функция распределения электронов $f(p)$. Для того, чтобы потери энергии электронов в сэндвиче из фольг А и Φ были минимальны, анодная фольга должна быть сверхтонкой, то есть

$$\delta W_A \ll \delta W_\Phi, \quad (3)$$

где δW_A - потери энергии электронов в анодной фольге.

Поскольку функция распределения электронов при выполнении условия (1) изотропна как в диоде, так и в области ускорения, то все результаты, относящиеся к форме спектра и к величине к.п.д. ускорения ионов, остаются теми же, что были найдены в работе /5/, где была рассмотрена задача об ускорении ионов в однородном магнитном поле в случае, когда функция распределения электронов изотропна.

Однако наличие неоднородного магнитного поля приводит к существенному снижению плотности облака осциллирующих электронов $n(\varphi)$, связанному с увеличением площади потока в области ускорения ионов. Количественный результат уменьшения $n(\varphi)$ состоит в том, что по сравнению с однородным магнитным полем вместо $n(\varphi)$ стоит величина $n(\varphi)/R$.

Как следует из уравнения Пуассона, описывающего распределение потенциала в диоде,

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = 4\pi e \left[\frac{n(\varphi)}{R} + \frac{n_b(\gamma+1)^{3/2} mc + e\varphi/c}{(2me\varphi + e^2\varphi^2/c^2)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

$$\varphi|_{x=0} = 0; \quad \frac{d\varphi}{dx}|_{x=0} = 0; \quad \varphi|_{x=d} = U;$$

уменьшение плотности облака осциллирующих электронов приводит к подрастанию тока пучка $j_b = en_b v_0$, v_0 и n_b - соответственно, скорость и плотность пучка.

Для нерелятивистского диода $\gamma - 1 \ll 1$ j_b/j_{b0} равно (ср./4,5/):

$$j_b/j_{b0} = 14,5 S^{3/4} (1 - 0,85^{1/2})^2, \quad (5)$$

где $S = R(1,17(m/M)^{1/2} + 7,5 \delta W/W_0)$, j_{b0} - плотность диодного тока, определяемая по "закону 3/2". Зависимость j_b/j_{b0} от уплотнения магнитного поля R при $\gamma = 3$, $\delta W/mc^2 = 4 \cdot 10^{-2}$ приведена на рис.4, j_{b0} - здесь плотность диодного тока, определяемая по аналогии с "законом 3/2" для релятивистского диода. Как видно из рис.4, сильно рассеивающая фольга приводит к значительному подрастанию плотности диодного тока по сравнению с

$R = 1$.

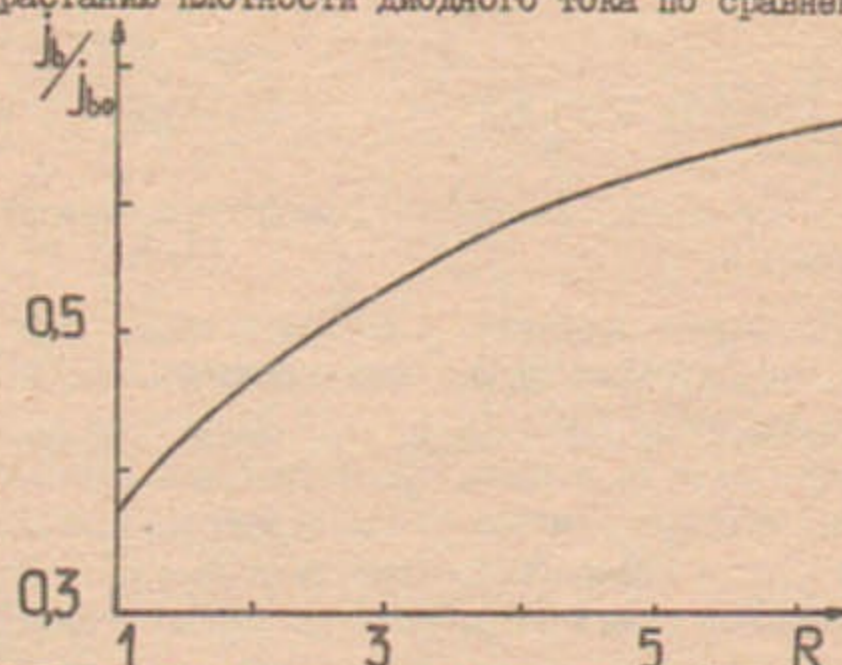


Рис.4. Зависимость плотности диодного тока j_b/j_{b0} от R для диода в неоднородном магнитном поле с сильно рассеивающей фольгой Φ

III. Газодинамическое ускорение ионов в неоднородном магнитном поле с нерассеивающей фольгой Φ

Приведем результаты расчетов газодинамического ускорения ионов в случае, когда анодная фольга - сильно рассеивающая, а фольга Φ - сверхтонкая. Толщина анодной фольги при этом такова, что для нее будут выполнены следующие условия

$$\bar{\Theta}_A^2 \gg \left(\frac{\gamma m}{M}\right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\bar{\Theta}_A^2 \gg \frac{\delta W_A}{W_0} \gg \frac{d}{10ct}$$

Что касается фольги Φ , то ее толщина выбирается таким образом, чтобы были выполнены условия

$$\begin{aligned} \overline{\theta_\Phi^2} &\ll R^{-1}, \\ \delta W_\Phi &\ll \delta W_A. \end{aligned} \quad (7)$$

Условия (6)-(7) соответствуют тому, что функция распределения осциллирующих электронов, оставаясь изотропной в диоде, при $R \gg 1$ делается почти одномерной в области ускорения ионов.

$$f(P, \theta_\Phi) = \begin{cases} f(P) & \theta_\Phi < R^{-1/2}, \\ 0 & \theta_\Phi > R^{-1/2}, \end{cases}$$

где P и θ_Φ - соответственно, импульс иpitch угол электронов на фольге Φ .

Однако слабое рассеяние в фольге Φ приводит к тому, что часть электронов, захваченных в дебаевском слое, $\delta N \sim \theta_\Phi^2 R$, выходит из конуса $\sin \theta_\Phi < R^{-1/2}$. В результате эти электроны уже не могут попасть в диод, время их жизни становится в $\delta W_A / \delta W_\Phi$ раз больше, чем время жизни основной группы электронов, имеющих на фольге Φ угол θ_Φ такой, что $\sin \theta_\Phi < R^{-1/2}$. Доля рассеявшихся электронов будет мала, если выполнено условие

$$\overline{\theta_\Phi^2} \ll \frac{\delta W_\Phi}{\delta W_A R}. \quad (8)$$

Кинетическое уравнение для функции распределения $f(P)$ на анодной фольге при выполнении условий (6)-(8) может быть представлено следующим образом /5/:

$$J_0(P) \frac{df}{dP} + \frac{J_1(P)}{P} f + \frac{1}{P^2} \frac{dP^2 \delta W_A}{dP} f + \frac{n_b V_0 \delta(P - P_0)}{4\pi P^2} = 0, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} J_0(P) &= \int_0^{\xi_2} J(P, \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta, \\ J_1(P) &= \int_0^{\xi_2} \frac{\partial J(P, \theta)}{\partial \theta} \sin^2 \theta d\theta, \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $J(P, \theta)$ - продольный адиабатический инвариант. В автономальных переменных $\xi = x/t$ $J(P, \theta)$ равен:

$$J(P, \theta) = \int_0^\xi (q^2(\xi, P) - P^2 \sin^2 \theta / R)^\pm d\xi, \quad (11)$$

где $q(\xi, P)$ и P - импульсы электрона, соответственно, в точке ξ и на анодной фольге, θ - угол к направлению оси X , под которым электрон вылетает из анодной фольги. Подставляя $J(P, \theta)$ в (10) и интегрируя последнее по θ , находим:

$$\begin{aligned} J_0(P) &= \frac{R P}{3} \left[\int_0^{\xi_2} \frac{q^3(\xi, P)}{P^3} d\xi - \int_0^{\xi_2} \left(\frac{q^2(\xi, P)}{P^2} - \frac{1}{R} \right)^{3/2} d\xi \right], \\ J_1(P) &= P \int_0^{\xi_2} \left(\frac{q^2(\xi, P)}{P^2} - \frac{1}{R} \right)^{1/2} d\xi, \end{aligned} \quad (12)$$

где ξ_2 определяется из равенства $q(\xi_2, P) = P R^{-1/2}$.

Решая теперь уравнение (9), легко приходим к следующему результату

$$f(P) = \frac{n_b V_0}{4\pi W(P)} \exp \left(\int_P^{P_0} \frac{P^2 J_1(P) + \frac{d \delta W_A P^2}{dP}}{W(P)} dP \right), \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} W(P) &= P^2 \delta W_A(P) + J_0(P) P^2, \\ P_0 &= (2emU + e^2 U^2 / c^2)^{1/2}, \end{aligned}$$

P_0 - импульс электрона на анодной фольге, соответствующий ускоряющему напряжению U . Обратим внимание на тот факт, что при $P < P_0$ $J_0(P)$ и $J_1(P)$ равны нулю (см./5/), поэтому

$f(P)$ имеет вид:

$$f(P) = \frac{\text{const}}{P^2 \delta W_A(P)}. \quad (14)$$

Знание $f(p)$ на анодной фольге позволяет найти плотность электронов в точке с потенциалом Ψ :

$$n(\Psi, H) = 2\pi \int \frac{f(p(q)) q dq dH \mu}{(q^2 - H \mu)^{1/2}}, \quad (15)$$

где $\mu = R^2/H$ - поперечный адиабатический инвариант, а

$$\sqrt{q^2 + m^2 c^2} - e\psi/c = \sqrt{p^2 + m^2 c^2} - eU/c. \quad (16)$$

Зная зависимость $n(\Psi, H)$, можно полностью конкретизировать автомодельное решение уравнений, описывающих газодинамическое ускорение ионов.

В одномерной постановке задача об ускорении ионов в автомодельных переменных описывается следующей системой уравнений /3/:

$$(U - \xi) \frac{dn}{d\xi} + n \frac{dU}{d\xi} = 0, \quad (17)$$

$$(U_i - \xi) \frac{dU_i}{d\xi} + \frac{e}{M} \frac{d\Psi}{d\xi} = 0,$$

где U_i , n - соответственно, скорость и плотность ионов.

Из условия квазинейтральности облака плотность ионов равна плотности электронов:

$$n = n(\Psi, H_{min}). \quad (18)$$

Систему уравнений (17)-(18) следует дополнить граничными условиями (см./3/):

$$U_* = \left(\frac{2W_0}{M} (1 - \psi_D) \right)^{1/2}, \quad (19)$$

$$\int_{\psi_D}^1 n d\Psi = n_b U_0 \int_{\psi_D}^1 \frac{d\Psi}{[2W_0/M(1-\Psi)]^{1/2}},$$

где $\psi = \frac{\Psi}{U}$. Первое из уравнений (19) определяет скорость электронов за Дебаевским скачком. Второе условие выражает собой равенство нулю электрического поля в области однородного потока за скачком.

Поскольку при нахождении $f(p)$ форма потенциальной ямы $\Psi(\xi)$ неизвестна, реализация построения автомодельного решения системы уравнений (13)-(19) возможна лишь с помощью метода последовательных приближений и обычно требует привлечения численных методов /5/.

Вместе с тем существуют случаи, когда решение может быть найдено аналитически. При ускорении ионов в неоднородном магнитном поле вполне реальна ситуация, когда

$$\frac{\delta W_A}{W_0} \ll \left(\frac{\gamma m}{M} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Условие (20) соответствует тому, что потери энергии при прохождении электронами через сэндвич из фольг А и Ф много меньше потерь энергии на ускорение ионов. Как легко видеть из (8), при $R \gg 1$ $J_1(p) = 2J_0(p) = J(p, \theta=0)$. Тогда из уравнения (13) имеем

$$f(p) = \frac{n_b U_0}{2\pi J(p_0, \theta=0) p^2}. \quad (21)$$

Функция распределения электронов, захваченных в дебаевском слое ($p < p_D$), определяется уравнением (14).

Подставляя полученную функцию распределения в (15), находим $n(\Psi, H_{min})$ - плотность облака осциллирующих электронов в области ускорения.

В качестве иллюстрации приведем расчеты для нерелятивистского диода $\gamma - 1 \ll 1$. В этом случае $n(\Psi, H_{min})$ равно:

$$n(\Psi, H_{min}) = \begin{cases} n_0 \Psi^{1/2} & \Psi < \psi_D, \\ n_0 \left[\Psi^{1/2} - \frac{2}{3} \frac{(\Psi - \psi_D)^{3/2}}{1 - \psi_D} \right] & \Psi > \psi_D, \end{cases} \quad (22)$$

где $\psi = \Psi/U$, $n_0 = \frac{2 n_b W_0}{J(p_0, \theta=0) R}$. Величину n_0 можно найти, если воспользоваться тем, что в силу квазинейтральности потока, плотность тока пучка $e n_b U_0$ равна $e n_* U_*$, где n_* и U_* , соответственно, плотность и скорость ионов при $\psi = \psi_D$. Воспользовавшись этим замечанием, легко приходим к следующему результату

$$n_0 = \frac{n_b / R}{[m/M \psi_D (1 - \psi_D)]^{1/2}}. \quad (23)$$

Величину потенциала за дебаевским скачком Ψ_D определяем из граничных условий (19):

$$5(1-\Psi_D)^{\frac{3}{2}} - 2(1-\Psi_0)^{\frac{3}{2}} = 15\Psi_D^{\frac{3}{2}}(1-\Psi_D). \quad (24)$$

Решая уравнение (24), получаем $\Psi_D = 0,047$. Подставляя зависимость $n(\Psi, H_{\min})$ в систему уравнений (15)-(19), находим автомодельное решение в области волны разряжения $V_{\max} > \xi > \xi_*$:

$$n(\xi) = \frac{n_0 \sqrt{M}}{2 \sqrt{2W_0}} (V_{\max} - \xi), \quad (25)$$

$$U(\xi) = (V_{\max} + \xi)/2,$$

$$\Psi(\xi) = \frac{M}{8W_0} (V_{\max} - \xi)^2,$$

где

$$V_{\max} = (2W_0/M)^{\frac{1}{2}} (\sqrt{1-\Psi_0} + \sqrt{\Psi_0}), \quad (26)$$

$$\xi_* = (2W_0/M)^{\frac{1}{2}} (\sqrt{1-\Psi_0} - \sqrt{\Psi_0}).$$

Коэффициент полезного действия ускорения ионов η в этом случае равен 0,928. Плотность электронного пучка n_b может быть найдена из решения уравнения Пуассона для диода:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{4\pi e^2}{W_0} \left(\frac{n_b}{\Psi^{\frac{1}{2}}} + n(\Psi, H_{\max}) \right). \quad (27)$$

Здесь $n(\Psi, H_{\max})$ плотность электронного облака в диоде:

$$n(\Psi, H_{\max}) = \begin{cases} n_1 \left[\Psi^{\frac{1}{2}} - (1-\Psi)^{\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \left(\frac{\Psi}{1-\Psi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] & \Psi < \Psi_D, \\ n_1 \left[\Psi^{\frac{1}{2}} - (\Psi - \Psi_D)^{\frac{1}{2}} - (1-\Psi)^{\frac{1}{2}} \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{\Psi}{1-\Psi} \right)^{\frac{1}{2}} - \operatorname{arctg} \left(\frac{\Psi - \Psi_D}{1-\Psi} \right)^{\frac{1}{2}} \right) + \frac{(\Psi - \Psi_D)^{\frac{3}{2}}}{3(1-\Psi_D)} \right] & \Psi > \Psi_D, \end{cases} \quad (28)$$

где

$$n_1 = \frac{4n_b W_0}{J(P_0, \theta=0)} = \frac{2n_b}{[m/M \Psi_D (1-\Psi_D)]^{\frac{1}{2}}}. \quad (29)$$

Подставляя $n(\Psi, H_{\max})$ в уравнение (28) и интегрируя его по Ψ , получаем $j_b/j_{b0} = 0,256$.

Заметим, что для нерелятивистского диода в однородном магнитном поле $\eta = 0,77$, а $j_b/j_{b0} = 0,234/45/$.

Для релятивистского диода $n(\Psi, H_{\min})$ равно:

$$n(\Psi, H_{\min}) = \begin{cases} n_0 (z^2 - 1)^{\frac{1}{2}} & \Psi < \Psi_D, \\ n_0 \left[(z^2 - 1)^{\frac{1}{2}} - (z_1^2 - 1) + F(z_1, z_2)/\beta_D^2 \right] & \Psi > \Psi_D, \end{cases} \quad (30)$$

где $\beta_D = v_D/c$, $z = 1 + (\gamma - 1)\Psi$, $z_1 = 1 + (\gamma - 1)(\Psi - \Psi_D)$, $z_2 = (\gamma - 1)(1 - \Psi)$,

$$F(z_1, z_2) = z_1^2 - 1 - \frac{z_2(z_1^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{(z_1 + z_2)(z_1^2 - 1)} - \frac{1}{(1 - z_1^2)^{\frac{1}{2}}} \operatorname{arctg} \left(\frac{(1 - z_1^2)^{\frac{1}{2}}(z_1^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{1 + z_1 z_2} \right),$$

$$n_0 = \frac{n_b (\gamma + 1)^{\frac{1}{2}} / \gamma R}{[2m/M \Psi_D (\gamma - 1)(1 - \Psi_D)(2 + (\gamma - 1)\Psi_D)]^{\frac{1}{2}}}. \quad (31)$$

Зная зависимость $n(\Psi, H_{\min})$, аналогично тому, как это было сделано для нерелятивистских электронов, находим автомодельное решение $n(\xi)$, $U(\xi)$ и $\Psi(\xi)$ для $\gamma \geq 1$.

В случае, обратном (20), то есть при

$$\frac{\delta W_A}{W_0} \gg \left(\frac{\gamma m}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

и $R \gg 1$ решение также может быть получено аналитически. Функция электронов на анодной фольге имеет вид:

$$f(p) = \frac{n_b v_0}{4\pi \delta W_A p^2}. \quad (33)$$

Для нерелятивистского диода $\gamma - 1 \ll 1$ $n(\psi, H_{\text{max}})$ и $N(\psi, H_{\text{max}})$, соответственно, равны:

$$n(\psi, H_{\text{max}}) = \frac{n_b W_0}{R \delta W_A} (\psi^{\frac{1}{2}} - \frac{2}{3} \psi^{\frac{3}{2}}), \quad (34)$$

$$N(\psi, H_{\text{max}}) = \frac{2n_b W_0}{3 \delta W_A} \psi^{\frac{3}{2}}. \quad (35)$$

Зная зависимость $n(\psi, H)$, находим параметры ионного потока:

$$\begin{aligned} \psi_D &= 0.042, \\ \xi_* &= 1.081, \\ U_{\text{max}} &= 1.683, \\ \eta &= 0.195 \frac{W_0}{\delta W_A} \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{2}}, \\ j_b/j_{b0} &= 14.5 S_1^{\frac{1}{2}} (1 - 0.8 S_1^{\frac{1}{2}})^2, \end{aligned} \quad (36)$$

где $S_1 = 7.5 \delta W_A / W_0$.

Отметим, что для нерелятивистского диода в однородном магнитном поле плотность диодного тока j_b/j_{b0} при выполнении условия (32) будет той же самой, что и для диода в неоднородном магнитном поле. Что касается КПД ускорения ионов η , то он будет существенно меньше ($\eta = 0.119 \frac{W_0}{\delta W_A} \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$), чем КПД ускорения ионов в однородном поле.

При произвольном соотношении между $\frac{\delta W_A}{W_0}$ и $\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$ решение задачи о газодинамическом ускорении ионов в неоднородном магнитном поле может быть построено только численно, методом последовательных приближений.

Приведем результаты численных расчетов, выполненных при условиях (6)-(8). Как было отмечено выше, функция распределения, оставаясь изотропной в диоде, при $R \gg 1$ становится почти одномерной в области ускорения, где основная доля энергии осциллирующих электронов будет заключена в продольной степени свободы. Это обстоятельство приводит к росту средней скорости расширения синтезированной плазмы и, следовательно, росту КПД ускорения ионов. Зависимость КПД ускорения ионов η от уплотнения магнитного поля при $\gamma = 3$, и $\frac{\delta W_A}{mc^2} = 4 \cdot 10^{-3}$ приведена на рис.5.

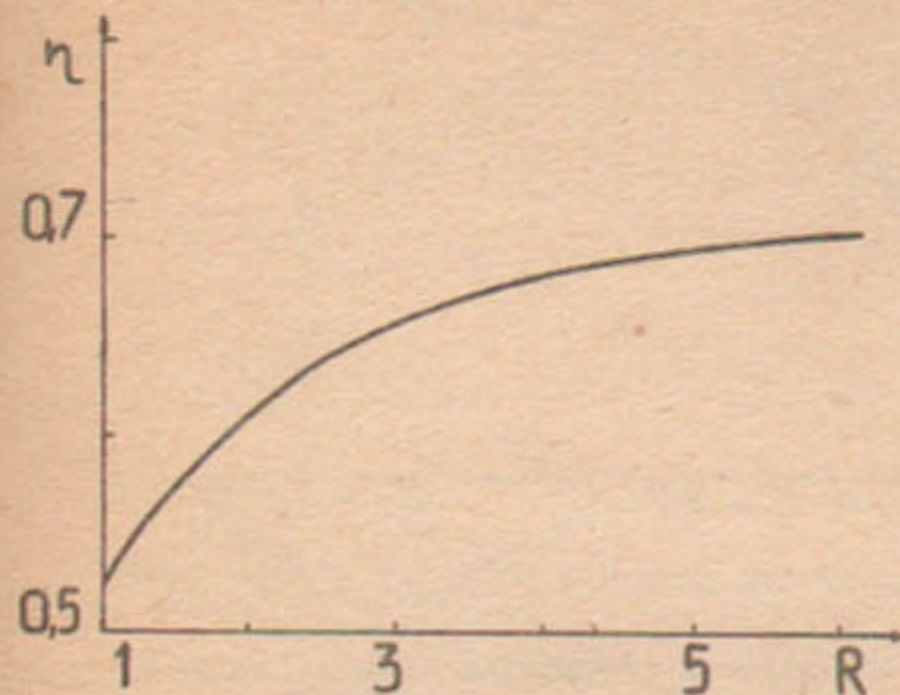


Рис.5. Зависимость КПД ускорения ионов от уплотнения магнитного поля R .

Спектр ускоренных ионов в этом случае при $R = 5$ показан на рис.6. Предельная энергия ускоренных ионов W_{max} равна $2.9 W_0$. Доля частиц в δ -пике равна 0,68. Сравнение формы спектра ионов для однородного и неоднородного магнитного поля показывает, что в неоднородном магнитном поле функция распределения ускоренных ионов более узкая, чем при $R = 1$ (ср./5/).

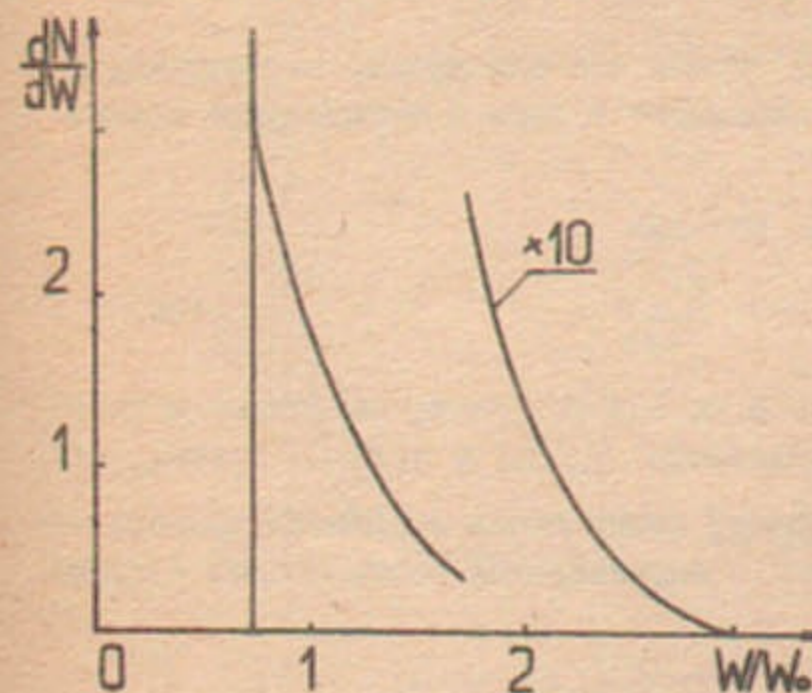


Рис.6. Спектр ускоренных ионов

Плотность электронного пучка j_b/j_{b0} в зависимости от R показана на рис.7. Как видно из рис.7, рост тока с ростом R незначителен. Зависимость η и j_b/j_{b0} от γ при $R = 5$ и $\frac{\delta W_A}{mc^2} = 4 \cdot 10^{-3}$, приведена, соответственно, на рис.8 и 9.

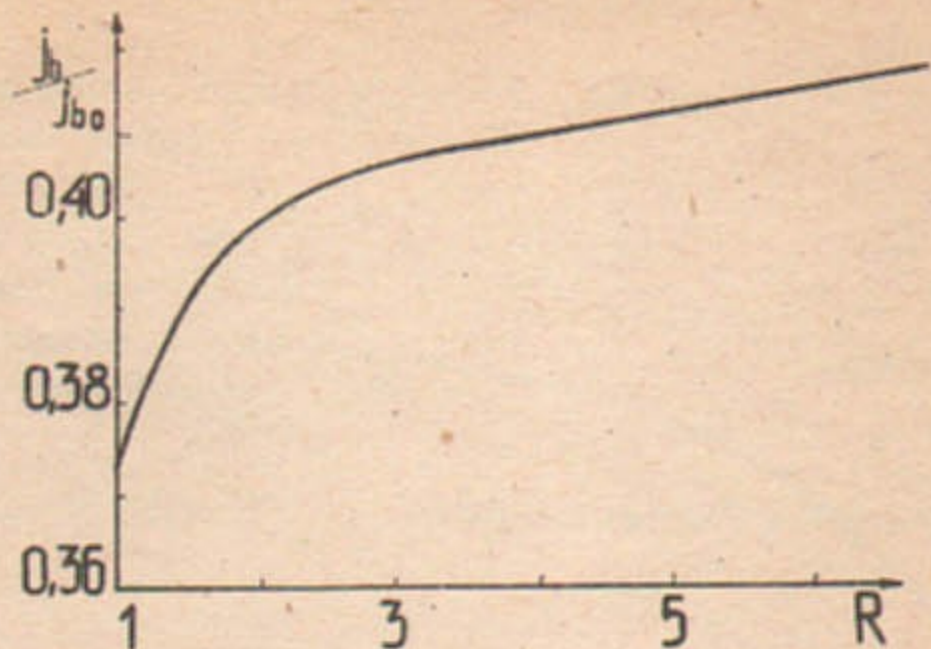


Рис.7. Зависимость плотности диодного тока $|j_b|/j_{b0}$ от R .

В заключение этого раздела рассмотрим случай, когда фольга Φ является нерассеивающей для электронов, проникающих в область ионного течения и сильно рассеивающей для частиц, запертых в дебаевском слое, то есть когда наряду с условием (7) выполнено условие, обратное (8):

$$R^{-1} \gg \overline{\theta_\Phi^2} \gg \frac{\delta W_\Phi}{R \delta W_A} \quad (37)$$

В этом случае при $R \gg 1$ почти все электроны, захваченные в дебаевском слое, уже не проникают в диод и осциллируют вблизи фольги Φ .

Если также выполнено условие

$$\overline{\theta_\Phi^2} \gg \frac{\delta W_\Phi}{W_0}, \quad (38)$$

то электроны, захваченные в дебаевском слое, на фольге Φ имеют изотропную функцию распределения $f(p, \theta_\Phi) \equiv f(p)$ (см. (I4)).

Что касается электронов, проникающих в область ионного течения, то для них $f(p, \theta_\Phi)$ определяется соотношением (13); то есть

$$f(p, \theta_\Phi) = \begin{cases} f(p) & \sin \theta_\Phi < R^{-1/2} \\ 0 & \sin \theta_\Phi > R^{-1/2} \end{cases}$$

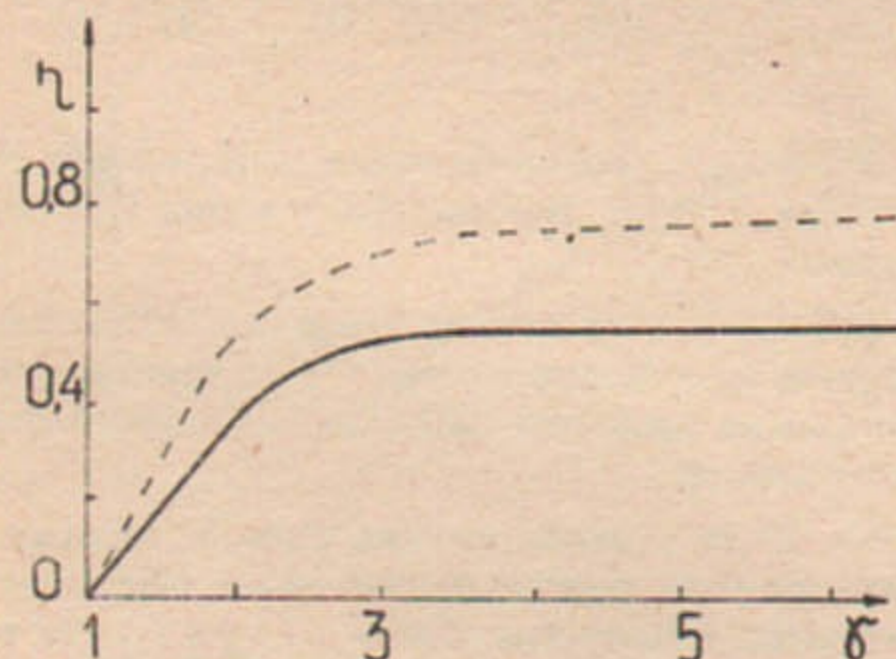


Рис.9. Зависимость η от релятивистского фактора γ .
--- $R = 5$, — $R = 1$

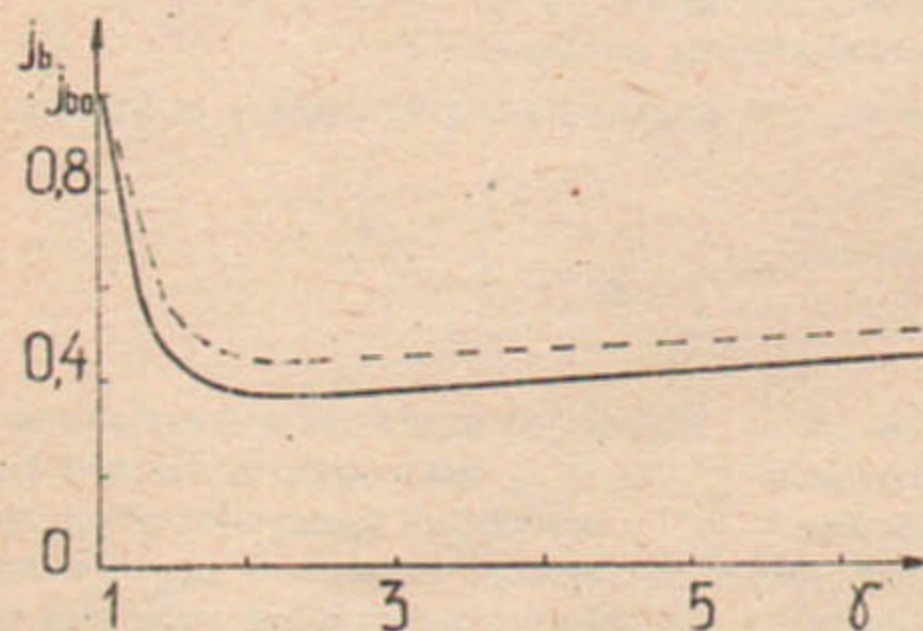


Рис.9. Зависимость $|j_b|/j_{b0}$ от релятивистского фактора γ .
--- $R = 5$, — $R = 1$.

Плотность облака осциллирующих электронов в области ускорения при $R \gg 1$ для нерелятивистского диода равна:

$$n(\psi, H_{min}) = \begin{cases} n_0 \psi^{\frac{1}{2}} & \psi < \psi_D \\ n_0 \left[\psi^{\frac{1}{2}} - (\psi - \psi_D)^{\frac{1}{2}} + \frac{2R(\psi - \psi_D)^{\frac{3}{2}}}{3(1-\psi)} \right] & \psi > \psi_D \end{cases} \quad (39)$$

где $n_0 = \frac{I_0 W_0}{j(\psi_0, \theta=0)R}$. Плотность облака осциллирующих электронов в области диода $n(\psi, H_{min})$ так же, как в случае (7), определяется соотношением (29).

Зная $n(\psi, H_{min})$, из второго уравнения (19) находим величину потенциала за дебаевским слоем ψ_D в зависимости от R , а затем из системы уравнений (25)-(26) определяем параметры автоматического решения.

При $R > 10,85$ скорость течения ионов за дебаевским слоем будет меньше скорости течения границы волны разряжения, и участок с постоянными параметрами потока $0 < \xi < \xi_*$ не реализуется. Автоматическое решение в области волны разряжения определяется системой уравнений (25). Максимальная скорость ионов $V_{max} = 2 \left(\frac{W_0}{M} \right)^{\frac{1}{2}}$, КПД ускорения ионов $\eta = 0,916$, плотность диодного тока $j_b / j_{b0} = 0,358$.

При произвольном соотношении между $\frac{\delta W_1}{W_0}$ и $\left(\frac{\gamma m}{M} \right)^{\frac{1}{2}}$ при $R \approx 1$ решение может быть найдено численно, методом последовательных приближений. Зависимость j_b / j_{b0} и η от R при $\gamma = 3$ приведена, соответственно, на рис.10-11.

Отметим, что полученные в этом разделе результаты справедливы при

$$R \ll \left(\frac{M}{\gamma m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (40)$$

Ограничение на R связано со следующим обстоятельством. Электроны с импульсом $p > p_D$, вылетающие из анодной фольги под углом, близким к $\frac{\pi}{2}$, вследствие расширения потенциальной ямы теряют часть своего продольного импульса и уже не возвращаются в диод. Поскольку при выводе кинетического уравнения эти электроны не учитывались, необходимо, чтобы их доля была мала. Лег-

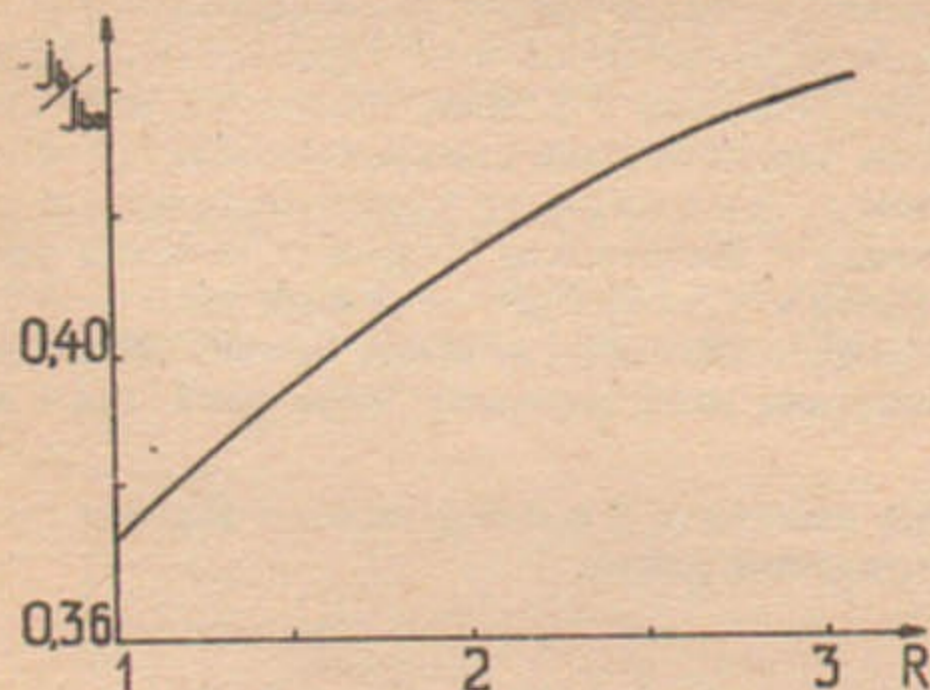


Рис.10. Зависимость плотности диодного тока от уплотнения магнитного поля R .

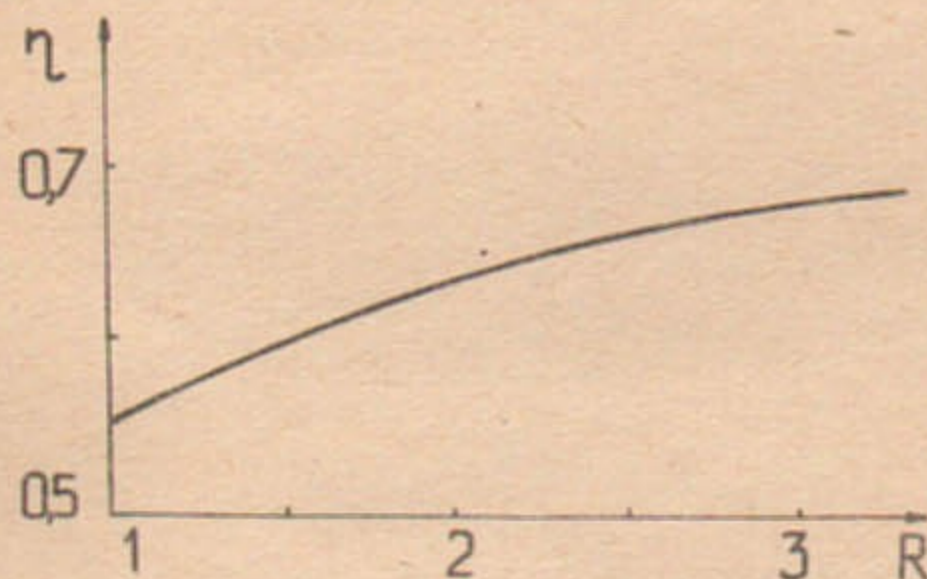


Рис.11. Зависимость КПД ускорения ионов от R .

ко оценить, число таких электронов будет мало, если выполнено неравенство (40).

З а к л ю ч е н и е

В работе построено автомоделное решение, позволяющее самосогласованным образом описать газодинамическое ускорение ионов в неоднородном магнитном поле с учетом рассеяния и поглощения энергии электронов в фольгах. Рассмотрены различные модификации схемы ускорения ионов с сильнорассеивающей и нерассеивающей фольгой Φ . В первом случае наличие неоднородного магнитного поля приводит к значительному увеличению плотности диодного тока. Во второй модификации рост тока менее значителен, но при этом возрастает КПД ускорения ионов. Причем, функция распределения ускоренных ионов становится более узкой, чем в первом случае.

Автор благодарен Д.Д.Рятову за многочисленные обсуждения в ходе выполнения работы.

Л и т е р а т у р а

1. Д.Д.Рятов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 566, 1976.
2. Д.Д.Рятов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 767, 1976.
3. Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 6, 1322, 1980.
4. D.D.Ryutov, Proc. of the 4th Int. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beams Research and Technology, Palaiseau, p. 77, 1981.
5. Д.Д.Рятов, Е.М.Сырскин. Препринт ИЯФ 84-129, 1984.
6. П.П.Дейчули, В.М.Федоров. IV Всесоюзный симпозиум по высоко-точной электронике, Новосибирск, 1982, т.2, с.180, 184, 1982.