УДК 621.039.61

ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е. М. Сыресин

(*Новосибирск*)

1. Введение. Основные особенности газодинамического ускорения ионов в однородном магнитном поле выявлены в [1—4], где, в частности, указано на существование дебаевского скачка и построены автомодельные решения, позволяющие описать ускорение ионов при «ступенчатом» включении ускоряющего напряжения. Найденная в [2] форма потенциальной ямы для осциллирующих электронов показана на рис. 1. Ход потенциала в дебаевском скачке не зависит от времени, тогда как в области $\varphi < \varphi_D$ ширина ямы линейно увеличивается со временем.

Как показано в [3—4], эффективность ускорения ионов существенно зависит от толщины анодной фольги. Поэтому фольгу желательно выбирать такой, чтобы электроны передавали свою энергию ускоренным ионам значительно быстрее, чем теряли ее в фольге. Однако снижение толщины фольги приводит не только к росту эффективности ускорения ионов, но и к уменьшению углового рассеяния электронов в ней, что в конечном счете ведет к запиранию диода и уменьшению плотности ионного тока [4].

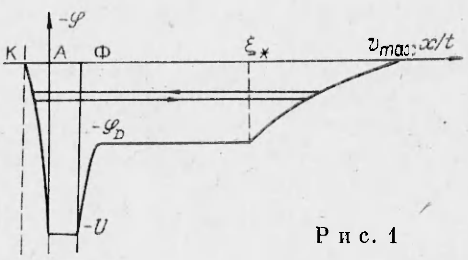

Рис. 1

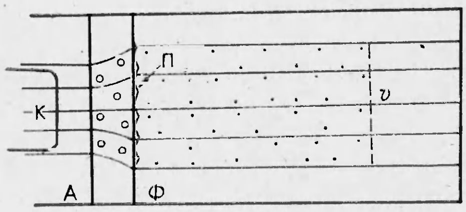

Рис. 2

Чтобы ослабить соответствующее ограничение на запирание диода и увеличить эффективность передачи энергии ионам, в [3] предложена схема газодинамического ускорения ионов в неоднородном магнитном поле, сильном в области диода и слабом в области ускорения (рис. 2). Электронный пучок со сверхкритическим током инжектируется в дрейфовую камеру через сендвич из фольг А и Ф, пространство между которыми заполнено нейтрализующей плазмой. В таких условиях большая часть электронов, инжектируемых в камеру, отражается и начинает осциллировать между реальным и «виртуальным катодом», возникающим в дрейфовой камере за фольгой Ф. В результате вблизи фольг А и Ф образуется плотное облако осциллирующих электронов. При определенных условиях электроны могут создавать на поверхности фольги Ф, расположенной в области слабого магнитного поля, слой плазмы П, служащий источником ионов. Под действием электрического поля облака ионы вытягиваются из этой плазмы и, компенсируя объемный заряд осциллирующих электронов, ускоряются вдоль камеры.

В настоящей работе обсуждается схема газодинамического ускорения ионов в неоднородном магнитном поле в двух модификациях, предложенных в [3], с сильно рассеивающей и нерассеивающей фольгой Ф. В первой модификации наличие неоднородного магнитного поля приводит к росту ионного тока, связанному с увеличением площади потока в области ускорения, во второй — рост тока незначителен, но зато увеличивается КПД ускорения ионов. Причина состоит в том, что в области ускорения вся энергия осциллирующих электронов будет заключена в продольной степени свободы. Это обстоятельство приводит к росту средней скорости расширения синтезированной из ионов и осциллирующих электронов плазмы. За счет увеличения средней скорости расширения плазмы и растет КПД ускорения.

2. Функция распределения осциллирующих электронов. Рассмотрим схему ускорения ионов в случае, когда анодная фольга сильно рассеивающая, а фольга Ф сверхтонкая. Толщина анодной фольги при этом такова, что для нее выполнены следующие условия:

$$\langle\theta^2\rangle \gg \delta W/W \gg d/c\tau; \qquad (2.1)$$

$$\langle\theta^2\rangle \gg (\gamma m/M)^{1/2}. \qquad (2.2)$$

Здесь $\gamma = 1 + W/mc^2$ — релятивистский фактор пучка; W — энергия исходного электронного пучка; $\langle\theta^2\rangle$, δW — средний квадрат угла рассеяния и средние потери энергии электрона при нормальном падении на анодную фольгу; τ — длительность ускоряющего импульса; d — расстояние между катодом и фольгой Ф; M — масса ионов. Условие (2.1) 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 [3, 4]. При выполнении условия (2.2) функция распределения электронов в диоде изотропна: $f(p, \theta) = f(p)$.

Что касается фольги Ф, то ее толщина ограничена снизу условием

$$\delta W_1 \ll \delta W, \quad \langle\theta_1^2\rangle \ll \delta W_1/\delta W R, \tag{2.3}$$

где $\langle\theta_1^2\rangle$ и δW_1 — средний квадрат угла рассеяния и средние потери энергии электрона при нормальном падении на фольгу Ф; $R = H_1/H_0$; H_1 — поле в диоде; H_0 — поле в области ускорения. Условие (2.3) соответствует тому, что функция распределения осциллирующих электронов, оставаясь изотропной в диоде, при $R \gg 1$ становится почти одномерной на фольге Ф:

$$f(p, \theta_1) = \begin{cases} f(p), & \theta_1 < R^{-1/2}, \\ 0, & \theta_1 > R^{-1/2} \end{cases}$$

(θ_1 — питч-угол электрона на фольге Ф).

Состояние облака осциллирующих электронов можно характеризовать функцией распределения этих электронов на анодной фольге $f(p)$. Кинетическое уравнение для $f(p)$ может быть найдено из условия сохранения продольного адиабатического инварианта

$$I(p, \theta, t) = \int\limits_0^{x_1} q_{\parallel}(x, p, \theta)\, dx$$

при дополнительном условии $q_{\perp} = p \sin\theta/R^{1/2}$, выражающем собой факт неизменности поперечной компоненты импульса частицы. Здесь x_1 — координата правой точки поворота, нижний предел заменен на нуль, поскольку в задаче рассматриваются времена, когда $x_1 \gg d$; p и θ — импульс и питч-угол электрона на анодной фольге; $q_{\parallel}(x, p, \theta)$ — продольный импульс электрона в точке x,

$$q_{\parallel}(x, p, \theta) = \left(q^2(x, p) - q_{\perp}^2\right)^{1/2};$$

$q(x, p)$ — полный импульс электрона в точке x,

$$q(x, p) = \left\{\left[(p^2 + m^2c^2)^{1/2} + \frac{e}{c}(\varphi - U)\right]^2 - m^2c^2\right\}^{1/2}.$$

Отметим, что в автомодельном решении потенциал φ зависит от координаты x и времени t только в комбинации $x/t = \xi$. При этом для электронов с импульсом $p > p_D$ адиабатический инвариант есть линейная функция времени $I(p, \theta, t) = tJ(p, \theta)$ [2], величина

$$p_D = \left[2me(U - \varphi_D) + \frac{e^2}{c^2}(U - \varphi_D)^2\right]^{1/2}$$

представляет тот предельный импульс, при котором электрон, вылетевший по нормали к поверхности фольги, еще удерживается в дебаевском слое. Для электронов с импульсом $p < p_D$ $I(p, \theta, t) = 0$, так как $x_1 = 0$.

Кинетическое уравнение для функции распределения в этом случае имеет вид [4]

$$J_1(p)\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{J_1(p)}{p} f + \frac{1}{p^2}\frac{\partial \delta W p^2 f}{\partial p} + Q = 0, \tag{2.4}$$

где

$$J_1(p) = J\left(p, \theta = \frac{\pi}{2}\right) = p\int\limits_0^{\xi_1}\left(\frac{q^2}{p^2} - \frac{1}{R}\right)^{1/2} d\xi, \tag{2.5}$$

$$J_2(p) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} J(p, \theta) \sin\theta \cos\theta d\theta.$$

Источник Q описывает рост числа частиц в облаке за счет пучка:

$$Q = \frac{n_b v_0}{4\pi p^2} \delta(p - p_0).$$

Здесь n_b — плотность пучка у анодной фольги; p_0 и v_0 — импульс и скорость электрона, соответствующие ускоряющему напряжению U:

$$p_0 = \left(2meU + \frac{e^2U^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad v_0 = \frac{p_0 c}{(p_0^2 + m^2c^2)^{1/2}}.$$

Подставляя $J(p, \theta)$ в (2.5) и интегрируя последнее по θ, находим

$$J_2(p) = \frac{pR}{3}\left[\int_0^{\xi_1} \frac{q^3}{p^3} d\xi - \int_0^{\xi_2} \left(\frac{q^2}{p^2} - \frac{1}{R}\right)^{\frac{3}{2}} d\xi\right],$$

где $\xi_1 = x_1/t$, а ξ_2 определяется из равенства $q(\xi_2, p) = pR^{-1/2}$. Решая уравнение (2.4), получим

(2.6) $$f(p) = \frac{n_b v_0}{4\pi w(p_0)} \exp\left[\int_p^{p_0} \left(J_1 p + \frac{\partial \delta W p^2}{\partial p}\right) \frac{dp}{w(p)}\right]$$

($w(p) = J_2(p)p^2 + \delta W p^2$). Обратим внимание, что при $p < p_D$ $I(p, \theta, t) = 0$, поэтому $f(p) = \text{const}/(p^2 \delta W)$. Знание $f(p)$ на анодной фольге позволяет найти плотность электронов в точке с потенциалом φ:

(2.7) $$n(\varphi, H) = 2\pi \int \frac{f(p(q))\, q dq d\mu H}{(q^2 - \mu H)^{1/2}} \quad (\mu = q_\perp^2/H).$$

Заметим, что, согласно (2.6), плотность облака осциллирующих электронов пропорциональна плотности электронов пучка на анодной фольге

(2.8) $$n(\varphi, H) = n_b \nu(\varphi, H),$$

где безразмерная функция $\nu(\varphi, H)$ не зависит от n_b. Зная зависимость $n(\varphi, H)$, можно полностью конкретизировать автомодельное решение уравнений, описывающих газодинамическое ускорение ионов.

3. Определение параметров ионного потока. В одномерной постановке задача об ускорении ионов в автомодельных переменных описывается системой уравнений [1]

(3.1) $$(v - \xi)\frac{dn}{d\xi} + n\frac{dv}{d\xi} = 0, \quad (v - \xi)\frac{dv}{d\xi} + \frac{e}{M}\frac{d\varphi}{d\xi} = 0,$$

где v, n — скорость и плотность ионов. Из условия квазинейтральности облака плотность ионов равна плотности электронов:

(3.2) $$n = n(\varphi, H_0).$$

Систему уравнений (3.1), (3.2) следует дополнить граничными условиями [1]

(3.3) $$v_* = \left[\frac{2(W - e\varphi_D)}{M}\right]^{1/2},$$

$$\int_{\varphi_D}^{U} n d\varphi = n_b v_0 \int_{\varphi_D}^{U} \frac{d\varphi}{\left[\frac{2(W - e\varphi_D)}{M}\right]^{1/2}},$$

первое из которых определяет скорость электронов за дебаевским скачком, второе представляет собой равенство нулю электрического поля в области однородного потока за скачком.

При заданной плотности пучка n_b и известной функции $\nu(\varphi, H)$ система уравнений (3.1)—(3.3) полностью определяет решение газодинамической части задачи. Основные трудности состоят в самосогласованном отыскании функции $\nu(\varphi, H)$: она определяется функцией распределения электронов, а последняя в свою очередь — зависимостью потенциала от ξ. Соответствующая задача в большинстве случаев может быть решена только численно с помощью метода последовательных приближений: задавая на нулевом шаге форму потенциальной ямы $\varphi(\xi)$, с помощью (2.6) и (2.8) вычислим функцию распределения $f(p)$ и плотность электронов $n_b\nu(\varphi, H)$. Зная зависимость $\nu(\varphi, H)$, из системы уравнений (3.1)—(3.3) получаем следующее приближение для $\varphi(\xi)$. Повторяя эту процедуру несколько раз, построим достаточно точное выражение для $f(p)$ и ν. В результате получается самосогласованное решение задачи, определенное с точностью до масштабного множителя n_b, который находится из решения уравнения Пуассона в диоде.

Вместе с тем существует случай, когда решение определяется аналитически, это случай нерелятивистских электронов, $\gamma - 1 \ll 1$. В дальнейшем рассмотрим ситуацию, когда $R \gg 1$, а потери энергии электронов в анодной фольге существенно меньше потерь энергии электронов, затраченных на ускорение ионов:

$$\frac{\delta W}{W} \ll \left(\frac{\gamma m}{M}\right)^{1/2}. \tag{3.4}$$

При $R \gg 1$ $J_1(p) = 2J_2(p) = J(p, \theta = 0)$. В нерелятивистском случае $p^2\delta W$ не зависит от энергии электрона [4], поэтому функция распределения имеет вид

$$f(p) = \begin{cases} \dfrac{n_b v_0}{2\pi J_0 p_D^2}, & 0 < p < p_D, \\[2mm] \dfrac{n_b v_0}{2\pi J_0 p^2}, & p_D < p < p_0 \end{cases} \tag{3.5}$$

($J_0 = J(p_0, \theta = 0)$). Подставляя полученную функцию распределения в (2.7), вычислим плотность облака осциллирующих электронов в области ускорения

$$n(\psi, H_0) = \begin{cases} n_0 \psi^{1/2}, & \psi < \psi_D, \\[2mm] n_0 \left[\psi^{1/2} - \dfrac{2(\psi - \psi_D)^{3/2}}{3(1 - \psi_D)}\right], & \psi > \psi_D, \end{cases} \tag{3.6}$$

где $\psi = \varphi/U$ — безразмерный потенциал; $n_0 = 2n_b W/J_0 R$. Величина n_0 определяется, если воспользоваться тем, что в силу квазинейтральности потока плотность тока пучка $en_b v_0$ равна $en_* v_* R$ — плотности ионного тока, n_* и v_* — плотность и скорость ионов при $\psi = \psi_D$. Воспользовавшись этим замечанием, приходим к результату

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

Скачок потенциала за дебаевским слоем ψ_D определяем из граничных условий (3.3):

$$5\left(1 - \psi_D^{3/2}\right) - 2(1 - \psi_D)^{3/2} = 15\psi_D^{1/2}(1 - \psi_D). \tag{3.7}$$

Подставляя зависимость $n(\psi, H_0)$ в систему уравнений (3.1), находим автомодельное решение в области волны разрежения $v_{\max} > \xi > \xi_*$ (обозначения см. на рис. 1):

$$n = n_0(v_{\max} - \xi)/2v_0, \quad v = (v_{\max} + \xi)/2, \tag{3.8}$$
$$\psi = (v_{\max} - \xi)^2/4v_0^2.$$

Здесь $v_0 = \left(\frac{2W}{m}\right)^{1/2}$; $v_{\max} = v_0\left[(1-\psi_D)^{1/2} + \psi_D^{1/2}\right]$; $\xi_* = v_0\left[(1-\psi_D)^{1/2} - \psi_D^{1/2}\right]$. Значения n_* и v_* в области постоянного течения определяем из условия сшивки этого течения с волной разрежения:

$$v_* = (v_{\max} + \xi_*)/2, \quad n_* = n_0 (v_{\max} - \xi_*)/2v_0. \tag{3.9}$$

Решая систему алгебраических уравнений (3.7)—(3.9), находим все не определенные пока значения численных параметров:

$$\psi_D = 0{,}047, \quad \xi_* = 0{,}755, \quad v_{\max} = 1{,}19, \quad v_* = 0{,}976, \quad n_* = 0{,}217. \tag{3.10}$$

Таким образом, задача о газодинамическом ускорении ионов полностью решена, а для определения плотности пучка n_b решим уравнение Пуассона в диоде

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{U}\left[\frac{n_b}{\psi^{1/2}} + n(\psi, H_1)\right], \quad \psi|_{x=0} = 0, \quad \left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x=0} = 0, \quad \psi|_{x=d_1} = 1, \tag{3.11}$$

где первое слагаемое в правой части учитывает плотность заряда электронов пучка, а второе — плотность заряда осциллирующих электронов. Плотность электронного облака в диоде

$$n(\psi, H_1) = \begin{cases} n_1\left[\psi^{1/2} - (1-\psi)^{1/2}\operatorname{arctg}\left(\frac{\psi}{1-\psi}\right)^{1/2}\right], & \psi < \psi_D, \\ n_1\left\{\psi^{1/2} - (\psi-\psi_D)^{1/2} - (1-\psi)^{1/2}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{\psi}{1-\psi}\right)^{1/2} - \right.\right. & \\ \left.\left. - \operatorname{arctg}\left(\frac{\psi-\psi_D}{1-\psi}\right)^{1/2}\right] + \frac{(\psi-\psi_D)^{3/2}}{3(1-\psi_D)}\right\}, & \psi > \psi_D \end{cases} \tag{3.12}$$

($n_1 = 2n_0R$). Подставляя $n(\psi, H_1)$ в уравнение (3.11) и интегрируя его по ψ, получаем $n_b = 0{,}256\ n_{b0}$, n_{b0} — плотность электронного пучка, определяемая по «закону 3/2».

Важная характеристика процесса ускорения — доля энергии, передаваемая ионам электронами пучка:

$$\eta = \frac{\frac{M}{2}\int_0^{x_1} nv^2\,dx}{n_b W v_0 t}. \tag{3.13}$$

Эффективность ускорения в рассматриваемом случае составляет $\eta = 0{,}93$. Отметим, что для нерелятивистского диода в однородном магнитном поле $\eta = 0{,}77$, а $n_b = 0{,}234 n_{b0}$ [3, 4]. Когда потери энергии электронов в фольге существенно больше энергии, передаваемой ускоренным ионам электронами пучка:

$$\frac{\delta W}{W} \gg \left(\frac{\gamma m}{M}\right)^{1/2}, \tag{3.14}$$

при $R \gg 1$ решение задачи о газодинамическом ускорении ионов также может быть получено аналитически. Коэффициент полезного действия (КПД) в этом случае

$$\eta = 0{,}195\frac{W}{\delta W}\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}.$$

Отметим, что он существенно больше, чем КПД ускорения ионов в однородном магнитном поле:

$$\eta = 0{,}119\frac{W}{\delta W}\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}.$$

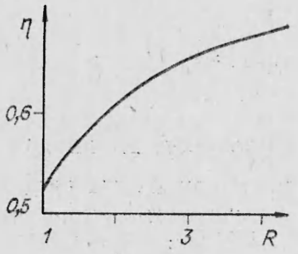

Рис. 3

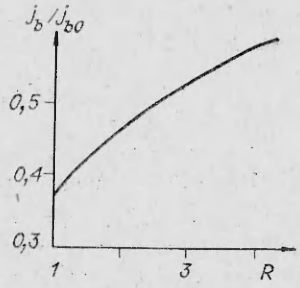

Рис. 4

Плотность пучка n_b для диода, помещенного в неоднородное магнитное поле, при выполнении условия (3.14) будет такой же, что и для диода, помещенного в однородное магнитное поле.

При произвольном соотношении между $\delta W/W$ и $(\gamma m/M)^{1/2}$ при $R \gtrsim 1$ решение задачи о газодинамическом ускорении ионов может быть построено только численно, методом последовательных приближений. Приведем результаты численных расчетов, выполненных при условиях (2.1)—(2.3). Как отмечено выше, функция распределения, оставаясь изотропной в диоде, при $R \gg 1$ становится почти одномерной в области ускорения, где основная доля энергии осциллирующих электронов заключена в продольной степени свободы. Это обстоятельство приводит к росту средней скорости расширения ионного потока и, следовательно, к росту КПД ускорения ионов.

Зависимость КПД ускорения ионов η от уплотнения магнитного поля R при $\gamma = 3$, $\delta W/mc^2 = 4\cdot10^{-3}$ показана на рис. 3. Рост диодного тока при увеличении R в этом случае незначителен; так, при $R = 5$ подрастание тока по сравнению с $R = 1$ составляет около 10%.

Отметим, что полученные в этом разделе результаты справедливы при

$$R \ll (M/\gamma m)^{1/2}. \tag{3.15}$$

Ограничение на R связано со следующим обстоятельством. Электроны с импульсом $p > p_D$, вылетающие из анодной фольги под углом $\theta \approx \pi/2$, 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. Легко оценить, что число таких электронов будет мало, если выполнено неравенство (3.15).

4. Ускорение ионов в диоде с сильно рассеивающей фольгой Ф. Приведем результаты расчетов газодинамического ускорения ионов в случае, когда анодная фольга сверхтонкая, а фольга Ф сильно рассеивающая:

$$\langle\theta_1^2\rangle \gg \frac{\delta W_1}{W} \gg \frac{d}{c\tau}, \tag{4.1}$$

$$\langle\theta_1^2\rangle \gg \max\left(\left(\frac{\gamma m}{M}\right)^{1/2},\ R^{-1}\right), \quad \delta W \ll \delta W_1.$$

Условие (4.1) соответствует тому, что упругое рассеяние электронов в фольге Ф — самый быстрый процесс, так что функция распределения осциллирующих электронов изотропна как в диоде, так и в области ускорения. Поэтому все результаты, относящиеся к форме спектра и к величине КПД ускорения ионов, остаются теми же, что и в [4], где рассмотрена задача об ускорении ионов в однородном магнитном поле.

Однако наличие неоднородного магнитного поля приводит к существенному снижению плотности облака электронов в диоде, связанному с увеличением площади потока в области ускорения ионов. Уменьшение плотности облака осциллирующих электронов в свою очередь приводит к росту тока пучка j_b и в конечном счете — ионного тока.

Для нерелятивистского диода $\gamma - 1 \ll 1$ зависимость диодного тока от R найдена в [3]:

$$\frac{j_b}{j_{b0}} = 14{,}5s^{3/4}(1 - 0{,}8s^{1/8})^2.$$

Здесь $s = R\left[1{,}17\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} + 7{,}5\frac{\delta W_1}{W}\right]$; j_{b0} — плотность диодного тока, определяемая по «закону 3/2». Для релятивистского диода решение может быть получено только с помощью численных расчетов по схеме, приведенной в п. 3. Зависимость j_b/j_{b0} от R при $\gamma = 3$, $\delta W_1/mc^2 = 4\cdot10^{-3}$ показана на рис. 4, где j_{b0} — плотность диодного тока, определяемая по аналогии с «законом 3/2» для релятивистского диода. Как видно из рис. 4, наличие неоднородного магнитного поля приводит к значительному увеличению плотности диодного тока.

Полученные в работе результаты находятся в согласии с экспериментальными результатами, приведенными в [5]. Разумеется, в реальных условиях не приходится иметь дело со строго «ступенчатой» формой напряжения, так что сравнение наших результатов с экспериментальными может носить только качественный характер. Другое возможное ограничение применимости приведенного рассмотрения состоит в том, что в настоящей работе не изучалась возможность снижения импеданса диода путем нейтрализации заряда электронов диодного промежутка зарядом ионов, эмиттирующих с внутренней стороны анодной фольги.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.** О влиянии ионного фона на накопление электронов в сильноточном диоде.— Физика плазмы, 1976, т. 2, № 5.
2. **Ступаков Г. В.** Автомодельное решение в теории газодинамического ускорения ионов.— Физика плазмы, 1980, т. 6, № 6.
3. **Рютов Д. Д.** Работы ИЯФ СО АН СССР по коллективному ускорению ионов в мощных электронных пучках.— В кн.: Совещание по проблемам коллективного метода ускорения. Дубна, 1982.
4. **Рютов Д. Д., Сыресин Е. М.** Теория «газодинамического» ускорения ионов облаком осциллирующих электронов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84—129.— Новосибирск, 1984.
5. **Дейчули П. П., Федоров В. М.** Ускорение ионов облаком осциллирующих электронов на установке Вода 1—10.— В кн.: IV Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Новосибирск, 1982, т. 2.

Поступила 14/II 1985 г.

УДК 629.735.33.015.3.025.1 : 533.6.12/13

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗОГНУТОГО КРЫЛА

Г. И. Майкапар

(Жуковский)

В авиационной технике применяются крылья, образуемые раскрытием прилегающих к осесимметричному корпусу поверхностей; представляет интерес выбор углов расположения осей поворота крыльев φ и их раскрытия θ (рис. 1), при которых индуктивное сопротивление минимально. Наибольший размах крыла получается при углах, близких к $\varphi = \pi/3$, $\theta = \pi/2$, однако, кроме размаха, на индуктивное сопротивление влияет кривизна крыла. Достаточно обоснованного метода расчета подъемной силы и индуктивного сопротивления системы крыло — тело вращения нет; связано это с тем, что тело вращения не имеет острой задней кромки, фиксирующей заднюю критическую линию, как у крыла. Не известно, сходят ли с тела вращения свободные вихри. Если корневая хорда крыла велика