

УДК 533.951

О ПРЕДЕЛЬНЫХ ТОКАХ ЭЛЕКТРОННОГО И ИОННОГО ПУЧКОВ В ПЛОСКОМ БИПОЛЯРНОМ ВЗРЫВОЭМИССИОННОМ ДИОДЕ

Ю. К. Бобров, В. П. Быстров, А. А. Рухадзе

Определены предельные токи электронного и ионного пучков в стационарном плоском биполярном диоде с неограниченной эмиссией заряженных частиц с обеих электродов. В предельных случаях нерелятивистской и ультрарелятивистской энергии электронного пучка получены простые аналитические соотношения. Обсуждается возможность экспериментальной реализации такого диода и возможность его применения.

Задача определения предельного тока электронного пучка в стационарном плоском монополярном диоде с неограниченной эмиссией катода как в нерелятивистском (формула Чайльда–Ленгмюра), так и в релятивистском случаях достаточно подробно исследована и уже давно излагается в учебных пособиях (см., например, [1]). Для дальнейшего использования приведем здесь результаты анализа этой задачи. Она формулируется следующим образом: между электродами плоского вакуумного диода приложена разность потенциалов Φ_0 , причем катод обладает неограниченной эмиссионной способностью, а поэтому на катоде электрическое поле и потенциал равны нулю. Надо найти предельный стационарный ток электронного пучка в таком диоде, ограниченный пространственным зарядом электронов. Математически эта задача сводится к следующей системе уравнений:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = 4\pi en_e,$$

$$\left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_{x=0} = \Phi|_{x=0} = 0, \quad \Phi|_{x=d} = \Phi_0. \quad (1)$$

Здесь d – расстояние между электродами, n_e – плотность электронов, причем ток диода

$$j_e = en_e v = \text{const},$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 = \frac{e\Phi}{mc^2}. \quad (2)$$

Из трех граничных условий (1) находятся две постоянные интегрирования уравнения Пуассона (1) и стационарный ток электронного пучка j в диоде. Приведем выражение этого тока

$$j_e = \frac{mc^3}{e} \frac{1}{2\pi d^2} \left\{ \frac{2\sqrt{2}}{9} (\gamma - 1)^{3/2} \right\} \text{ при } \gamma = 1 + \frac{v^2}{2c^2} \approx 1,$$

$$j_e = \frac{mc^3}{c} \frac{1}{2\pi d^2} \cdot \gamma \text{ при } \gamma \gg 1, \quad (3)$$

где $\gamma = \frac{e\Phi_0}{mc^2} + 1$, а $mc^3/e \cong 17 \text{ кА}$. При $d \approx 0.5 \text{ см}$ и $e\Phi_0 \cong 100 \text{ кэВ}$, из (3) получаем $j_e = 1 \text{ кА/см}^2$, что соответствует плотности электронов в пучке $n_e \cong 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Если же $e\Phi_0 \cong 10 \text{ МэВ}$, то при $d \approx 0.5 \text{ см}$ имеем, что $j_e = 2.2 \text{ кА/см}$, что соответствует $n_e \cong 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Часто вместо (3) используется интерполяционная формула

$$j_e = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{2\pi d^2},$$

которая при $\gamma \gg 1$ совпадает с (3), а при $\gamma = 1 + \frac{v^2}{2c^2}$ отличается от (3) множителем $\sqrt{3}$.

Перейдем теперь к биполярному диоду со встречными электронным и ионным пучками в предположении неограниченной эмиссии катода и анода. Математически задача определения стационарных предельных токов электронного и ионного пучков в таком диоде формулируется следующим образом:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = 4\pi e(n_e - n_i),$$

$$\left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_{x=0} = \Phi|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_{x=d} = 0, \quad \Phi|_{x=d} = \Phi_0. \quad (4)$$

Здесь n_e и n_i – плотности электронов и ионов, причем для простоты их заряды считаем равными по величине и противоположными по знаку, а токи $j_e = en_e v_e$, $j_i = -en_i v_i$, где

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}} = \frac{e\Phi}{mc^2} + 1, \quad \frac{1}{\sqrt{1 - v_i^2/c^2}} = \frac{e(\Phi_0 - \Phi)}{Mc^2} + 1. \quad (5)$$

Как и в предыдущем случае, граничные условия (4) позволяют определить две постоянные интегрирования уравнения Пуассона (4) и токи j_i и j_e ионного и электронного пучков, генерируемых в диоде.

Сформулированная задача легко решается аналитически в следующих предельных случаях:

а) нерелятивистском, когда

$$\frac{e\Phi_0}{mc^2} \ll 1; \quad (a)$$

б) в ультрарелятивистском для электронов и нерелятивистском для ионов, когда

$$\frac{e\Phi_0}{mc^2} \gg 1, \quad \frac{e\Phi_0}{Mc^2} \ll 1; \quad (б)$$

в) и, наконец, полном релятивистском, когда

$$\frac{e\Phi_0}{Mc^2} \gg 1. \quad (в)$$

Последний предел, очевидно, интереса не представляет, так как не реализуем. Приведем решения для первых двух пределов, причем ограничимся основными параметрами задачи. Отношение предельных токов ионного и электронного пучков:

$$\frac{j_i}{j_e} = \sqrt{\frac{m}{M}} \text{ при } \frac{e\Phi_0}{mc^2} \ll 1,$$

$$\frac{j_i}{j_e} = \sqrt{\frac{m}{2M}} \gamma \text{ при } \frac{e\Phi_0}{mc^2} \gg 1. \quad (6)$$

Предельный ток электронного пучка:

$$j_e = \beta_1^2 j_e^0 \text{ при } \frac{e\Phi_0}{mc^2} \ll 1,$$

$$j_e = \beta_2^2 j_e^0 \text{ при } \frac{e\Phi_0}{mc^2} \gg 1. \quad (7)$$

Здесь j_e^0 – предельный ток электронного пучка в вакуумном диоде. Величины $\beta_1 \approx 1.37$ и $\beta_2 = \pi/2$ учитывают частичную компенсацию заряда в биполярном диоде. Выражений для $\Phi(x)$ мы здесь приводить не будем.

Отметим только, что $\Phi(x)$ – монотонно растущая функция от $\Phi(0) = 0$ до $\Phi(d) = \Phi_0$. В интервале $0 < x < d$ функция $\Phi(x)$ имеет точку перегиба, в которой заряд полностью скомпенсирован, т.е. $n_e = n_i$. В нерелятивистском пределе в этой точке $\Phi(x_0) = \Phi_0/2$, а в ультрарелятивистском – $\Phi(x_0) = 3/4\Phi_0$. Важно при этом отметить, что величина предельного тока j_e , определяемая формулами (7), превосходит соответствующую величину предельного тока в вакуумном чисто электронном диоде (3), что свидетельствует о значительной компенсации заряда в рассматриваемом нами электронно-ионном диоде или другими словами, в диоде величины n_e и n_i одного порядка.

Обсудим условия реализации электронно-ионного взрывоэмиссионного диода и оценим достижимые в них параметры электронного и ионного пучков. Согласно существующим представлениям [2] (см. также [3]) взрывоэмиссионный катод в вакуумном диоде образуется следующим образом: при подаче импульса напряжения на микроскопических неоднородностях, которые всегда имеются на любой металлической поверхности происходит значительное усиление напряженности электрического поля, и при среднем значении поля $E_{cp} \sim 10^5$ В/см на острых неоднородностях достигаются полевые значения $E_{max} \sim 10^7$ В/см, что приводит к интенсивной автоэлектронной эмиссии из острых краев катода, к их омическому нагреву, плавлению и испарению. В парах металла происходит пробой и образование прикатодной плазмы с практически неограниченной эмиссионной способностью. Это обстоятельство и учтено в граничных условиях (1) в задаче предельного тока в электронном взрывоэмиссионном диоде. Считаем, что работа катодной эмиссии остается такой же и в электронно-ионном диоде. Что касается анода, то неограниченная эмиссия ионов с его поверхности может быть обусловлена следующим механизмом: если анодом служит поверхность металла, то импульсное поле даже субнаносекундной длительности будет экранироваться, причем потенциал вблизи поверхности экспоненциально падает с характерным размером $r_D \ln \frac{e\Phi_0}{\epsilon_F}$, где $r_D = \sqrt{\frac{\epsilon_F}{m\omega_p}}$ – дебаевский радиус, ϵ_F – энергия Ферми для электронов металла, ω_p – их плазменная частота, Φ_0 – потенциал, приложенный к диоду. Даже при $e\Phi_0 \gg mc^2$ эта величина не более чем на порядок превышает дебаевский радиус, который для металлов порядка $\sim 10^{-7}$ см. Это означает, что при $\Phi_0 \sim 10$ МэВ электрическое поле в металле в слое толщиной 10^{-6} см, т.е. ~ 100 мк, будет превышать 10^7 В/см (считаем размер диода < 1 см). Это поле способно отжать электроны металла от поверхности ($E^2 \geq 4\pi n_e \epsilon_F$), оголив тем самым ионный остов. Однако в рассматриваемом нами вакуумном диоде кулоновского взрыва (см. [4] и цитированную там литературу) не будет из-за ограничения тока ионов их пространственным зарядом. Зато поверхность анода станет неограни-

ченно эмиссионно-способной. Это и положено в основу сформулированной выше задачи электронно-ионного диода со взрывоэмиссионными электродами (4).

В заключение приведем простые оценки достижимых плотностей электронного и ионного токов и самих частиц в рассматриваемом диоде. Рассмотрим экстремальный случай для импульса напряжения 10 МэВ , что вполне реально на сегодняшний день. Примем, кроме того, для размера диода значение $d = 0.5 \text{ см}$. Согласно (6) и (7) предельные плотности токов электронного и ионного потоков в таком диоде будут равны: $j_e \approx 5 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$, а $j_i \approx 3 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$; соответственно $n_e \sim n_i \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (в случае водородоподобных ионов). Легко понять, что такой диод будет прекрасным инжектором протонов для современных ускорителей тяжелых частиц, не говоря уже о том, что в таком диоде на катоде будут протекать ядерные реакции довольно интенсивно. Надо при этом иметь ввиду, что величина d со временем медленно уменьшается, вследствие растекания прикатодной плазмы (да и анодной, образованной в результате полевого испарения материала анода[5]). Это ограничивает продолжительность работы диода временем $< 100 \text{ нсек}$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы, М., Высшая школа, 1988.
- [2] Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме, М., Наука, 1984.
- [3] Месяц Г. А. Эктоны, часть I, УФН, Наука, 1993.
- [4] Рухадзе А. А., Юсупалиев У. ЖТФ, **74**, вып. 1, 127 (2004).
- [5] Мюллер Э. В., Цонт Т. Т. Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, М., Наука, 1984.

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 21 января 2005 г.