

Электронные и ионные пучки

УДК 537.52

Синтез ионных пучков в газовом разряде с виртуальным катодом

А. В. Жаринов

ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Рассмотрен интенсивный разряд с плоским термоэмиссионным катодом в высоком вакууме. Поток атомов с поверхности катода возникает вследствие рекомбинации ионов, испарения и катодного распыления и полностью ионизуется в тонком плазменном слое с потенциалом, близким к анодному. На фронтальной поверхности плазмы возникает двойной электрический слой с виртуальным катодом, в котором происходят электростатическое торможение быстрых электронов и "безэлектродное" формирование плоскопараллельного, квазинейтрального пучка ускоренных ионов. Таким методом можно получать ионные пучки тугоплавких металлов (катода) с плотностью тока $\sim 0,3$ А/см² при энергии порядка 100 В.

Один из методов синтеза ионных пучков состоит в ионизации газа или паров металла электронами в газоразрядной камере и ускорении образующихся ионов электрическим полем, создаваемым между плазмой и ускоряющим электродом.

Как известно, плотность ионного тока j_i , ускоряющий зазор d и приложенная к нему разность потенциалов U связаны законом "3/2"

$$j_i \approx \frac{5,5 \cdot 10^{-8} U^{3/2}}{\sqrt{M} d^2}, \quad (1)$$

где M — атомный вес ионов.

Полный ток ионного пучка с радиусом R равен $J_i = \pi R^2 j_i$, и с учетом (1) получается соотношение

$$\frac{R^2}{d^2} = \frac{5,78 \cdot 10^6 \sqrt{M} \cdot J_i}{U^{3/2}}.$$

Отсюда для $M = 200$, $U = 100$ В имеем $\frac{R^2}{d^2} = 8,17 \cdot 10^5 J_i$. Очевидно, чтобы круглый ионный пучок расширялся незначительно (в ускоряющем зазоре), должно быть $\frac{R}{d} \leq \frac{1}{2}$, и поэтому ток одного пучка оказывается очень малым ($J_i \leq 3 \cdot 10^{-7}$ А), а для получения полного тока $3 \cdot 10^{-3}$ А потребуется около 10^4 ионных пучков,

каждый из которых диаметром $d \approx \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{j_i}}$ см $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ см при плотности тока $j_i \approx 10^{-2}$ А/см².

Таким образом, формирование ионных пучков с небольшой кинетической энергией $U \approx 10^2$ В традиционным методом сопряжено с ювелирной техникой, использующей металлические сетки с ячейками $\sim 10^{-2}$ см и таким же ускоряющим зазором.

Этот путь, вероятно, приемлем в лабораторных исследованиях, но кажется слишком ненадежным для применения в промышленной технологии.

По-видимому, возможен альтернативный способ, в котором вместо ускоряющей сетки формируется плоский виртуальный катод, плавно сопряженный с эквипотенциальным ионным пучком.

Аналізу такого "безэлектродного" способа ускорения ионов и посвящена данная работа. Следует отметить, что в монографии* представлены эксперименты, в которых изучались свойства плазмы, проникающей из интенсивного разряда в вакуум, и было подтверждено "безэлектродное" ускорение ионов. Но эти эксперименты не вполне адекватны поставленной задаче и не могут служить основанием для окончательных выводов.

Принципиальная схема ускорителя с виртуальным катодом

На рис. 1 представлен характер распределения потенциала вдоль оси x , нормальной к поверхности плоского катода.

* Габович М. Д. Плазменные источники ионов. — Киев: Наукова думка, 1964. С. 177—194.

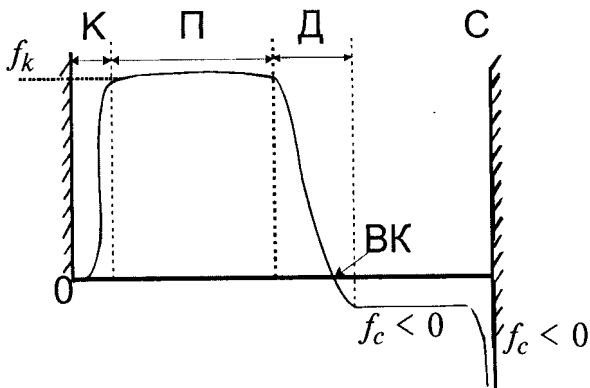


Рис. 1. Схема ускорителя с виртуальным катодом:

П — плазменный слой толщиной "а"; К — катодный слой;
 Д — двойной электрический слой между плазмой с потенциалом U и эквипотенциальным пучком ионов;
 ВК — поверхность виртуального катода; С — коллектор ионного тока при потенциале $\phi_c < 0$

Обсудим наиболее важные особенности катодного К, двойного Д, плазменного П слоев и теплового баланса катода.

Напомним, что для бесстолкновительного катодного слоя справедливо равенство

$$\frac{j_i}{e} MV_i = \frac{2j_k}{e} mV_e + \frac{E_k^2}{8\pi}, \quad (2)$$

где E_k — напряженность электрического поля на поверхности катода;

j_i, j_k — плотность ионного и электронного тока, соответственно;

V_i, V_e — скорость ионов и электронов, ускоренных разностью потенциалов U на катодном слое, соответственно;

e — элементарный заряд.

Если $E_k = 0$, то катодный слой превращается в двойной электрический с нулевым интегральным зарядом. В этом случае из (2) следует равенство ионного и электронного потоков импульса, эквивалентное формуле

$$i = \frac{j_i}{2j_k} = \sqrt{\frac{m}{M}}.$$

Коэффициент "2" учитывает прямой и обратный потоки электронов в схеме на рис. 1.

Отметим, что в режиме двойного электрического слоя на катод действует реактивная сила, пропорциональная потоку импульса ионов.

В общем случае согласно (2) электрическое поле на катоде выражается формулами:

$$E_k = E_{\max} \sqrt{\frac{\alpha - 1}{\alpha}};$$

$$E_{\max} = \left(\frac{8\pi j_i}{e} MV_i \right)^{1/2};$$

$$\alpha = i \sqrt{\frac{M}{m}}.$$

При $\alpha > 5$ приближенно можно считать, что электрическое поле на катоде зависит только от плотности ионного тока, так как $E_k > 0,9 E_{\max}$.

На рис. 1 виртуальный катод плавно сшивается с эквипотенциальным ионным пучком при небольшом отрицательном потенциале ϕ_i , порядка нескольких температур катода T_k .

При больцмановском распределении электронов вблизи поверхности виртуального катода уравнение Пуассона и его первый интеграл можно представить в виде

$$\frac{2d^2y}{ds^2} = \beta e^y - 1; \quad (3)$$

$$\left(\frac{dy}{ds} \right)^2 = e^{y_i+y} - (y_i + y) - 1; \quad (4)$$

$$\beta = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{U}{T_k}}, \quad (5)$$

где β — отношение плотности отрицательного заряда к положительному при $\phi = 0$;

$$y = \phi / T_k;$$

$$S = x / r_d;$$

r_d — дебаевский радиус, определяемый температурой катода T_k и концентрацией ионного пучка.

В эквипотенциальном ионном пучке $\left(\frac{dy}{ds} \right)^2 = \frac{d^2y}{ds^2} = 0$, поэтому из (3)–(5) потенциал пучка равен

$$\phi_i = -T_k \ln \sqrt{\frac{\pi U}{2T_k}}$$

(анализ показывает, что сшивка эквипотенциального ионного пучка с виртуальным катодом возможна только при $\alpha \cong 1,05$).

Например, при $T_k = 0,4$ В и $U = 400$ В потенциал пучка $\phi_i = -1,6$ В. Очевидно сшивка пучка с виртуальным катодом происходит на нескольких дебаевских радиусах.

В общем случае разряд существует в потоке атомов с катода, возникающем вследствие нейтрализации и отражения ионов, испарения и распыления. При высокой плотности тока вероятность ионизации атомов в плазменном слое П толщиной a практически 100 %, так что пучок ускоренных ионов распространяется в высоком вакууме. Вероятность ионизации выражается формулой

$$P = 1 - e^{-a/x_0},$$

где $x_0 = \frac{eV_g}{2j_k\sigma_i}$ — характеристическая длина ионизации атомов, движущихся в пучке электронов со скоростью V_g ;

ионизации атомов, движущихся в пучке электронов со скоростью V_g ;

σ_i — сечение ионизации;
 e — элементарный заряд.

При $j_k = \text{const}$ концентрация атомов с ростом x убывает экспоненциально, полное число атомов на 1 см^2 поверхности катода (плотность газовой мишени) равно

$$N = \int_0^a n(x) dx = n_0 x_0 P.$$

Плазменные электроны с температурой T_e удерживаются в П-слое электрическим полем и имеют приблизительно больцмановское распределение концентрации. При низкой температуре атомов $T_g < T_e$ в П-слое возникают два противоположных потока ионов с одинаковой плотностью тока j_i и скоростью порядка ионного звука

$\sqrt{\frac{eT_e}{M}}$. Поэтому $2j_i = 2j_k \sigma_i N$, откуда следует

$$N = \frac{2i}{\sigma_i}.$$

При $\alpha = i \sqrt{\frac{M}{m}} \approx 1$, $\sigma_i \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ имеем $N = 6,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ — на два порядка меньше числа атомов в монокристаллическом слое.

Таким образом, в газодифицитном режиме разряда ($\alpha = 1$) можно считать, что пучок электронов в П-слое движется без столкновений, так как участвует в ионизации и рассеивается ничтожная доля электронов. В разряде с виртуальным катодом поток атомов с катода должен быть равен удвоенному ионному току.

Для тугоплавких катодов испарением можно пренебречь, и разряд существует благодаря катодному распылению с коэффициентом $\gamma_i = 1$. Поэтому разрядное напряжение должно быть порядка нескольких сотен вольт, однако для катода с высокой скоростью испарения разрядное напряжение может быть низким, соответствующим равенству потока испарения ионному току.

Самокальный режим катода при условии $\gamma_i(U) = 1$, $\alpha = i \sqrt{\frac{M}{m}} = 1$ и $E_k = 0$ определяется

из совместного решения уравнения эмиссии Ричардсона-Дешмана и теплового баланса поверхности.

$$j_k = 1,2 \cdot 10^8 T_3^2 e^{-\frac{11,6\phi}{T_3}};$$

$$j_i (U + U_i - \phi) = 2j_k \phi + 5T_3^4, \quad (6)$$

где ϕ — работа выхода;

U_i — потенциал ионизации;

T_3 — температура катода в тысячах градусов.

В уравнении теплового баланса (6) принято, что на образование каждого иона расходуется один катодный электрон, и слагаемое $2j_k \phi$ определяет интенсивность охлаждения катода "испарением" электронов. Второе слагаемое — мощность теплового излучения.

Приблизительно из (6) имеем $j_i \approx \frac{5T_3^4}{U}$.

Для вольфрама $\phi = 4,52 \text{ В}$, при напряжении $U = 470 \text{ В}$ получаем $T_k = 3500 \text{ К}$, $j_i = 1,596 \text{ А/см}^2$, $j_k = 465 \text{ А/см}^2$. При радиусе катода $R = 1 \text{ см}$ ток ионного пучка $J_i \approx 5 \text{ А}$, разрядный ток $U_p \approx 4J_i = 20 \text{ А}$, характеристическая длина $x_0 \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $a \approx 10x_0 = 0,7 \text{ мм}$.

Заметим, что самокальный режим катода не является единственно возможным, так как при фиксированном радиусе R и напряжении ($\gamma_i(U) = 1$) разрядный ток можно уменьшать с помощью внешней цепи. В этом случае эмиссионная температура T_k и разрядный ток регулируются внешним подогревом катода.

Конструктивная схема ускорителя

До сих пор все рассуждения опирались на одномерное приближение, справедливое для разряда с бесконечной однородной поверхностью катода. Реально плоская поверхность катода и поперечное сечение разряда всегда ограничены так, чтобы формировался ленточный или цилиндрический ионный пучок, поэтому неизбежно возникают краевые эффекты.

На рис. 2 представлена схема электродов ускорителя, создающего сплошной цилиндрический ионный пучок радиусом R . Распределение потенциала по оси x — такое же, как на рис. 1. Длина цилиндрического анода совпадает с толщиной a плазменного слоя П.

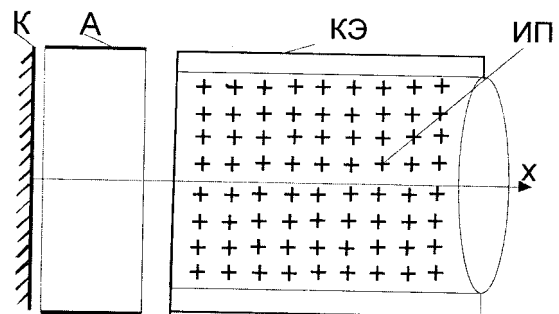


Рис. 2. Конструктивная схема ускорителя:
 К — катод; А — цилиндрический полый анод;
 ИП — ионный пучок; КЭ — катодный экран

Катодный экран КЭ препятствует уходу тепловых электронов из ионного пучка непосредственно на анод и тем самым создает необходимые условия нейтрализации его объемного заряда.

В такой схеме катодный слой К, плазменный слой П, электрический слой Д с виртуальным катодом и эквипотенциальный ионный пучок имеют достаточно резкую боковую границу вблизи $r \approx R$, и возникают электрические поля, отклоняющие ионы и электроны в радиальном направлении. Вследствие малой толщины двойных электрических слоев практически невозможна компенсация этих краевых эффектов с помощью известных "электродов Пирса".

Поэтому приходится мириться с неизбежным уходом электронов на анод из периферийного колечка с поверхностью $\sim 2\pi R d$. В этом случае средняя плотность тока быстрых электронов на анод равна приблизительно $j_a \approx 2j_k d/a$.

Полагая, что температура радиационно охлаждаемого анода не больше 3000 К, легко получить соответствующие ограничения.

Например, для $M = 200$, $U = 100$ В, $a = 0,25$ см и $R = 2,5$ см получаем ионный пучок с током $J_i = \pi R^2 j_i \approx 7,6$ а при $j_i \approx 0,387$ А/см², $2j_k = 232$ А/см² и с вероятностью ионизации $P \approx (1-10^{-4})$.

На основании изложенного можно сказать, что для заданной конструкции ускорителя с виртуальным катодом существует некоторая область параметров, соответствующая оптимальным режимам. Поэтому ускоритель требует достаточно тщательной настройки. Возможно, требования к настройке могут быть значительно смягчены при наложении сильного продольного магнитного поля $\sim 10^4$ Э.

Квазинейтральный ионный пучок в высоком вакууме

Компенсация объемного заряда ионного пучка в высоком вакууме возможна только в результате поглощения электронов из внешнего источника. На схеме (см. рис. 1) электроны поступают из виртуального катода и удерживаются ионным пучком приблизительно так же, как электроны в металлическом стержне. В единенном длинном ионном пучке вблизи его поверхности возникает больцмановское облако тепловых электронов с распределением потенциала по уравнению Пуассона

$$\frac{2d^2 y}{ds^2} = e^y.$$

Его решение имеет вид

$$S = 2 \left(\arctg \sqrt{e^{y_0} - 1} - \arctg \sqrt{e^y - 1} \right),$$

где y_0 — потенциал на поверхности ионного пучка при $S = 0$.

Отсюда при $y = 0$, $e^{y_0} \gg 1$ имеем $S_0 = 2 \arctg \sqrt{e^{y_0} - 1} \approx \pi$, т. е. размер облака порядка дебай-радиуса. При $S \geq S_0$ электрическое поле равно нулю.

Электроны уходят из ионного пучка пропорционально e^{-y_0} . В достаточно большом объеме очевидно $e^{-y_0} \rightarrow 0$. Поэтому катодный экран (см. рис. 2) может быть коническим или в форме плоской диафрагмы, расположенной вблизи анода, при отрицательном потенциале $\Phi_{ks} = -T_k y_0$.

Стоит обратить внимание, что в рассмотренной ситуации катод на схемах рис. 1 и 2 может быть холодным, но иметь большой отрицательный потенциал $-\Phi_k \geq T_k y_0$, при котором отражаются все электроны. При этом термоэмиссионный катод, поддерживающий интенсивную ионизацию в П-слое, стационарный режим виртуального катода и компенсацию объемного заряда ионного пучка, вероятно, может располагаться в любом месте на поверхности ионного пучка. В частности, ионный пучок может распространяться внутри термоэмиссионного катодного цилиндрического экрана, имеющего потенциал виртуального катода. В этом случае на поверхности пучка должно существовать электрическое поле, которое может препятствовать попаданию ионов на стенки экрана (отрицательно заряженный ионный пучок).

Заключение

Не располагая экспериментальными данными, можно сомневаться в реальности представленного здесь "безэлектродного" метода синтеза ионных пучков с небольшой кинетической энергией. Несмотря на кажущуюся физическую прозрачность, вполне возможны решающие упрощения. Но если эти сомнения напрасны, то такой метод позволит решить целый ряд пока недоступных или чрезвычайно сложных задач, таких, например, как получение интенсивных ионных пучков тугоплавких металлов.

Synthesis of the ion beams in a gas discharge with a virtual cathode

A. V. Zharinov

All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

The intensive discharge with plain thermo-emissive cathode in the high vacuum is considered. The atom's flow from the cathode's surface is evolved owing to recombination of the ions, evaporation and cathodes scattering. The atoms flow is fully ionized in a thin plasmas layer with potential close to anode's. The double electrical sheath with virtual cathode is arisen on the frontal surface of the plasma. In the virtual cathode the electrostatic deceleration of the fast electrons and "non-electrode" forming of the plane-parallel, quasi-neutral accelerated ion's beam is taken place. In this way the ion's beams of refractory metals (from cathode) with current density $\sim 0.3 \text{ A/cm}^2$ with energy about 100 V can be taken.

УДК 537.5

Стационарное состояние сильноточного пучка заряженных частиц в ускоряющем поле

А. С. Чихачев

ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Изучено поведение декомпенсированного пучка заряженных частиц в ускоряющем поле. Получены самосогласованные решения для тонкого пучка во внешнем поле при наличии ненулевого эмиттанса в нерелятивистском и релятивистском случаях.

Проблема формирования тонкого сильноточного пучка заряженных частиц требует решения двух задач: ускорения потока частиц и его компрессии.

В работе [1] показана возможность ускорения сгустков частиц при наличии фокусировки в продольном и поперечных направлениях за счет отказа от аксиальной симметрии поля. В работе [2] изучалось "доускорение" релятивистского электронного пучка при постоянном радиусе, причем решена задача о форме электродов, обеспечивающих постоянство радиуса при ускорении. При этом учтено не только кулоновское, но и газокинетическое расталкивание частиц — изучаемый пучок характеризовался ненулевым эмиттансом. В работе [3] показано, что радиус пучка может убывать при достаточно быстром его ускорении. В других предположениях это же решение изучается в [4]. В обоих случаях характерная зависимость радиуса от продольной координаты имеет вид $R \sim 1/\sqrt{z}$, причем решение получено в гидродинамике, вследствие чего поперечный эмиттанс $\epsilon_0 = 0$.

Ниже рассмотрен аксиально-симметричный пучок заряженных частиц, характеризуемый ненулевым эмиттансом, во внешнем электрическом поле, описываемом потенциалом $\Phi(r, z)$, где r, z — координаты в цилиндрической системе.

• Пусть $n_0(z)$ — плотность частиц, которая считается постоянной внутри пучка, при $r < R(z)$, где $R(z)$ — радиус. Плотность может быть выражена через полный ток

$$n_0 = \frac{J}{\pi e R^2 v_0(z)},$$

где $v_0(z)$ — продольная скорость.

В нерелятивистском пределе $v_0 = \sqrt{\frac{2e\Phi_0(z)}{m}}$,

где e — заряд;
 m — масса частиц.

В парааксиальном приближении можно положить: $\Phi(r, z) = \Phi_0(z) + r^2\Phi_1(z)$, причем второе слагаемое меньше первого.

Из уравнения Пуассона, записанного в цилиндрических координатах,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi e n_0$$

следует

$$\Phi(r, z) = \Phi_0(z) + \pi e n_0 r^2 - \Phi_0''(z) \frac{r^2}{4}.$$