

Ионизация остаточного газа электронным пучком в вакуумном диоде

Д.А. Горьковская, Н.С. Семенюк, А.В. Козырев*

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*kozzyrev@to.hcei.tsc.ru

Аннотация. В докладе представлен механизм влияния остаточного газа в промежутке, который ионизуется эмитированным на катоде электронным пучком, на возможность электростатического пробоя плоского вакуумного диода. Получены количественные оценки плотности ионного заряда, потока ионов на катод и степени искажения электрического поля объемным зарядом ионов, которое способно инициировать необратимое развитие пробоя. Показано, что электрическая прочность вакуумного промежутка нелинейно зависит от его длины, а именно, средняя напряженность поля статического пробоя снижается с ростом длины промежутка.

Ключевые слова: вакуумный пробой, электрическая прочность вакуумного диода.

1. Введение

Когда говорят о пробое вакуумного промежутка, следует различать по крайней мере два случая: а) принудительный пробой, инициируемый вспомогательным разрядом и/или инжекцией заряженных частиц в промежуток, к которому предварительно приложено напряжение, и б) статический «самопробой», происходящий самопроизвольно в процессе повышения напряжения между катодом и анодом. Второй случай можно фактически свести к первому, если условно разделить процесс самопробоя на два этапа. На первом этапе на одном из электродов (в подавляющем большинстве случаев на катоде) появляется источник заряженных частиц, а на втором – реализуется механизм роста проводимости промежутка при наличии рабочего газа и источника заряженных частиц [1, 2]. Далее при исследовании механизма пробоя промежутка в условиях близких к вакуумным (когда длина свободного пробега частиц существенно превышает длину межэлектродного зазора), мы всегда будем предполагать наличие на катоде источника электронов.

В этом исследовании рассмотрен случай, когда на катоде имеется электронная эмиссия, плотность тока j_e которой значительно меньше той, что определяется «законом трех вторых», и непосредственно зависит от величины напряженности электрического поля вблизи катодной поверхности $E(0)$. Эмиссионный электронный ток может иметь различную природу: ток полевой эмиссии; фототок, возникающий под воздействием постоянного облучения катода от внешнего источника; термоэмиссионный ток с разогретой поверхности и т.п. Априорно ясно, что должна существовать какая-то критическая плотность эмиссионного потока Γ_{cr} , при превышении которой в промежутке начинаются необратимые процессы роста проводимости, завершающиеся сильноточной стадией пробоя. Эта плотность тока Γ_{cr} должна как-то зависеть от концентрации молекул газа N_a , всегда присутствующего в межэлектродном промежутке.

Если в промежутке присутствуют молекулы газа, а напряжение U_0 превышает потенциал их ионизации, то в зазоре будут, хотя бы изредка, появляться ионы. Присутствие ионного заряда в зазоре может исказить электрическое поле так, что это приведет к дальнейшему росту эмиссионного тока. Рост плотности тока электронов может привести к дополнительной ионизации газа и дальнейшему накоплению ионов в межэлектродном пространстве. Если дополнительный рост ионизации не компенсируется уходом ионов из объема, то процесс ионизации газа и соответствующий ему рост тока приобретает взрывной характер, то есть происходит пробой промежутка.

Цель этого исследования состоит в получении количественных оценок тех параметров системы, превышение которых неизбежно приведет к необратимому процессу пробоя.

2. Математическая формулировка одномерной задачи для плоского промежутка

Простейшие условия такой задачи: к плоскому промежутку длиной D (координата катода $x = 0$, координата анода $x = D$) приложено постоянное напряжение U_0 ($\varphi(0) = 0$, $\varphi(D) = U_0$). На катоде имеется однородный источник электронов, который генерирует плотность потока Γ_{em} , не способного заметно исказить электрическое поле в вакуумном промежутке (ток пучка много ниже тока Чайльда-Ленгмюра). В промежутке присутствует достаточно разреженный газ (плотность частиц газа N_a), молекулы которого движутся в режиме свободного пробега. Под действием электронного потока остаточный газ ионизуется. Сечение ударной ионизации молекулы/атома электронами $\sigma_{ion}(\varepsilon)$ задано как функция кинетической энергии электрона $\varepsilon(x) = e\varphi(x)$, которая определяется пройденной электронами разностью потенциалов $\varphi(x)$. Образующиеся ионы массой M и положительным зарядом Q , движутся под действием электрического поля от места рождения к катоду, аккумулируя в промежутке положительный объемный заряд. Нужно найти стационарное распределение концентрации ионов в промежутке n и их Эйлерау скорость u .

В рамках одномерной модели можно воспользоваться уравнением непрерывности и уравнением Эйлера для «холодных ионов» (температура рождающихся ионов равна нулю):

$$\begin{cases} \frac{d(nu)}{dx} = \Gamma_{em} N_a \sigma_{ion}(e\varphi(x)) = G(x), \\ Mnu \frac{du}{dx} = -Qn \frac{d\varphi}{dx} - MuG(x). \end{cases} \quad (1)$$

Первое уравнение в (1) можно явно проинтегрировать, записав решение для потока ионов $\Gamma(x)$ в виде интеграла от источника в правой части уравнения непрерывности:

$$\Gamma(x) = n(x)u(x) = -\int_x^D G(x)dx = -\Gamma_{em} N_a \int_x^D \sigma_{ion}(e\varphi(x))dx. \quad (2)$$

Решение уравнения Эйлера сложнее, и требует предварительного преобразования:

$$\begin{aligned} Mnu \frac{du}{dx} &= -Qn \frac{d\varphi}{dx} - MuG(x), \\ nu \frac{d}{dx} \left(\frac{Mu^2}{2} \right) + Mu^2 G(x) &= -Qnu \frac{d\varphi}{dx}, \\ \Gamma(x) \frac{d}{dx} \left(\frac{Mu^2}{2} \right) + Mu^2 \frac{d\Gamma(x)}{dx} &= -Q\Gamma(x) \frac{d\varphi}{dx}, \\ \Gamma(x) \frac{d\varepsilon_i}{dx} + 2\varepsilon_i \frac{d\Gamma(x)}{dx} &= -Q\Gamma(x) \frac{d\varphi}{dx}. \end{aligned} \quad (3)$$

Последнее уравнение в (3) для кинетической энергии набегающего потока $\varepsilon_i = Mu^2/2$ – это линейное неоднородное дифференциальное уравнение, которое может быть решено стандартным методом: сначала решаем однородное уравнение, а затем методом вариации постоянной интегрирования находим общее решение неоднородного уравнения:

$$\varepsilon_i(x) = \frac{Mu^2(x)}{2} = \frac{Q}{\Gamma^2(x)} \int_x^D \Gamma^2(x') \frac{d\varphi}{dx'} dx'. \quad (4)$$

При записи решения (4) мы воспользовались естественным граничным условием $\varepsilon_i(D) = 0$. Из выражения для ионного потока (2) получаем концентрацию ионов $n(x) = \Gamma(x)/u(x)$.

3. Два примера точного расчета параметров ионного потока

В ситуации однородного поля, когда $\varphi(x) = U_0(x/D) = E_0 x$, энергию набегающего потока ионов можно переписать в виде, определяемом только функциональной зависимостью сечения ионизации

$$\frac{Mu^2}{2} = Q \int_{\varphi}^{U_0} \left\{ \int_{\varphi'}^{U_0} \sigma_{\text{ion}}(e\varphi'') d\varphi'' \right\}^2 d\varphi' / \left\{ \int_{\varphi}^{U_0} \sigma_{\text{ion}}(e\varphi') d\varphi' \right\}^2. \quad (5)$$

Для иллюстрации полученных зависимостей рассчитаем их для двух частных случаев, допускающих точное интегрирование выражений (2) и (5).

3.1. Постоянное сечение ионизации

Если сечение ионизации принять равным константе $\sigma_{\text{ion}} = \sigma_0 = \text{const}$, формулы (2) и (5) сильно упрощаются. В итоге имеем явные пространственные распределения:

$$\Gamma(x) = -\Gamma_{em} \sigma_0 N_a D \left(1 - \frac{x}{D}\right), \quad \frac{Mu^2(x)}{2} = \frac{QU_0}{3} \left(1 - \frac{x}{D}\right), \quad n(x) = \frac{\Gamma_{em} \sigma_0 N_a D}{\sqrt{2QU_0/M}} \sqrt{3 \left(1 - \frac{x}{D}\right)}. \quad (6)$$

Эти зависимости показаны на Рис. 1. Этот пример имеет скорее качественный характер, но он позволяет получить оценочное представление о механизме формирования ионного потока. Например, кинетическая энергия ионов в потоке, падающем на катод, в три раза ниже приложенного напряжения.

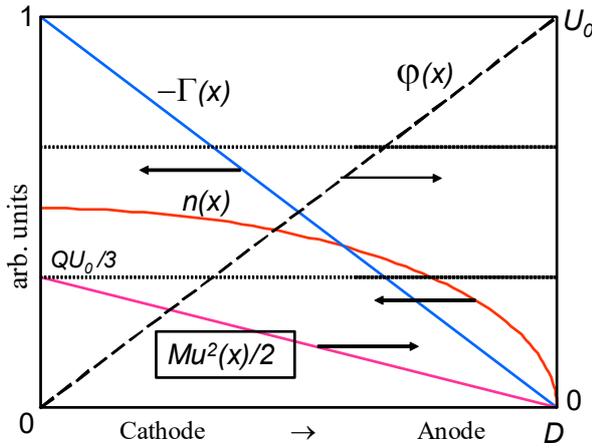


Рис. 1. Пример распределения потока ионов, средней кинетической энергии и плотности ионов при постоянном сечении ионизации.

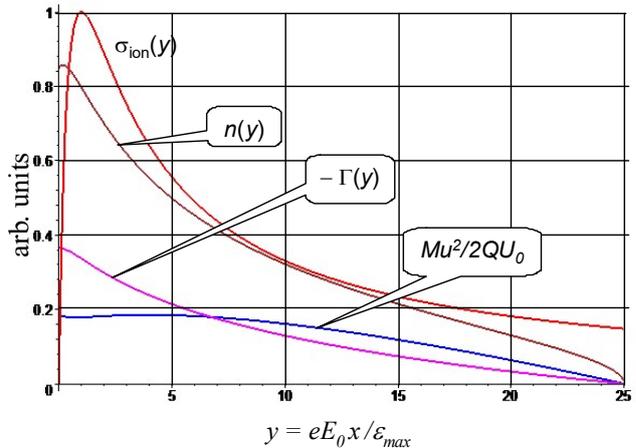


Рис. 2. Пример распределения потока ионов, средней кинетической энергии и плотности ионов при Томсоновском сечении ионизации.

3.2. Томсоновское сечение ионизации

Рассмотрим более реалистичный случай, когда сечение ионизации описывается немонотонной зависимостью от энергии электрона: сечение достигает максимума σ_{max} при некоторой энергии ϵ_{max} , а при больших энергиях асимптотически снижается как $\propto 1/\epsilon$.

В качестве модельной функции такого сечения выберем зависимость Томсона:

$$\sigma_{\text{ion}}(\epsilon) = 4\sigma_{\text{max}} \frac{\epsilon \cdot \epsilon_{\text{max}}}{(\epsilon + \epsilon_{\text{max}})^2} = \sigma_{\text{max}} \frac{4y}{(1+y)^2}, \quad y = \frac{\epsilon}{\epsilon_{\text{max}}}. \quad (7)$$

Мы намеренно используем «беспороговую» зависимость сечения (7), чтобы максимально упростить вычисления и результативно использовать всего два параметра (ε_{\max} , σ_{\max}), характеризующие скорость ударной ионизации данного сорта газа. Зависимость (7) показана на Рис. 2 красной линией. В этой ситуации удастся точно взять интегралы в (2) и (5), хотя они имеют довольно громоздкий вид (здесь $y_D = eU_0/\varepsilon_{\max}$, $y = eE_0x/\varepsilon_{\max}$):

$$\Gamma(x) = -\Gamma_{em} N_a \int_x^D \sigma_{\text{ion}}(eE_0 x') dx' = \Gamma_{em} N_a \sigma_{\max} D \cdot \frac{4V(y, y_D)}{y_D}, \quad V(y, y_D) = \ln \frac{y_D + 1}{y + 1} + \frac{y - y_D}{(y + 1)(y_D + 1)}. \quad (8)$$

$$u(y) = \sqrt{\frac{2QU_0}{M}} \cdot \frac{W(y, y_D)}{\sqrt{y_D V(y, y_D)}}, \quad n(y) = \frac{\Gamma_{em} N_a \sigma_{\max} D}{\sqrt{2QU_0/M}} \cdot \frac{4V^2(y, y_D)}{\sqrt{y_D W(y, y_D)}},$$

$$W(y, y_D) = \sqrt{\int_y^{y_D} V^2(y', y_D) dy'} = \quad (9)$$

$$= \sqrt{\frac{y_D - y}{y_D + 1} \left[2(y_D + 2) + \frac{1}{y_D + 1} + \frac{1}{y + 1} \right] - (y + 2) \ln^2 \left(\frac{y_D + 1}{y + 1} \right) - 2 \left(y + 1 + \frac{y + 2}{y_D + 1} \right) \ln \left(\frac{y_D + 1}{y + 1} \right)}.$$

Графики функций (8), (9) (точнее, только безразмерных сомножителей в этих формулах) показаны на Рис. 2 при анодном напряжении $eU_0 = 25\varepsilon_{\max}$ (при $\varepsilon_{\max} = 40$ эВ этот пример дает $U_0 = 1000$ В), $Q = +e$. Как видно, при неоднородной ионизации в промежутке средняя энергия ионов в потоке на катоде ниже 20% от приложенного напряжения.

4. Критический уровень плотности молекул остаточного газа

Отрицательным зарядом электронов мы можем пренебречь, если ток электронов в диоде много ниже тока Чайлда-Ленгмюра:

$$e\Gamma_{em} \ll j_{CL} = (4\varepsilon_0/9) \sqrt{2e/m_e} (U_0^{3/2}/D^2).$$

Накопление ионного объемно заряда будет искажать однородное электрическое поле в промежутке, причем положительный знак заряда согласно уравнению Пуассона будет увеличивать напряженность поля на катоде и уменьшать его на аноде:

$$\varepsilon_0 \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -Qn(x) \quad \rightarrow \quad E^2(\varphi) = E^2(0) - \frac{2Q}{\varepsilon_0} \int_0^\varphi n(\varphi') d\varphi'. \quad (10)$$

Подставим сюда, например, концентрацию ионов (6) и получим оценку для разности напряженностей поля на катоде и аноде для модели постоянного сечения ионизации σ_0 :

$$E^2(0) - E^2(D) = \frac{2Q}{\varepsilon_0} \left(\frac{U_0}{D} \right) \frac{\Gamma_{em} \sigma_0 N_a D}{\sqrt{2QU_0/M}} \int_0^D \sqrt{3(1-x/D)} dx = \frac{4U_0 Q \Gamma_{em}}{\varepsilon_0 \sqrt{6QU_0/M}} \sigma_0 N_a D. \quad (11)$$

Посмотрим, как из (11) можно оценить критическое искажение, способное перевести ионизацию газа в лавинообразный процесс. В работе [3] было показано, что процесс лавинообразного накопления ионов в промежутке приобретает необратимый характер, когда напряженность поля на аноде $E(D)$ обращается в нуль. Этот момент свидетельствует о формировании в промежутке немонотонного распределения потенциала и переходе к принципиально иному механизму ионизации остаточного газа – режиму с осциллирующими электронами. Поэтому в (11) достаточно положить $E(D) = 0$, а поле на катоде приравнять к

удвоенному первоначальному полю $E(0) = 2U_0/D$. В результате из (11) получаем критерий, обеспечивающий формирование немонотонного распределения потенциала и необратимый процесс накопления заряда в промежутке, то есть вакуумный пробой:

$$\frac{4QU_0\Gamma_{em}}{\varepsilon_0\sqrt{6QU_0/M}}\sigma_0N_aD > \frac{4U_0^2}{D^2} \rightarrow Q\Gamma_{em}\sigma_0N_aD > \varepsilon_0\sqrt{\frac{6Q}{M}}\frac{U_0^{3/2}}{D^2}. \quad (12)$$

Для модели сечения (7) получится похожее на выражение (12) неравенство. Самое значимое в выражении (12) то, что при неизменном приложенном напряжении U_0 и потоке электронной эмиссии на катоде Γ_{em} с ростом длины промежутка критическое давление остаточного газа будет снижаться как $N_a \propto D^{-3}$. А при неизменной величине средней напряженности поля в промежутке $E_0 = U_0/D$ критическое давление газа будет меняться как $N_a \propto D^{-3/2}$.

Если принять гипотезу о том, что пробой промежутка неизбежен при превышении давления остаточного газа над критическим значением (12), то из неё вытекает вывод о снижении электрической прочности вакуумных промежутков с ростом их длины. Этот факт давно замечен в экспериментах, он получил название «эффекта полного напряжения»: средняя напряженность статического пробоя вакуумного промежутка падает с ростом длины зазора, то есть с ростом приложенного напряжения [2].

5. Заключение и выводы

Решена теоретическая задача о стационарном бесстолкновительном потоке ионов в плоскопараллельной геометрии диода, заполненного газом форвакуумного диапазона давлений (уровне так называемого технического вакуума).

Получен количественный критерий (12), включающий в себя приложенное напряжение, произведение длины промежутка на концентрацию молекул газа и плотность эмиссионного электронного тока на катоде, выполнение которого обеспечивает самопробой вакуумного промежутка.

Показано, что остаточный газ может приводить к понижению удельной электрической прочности вакуумного промежутка с ростом его длины. Другими словами, при фиксированном приложенном напряжении U_0 и уровне эмиссионного потока Γ_{em} монотонное увеличение длины промежутка D обязательно обеспечит выполнение критерия пробоя (12).

Благодарности

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 23-72-01005).

6. Список литературы

- [1] В.И. Раховский (ред.). *Вакуумные дуги (пер. с англ.)*. Москва: Мир, 1982.
- [2] Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский, *Импульсный электрический разряд в вакууме*, Новосибирск: Наука, 1984.
- [3] A.V. Kozyrev, Yu.D. Korolev, V.G. Rabotkin, and I.A. Shemyakin, Processes in the prebreakdown stage of a low-pressure discharge and the mechanism of discharge initiation in pseudospark switches, *Journal of Applied Physics*, vol.74, 5366, 1993; doi: 10.1063/1.354239