

УДК 533.9.03

Энергетическое распределение пучка убегающих электронов, генерируемого в стационарном открытом разряде

А. И. Головин

В предложенную ранее математическая модель процессов в стационарном открытом разряде включен учет образующихся в разряде вторичных электронов, что позволило оценить энергетическое распределение пучка убегающих из разряда электронов. Показано, что при высоких напряжениях энергия существенной доли вторичных электронов незначительно отличается от энергии первичных электронов, которая соответствует приложенному ускоряющему напряжению.

PACS: 52.59Vi

Ключевые слова: пучок электронов, тлеющий разряд, убежание электронов.

Введение

В работе [1] предложена математическая модель процессов в стационарном высоковольтном тлеющем разряде с убежением электронов в форвакуумной области давлений (открытый разряд). В обзорной работе [2] описаны импульсные разряды атмосферного и низкого давления, формируемые за счет убегающих электронов, включая открытый разряд. Некоторые области применения открытых разрядов описаны также в обзорах [3] и [4]. Интересны также технологические применения создаваемых в разряде пучков электронов в светотехнике [5] и обработке диэлектрических материалов [6], где, по-видимому, предпочтительнее стационарные пучки. Необходимо отметить, что авторы [6] использовали разработанный ранее плазменный источник электронов на основе разряда с полым катодом, работоспособный при давлениях остаточной атмосферы в вакуумной камере до 15 Па, что как минимум на порядок ниже, чем может быть реализовано при помощи стационарного открытого разряда [7]. Из приводимых в [6] результатов измерений можно предположить, что целесообразно увеличение рабочего давления.

При разработке технологических электронно-пучковых установок важно знать глубину проникновения пучка в газ или обрабатываемую поверхность. Такие оценки могут быть сделаны, например, по формулам работы [8] на основе дан-

ных по энергии электронов пучка. В работе [1] пучок предполагался моноэнергетическим с энергией, соответствующей приложенному к разряду напряжению. Предполагалось, что пучок формируется исключительно покидающими катод электронами, влияние образующихся в разряде вторичных электронов не учитывалось.

Оценки функции распределения электронов по энергиям в тлеющем разряде выполнены в [9], в том числе, с учетом эффекта убежания электронов, однако они не могут быть прямо применены к условиям открытого разряда для оценки характеристик генерируемого пучка электронов.

Целью данной работы является оценка вклада вторичных электронов в функцию распределения электронов по энергиям для использования в качестве исходных данных в расчетах распространения пучка электронов в газе.

Кинетическое уравнение для электронов

В работе [1] открытый разряд рассматривается в одномерной постановке. Далее будем использовать обозначения, принятые в этой работе, в частности, будем считать, что ось x направлена перпендикулярно плоскому неограниченному катоду.

Основная часть электронов пучка эмитируется катодом (первичные электроны). Из-за высокой напряженности электрического поля эти электроны переходят в режим непрерывного ускорения. При движении в области катодного падения потенциала (КПП) они ионизируют молекулы рабочего газа, что приводит к появлению движущихся к катоду ионов и удаляющихся вторичных электронов, которые, если они образовались в области с достаточно сильным электрическим полем, также оказываются в режиме непрерывного ускорения.

Головин Андрей Иванович, начальник отдела.
ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша».
Россия, 125438, Москва, Онежская ул. 8.
Тел. 8 (495) 456-64-13.
E-mail: aigolovin@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 18 сентября 2015 г.

© Головин А. И., 2015

Эти электроны, в свою очередь, могут создавать вторичные электроны следующего поколения. Очевидно, суммарное количество эмитируемых катодом электронов и образующихся в газе вторичных электронов в точности равно полному току разряда, однако не все вторичные электроны оказываются в режиме убегания. Такие электроны медленно дрейфуют в сторону анода и не вносят заметного вклада в ток пучка электронов.

В [10] предложен метод численного решения уравнения переноса электронов в веществе в плоской или сферической геометрии, основанный на разложении плотности потока частиц по полиномам Лежандра (угловая координата) и преобразовании Фурье (пространственная координата). Данный метод может быть успешно использован вне зоны КПП открытого разряда, то есть там, где влияние электрического поля на движение электронов пренебрежимо мало. Однако адаптация метода к области с существенным влиянием неоднородного электрического поля приводит к достаточно громоздким уравнениям и многократно увеличивает необходимый объем вычислений.

В области катодного падения потенциала кинетическое уравнение можно существенно упростить. Первичные электроны можно считать моноэнергетическими с энергией, соответствующей пройденной разности потенциалов. Справедливость этого предположения можно подтвердить исходя из оценок эффективного коэффициента эмиссии электронов как по данным работы [11], так и из наших измерений энергетического КПД генерации пучка убегающих электронов в разряде (подробное описание методики и результатов измерений готовится к печати). Даже при худшем зафиксированном в экспериментах КПД около 50 %, эффективный коэффициент эмиссии $\gamma \approx 1$, то есть для эмиссии одного электрона с катода необходимо попадание на катод одного иона (и сопровождающих его быстрых нейтралов, образующихся при резонансной перезарядке), другими словами, на один эмитируемый катодом электрон приходится не более одного иона и одного вторичного электрона. Поскольку энергетическая «цена» не превышает 100 эВ, то при приложенном к разряду напряжении в несколько кВ потери энергии первичных электронов пренебрежимо малы. Функция распределения первичных электронов в таком приближении выражается δ -функцией, связывающей координаты и скорость движения электрона.

Кроме того, будем считать, что все электроны движутся преимущественно в направлении электрического поля, то есть вдоль оси x , и направление движения при соударениях не меняется. Ионизацию газа электронами с кинетической энергией K , как и в [1], можно учитывать в при-

ближении непрерывного замедления с использованием формулы Бете для торможения электронов $\kappa(K)$ и с учетом энергетической «цены» рождения вторичного электрона I_i .

Детальное обоснование применимости такого приближения приведено в работе [12] для импульсных разрядов. Там же предложено использовать аппроксимацию сечения ионизации для уменьшения погрешности, связанной с завышенными значениями торможения электронов, вычисленными по формуле Бете вблизи максимума. К сожалению, электрическое поле в этой работе принято однородным, поэтому предложенное решение кинетического уравнения для убегающих электронов не может быть использовано для описания области КПП.

С учетом сделанных предположений, в нерелятивистском случае кинетическое уравнение для функции распределения электронов $f(x, v)$ по координатам x и скоростям v принимает следующую максимально упрощенную форму:

$$v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = \delta(v) \int_0^{\infty} f(x, v_1) \frac{v_1}{I_i} \kappa \left(\frac{mv_1^2}{2} \right) dv_1.$$

Данное уравнение может быть решено итерационным методом с использованием в качестве начального приближения функции распределения первичных электронов.

Наибольший практический интерес, однако, представляет не плотность потока или функция распределения электронов в разряде, а энергетическая плотность тока электронов в создаваемом пучке, то есть в точке $x = d$, где d — размер зоны КПП. Строго говоря, ускорение электронов заканчивается раньше, а именно, в той точке, где воздействующая на электрон сила электрического поля становится меньше «силы трения» (торможения) электронов в газе. Торможение убывает с ростом энергии электронов, а поле убывает с удалением от катода, следовательно, чем меньше энергия электрона, тем ближе к катоду он перейдет из режима непрерывного ускорения в режим торможения.

В первом приближении распределение по энергии электронов создаваемого в открытом разряде пучка может быть найдено непосредственно из приводимых в [1] уравнений без необходимости решать кинетическое уравнение.

Функция распределения вторичных электронов по энергии

Кинетическая энергия покидающих область КПП вторичных электронов K_d в таком приближении однозначно определяется точкой рождения электрона. Используя соотношения работы [1],

нетрудно найти, что при напряжении U вторичные электроны с конечной энергией K_d образуются в точке с координатой $x_{обп} = d \cdot (1 - \sqrt{K_d / eU})$.

Из формулы (3) работы [1] получим выражение для энергетической плотности тока вторичных электронов:

$$J_K(K_d) = J_e \frac{\kappa(eU - K_d)}{I_i} \frac{dx_{обп}}{dK_d}.$$

Для анализа энергетического распределения пучка целесообразно рассмотреть отношение тока вторичных электронов первого поколения к полному току разряда $J = J_e + J_i = J_e(1 + \gamma) / \gamma$, который учитывает как ток эмитируемых катодом электронов J_e , так и ток ионов на катод J_i .

Для удобства записи введем безразмерные величины: напряжение $u = 2eU / I$ (I — средний потенциал ионизации молекул рабочего газа), энергетическую плотность тока $j = J_K / J$ и кинетическую энергию электронов $k = K_d / (eU)$. Учитывая формулу (12) работы [1] для размеров зоны КПП, энергетическое распределение покидающих зону ускорения вторичных электронов можно представить следующим образом:

$$j = \frac{1}{\xi_1} \frac{1}{1 + \gamma} \frac{1}{2\sqrt{k}} \frac{1}{1 - k} \ln(u(1 - k)).$$

Из приводимых в [1] соотношений эффективный коэффициент эмиссии имеет вид:

$$\gamma = \gamma_i + \gamma_n \frac{eU}{I_n} \frac{\xi_0}{\xi_1}.$$

Здесь γ_i и γ_n — коэффициенты эмиссии с катода под воздействием бомбардировки ионами и нейтралами соответственно, I_n — средняя энергия достигающего катода быстрого нейтрала. Безразмерные коэффициенты ξ_0 и ξ_1 логарифмически зависят от u ; результаты численных расчетов этих коэффициентов приведены в [13]. По данным этой работы, отношение ξ_0 / ξ_1 слабо зависит от напряжения, поэтому можно считать, что эффективный коэффициент эмиссии зависит от напряжения линейно.

С учетом изложенного выше, целесообразно представить энергетическое распределение как произведение двух функций: $j = j_u j_k$. Нормировочная функция $j_u = u / (2\xi_1(1 + \gamma))$ не зависит от энергии электронов, однако зависит от свойств газа (отношения величин I и I_n) и напряжения, причем с ростом напряжения зависимость слабеет. Величина

$$j_k = \frac{\ln(u(1 - k))}{\sqrt{k}u(1 - k)} \quad (1)$$

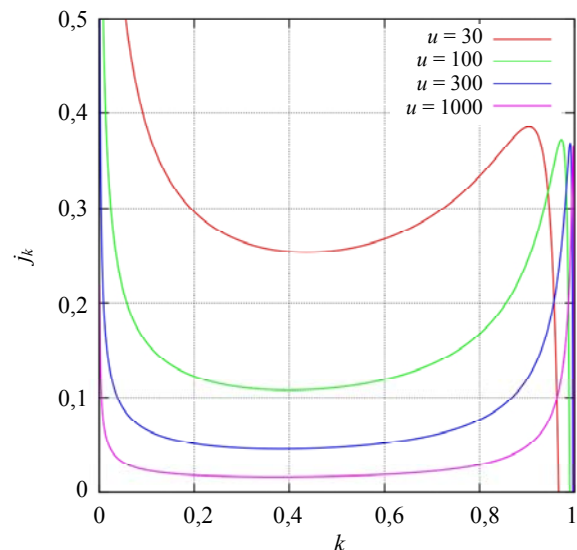
зависит только от безразмерных напряжения и энергии электронов и описывает функцию распределения вторичных электронов пучка по энергии.

Следует отметить, что k здесь меняется от k_{min} , определяемого из условия убегания вторичных электронов, до k_{max} , отличающегося от единицы на величину энергии, которую эмитированные катодом электроны должны набрать для ионизации молекул газа. Используя приведенный в [14] критерий убегания электронов в газе и соотношения работы [1], нетрудно получить

$$k_{min} = \left(\frac{I_i}{2,72I\gamma\xi_1} \right)^2, \quad k_{max} = 1 - \frac{1}{u}.$$

При $k < k_{min}$ вклад вторичных электронов в пучок отсутствует, так как рождающиеся на границе зоны КПП электроны не переходят в режим непрерывного ускорения, а дрейфуют к аноду. Простые оценки показывают, что в гелии при $\gamma \approx 1$ и $u \approx 30$ величина k_{min} не превышает 0,003 и быстро убывает с ростом напряжения.

На рисунке показаны зависимости j_k от k при различных значениях u (одна единица u соответствует 20,9 В в гелии и 42,6 В в воздухе). При малых k , как видно из (1), функция распределения ведет себя как $1/\sqrt{k}$. Рост энергетической плотности количества вторичных электронов с уменьшением k объясняется увеличением области пространства, в которой рождаются электроны, набирающие такую энергию, то есть ростом производной $dx_{обп} / dK_d$.



Распределение вторичных электронов по энергии в безразмерных единицах

При k , близких к единице, функция j_k имеет максимум. С ростом напряжения положение максимума сдвигается вправо, а величина — убывает. Ширина пика также убывает. Наличие пика объясняется максимумом торможения и соответствует наиболее эффективной ионизации газа первичными электронами.

В промежуточном диапазоне k значения j_k существенно меньше, чем в максимуме, особенно для $u > 100$. Минимум j_k соответствует $k \approx 0,4$.

Заключение

Получены выражения, описывающие энергетический спектр вторичных электронов, убегающих из открытого разряда. Данные выражения совместно с моделью моноэнергетического пучка первичных электронов могут быть использованы как исходные данные для расчетов дальнейшего распространения пучка электронов, например, по методике, предложенной в [10]. В случае генераторов «тонких» пучков электронов, исследованных в [7], данное энергетическое распределение может использоваться для расчета пространственного распределения энерговыделения пучка в газе [15] с последующим вычислением концентрации электронов в создаваемой пучком плазме.

Общая доля вторичных электронов оценивается в $1/(1+\gamma)$, причем эффективный коэффициент эмиссии растет с ростом напряжения. Вместе с тем, с ростом напряжения меняется форма распре-

деления вторичных электронов по энергиям, и все более значимым становится вклад электронов с энергией, близкой к энергии первичных электронов. В связи с этим при $u \sim 300$ и более пучок можно считать моноэнергетическим с энергией, близкой к приложенному напряжению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Головин А. И., Егорова Е. К., Шлойдо А. И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 10. С. 27.
2. Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges. Ed. by V. F. Tarasenko. — New York: Nova Science Publishers, Inc. USA. 2014.
3. Сорокин А. Р. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 47.
4. Холмич В. Ю., Ямицков В. А. // Прикладная физика. 2010. № 6. С. 84.
5. Муратов Е. А., Рахимов А. Т., Суетин Н. В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 5. С. 121.
6. Бурдовицин В. А., Климов А. С., Окс Е. М. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 61.
7. Головин А. И., Голубев М. М., Егорова Е. К. и др. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 5. С. 41.
8. Канау К., Okayama S. // J. Phys. D: Appl. Phys., 1972. V. 5. P. 43.
9. Кудрявцев А. А., Смирнов А. С., Цендин Л. Д. Физика тлеющего разряда: Учебное пособие. — СПб.: Издательство «Лань», 2010.
10. Головин А. И. // ТВТ. 2002. Т. 40. № 2. С. 204.
11. Сорокин А. Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 17. С. 1.
12. Никандров Д. С. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 12. С. 35.
13. Головин А. И. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 43.
14. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. — М.: Наука, 1991.
15. Головин А. И. // ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 472.

Energy distribution of a run-away electron beam generated by the stationary open discharge

A. I. Golovin

Keldysh Research Centre
8 Onezhskaya str., Moscow, 125438, Russia
E-mail: aigolovin@yandex.ru

Received September 18, 2015

Secondary electrons appearing in stationary open discharge are taken into account in the suggested early mathematical model of processes in the discharge. This allowed estimating an energy distribution of the beam of run-away electrons. It was shown that at high voltages the energy of a significant portion of secondary electrons slightly differs from the energy of primary electrons which corresponds to an applied accelerating voltage.

PACS: 52.59Bi

Keywords: electron beam, glow discharge, run-away electrons.

REFERENCES

1. A. I. Golovin, E. K. Egorova, and A. I. Shloido, *Tech. Phys.* **84** (10), 27 (2014).
2. *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges*. Ed. by V. F. Tarasenko. (New York: Nova Science Publishers, Inc. USA. 2014).
3. A. R. Sorokin, *Tech. Phys.* **76** (5), 47 (2006).
4. V. Yu. Khomich and V. A. Yamshchikov, *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 84 (2010).
5. E. A. Muratov, A. T. Rakhimov, and N. V. Suetin, *Tech. Phys.* **74** (5), 121 (2004).
6. V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, and K. M. Oks, *Tech. Phys. Lett.* **35** (11), 61 (2009).
7. A. I. Golovin, M. M. Golubev, E. K. Egorova, et al., *Tech. Phys.* **84** (5), 41 (2014).
8. K. Kanya and S. Okayama, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**, 43 (1972).
9. A. A. Kudryavtsev, A. S. Smirnov, and L. D. Tsendin, *Physics of Glow Discharge* (Lan, SPb, 2010) [in Russian].
10. A. I. Golovin, *High Temperature* **40**, 204 (2002).
11. A. R. Sorokin, *Tech. Phys. Lett.* **29** (17), 1 (2003).
12. D. S. Nikandrov, *Tech. Phys.* **78** (12), 35 (2008).
13. A. I. Golovin, *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 43 (2015).
14. Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Physics of Pulse Breakdown of Gases* (Nauka, Moscow, 1991) [in Russian].
15. A. I. Golovin, *High Temperature* **49**, 472 (2011).

* * *