

04

Граница раздела областей дрейфа и убегания электронов вне границы области существования таунсендовского разряда

© А.М. Бойченко,¹ А.Н. Ткачев²

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: boichen@kapella.gpi.ru

² Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: ant@kapella.gpi.ru

(Поступила в Редакцию 24 февраля 2014 г.)

Получен явный вид границы раздела режимов дрейфового движения и убегания электронов вне границ раздела дрейфового режима с таунсендовским разрядом и таунсендовского разряда с режимом убегания электронов.

Введение

Задача генерации мощных субнаносекундных электронных пучков в газах атмосферного давления [1–5] стимулирует рассмотрение и развитие различных вопросов газового разряда. Изучению генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения в воздухе атмосферного давления и других газах в последние годы уделяется большое внимание (см., например, работы [1–20] и ссылки в них).

Новые данные позволили еще раз вернуться к старой проблеме наличия в спектре пучка электронов аномальных энергий, т.е. энергий, превышающих работу внешнего поля [17,18,21,22]. Возникновение и распространение волны размножения электронов фона (ВРЭФ) [5,7,23] может использоваться для возбуждения как ламповых [7,23,24], так и лазерных [23–26] источников излучения. Интерес к изучению пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения из газовых диодов, заполненных газами повышенного давления, связан также с возможностью применения сверхкороткого пучка убегающих электронов и инициируемого им диффузного разряда (см., например, [27–31]).

В цикле работ [1–3,5,6,32] был получен критерий, при котором происходит смена таунсендовского механизма горения разряда на режим убегания электронов, и реализуется эффективный режим генерации пучка убегающих электронов в однородном электрическом поле. Данный критерий на плоскости U – pd (напряжение–произведение давления на зазор разрядного промежутка) представляется в виде кривых Яковленко $U(pd)$ [33], полученных для различных газов [1]. В работе [34] предложено обобщение данного критерия на неплоскую геометрию.

В работе [33] получен эффективный пучок убегающих электронов в области вне границы раздела убегания электронов и горения таунсендовского разряда. Условия, при которых реализован мощный пучок убегающих электронов, представляют собой три точки, существенно

выходящие за границу существования таунсендовского разряда. Интуитивно ясно, что область малых напряженностей электрического поля должна соответствовать наличию дрейфового режима движения электронов, а больших — режиму убегающих электронов. Встает вопрос, что из себя представляет граница раздела дрейфового режима и режима убегания вне границ раздела дрейфового режима с таунсендовским разрядом и таунсендовского разряда с режимом убегания электронов? Ответу на этот вопрос посвящена настоящая работа.

Теоретическое рассмотрение

Рассмотрение проведем для случая однородного электрического поля.

Уравнение для средней энергии электронов. При одномерном движении изменение энергии электрона описывается уравнением [5]

$$\frac{d\varepsilon^*}{dx} = eE - F - \alpha\varepsilon^*,$$

$$\frac{dn_e}{dx} = an_e,$$

где ε^* — средняя энергия электронов, e — заряд электрона, E — напряженность электрического поля, F — сила торможения, обусловленная столкновением электрона с атомами газа, n_e — плотность электронов в точке x , α — таунсендовский коэффициент размножения электронов, причем он не является функцией x [35]. В трехмерном случае модифицируется только первое уравнение. Из закона сохранения энергии электрона имеем

$$d\varepsilon^* = eEdx - Fdl - \alpha\varepsilon^*dx, \quad (1)$$

где ось x теперь совпадает с направлением поля. Второе слагаемое интерпретируется как работа силы торможения на пути dl , которое в общем случае может не совпадать с dx . В направлении поля электрон будет

двигаться с дрейфовой скоростью v_{dr} . На преодоление расстояния dx вдоль поля ему понадобится время $dt = dx/v_{dr}$. Обладая энергией ϵ^* , за это время электрон пройдет расстояние

$$dl = v dt = \sqrt{\frac{\epsilon^*}{2m}} dt = \frac{v dx}{v_{dr}},$$

и работа силы трения будет равна $-F \frac{v dx}{v_{dr}}$, таким образом, уравнение (1) будет иметь вид

$$d\epsilon^* = eE dx - \frac{Fv}{v_{dr}} dx - \alpha \epsilon^* dx. \quad (2)$$

Для энергий ϵ^* порядка десятков-сотен электронвольт множитель перед силой торможения равен

$$\frac{v}{v_{dr}} = \frac{mv^2 N \sigma_{tr}}{eE} \approx 2, \quad (3)$$

где $v_{dr} = \frac{eE}{mv_m}$, $v_m = Nv\sigma_{tr}$ — эффективная частота электронных столкновений, σ_{tr} — транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах азота ($\approx 10 \text{ \AA}^2$ [6]).

Набираемая электроном энергия растет с увеличением E/N , максимальное ее значение определяется выражением

$$d\epsilon^*/dx = 0, \quad (4)$$

т.е. из (2) имеем

$$eE - \frac{Fv}{v_{dr}} - \alpha \epsilon^* = 0. \quad (5)$$

Сила торможения F имеет вид [36]

$$F(\epsilon^*) = \frac{2\pi e^4 ZN}{\epsilon^*} \ln\left(\frac{2\epsilon^*}{I}\right). \quad (6)$$

где Z — число электронов в атоме или молекуле нейтрального газа, N — плотность частиц нейтрального газа, I — средняя энергия неупругих потерь (80 eV для азота). С учетом (3) второе слагаемое в формуле (5) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{Fv}{v_{dr}} &= \frac{2\pi e^4 ZN}{\epsilon^*} \frac{mv^2 N \sigma_{tr}}{eE} \ln\left(\frac{2\epsilon^*}{I}\right) \\ &= \frac{4\pi e^3 ZN^2 \sigma_{tr}}{E} \ln\left(\frac{2\epsilon^*}{I}\right). \end{aligned}$$

Тогда с учетом этого соотношения уравнение (5) примет вид

$$eE - \frac{4\pi e^3 ZN^2 \sigma_{tr}}{E} \ln\left(\frac{2\epsilon^*}{I}\right) - \alpha \epsilon^* = 0. \quad (7)$$

Решение данного уравнения представлено на рис. 1. На этом же рисунке представлено решение данного уравнения без второго слагаемого, т.е. без учета силы торможения. В расчетах при $\epsilon < \epsilon_{bound} = I/2$ значение F полагалось равным нулю. Подход, развитый в [36], не

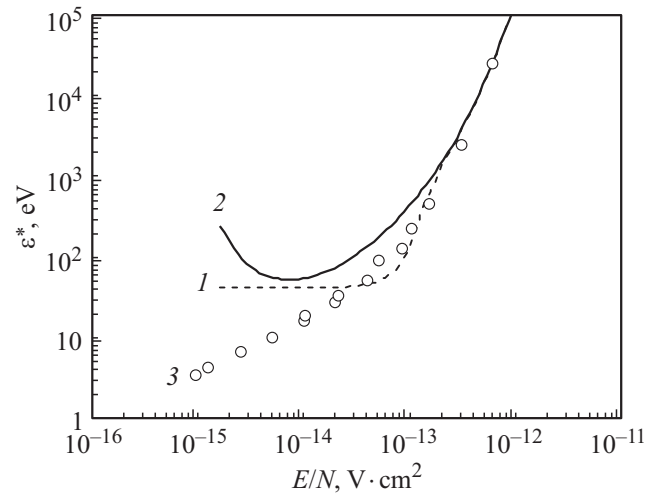


Рис. 1. Зависимость средней энергии электронов от отношения напряженности электрического поля к концентрации молекул азота E/N : 1 — решение уравнения (7), 2 — решение уравнения (7) без второго слагаемого, 3 — результаты численного моделирования на основе метода [6,37].

позволяет получить выражение для F в данном диапазоне энергий. Выражение (6) справедливо в приближении $e^2/\hbar v \ll 1$ [36], где v — скорость электрона, \hbar — постоянная Планка. Для энергий это приближение соответствует

$$\epsilon^* \gg 20 \text{ eV}. \quad (8)$$

Таким образом, данные рис. 1, представленные для $E/N < 10^{-13} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$, носят иллюстративный характер. Для области низких энергий зависимости ϵ^* от E/N получены в результате моделирования (описание метода см. в [6,37]) и также приведены на этом же рисунке. Пример выхода ϵ^* на предельное постоянное значение для электронов с начальной энергией 200 eV представлен на рис. 2 для двух значений E/N . В случае $E/N = 2 \cdot 10^{-13} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ результаты моделирования и расчетов с силой торможения нормированы на предельное значение, отличающееся примерно в 1.7 раза (рис. 1). В случае $E/N = 3 \cdot 10^{-14} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ оба подхода дают быстрое уменьшение энергии до 100 eV, после чего скорость выхода на предельное значение сильно различается и связано это с упоминавшейся справедливостью приближения (8).

Граница раздела областей дрейфа и убегания электронов

Из предыдущего рассмотрения следует, что энергия электронов монотонно растет с увеличением E/N . Максимум коэффициента Таунсенда как функции соответствует величине E/N , примерно равной $(E/N)^* = 4 \cdot 10^{-14} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ [37]. Вклад реальной силы трения в ограничение энергии электронов, полученный в

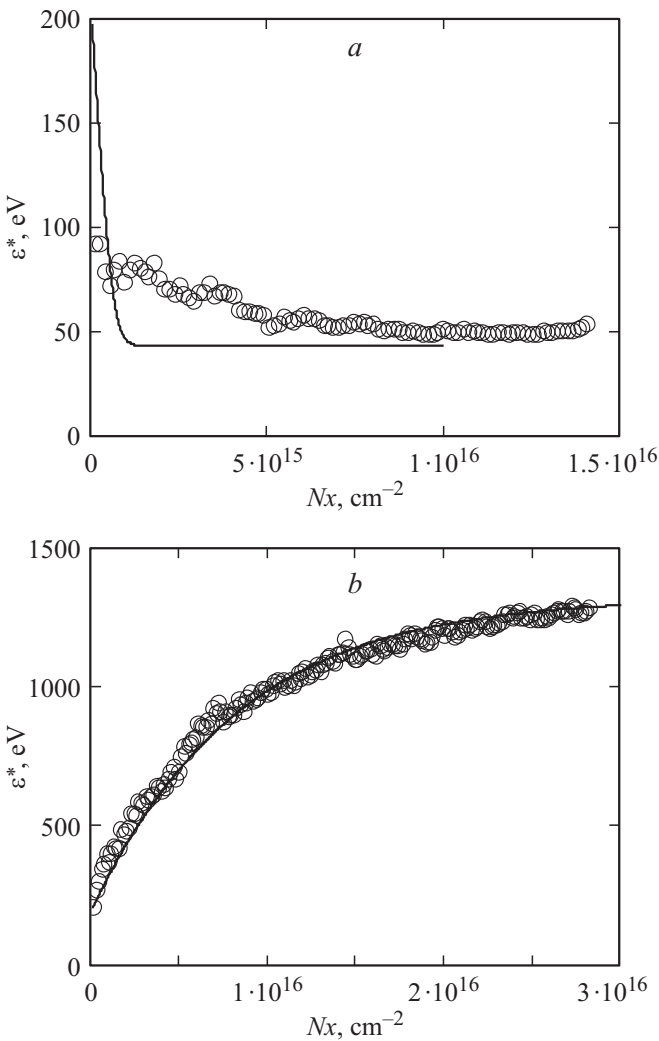


Рис. 2. *a* — выход ε^* на предельное постоянное значение для электронов с начальной энергией 200 eV, $E/N = 3 \cdot 10^{-14} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$. Сплошная линия — решение уравнения (2). Кружки — результаты численного моделирования на основе метода [6,37]. *b* — выход ε^* на предельное постоянное значение для электронов с начальной энергией 200 eV, $E/N = 2 \cdot 10^{-13} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$. Результаты моделирования и расчетов с силой торможения нормированы на предельное значение, отличающееся примерно в 1.7 раза (рис. 1). Сплошная линия — решение уравнения (2). Кружки — результаты численного моделирования на основе метода [6,37].

результате моделирования, сравнивается с вкладом размножения электронов примерно при этом же значении E/N (рис. 1). Отметим, что вклад силы трения (6) в этой области превышает вклад реальной силы трения. Таким образом, примерно до указанной величины $(E/N)^*$ росту энергии электрона препятствуют как первое слагаемое выражения (2) (сила трения), так и второе слагаемое. Поэтому при $E/N < (E/N)^*$ можно условно считать, что рост энергии электронов не так эффективен (электроны дрейфуют), как при $E/N > (E/N)^*$, т. е. за границу раздела областей дрейфа и убегания электронов естественно принять величину $(E/N)^*$.

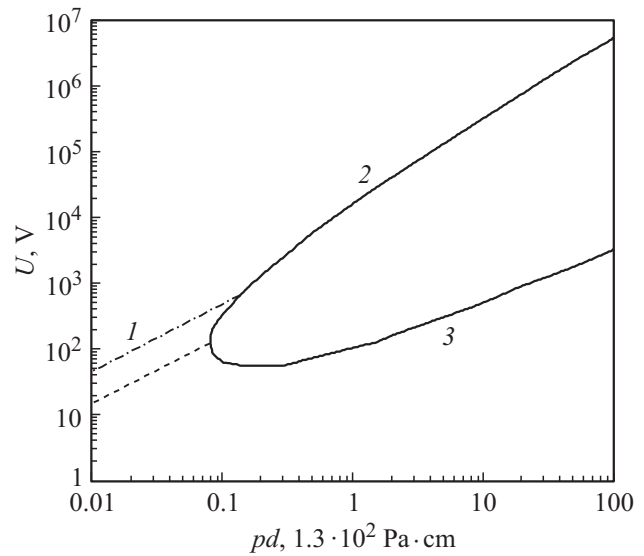


Рис. 3. Граница раздела дрейфового движения и убегания электронов (штриховая линия): 1 — кривая, для которой ε^* превосходит $\varepsilon_{\text{bound}}$ в 10 раз ($\varepsilon^* = 5 \cdot I$). 2 — кривая Яковленко, разграничивающая область существования таунсендовского разряда с областью убегания электронов. 3 — кривая, разграничивающая область существования таунсендовского разряда с областью дрейфа электронов.

На рис. 3 данная граница показана на диаграмме $U(pd)$, вместе с кривыми, одна из которых ограничивает область существования таунсендовского разряда с областью дрейфа (нижняя кривая), а вторая — область существования таунсендовского разряда с областью убегания электронов (кривая Яковленко). Показана также кривая, для которой ε^* превосходит $\varepsilon_{\text{bound}}$ в 10 раз ($\varepsilon^* = 5I$).

Выводы

Таунсендовский коэффициент размножения электронов немонотонно зависит от параметра E/N . При превышении определенного значения $(E/N)^*$ его рост сменяется падением и связано это с уменьшением сечений ионизации атомов и молекул с ростом энергии электронов (в области больших энергий) [1–6]. Соответственно, область существования таунсендовского разряда ограничена двумя ветвями. Область под нижней ветвью соответствует области дрейфового движения электронов, а область над верхней ветвью — области убегания электронов [1–6].

В настоящей работе получена граница раздела областей дрейфового движения и убегания электронов вне границы области существования таунсендовского разряда в плоской геометрии. На границе раздела отношение $E/N = U/(Nx)$ примерно соответствует значению $(E/N)^* = 4 \cdot 10^{-14} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$, при котором достигается максимум таунсендовского коэффициента размножения электронов.

Список литературы

- [1] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2004. Т. 174. Вып. 9. С. 953–971.
- [2] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Phys. Scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 41–67.
- [3] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Plasm. Dev. Operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [4] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2006. Т.176. Вып. 7. С. 793–796.
- [5] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотных газах / Под ред. С.И. Яковленко. Тр. ИОФАН. Т. 63. М.: Наука, 2007. 190 с.
- [6] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // CEJP. 2004. Vol. 2. No 4. P. 579–635.
- [7] *Yakovlenko S.I.* // Laser Phys. 2006. Vol. 16. N 3. P. 403–426.
- [8] *Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V.* // Plasm. Dev. Operation. 2008. Vol. 16. N 4. P. 267.
- [9] *Chaparro J.E., Justis W., Krompholz H.G., Hatfield L.L., Neuber A.A.* // IEEE Trans. of Plasma Science. 2008. Vol. 36. N 5. P. 2505–2511.
- [10] *Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A.* // J. Geophys. Res. 2008. Vol. 113. D23207.
- [11] *Tarasenko V.F., Baksht E.H., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V.* // Laser and Particle Beams. 2008. Vol. 26. N 4. P. 605–617.
- [12] *Репин П.Б., Реньев А.Г.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 78–85.
- [13] *Карелин В.И., Тренькин А.А.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 9. С. 37–43.
- [14] *Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V.* // IEEE Trans. Plasm. Sci. 2009. Vol. 37. N 6. P. 832–838.
- [15] *Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Рыбка Д.В.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 21. С. 79–87.
- [16] *Nguyen C.V., van Deursen A.P. J., van Heesch E.J.M. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 025202.
- [17] *Бойченко А.М.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 3. С. 1–4.
- [18] *Levko D., Gurovich V.Tz., Krasik Yu.A.* // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. P. 043302.
- [19] *Алексеев С.Б., Бакиит Е.Х., Бойченко А.М., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 9. С. 12–18.
- [20] *Месяц Г.А., Яландин М.И., Реутова А.Г., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. Вып. 1. С. 34–51.
- [21] *Бойченко А.М.* // Краткие сообщ. по физике (ФИАН). 2009. Вып. 10. С. 3–8.
- [22] *Baksht E.Kh., Boichenko A.M., Tarasenko V.F.* // Phys. Wave Phenomena. 2010. Vol. 18. N 1. P. 44–50.
- [23] *Boichenko A.M.* Ch. 6: Lasers and Lamps with Excitation by Background-Electron Multiplication Wave. In: Laser Beams: Theory, Properties and Applications; Columbus F.; Editor-in-Chief; Editors: Maxim Thys and Eugene Desmet; Nova Science Publishers, NY: USA, 2011.
- [24] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Boichenko A.M., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Tkachev A.N.* // Phys. Wave Phenomena. 2008. Vol. 16. N 3. P. 180–198.
- [25] *Бойченко А.М., Панченко А.Н., Тельминов А.Е., Феденев А.А.* // Краткие сообщ. по физике (ФИАН). 2008. Вып. 5. С. 20–30.
- [26] *Boichenko A.M., Fedenev A.A., Panchenko A.N., Tel'minov A.E.* // Phys. Wave Phenomena. 2008. Vol. 16. N 4. P. 283–291.
- [27] *Akiyama H., Sakugawa T., Namihira T., Takaki K., Minamitani Y., Shimomura N.* // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 2007. Vol. 14. P. 1051–1063.
- [28] *Walsh J.L., Kong M.G.* // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. P. 251504.
- [29] *Шуленов М.А., Тарасенко В.Ф., Гончаренко И.М., Коваль Н.Н., Костыря И.Д.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 7. С. 51–57.
- [30] *Pancheshnyi S.V., Lacoste D.A., Bourdon A., Laux C.O.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 6. С. 2478–2487.
- [31] *Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 21. С. 102–110.
- [32] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 5. С. 264–269.
- [33] *Бойченко А.М., Тарасенко В.Ф., Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Ерофеев М.В., Ткачев А.Н.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 3. С. 61–65.
- [34] *Бойченко А.М., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 8. С. 142–149.
- [35] *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. 672 с.
- [36] *Мотт Н., Мессе Г.* Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 756 с.
- [37] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 7. С. 14–24.