

01;03;04;10

Аномальные электроны в вакуумных диодах

© А.М. Бойченко

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

(Поступило в Редакцию 16 июня 2010 г.)

Исследован механизм генерации электронов с „аномальной“ энергией в спектре мощных наносекундных электронных пучков. Рассмотрен случай сферически симметричного распространения пучка между сферическими электродами в вакуумных диодах с большой разностью потенциалов. Результаты сравниваются с ранее полученными результатами одномерного распространения пучка между сферическими электродами.

Введение

Задача генерации мощных субнаносекундных электронных пучков в газах атмосферного давления [1,2] стимулирует развитие различных аспектов физики газового разряда, например, распространения волны размножения электронов фона, возбуждения активных сред [3–11] и т.д. В данной работе рассматривается эффект, тесно примыкающий к упомянутой задаче, — появление в спектре пучка электронов с „аномальными“ энергиями, т.е. энергиями, превышающими работу внешнего поля.

В середине 1960-х годов было показано, что при подаче на вакуумный диод наносекундных импульсов высокого напряжения U генерируется рентгеновское излучение с энергией квантов, превышающих энергию электронов eU более чем в два раза [12]. Позднее о регистрации электронов повышенной энергии (электронов с „аномальной“ энергией) как в вакуумных, так и в газонаполненных диодах сообщалось многими авторами, имеются различные объяснения этого обстоятельства (см. [13–25] и ссылки в этих статьях).

В настоящей работе нас будет интересовать вклад пространственного заряда самого пучка в формирование „аномальной“ электронной компоненты. В той или иной мере пространственный заряд как причина появления аномальных электронов выдвигался и ранее. Так, применительно к вакуумным диодам в [16] отмечено, что механизмом дополнительного ускорения электронов может быть автоускорение части электронов в поле волны пространственного заряда, возбуждаемой в плотном электронном потоке. В газонаполненных диодах, например в [20], предлагается следующее объяснение: при формировании разряда фронт плазмы при росте лавин состоит из электронов, в то время как пространственный заряд электронного облака может придавать дополнительное ускорение к аноду электронам, находящимся на краю электронного облака. Ниже будет рассмотрен исключительно вклад пространственного заряда самого пучка, а не волн, возбуждаемых в нем, или процессов, сопровождающих его формирование в газонаполненных диодах. Рассмотрение будет проведено для вакуумных диодов с большой разностью потенциалов между сферическими электродами. Ранее [26,27] рассматривалось одномерное

распространение пучка, ниже будет рассмотрен тот же эффект, но при сферически симметричном распространении пучка.

О распространении пучка

Подача на электроды высоковольтного напряжения с субнаносекундным фронтом приводит к формированию мощного электронного пучка [25–27]. Наиболее устойчивый режим формирования пучка реализуется с трубчатым катодом. Пучок не представляет собой узкого луча, примерно половина электронов пучка, пришедших на анод, соответствует радиусу катода, остальная половина приходится на область анода, в 2–3 раза превышающую радиус катода.

Для выявления природы аномальных электронов для простоты ниже будет рассмотрена сферическая геометрия электродов. Также для простоты будет проанализированы два предельных случая — сферически симметричное и одномерное распространение электронов между сферическими электродами. Представляется, что форма электронного пучка может зависеть от множества параметров, например, от степени обработки катода и т.д. Таким образом, результаты задачи при реальном распространении пучка будут, по-видимому, находиться в промежутке между результатами этих двух случаев.

До начала распространения пучка распределение потенциала $U = -\Delta\varphi$ между сферическими электродами имеет вид

$$U = \frac{Q}{r_c} - \frac{Q}{r} = \frac{Q(r - r_c)}{rr_c}, \quad (1)$$

где Q — заряд на катоде, r_c — радиус катода, r — расстояние от центра катода, $\Delta\varphi$ — изменение потенциала.

При стационарном распространении пучка распределение потенциала определяется уравнением

$$\Delta U = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (2)$$

где ρ — плотность распределения заряда электронного пучка, ε_0 — электрическая постоянная, Δ — оператор Лапласа. В случае одномерного распространения пучка

распределение потенциала будет зависеть от двух переменных. Для выявления этой зависимости необходимо численное решение уравнения.

В случае сферически симметричного распространения пучка потенциал зависит только от одной радиальной координаты — от расстояния до катода, но не имеет простого аналитического представления. Протабулированные значения потенциала можно найти в [28,29]. Качественно характер данной зависимости можно представить, рассмотрев одномерное распределение потенциала в одномерной стационарной нерелятивистской задаче, допускающей точное аналитическое решение, — так называемый закон Чайлда—Ленгмюра 3/2 [29–31]

$$\Delta\varphi = \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/3} (4\pi J)^{2/3} \left(\frac{3x}{2}\right)^{4/3},$$

где J — плотность тока, m — масса, e — заряд электрона. Релятивистское рассмотрение задачи можно найти в [29,32].

Распределение потенциала (2) при сферически симметричном распространении пучка графически располагается ниже распределения (1) — „провисает“ по сравнению с распределением потенциала до начала распространения электронного пучка. Провисание тем больше, чем выше ток пучка.

Возникает вопрос, какое распределение — (1) или (2) — следует использовать при анализе природы аномальных электронов? Как отмечалось выше, распределение (2) представляет собой стационарное распределение потенциала при наличии тока в межэлектродном промежутке. Вклад в падение напряжения на промежутке дает как заряд распространяющегося электронного пучка, так и заряд катода. При неизменном напряжении на электродах наличие пучка должно приводить к тому, что заряд катода при наличии пучка должен быть меньше заряда катода при его отсутствии. Скорость уменьшения заряда катода определяется скоростью распространения обратной волны напряжения на разрядном промежутке. Эта скорость определяется конструкцией линии, например, ее погонными емкостью и индуктивностью [33,34]. Скорость этой волны меньше скорости света (например, в обсуждаемых далее экспериментах она оценивается как $v_u = 20$ см/нс), поэтому квазистационарное распределение заряда катода, соответствующее распространению релятивистского электронного пучка, не будет успевать устанавливаться. Кроме того, аномальные электроны формируются на фронте высоковольтного напряжения [27].

Информация о том, что напряжение меняется, дойдет до катода примерно за время двойного прохода поля (со скоростью света) от катода до анода, т.е. во время формирования аномальных электронов катод еще не „знает“, что напряжение меняется. Тем самым следует ориентироваться на распределение (1). Отметим также, что напряжение на вакуумном диоде восстанавливается по данным двух делителей напряжения, ближайший из которых располагается на расстоянии 62 мм от анода.

При той же скорости распространения волны потенциала ближайший из делителей не будет иметь информации о начале прохождения пучка вплоть до 250–300 ps от его начала, ширина электронного пучка много меньше 200 ps [27]. Таким образом, восстановленное по данным делителей напряжение не есть напряжение между катодом и анодом и соответствует одному и тому же значению Q в (1) как при наличии, так и при отсутствии электронного пучка. Итак, при анализе природы аномальных электронов следует ориентироваться на распределение потенциала (1).

Отметим, что первый случай — распространение пучка в вакуумном диоде вдоль прямой линии в потенциале (1) рассмотрен в работах [26,27]. Второй — рассмотрение сферически симметричного распространения электронов в вакуумном диоде в потенциале (1) рассмотрен далее.

Описание электронов с энергией $\varepsilon > eU$

При большой разности потенциалов U между электродами на выходе из вакуумного диода формируются релятивистские электроны. После прохождения разности потенциалов „ $-\Delta\varphi$ “ скорость электрона v определяется из соотношения

$$\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = mc^2 + e\Delta\varphi, \quad (3)$$

где m — масса, e — заряд электрона, c — скорость света. Из (3) следует, что

$$v = c \frac{\sqrt{2\tilde{\varphi}}\sqrt{1+\tilde{\varphi}/2}}{1+\tilde{\varphi}}, \quad \tilde{\varphi} = \frac{e\Delta\varphi}{mc^2}. \quad (4)$$

Из уравнения непрерывности

$$\operatorname{div}(\rho v) = 0, \quad (5)$$

где ρ — плотность электронов в пучке. Для одномерной геометрии следует соотношение

$$\rho v = \text{const} = \rho_2 c, \quad (6)$$

где ρ_2 — плотность и $v_2 = c$ — скорость электронов на аноде.

Чем ближе находятся электроны к катоду, тем меньшую скорость они имеют, следовательно, тем больше их плотность в пучке

$$\rho = \frac{c}{v} \rho_2 = \rho_2 \frac{1+\tilde{\varphi}}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}\sqrt{1+\tilde{\varphi}/2}}. \quad (7)$$

Этот случай рассмотрен в [26,27]. Рассмотрение велось в нулевом порядке по $\tilde{\varphi}$:

$$\rho \approx \frac{\rho_2}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}}. \quad (8)$$

При сферически симметричном распространении пучка уравнение непрерывности (5) представляет собой

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tilde{\rho} v) = 0,$$

соответственно имеем

$$r^2 \tilde{\rho} v = \text{const} = r_A^2 \tilde{\rho}_2 c, \quad (9)$$

где $r_A = r_c + d$ — радиус анода, d — межэлектродное расстояние, $\tilde{\rho}$, $\tilde{\rho}_2$ — трехмерные плотности электронов в пучке и на аноде.

Плотность электронов определяется теперь не выражением (7), а в соответствии с (9) соотношением

$$\tilde{\rho} = \left(\frac{r_A}{r}\right)^2 \frac{c}{v} \tilde{\rho}_2 = \left(\frac{r_A}{r}\right)^2 \tilde{\rho}_2 \frac{1 + \tilde{\varphi}}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}\sqrt{1\tilde{\varphi}/2}}. \quad (10)$$

Видно, что плотность пучка электронов также падает по мере их распространения от катода к аноду. Электроны будут набирать за счет их кулоновского взаимодействия в пучке дополнительную энергию к работе внешнего поля $e\Delta\varphi$.

В нулевом порядке по $\tilde{\varphi}$ (см. (3), (4)) имеем из (10)

$$\tilde{\rho} \approx \left(\frac{r_A}{r}\right)^2 \frac{\tilde{\rho}_2}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}}. \quad (11)$$

Поскольку рассматривается сферически симметричное распространение электронов, то на электрон, находящийся в точке r , будет действовать электрическая сила только от электронов пучка, имеющих координаты, меньшие r : $r_c < r_1 < r$

$$F(r) = e \int_{r_c}^r \frac{\tilde{\rho}(r_1)}{r^2} dV_1 = \frac{e}{r^2} \int_{r_c}^r \left(\frac{r_A}{r_1}\right)^2 \frac{\tilde{\rho}_2}{\sqrt{2}} \frac{4\pi r_1^2 dr_1}{\sqrt{\tilde{\varphi}}}.$$

Ситуация во многом схожа с рассмотрением кулоновского взрыва плазмы [35]. В этом случае рассмотрение сильно упрощается по сравнению со случаем одномерного распространения пучка [26,27]. Имеем для распределения потенциала (1)

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2Q}}{\tilde{\rho}_2 c r_A^2 \sqrt{e m r_c}} F &= \frac{1}{r^2} \int_{r_c}^r \frac{\sqrt{r_1} dr_1}{\sqrt{r_1 - r_c}} \\ &= \frac{\sqrt{r - r_c}}{r^{3/2}} + \frac{r_c}{r^2} \ln \left| \sqrt{\frac{r}{r_c}} + \sqrt{\frac{r}{r_c} - 1} \right|. \end{aligned}$$

Избыточная энергия электрона (дополнительная к работе внешнего поля $e\Delta\varphi$) определяется величиной

$$\Delta\varepsilon = \int_{r_c}^{r_A} F(r) dr$$

и имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2Q}}{\tilde{\rho}_2 c r_A^2 \sqrt{e m r_c}} \Delta\varepsilon &= 2 \ln \left| \frac{1 + \sqrt{1 - r_c/r_A}}{\sqrt{r_c/r_A}} \right| \\ &+ \frac{r_c}{r_A} \ln \left| \frac{1}{\sqrt{r_A/r_c} + \sqrt{(r_A/r_c) - 1}} \right| - \sqrt{1 - \frac{r_c}{r_A}}. \quad (12) \end{aligned}$$

Напомним, что при одномерном распространении пучка избыточная энергия электрона имеет вид [26,27]

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2Q}}{\tilde{\rho}_2 c \sqrt{e m r_c}} \Delta\varepsilon &= -\sqrt{1 + \frac{r_c}{d}} \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{d + r_c - r_{\min 2}}{d + r_c}} \right) \right] \\ &- \sqrt{\frac{r_c}{r_{\min 1}}} \ln \left| \frac{\sqrt{1 + \frac{r_c}{d}} + \sqrt{\frac{r_c}{r_{\min 1}}}}{\sqrt{1 + \frac{r_c}{d}} - \sqrt{\frac{r_c}{r_{\min 1}}}} \right|, \quad (13) \end{aligned}$$

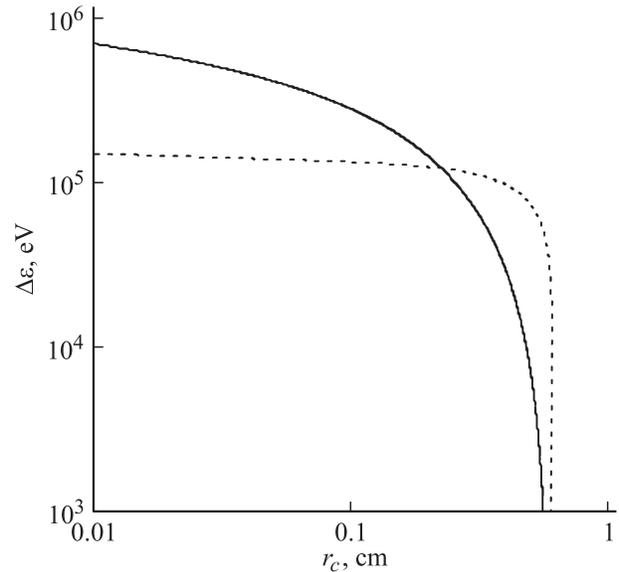
где

$$r_{\min 1} = \frac{e^2}{T_e}, \quad r_{\min 2} = \frac{r_{\min 1}}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}},$$

T_e — температура электронов катода, $\tilde{\varphi}$ соответствует — $\Delta\varphi = U$.

Результаты

Энергетический спектр электронного пучка вакуумного диода измерялся в [25]. Хотя конфигурация электродов не была сферической (один из электродов был трубчатым (торец трубки), второй — плоским), далее будем ориентироваться на параметры данного эксперимента. Максимальное напряжение составляло 220 kV, максимальный ток пучка электронов на выходе из вакуумного диода $I = 400$ А. Для этих параметров на рисунке построены зависимости избыточной энергии электронов в зависимости от радиуса кривизны катода для случаев сферически симметричного (12) и одномерного (13) распространения электронного пучка между сферическими электродами, проведенного в [26,27]. В общем случае



Зависимости избыточной энергии электронов в вакуумном диоде со сферическими электродами при сферически симметричном (сплошная кривая (12)) и одномерном их распространении (пунктир, температура электронов катода $T_e = 1/40$ eV (13)) от радиуса кривизны катода. Расстояние между электродами $d = 0.6$ см, напряжение вакуумного диода 220 kV.

зависимость энергии электронов, по-видимому, должна лежать между приведенными кривыми. Для данного напряжения из сравнения 1-го порядка по $\tilde{\varphi}$ из (7), (10) с нулевым порядком из (8), (11) получаем оценочную точность представленных кривых $3eU/4mc^2 \approx 0.3$.

При $r_c \ll d$ в случае одномерного распространения пучка избыточная энергия составляет примерно 140 keV, что находится в согласии с экспериментальными данными (~ 130 keV), в сферически симметричном случае распространения избыточная энергия превышает примерно в 3 раза работу внешнего поля (220 keV). Отметим, что в последнем случае для оценки $\tilde{\rho}_2 = \rho_2/S$ использовался приведенный в [25] автограф электронного пучка, имеющего черную область засветки ≈ 0.12 cm² с примерно в 4 раза меньшим фоном площади 1 cm². Если фон имеет меньшую интенсивность по сравнению с областью черной засветки, то кривая избыточной энергии электронов будет располагаться выше приведенной на рисунке.

Выводы

Проведен расчет избыточной энергии электронов в вакуумном диоде со сферическими электродами при сферически симметричном и одномерном их распространении. Показано, что при большом числе электронов в пучке формируется заряд с несимметричной плотностью электронов, монотонно убывающей от катода к аноду. Такое распределение плотности заряда приводит к получению электронами дополнительной энергии (по сравнению с работой внешнего поля eU) за счет их кулоновского взаимодействия. Избыточная энергия электронов увеличивается с уменьшением радиуса кривизны катода. Генерация электронов с „аномальной“ энергией наблюдается в экспериментах как с вакуумными, так и с газовыми диодами. Процессы в газовых диодах более сложны, поэтому для изучения влияния этих процессов необходимо специальное рассмотрение, однако представляется, что данный эффект может давать существенный вклад в формирование аномальных электронов и в этом случае.

Автор выражает благодарность Войтику М.Г., впервые обратившему его внимание на эту задачу.

Список литературы

- [1] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [2] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2004. Т. 176. № 7. С. 793–796.
- [3] 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.
- [4] *Boichenko A.M.* // Laser Beams: Theory, Properties and Applications. NY, USA: Nova Science Publishers, 2010.
- [5] *Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V.* // Plasma Devices and Operations. 2008. Vol. 16. P. 267–298.
- [6] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Boichenko A.M., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Tkachev A.N.* // Physics of Wave Phenomena. 2008. Vol. 16. N 3. P. 180–198.
- [7] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Physics of Wave Phenomena. 2008. Vol. 16. N 3. P. 207–229.
- [8] *Бойченко А.М., Панченко А.Н., Тельминов А.Е., Феденев А.А.* // Кр. сообщ. по физике. (ФИАН). 2008. № 5. С. 20–30.
- [9] *Baksht E.Kh., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V., Tarasenko V.F.* // Physics of Wave Phenomena. 2008. Vol. 16. P. 199–206.
- [10] *Boichenko A.M., Fedenev A.A., Panchenko A.N., Tel'minov A.E.* // Physics of Wave Phenomena. 2008. Vol. 16. N 4. P. 283–291.
- [11] *Tarasenko V.F., Rybka D.V., Baksht E.Kh., Kostyrya I.D., Lomaev M.I.* // Instrum. Exp. Tech. 2008. Vol. 51. P. 213–219.
- [12] *Худякова Л.Н., Гутникова Е.К., Тарасова Л.В.* // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 11. С. 2044–2047.
- [13] *Бугаев С.П., Кошелев В.И., Тимофеев М.Н.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 9. С. 1917–1921.
- [14] *Аскарьян Г.А.* // Тр. ФИАН. 1973. Т. 66. С. 66.
- [15] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 50.
- [16] *Шнак В.Г., Шунайлов С.А., Ульмаскулов М.Р.* и др. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 7. С. 65.
- [17] *Tsui K., Wagatsuma K., Matsuta H.* // Spectrochimica Acta. 1997. Vol. B52. P. 1587.
- [18] *Tsui K., Sato T., Wagatsuma K.* // Spectrochimica Acta. 1998. Vol. B53. P. 417.
- [19] *Дубинов А.Е.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 14. С. 52.
- [20] *Tarasenko V.F., Орловский В.М., Шунайлов С.А.* // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94.
- [21] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Plasma Devices and Operations. 2005. Vol. 13. P. 231.
- [22] *Яковленко С.И.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2006. № 2. С. 22.
- [23] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Shunailov S.A., Kostyrya I.D., Tkachev A.N.* // Las. Phys. 2006. Vol. 16. N 3. P. 526–533.
- [24] *Афанасьев В.Н., Бычков В.Б., Ларцев В.Д., Прудов В.П., Соломонов В.И., Шунайлов С.А., Генератова В.В., Громов А.А.* // ПТЭ. 2005. № 5. С. 1–5.
- [25] *Бакут Е.Х., Костыря И.Д., Липатов Е.И., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 4. С. 98.
- [26] *Бойченко А.М.* // Кр. сообщ. по физике (ФИАН). 2009. № 10. С. 3–8.
- [27] *Baksht E.Kh., Boichenko A.M., Tarasenko V.F.* // Physics of Wave Phenomena. 2010. Vol. 18. N 1. P. 44–50.
- [28] *Langmuir L., Blodgett K.B.* // Phys. Rev. 1924. Vol. 24. P. 49.
- [29] *Форрестер А.Т.* Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992. 360 с.
- [30] *Child C.D.* // Phys. Rev. (Ser. I). 1911. Vol. 32. P. 492.
- [31] *Langmuir L.* // Phys. Rev. 1913. Vol. 2. P. 450.
- [32] *Jory H.R., Trivelpiece A.W.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 3924.
- [33] *Татур Т.А., Татур В.Е.* Анализ электрических цепей. Переходные процессы. М.: Изд-во МЭИ, 1997. 232 с.
- [34] *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. Электрические цепи. М.: Гардарики, 1999. 640 с.
- [35] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Квант. электрон. 1993. Т. 20. С. 1117.