

О механизме убегания электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 января 2003 г.

На основе моделирования методом частиц показано, что при достаточно большом расстоянии между электродами таунсендовский механизм размножения электронов в газе справедлив, по крайней мере, вплоть до таких больших значений E/p , при которых появляются релятивистские электроны. Явление же убегания электронов в газе определяется не принятыми в настоящее время локальными критериями, а тем, что расстояние между электродами должно быть сравнимым или меньшим характерной длины размножения электронов. Показано, что критическое напряжение между электродами, при котором убегающие электроны составляют значительную долю, является универсальной для данного газа функцией произведения расстояния между электродами на давление газа. Эта функция определяет также условие зажигания самостоятельного разряда. Она не только включает в себя известную кривую Пашена, но и содержит дополнительно верхнюю ветвь, описывающую отсутствие самостоятельного разряда при достаточно быстро поданном высоком напряжении на электродах.

PACS: 51.50.+v

Суть явления убегания электронов в полностью ионизованной плазме состоит в том, что в достаточно сильном электрическом поле за время свободного пролета электроны набирают большую энергию, чем теряют в столкновениях с частицами плазмы. Кулоновские сечения падают квадратично с ростом энергии относительного движения сталкивающихся частиц. Поэтому, если в плазме имеет место внешнее электрическое поле, некоторая доля электронов с большой энергией всегда будет постоянно ускоряться. Явление убегания электронов в плазме предсказано давно [1], давно были проведены численные расчеты [2,3] и аналитическое рассмотрение для слабых полей [4]. Это явление существенно для диагностики и энергобаланса примесей в плазме токамаков [5].

Явление убегания электронов наблюдается и в газах [6,7]. На его основе созданы так называемые открытые разряды [8–11], используемые, в частности, для накачки лазеров [12,13]. Ниже показано, что, вопреки принятой точке зрения, в газоразрядной плазме механизм убегания электронов совсем не такой, как в полностью ионизованной плазме. Убегание электронов реализуется в рамках таунсендовского механизма ионизации (о нем см., например, [14]), при котором набираемая в поле энергия компенсируется затратами на возбуждение и ионизацию газа. При этом убегающие электроны возникают тогда, когда характерная длина размножения (обратный коэффициент Таунсенда) становится сравнимым или превосходит расстояние между электродами.

О размножении и убегании электронов. Таунсендовский механизм размножения. Рассмотрим распространение электронов в нейтральном газе между двумя плоскопараллельными плоскостями, находящимися под напряжением U . Электроны рождаются на катоде и двигаются к аноду, испытывая упругие и неупругие столкновения с атомами газа. При ионизации рождаются дополнительные электроны. Ситуация, когда приход электронов в данный интервал скоростей за счет неупругих столкновений компенсируется их уходом из данной точки пространства, описывается уравнением

$$v_x \frac{\partial}{\partial x} (N_e(x) f(x, \mathbf{v})) =$$

$$= N_e(x) N \int \sigma_{\text{н.ст}}(\mathbf{v}, \mathbf{v}') v' f(x, \mathbf{v}') d\mathbf{v}'. \quad (1)$$

Здесь x – расстояние до катода, v – скорость электрона, $N_e(x)$ – плотность электронов, $f(x, \mathbf{v})$ – функция распределения электронов нормированная на единицу ($\int f(x, \mathbf{v}) d\mathbf{v} = 1$), N – плотность нейтральных атомов; выражение $N \sigma_{\text{н.ст}}(\mathbf{v}, \mathbf{v}') v'$ – определяет частоту неупругих столкновений электрона с нейтральным атомом, при которых налетающий электрон имеет скорость в интервале $(\mathbf{v}', \mathbf{v}' + d\mathbf{v}')$, а в результате столкновений появляются новые электроны в интервале скоростей $(\mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v})$.

Предположим далее, что функция распределения $f(x, \mathbf{v})$ не зависит от координаты x . Тогда, интегрируя (1) по $d\mathbf{v}$, получаем уравнение Таунсенда, описывающее экспоненциальный рост электронов в лавине:

$$dN_e(x)/dx = \alpha_i N_e(x), \quad \alpha_i \equiv \nu_i/u_d,$$

$$\nu_i \equiv \int \sigma_{н.ст.}(\mathbf{v}')v'f(\mathbf{v}')d\mathbf{v}', \quad u_d \equiv \int v_x f(\mathbf{v})d\mathbf{v}.$$

(2)

Здесь $\sigma_{н.ст.}(v) = \int \sigma_{н.ст.}(\mathbf{v}', \mathbf{v})d\mathbf{v}'$ – полное сечение неупругого столкновения электрона с нейтралом, α_i – известный коэффициент Таунсенда, выраженный через частоту ионизации ν_i и дрейфовую скорость электрона u_d .

Итак, в основе модели Таунсенда лежат два основных предположения: а) о компенсации возникающих при данном x электронов их дрейфом; б) о независимости формы распределения электронов по скоростям от x .

О критерии убегания. В отличие от обычно принятых локальных критериев убегания электронов, будем считать, что убегающие электроны возникают в том случае, когда расстояние между электродами d становится сравнимым с характерной длиной размножения, то есть обратным коэффициентом Таунсенда α_i^{-1} . При $\alpha_i d \ll 1$ убегающие электроны должны преобладать в спектре электронов, долетевших до анода.

При достаточно большом значении отношения напряженности электрического поля $E = U/d$ к плотности газа N (или его давлению p) электрон на длине свободного пробега $l = 1/\sigma N$ набирает достаточно большую энергию, $\varepsilon \equiv m_e v^2/2 = eEl$, при которой суммарное сечение всех процессов σ начинает падать. Это приводит к падению коэффициента Таунсенда (увеличению длины размножения) и к появлению убегающих электронов. При этом, в отличие от преобладающей сейчас точки зрения, сам таунсендовский механизм размножения электронов остается в силе для данных значений E и p , если значение d достаточно велико. Соответственно, для критерия появления заметного числа убегающих электронов положим

$$\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1. \tag{3}$$

Обычно же считают, что убегающие электроны возникают, когда значение E/p превышает некоторую критическую величину, не зависящую от d [6, 7, 14].

Убегающие электроны в гелии. Используемая модель. Для того чтобы подтвердить вышесказанное выше предположение, было проведено моделирование размножения и убегания электронов в гелии на основе одной из модификаций метода частиц [15]. Электроны рождались на катоде с хаотически направленной скоростью и начальной энергией распределенной по Пуассону со средним значением $\varepsilon_0 = 0.2$ эВ. На малых временных шагах решались

уравнения движения всех электронов, и с вероятностью, определяемой сечениями элементарных процессов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения. Использованные в работе сечения различных процессов, основанные на данных работ [16–18], приведены на рис.1.

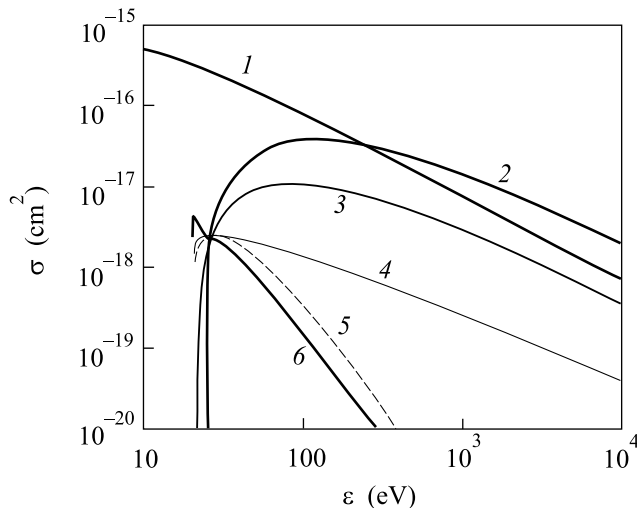


Рис.1. Зависимость сечений столкновения электрона с атомом гелия от энергии: кривая 1 – сечение упругих столкновений $\sigma_{el}(\varepsilon)$; 2 – сечение ионизации $\sigma_i(\varepsilon)$; 3 – сечение возбуждения 2^1P ; 4 – сечение возбуждения 2^1S ; 5 – сечение возбуждения 2^3P ; 6 – сечение возбуждения 2^3S (по данным работ [16–18])

Таунсендовский режим ионизации. Расчеты показывают, что при всех рассмотренных значениях приведенной напряженности поля $E/p = 5 \div 5000$ В/торр·см при достаточно больших расстояниях между электродами $d \gg \alpha_i^{-1}$ действительно имеет место таунсендовский режим ионизации, а убегающие электроны практически отсутствуют. С ростом расстояния от катода x имеет место экспоненциальный рост числа актов возбуждения и рождения электронов, на достаточно больших расстояниях от катода устанавливаются постоянная средняя скорость и энергия электронов (см. рис.2). Максимум функции распределения электронов, долетевших до анода, приходится на малые энергии. Наклон логарифма числа актов ионизации и тока определяет коэффициент размножения Таунсенда α_i . Коэффициент размножения α_i , как и принято считать, пропорционален плотности газа (давлению) и существенно зависит от приведенной напряженности поля E/p . Для гелия известна следующая аппроксимация [14]:

$$\alpha_i = 4.4p \exp\left(-\frac{14p}{E}\right), \tag{4}$$

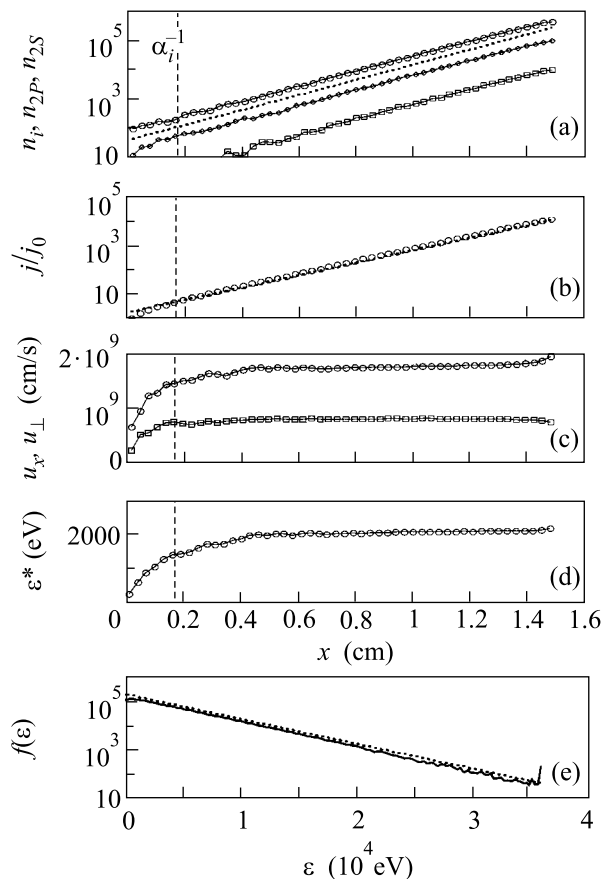


Рис.2. Характеристики размножения электронов в таунсендовском режиме в зависимости от расстояния до катода x (измерено в см) при следующих параметрах: $N_{\text{He}} = 5.15 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($p = 16$ торр), $U = 36$ кВ, $d = 15$ мм, $E = 24$ кВ/см, ($E/p = 1500$). (а) Количество рожденных ионов n_i (кружки) и атомов, возбужденных в состоянии 2^1P (n_{2P} , ромбы), и в состоянии 2^1S (n_{2S} , квадраты), пунктир – зависимость $40 \exp(5.9x)$. Соответственно, $\alpha_i = 5.9 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_i d \approx 9$. (б) Отношение потока электронов в данной точке $j(x)$ к потоку электронов с катода j_0 . Пунктир – зависимость $1.7 \exp(5.9x)$. (в) Проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю u_x (кружки), и модуль скорости u_{\perp} в плоскости, перпендикулярной оси x (квадраты). (д) Средняя энергия электронов. (е) Функция распределения электронов, достигших анода, по энергии. Сплошная кривая – расчет, пунктир – зависимость $2 \cdot 10^5 \exp(-\epsilon/4200)$

где, здесь и далее в тексте, α_i измеряется в см^{-1} , давление p – в торр и напряженность поля E – в В/см.

Однако расчеты показывают (см. рис.3), что эта аппроксимация верна лишь для сравнительно небольшой приведенной напряженности поля $E/p < 200$. При больших значениях E/p коэффициент размножения α_i начинает падать. Падение α_i с ростом

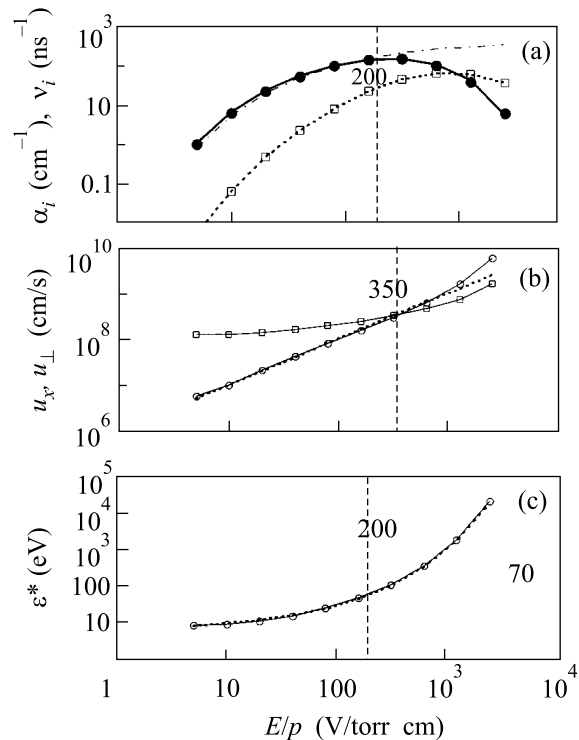


Рис.3. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля E/p_{He} . Точки получены при различных значениях напряженности поля. Везде, где не оговорено иначе, $N_{\text{He}} = 3.22 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($p = 100$ торр). (а) Нормированные на давление значения коэффициента Таунсенда α_i/p (черные кружки) и частоты ионизации ν_i/p_{He} (квадраты), полученные из моделирования при различных значениях напряженности поля. Жирная сплошная кривая соответствует аппроксимации (8), штрих-пунктирная кривая соответствует аппроксимации (4). Прямые крестики соответствуют α_i/p при $p = 10$ торр, косые крестики – α_i/p для $p = 1$ торр. (б) Средняя проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю u_x (кружки), и средний модуль скорости u_{\perp} в плоскости, перпендикулярной оси x (квадраты). Получено из моделирования при различных значениях напряженности поля. Пунктирная кривая – линейная зависимость (5). (в) Средняя энергия электрона. Получено из моделирования при различных значениях напряженности поля. Пунктирная кривая – зависимость (6)

E/p связано с падением сечения ионизации при $\epsilon > 100$ эВ, а при $E/p = 200$ средняя энергия электронов как раз составляет близкую величину $\epsilon^* = 70$ эВ.

Средняя скорость электронов вдоль поля u_x при малых значениях E/p значительно меньше, чем средний модуль поперечной скорости u_{\perp} . Средние скорости u_x и u_{\perp} сравниваются только при $E/p = 350$. При $E/p < 350$ направленная скорость почти линейно зависит от напряженности поля:

$$u_x = 10^6 E/p, \quad (5)$$

Зависимость средней энергии, измеренной в эВ, от напряженности поля можно аппроксимировать выражением

$$\varepsilon^* = 5.5 \exp[(E/40p)^{1/2}]. \quad (6)$$

То, что $u_x \ll u_{\perp}$ при малых полях ($E/p \ll 350$), объясняется следующим образом. Проекция скорости на ось x может принимать как положительные, так и отрицательные значения. В то же время модуль поперечной скорости всегда положителен. Поэтому в слабых полях, когда за пробег электрона от одного упругого столкновения до другого скорость увеличивается мало и распределение по скоростям почти изотропно, среднее значение проекции скорости u_x существенно меньше среднего значения модуля поперечной скорости u_{\perp} . При больших полях, когда за время свободного пролета электроном набирается значительная энергия, рассеяние становится существенно не изотропным, превалирует рассеяние на малые углы и u_x становится больше, чем u_{\perp} .

Убегающие электроны. Таунсендовский режим ионизации устанавливается на некотором расстоянии от катода $x \sim \alpha_i^{-1}$, соответствующем характерной длине размножения (см. рис.2). Если же $d < \alpha_i^{-1}$, картина размножения электронов радикально меняется (см. рис.4). Существенная часть электронов непрерывно ускоряется: с увеличением расстояния до катода x растет как u_x , так и ε^* . При этом пик функции распределения по энергии электронов, долетевших до анода, приходится на максимальное значение энергии $eU = eEd$, приобретаемой электроном при пролете от катода до анода.

Критерий появления значительного числа убегающих электронов (3) можно переписать в универсальном виде, опираясь на характер зависимости α_i от E и p . Полагая $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$, где $\xi(E/p)$ – функция, характерная для данного газа, для критерия (3) имеем

$$pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \quad (7)$$

Эта формула дает неявную зависимость критического напряжения U_{cr} , при котором имеет место массовое убегание электронов, от произведения расстояния между электродами на давление pd . Для гелия можно предложить следующие аппроксимации, базирующиеся на результатах нашего численного моделирования и известных экспериментальных данных:

$$\xi(E/p) = 5.4 \exp \left[- \left(\frac{14}{E/p} \right)^{1/2} - \frac{1.5 \cdot 10^{-3} E}{p} \right], \quad (8)$$

где функция ξ измерена в $(\text{торр} \cdot \text{см})^{-1}$.

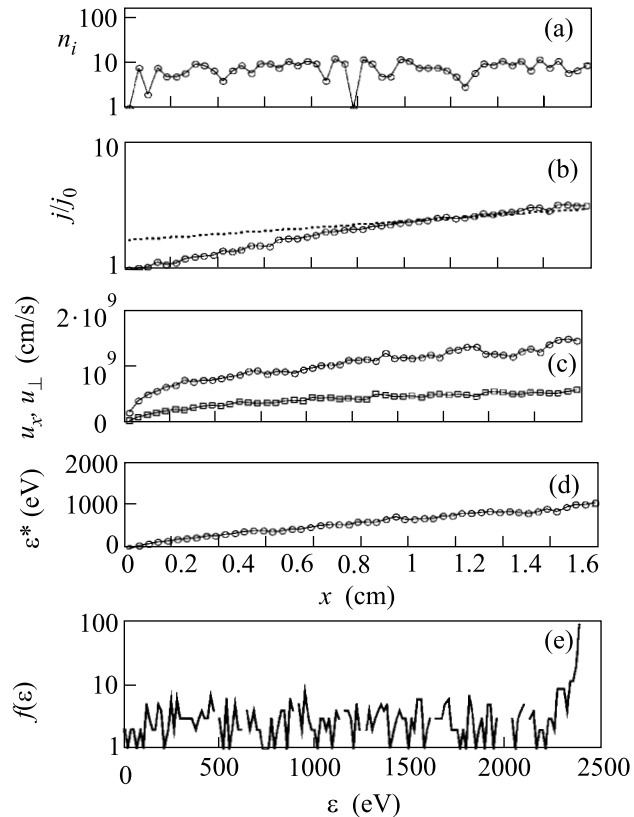


Рис.4. Ионизация убегающими электронами. То же, что на рис.2, при том же значении $E/p = 1500$ и $p = 16$ торр, но при $U = 2.4$ кВ и $d = 1$ мм. Соответственно $\alpha_i d \approx 0.6$. Такие параметры характерны для открытых разрядов

Построенная на основе данных численных расчетов и формулы (7) кривая $U_{cr}(pd)$ представлена на рис.5. Подобный вид имеет кривая, определяющая критерий зажигания разряда. Действительно, потенциал зажигания разряда $U_{br}(pd)$ определяется следующим условием (см., например, [14]):

$$\alpha_i(E, p)d = \ln(1 + 1/\gamma)$$

$$\text{или } pd \cdot \xi(U_{br}/pd) = L, \quad L \equiv \ln(1 + 1/\gamma). \quad (9)$$

Здесь γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов.

Сравнивая выражения для критериев зажигания разряда (9) и критерия убегания электронов (7), получаем связь $U_{br}(pd) = L \cdot U_{cr}(pd/L)$, использованную при построении кривой $U_{br}(pd)$ на рис.5.

Полученная зависимость $U_{br}(pd)$ содержит принципиально новую информацию, по сравнению с известной кривой Пашена (рис.5). Как известно, кривые Пашена характеризуют правой и левой ветвями, направленными от минимума $U_{br}(pd)$ в область

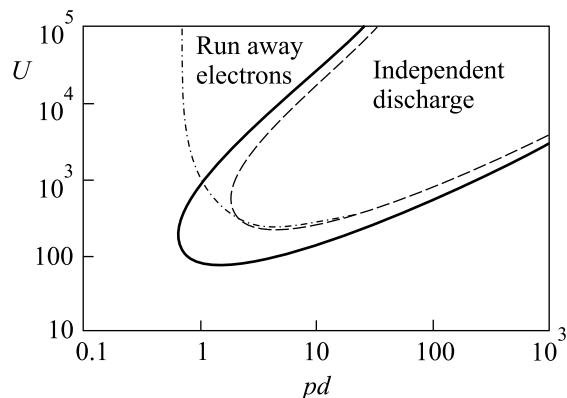


Рис. 5. Кривая, характеризующая критерий убегания электронов (сплошная жирная кривая) и кривая (штриховая), характеризующая критерий зажигания разряда ($L = \ln(1+1/\gamma) = 2.89$), полученные на основе формулы (7), а также экспериментальная кривая Пашена (пунктир) [14]. Штрих-пунктирная кривая соответствует аппроксимации (4). В областях, внешних по отношению к жирной сплошной кривой, электроны убегают, не успевая размножиться. Внутренняя область штриховой кривой соответствует самостоятельному разряду

больших и малых значений pd . Эти ветви действительно имеют место, и результаты наших расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако, согласно нашему рассмотрению, кривая зажигания самостоятельного разряда должна содержать еще и верхнюю ветвь, обусловленную падением α_i с ростом E/p . Важным следствием нашего рассмотрения является и обнаружение минимального значения pd_{\min} , при котором еще возможно зажигание самостоятельного разряда (для гелия $pd_{\min} \approx 1.8$ торр·см).

Существование верхней ветви кривой зажигания самостоятельного разряда достаточно понятно из общих соображений. Она обусловлена падением неупругих сечений с ростом энергии электрона. Однако до настоящего времени эта ветвь не исследовалась. Дело в том, что для ее наблюдения необходимо достаточно быстро поднять напряжение на электродах, пока ионизационная волна не добежала до анода и плазма не закоротила электроды.

Итак, мы показали, что при достаточно большом расстоянии между электродами таунсендовский механизм размножения электронов справедлив, по крайней мере, вплоть до таких больших значений E/p , при которых появляются релятивистские электроны. Явление же убегания электронов в газе не определяется преобладанием ускорения электрона в поле над его торможением за счет столкновений, как обычно принято считать, что приводит к локально-

му критерию убегания. Убегание электронов в газе возникает тогда, когда расстояние между электродами оказывается сравнимым или меньшим характерной длины размножения электронов. В этом состоит принципиальная разница явлений убегания в кулоновской плазме и в газе. Это различие обусловлено тем, что в полностью ионизованной плазме не рождаются новые электроны со сравнительно малыми скоростями, а ускоряются имеющиеся. В газе же при достаточно больших расстояниях между электродами число родившихся электронов экспоненциально велико. На их фоне становится исчезающе малой некоторое количество быстрых электронов, не испытавших столкновений.

Показано также, что критическое напряжение между электродами, при котором убегающие электроны составляют значительную долю, является универсальной для данного газа функцией произведения расстояния между электродами на давление газа. Эта функция определяет также условие зажигания самостоятельного разряда. Она описывает кривую Пашена, но содержит дополнительно верхнюю ветвь, описывающую отсутствие самостоятельного разряда при достаточно быстро поданном высоком напряжении на электродах. Дана аппроксимация этой функции для гелия.

Авторы признательны В. Ф. Тарасенко за стимулирующие обсуждения. Работа поддержана грантом МНТЦ-1270

1. R. G. Giovanelli, *Phil. Mag.* **40**, 206 (1949).
2. H. Dreiser, *Phys. Rev.* **115**, 238 (1959); **117**, 329 (1960).
3. R. M. Kurlsrud, Y. C. Sun, N. K. Winson, and H. A. Fallon, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 690 (1973).
4. А. В. Гуревич, *ЖЭТФ* **39**(5), 1296 (1960).
5. В. С. Марченко, С. И. Яковленко, *Физика плазмы* **5**(3), 590 (1979).
6. Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, *УФН* **160**(7), 49 (1990).
7. Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов*, М.: Наука, 1991.
8. Г. В. Колбычев, П. Д. Колбычева, И. В. Пташник, *ЖТФ* **66**(2), 59 (1996).
9. Ю. Е. Коляда, Письма в *ЖТФ* **26**(16), 52 (2000).
10. А. Р. Сорокин, Письма в *ЖТФ* **28**(9), 14 (2002).
11. А. П. Бохан, П. А. Бохан, Письма в *ЖТФ* **28**(11), 21 (2002).
12. В. И. Держиев, В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, А. М. Янчарина, В сб. *Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов*, Труды ИОФАН, т. 21, под ред. С. И. Яковленко, М.: Наука, 1989, с. 5.

13. С. И. Яковленко, *Газовые и плазменные лазеры. Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, Под ред. В. Е. Фортова, Вводный том IV, с. 262.
14. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1992, стр. 43.
15. A. N. Tkachev and S. I. Yakovlenko, *Proc. of SPIE* **4747**, 271 (2002); *Laser physics*, **12**(7), 1022 (2002).
16. E. Krishnakumar and S. K. Srivastava, *J. Phys.* **B21**(6), 1055 (1988).
17. D. V. Fursa and I. Bray. *Phys. Rev.* **A52**(2), 1279 (1995).
18. J. C. Nickel, K. Imre, D. F Register, and S. Trajmar, *J. Phys.* **B18**(1), 125 (1985).