

УДК 537.52

К ТЕОРИИ РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННОГО СТРИМЕРА

О. А. Омаров¹, А. А. Рухадзе²

Обсуждается временная динамика начальных стадий развития пробоя в газах высокого давления: зарождения и развития лавины ионизации, ее перехода в плазменную лавину и далее в плазменный стример. Получены простые формулы для времен перехода между различными стадиями пробоя и скоростей распространения фронтов ионизации на отдельных стадиях.

Ключевые слова: пробой в газах, стример, лавина, ионизация газа.

1. Зарождение и развитие электрического пробоя в газах высокого давления исследовались еще в начале прошлого столетия классиками физики газового разряда [1–4]. Развитые в этих работах теоретические представления носили сугубо качественный характер. Однако уже в них отмечалась существенная роль плазменного состояния стримера, обеспечивающего экранировку внешнего электрического поля в объеме плазмы стримера. Отмечалась также фотоионизация газа как вторичный механизм распространения стримера. Построение количественной теории пробоя газа и образования искры было начато в работе [5] и развито в более или менее завершенном виде в работах [6, 7], в которых были сформулированы основы плазменной модели начальных стадий пробоя газов. Современное состояние теории плазменной модели пробоя газов изложено в монографии [8].

¹ Дагестанский государственный университет, ул. М. Гаджиева 42а, Махачкала 367000, Дагестан, Россия.

² Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия. E-mail: rukh@fpl.gpi.ru

В настоящей работе предпринята попытка дальнейшего развития плазменной модели пробоя газов. Именно, будут получены уточненные формулы для скоростей распространения фронта ионизации на отдельных стадиях развития пробоя: на первой лавинной (доплазменной) стадии, когда искажением разрядного поля \vec{E}_0 можно пренебречь, на второй плазменно-лавиной, когда искажение внешнего поля становится значительным и фронт ионизации начинает тормозиться, и на третьей стримерной, когда плазменное поле экранирует внешнее поле. На этой стадии происходит усиление внешнего поля вне плазменной области, охлаждение плазмы стримера и интенсивная рекомбинация. Вследствие поглощения рекомбинационного излучения происходит зарождение новых лавин и их распространение в усиленном электрическом поле. Именно эти вопросы недостаточно полно рассмотрены в существующей на сегодняшний день теории [6–8].

Однако прежде введем важные понятия порогового поля пробоя и перенапряженности, используемые в дальнейшем. Пробой газа начинается с одного электрона, случайно появившегося в разрядном промежутке, либо с некоторой малой начальной плотности электронов n_0 (при наличии предыонизации, обычно $n_0 \sim 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-3}$). В дальнейшем для определенности считается, что пробой начинается в центре разрядного промежутка, длина которого равна L_0 . Разрядное напряжение считаем равным V_0 , а исходное разрядное поле $E_0 = V_0/L_0$. Очевидно, что электрон в поле E_0 за время между столкновениями приобретает скорость

$$u_e = \frac{eE_0}{m\nu_{ea}}. \quad (1.1)$$

Здесь e – заряд электрона, m – его масса, ν_{ea} – частота упругих столкновений электрона с атомами газа. Для того чтобы ускоренный электрон мог ионизовать атом газа, скорость должна удовлетворять условию

$$\frac{mu_e^2}{2} > I_i, \quad (1.2)$$

где I_i – потенциал ионизации атома ($I_i \sim 6 - 10 \text{ эВ}$). Именно это условие и определяет пороговое поле пробоя газа. Однако прежде чем подставлять в неравенство (1.2) величину u_e , ее следует определить из уравнения (1.1). Для этого запишем выражение ν_{ea} в борновском приближении. В области малых энергий ($\leq I_i$) с хорошей степенью точности имеем [9] $\nu_{ea} \approx \pi a_0^2 u_e n_a$, где a_0 – радиус борновской орбиты электрона в атоме ($\sigma_0 = \pi a_0^2 \approx 10^{-15} - 10^{-16} \text{ см}^2$), а n_a – плотность атомов газа ($n_a = 6 \cdot 10^{16} \cdot P_0$, где P_0 –

давление газа в торрах). Из (1.1) с учетом выражения для ν_{ea} , находим

$$u_e = \sqrt{\frac{eE_0}{\sigma_0 n_a}}. \quad (1.3)$$

Подставляя это выражение в (1.2), получим для порогового поля пробоя газа

$$\frac{E_{0np}}{P_0} \approx \frac{6 \cdot 10^{16} \sigma_0 I_i}{e}. \quad (1.4)$$

Отсюда для воздуха при $I_i \sim 10$ эВ, $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^{-15}$ см⁻² и атмосферном давлении находим $E_{0np} \simeq 30$ кВ/см.

В случае, когда разрядное поле превышает пороговое поле пробоя, говорят о перенапряжении. Перенапряжение принято измерять в процентах. Так, при превышении порогового поля в два раза перенапряжение равно 100%.

2. *Гидродинамическое описание лавинно-стримерного развития пробоя.* В газах высокого давления характерные времена процессов, протекающих при электрическом пробое газов, порядка $\geq 10^{-9}$ с, что намного превосходит время релаксации электронов при упругом рассеянии на атомах ($< 10^{-12}$ с), а длина пробега электронов ($< 10^{-4}$ см) намного меньше характерных размеров задачи ($\geq 10^{-2}$ см). Поэтому для описания этих процессов можно пользоваться гидродинамическими уравнениями в диффузионном приближении [5, 6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} - \operatorname{div} \left(\frac{e\vec{E}}{m\nu_{ea}} - \frac{\nabla n_e T_e}{m\nu_{ea} n_e} \right) &= \nu_i n_e = \frac{\partial n_i}{\partial t}, \\ \nu_{ea} \epsilon - \delta \nu_{ea} T_e - \nu_i (T_e + I) &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi e(n_e - n_i). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь $\epsilon = e^2 E^2 / 2m\nu_{ea}^2$ – энергия, набираемая электроном в электрическом поле $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1$, где \vec{E}_0 – внешнее однородное поле (до начала пробоя), а \vec{E}_1 – поле, создаваемое электронами и ионами, образованными в процессе ионизации атомов при пробое, $\delta = 2m/M$ – доля упругих потерь при столкновениях электронов с атомами с массой M , ν_i – частота ионизационных столкновений электрона, а T_e – температура электронов. Отметим, что при написании системы (2.1) было пренебрежено движением ионов и их температурой, которая порядка температуры атомов газа, $T_i = T_0$. Это означает, что пренебрегается амбиполярной диффузией, что характерно для стадии лавинной ионизации и стадии плазменного стримера. Кроме того, в уравнении для баланса энергии

(второе уравнение) пренебрежено потерями на излучение, что также вполне оправдано для начальных стадий пробоя. Здесь следует заметить, что из-за неточности этого уравнения (оно, строго говоря, не учитывает и потери на возбуждение атомов) при вычислениях температуру электронов обычно берут из эксперимента и считают однородной.

Для простоты для величин ν_{ea} и ν_i воспользуемся формулами борновского приближения, считая распределение электронов по максвелловским скоростям с температурой T_e [9]³:

$$\nu_{ea} = \frac{4n_0\sigma_0\sqrt{T_e}}{\sqrt{2\pi m}}, \quad \nu_i = \frac{4\beta_0 n_0}{\sqrt{2\pi m T_e}} \exp(-I_i/T_e). \quad (2.2)$$

Здесь $\beta_0 z^* = 2\sigma_0 I_i$, где z^* – эффективное зарядовое число ядра атома. Для простоты ниже считается $z^* = 1$, а поэтому

$$\nu_i \approx \nu_{ea} \frac{2I_i}{T_e} \exp(I_i/T_e). \quad (2.3)$$

До момента перехода лавины в стример плазменное поле мало, $E_1 \ll E_0$, и в первом приближении им можно пренебречь. Тогда из второго уравнения (2.1) следует постоянство электронной температуры

$$T_e = f(E_0/P_0). \quad (2.4)$$

Постоянство температуры электронов сохраняется до момента перехода лавины в плазменный стример, когда плазменное поле E_1 полностью скомпенсирует внешнее поле, и температура резко начнет падать.

На стадии развития лавины ионизации рост концентрации электронов определяется из решения первого уравнения (2.1). При начальном условии

$$n_e(\vec{r}, 0) = n_0 \delta(\vec{r}) \quad (2.5)$$

это решение имеет вид

$$n_e(\vec{r}, t) = \frac{n_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp \left[\nu_i t - \frac{\rho^2 + (z - u_e t)^2}{4Dt} \right]. \quad (2.6)$$

³Заметим, что формула (2.2) для величины ν_{ea} получается из приведенного выше для одного электрона соотношения $\nu_{ea} = \pi n_a v$ после усреднения по скорости v , считая распределение по максвелловским скоростям с температурой T_e .

Здесь z и ρ – продольная и радиальная координаты, $D = \frac{\nu_{Te}^2}{\nu_{ea}} = \frac{T_e}{m\nu_{ea}}$ – коэффициент электронной диффузии, характеризующий в основном радиальное расширение лавины до момента образования плазменного состояния в лавине. Из (2.6) видно, что на этой стадии плотность электронов распределена внутри конуса, расширяющегося по радиусу с диффузионной скоростью и удлиняющегося вдоль поля (ось oz) со скоростью электрического дрейфа электронов. При этом радиус головки лавины (при $z = u_e t$) равен

$$r_\lambda = \sqrt{4Dt} = \sqrt{4Dz/u_e}. \quad (2.7)$$

Иное пространственное распределение имеют ионы, которые согласно первому уравнению (2.1) в рассматриваемом приближении считаются неподвижными. Полное число ионов в лавине, естественно, должно равняться полному числу электронов. Но в головке лавины на ее оси плотность ионов мала по сравнению с плотностью электронов:

$$n_i(\rho = 0, z = ut, t) = \int_0^t dt' n_e(\rho = 0, z = ut, t') \approx \frac{\nu_i}{u} \sqrt{\pi Dt} n_e(\rho = 0, z = ut, t) \ll n_e. \quad (2.8)$$

Описанная картина расширения лавины будет сохраняться до тех пор, пока радиус лавины меньше дебаевского радиуса электронов. Если при этом индуцированное поле E_1 пренебрежимо мало по сравнению с внешним полем E_0 , то радиальное давление, вызываемое индуцированным полем $E_1^2/4\pi$, мало по сравнению с газокINETическим давлением электронов $n_e T_e$. Но как только радиус лавины достигнет дебаевского радиуса электронов, то из третьего уравнения (2.1), в котором плотностью ионов можно пренебречь, следует:

$$E_1 \approx 4\pi n_e r_{De} = \sqrt{4\pi n_e T_e}. \quad (2.9)$$

С этого момента $t = t_{1\kappa p}$ поле E_1 уже удерживает электроны и их свободная диффузия прекращается; в силу вступает движение ионов и амбиполярная диффузия, скорость которой в $\sqrt{M/m}$ раз меньше скорости электронной диффузии. Иными словами, расширение лавины практически прекращается.

Из (2.6) с учетом (2.9) и (2.7) находим для $t_{1\kappa p}$:

$$\nu_i t_{1\kappa p} = \ln \left(\frac{m\nu_{en}\nu_i}{e^2 n_0} \frac{1}{t_{1\kappa p}\nu_i} \right), \quad n_{1\kappa p} \ln \frac{n_{1\kappa p}}{n_0} = \frac{m\nu_{en}\nu_i}{e^2}, \quad r_{\lambda\kappa p} = \sqrt{t_{1\kappa p}\nu_{Te}^2/\nu_{en}}. \quad (2.10)$$

При $T_e = 3 - 5$ эВ, $\nu_{en} = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\nu_i = 10 \text{ с}^{-1}$ имеем $n_{1\kappa p} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $t_{1\kappa p} \approx 10 \text{ с}^{-9}$, и $r_{\lambda\kappa p} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см} = 0.05 \text{ мм}$. Эти оценки согласуются с экспериментальными данными для газов при атмосферном давлении.

Заметим, что в момент времени $t = t_{1\kappa p}$ продольный размер лавины $L_{1\kappa p} = u_e t_{1\kappa p} = 0.1$ см, т.е. более чем на порядок превосходит радиус лавины.

Таким образом, в момент времени $t = t_{1\kappa p}$ расширение лавины практически прекращается. Продольный же размер продолжает расти со скоростью u_e пока $\frac{E_0^2}{4\pi} > n_e T_e$, растет и плотность электронов. Отметим, что это неравенство выполняется практически всегда. Отметим также, что поскольку поле в плазме лавины на этой стадии остается большим, то и температура остается большой, $T_e \equiv 3 - 5$ эВ. Но как только достигается вторая критическая плотность, при которой

$$n_{2\kappa p} T_e \geq \frac{E_0^2}{4\pi}, \quad (2.11)$$

разрядное поле экранируется плазмой лавины, лавина резко тормозится и температура плазмы за время $(\delta\nu_{en})^{-1} \sim 10^{-10} - 10^{-9}$ с падает до температуры нейтралов. В этот момент $t = t_{2\kappa p}$ лавина переходит в плазменный стример, в котором вследствие резкого падения температуры плазма оказывается неравновесной с большим избытком плотности. Согласно (9), при 30 кВ/см и $T_e = 5$ эВ плотность $n_{2\kappa p} = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, что более чем на два порядка превышает $n_{1\kappa p}$ и согласуется с экспериментом.

Наконец приведем теоретическую оценку времени $t_{2\kappa p}$, когда происходит переход плазменной лавины в плазменный стример. Исходя из (2.6), получаем:

$$\nu_i t_{2\kappa p} = \ln \frac{n_{2\kappa p}}{n_0} = \ln \frac{E_0^2}{4\pi n_0 T_e}. \quad (2.12)$$

При $T_e \sim 5$ эВ и $n_0 = 10^4$ см $^{-3}$ и $E_0 = 30$ кВ/см отсюда имеем $t_{2\kappa p} = 3 \cdot 10^{-9}$ с, что также согласуется с экспериментом. При этом $L_{2\kappa p} = 1 - 3$ мм.

После второй стадии – образования плазменного стримера и экранировки поля в области, занятой плазмой, наступает третья стадия, сопровождающаяся охлаждением электронов, образованием неравновесной переохлажденной плазмы. Далее следует быстрая рекомбинация и высвечивание рекомбинационного излучения (в том числе и вынужденного), порождающего новые лавины как перед, так и позади (как анодо-направленного, так и катодо-направленного) стримера. Вновь рожденные лавины развиваются быстрее вследствие усиления поля в этих областях. И это повторяется вплоть до перекрытия разрядного промежутка искровым каналом. Эта стадия обсуждается в следующем параграфе, поскольку существенно связана с фотоионизацией атомов газа.

3. Рекомбинация в плазме стримера и фотоионизационный механизм распространения плазменного стримера. Переход плазменной лавины в момент $t = t_{2\kappa p}$ в плазменный

стример сопровождается интенсивным рекомбинационным излучением из стримера. Поскольку продольный размер стримера намного превосходит его поперечный радиус, то интенсивность излучения в продольном направлении намного больше, чем излучение в радиальном направлении, причем в оба направления, как вперед, вдоль внешнего поля, так и назад, навстречу полю. Этот экспериментальный факт, который наблюдался во всех экспериментах, начиная с классиков [2–4], имеет простое объяснение: поскольку продольный размер излучателя больше поперечного размера, то и его излучение в продольном направлении ближе к излучению черного тела, а поэтому превосходит излучение в поперечном направлении. Это утверждение, справедливое в случае термодинамически равновесного излучателя, только усиливается, если излучатель неравновесен.

Учитывая вышесказанное, легко понять, почему классики физики пробоя газов [2–4] приняли с самого начала именно излучение из плазмы стримера за основной механизм распространения стримера вплоть до перекрытия разрядного промежутка и образования искры. Дело в том, что эксперименты показывали очень большую скорость распространения в разрядном промежутке, порядка 10^8 – 10^9 см/с, и даже больше. Эти скорости превышают дрейфовую скорость электронов во внешнем электрическом поле. Поэтому обычная тепловая ионизация газа и диффузионное распространение стримера (классическая модель стримера) не могли объяснить наблюдаемые скорости распространения стримера. Более того, фотоионизационный механизм распространения стримера как следствие рекомбинационного излучения хорошо объяснял эксперимент при пробоях в газовых смесях [3, 8]. Вместе с тем, этот механизм не может объяснить пробой в однородных газах, состоящих из атомов одного сорта, поскольку энергия кванта рекомбинации недостаточна для ионизации атома в однородном газе. Выход был найден в работах [7] (см. также [8]), к краткому изложению результатов которых мы и перейдем⁴.

Идея этих работ состоит в том, что для эффективной фотоионизации газа высокого давления нет необходимости, чтобы рекомбинационные кванты ионизовали атомы нейтрального газа. Для этого достаточно их возбуждение до высоких уровней, лежащих выше края так называемой “узкой зоны”, занимающей область энергий порядка температуры атомов нейтрального газа, ниже нулевой энергии. Возбужденные атомы в “уз-

⁴В литературе обсуждались и другие механизмы быстрого распространения стримеров в разрядных промежутках: ионизация атомов убегающими электронами [2–4, 8], объемной либо поверхностной плазменной волной, бегущей вдоль направления распространения стримера [2–4], и др. Мы эти механизмы рассматривать не будем, сосредоточившись лишь на фотоионизационном механизме (см. также [8], где можно найти подробную библиографию).

кой” зоне далее легко ионизируются обычными упругими столкновениями самих атомов, при которых между ними происходит обмен энергией, равной их средней кинетической энергии, т.е. температуре.

Оценим характерные времена описанных процессов. Из второго уравнения (2.1), или, что тоже самое, из уравнения баланса энергии, в котором пренебрегли процессами рекомбинации и ионизации, имеем

$$T_e = \sqrt{\frac{\pi e^2 E_0^2}{8 \delta n_0^2 \sigma_0^2}}. \quad (3.1)$$

При $E_0 = 30$ кВ/см и атмосферном давлении для воздушной плазмы $T_e = 10^5$ К.

Примерно такое же значение следует из (3.1) и для других газов при небольших перенапряженностях. Вместе с тем, температура нейтрального газа при интенсивном поглощении фотоионизационного излучения не превышает 0.1–0.2 эВ. После перехода плазменной лавины в стример происходит экранировка внешнего поля на длине порядка дебаевского радиуса перед его фронтом, температура плазмы стримера падает до температуры нейтрального газа, т.е. до 0.1–0.2 эВ за время порядка $(\delta \nu_e)^{-1} \approx \left(\frac{m}{M} 6 \cdot 10^9 P_0\right)^{-1}$ (где P_0 – давление газа в торах), т.е. за время 10^{-9} с. С падением температуры электронов резко увеличивается вероятность рекомбинации, которая определяется уравнением (мы здесь учитываем трехчастичную, или ударно-излучательную рекомбинацию [10])

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \beta_p n_e, \quad \beta_p = 6 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{-9/2}. \quad (3.2)$$

Здесь T_e – в эВ. При $n_e = 10^{15}$ см⁻³ (характерная плотность электронов в плазменном стримере) время рекомбинации сравнивается со временем охлаждения вследствие упругих столкновений электронов с атомами при $T_e \approx 0.3$ эВ. Так как при больших температурах вероятность рекомбинации, согласно (3.2), резко уменьшается, считаем, что фотоионизация газа перед стримером и позади стримера (анодо- и катодонаправленные стримеры) определяется именно временем охлаждения электронов при постоянной плотности n_e . Кроме того, предполагается, что время столкновений атомов между собой пренебрежимо мало. Действительно, это время порядка $1/\nu_a$, где $\nu_a = \sigma_0 \nu_{T_0} n_a$, величина σ_0 – определена. При $T_0 = 0.1$ эВ, $\sigma_0 = 10^{-15}$ см² и $n_0 = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ время столкновений атомов $\leq 10^{-9}$ с.

Длина свободного пробега рекомбинационных квантов (ультрафиолетового излучения) в воздухе при атмосферном давлении, как отмечено в [7] (см. также [8]), составляет 10^{-3} см. Резонансные же кванты поглощаются на еще меньших длинах 10^{-5} см.

Поэтому рекомбинационное излучение из плазмы стримера способно создать непосредственно впереди и позади стримера достаточно высокую степень предионизации газа и, тем самым, породить новые лавины. Они, в свою очередь, после перехода в плазменную лавину, будут двигаться в направлении анода в усиленном электрическом поле. В результате плазменный стример будет распространяться с большой скоростью, эффективно удлиняясь в обоих направлениях, как бы порождая как анодонаправленные, так и катодо направленные стримеры.

Чтобы оценить эффективную скорость распространения плазменного стримера, вычислим усиление поля в разрядном промежутке вследствие образования плазменного стримера и сокращения эффективной длины промежутка $L(t)$. Считаем, что первая лавина зародилась в центре разрядной камеры, перешла в плазменный стример, который распространяется в обе стороны. Поэтому

$$\frac{dL}{dt} = -2u_e(t) = -2 \frac{eE(t)}{mn_0\sigma_0 u(t)}. \quad (3.3)$$

Здесь поле $E(t)$ – это поле, действующее на электроны вторичных лавин, т.е.:

$$E(t) = 2 \frac{V_0}{L(t=0)}, \quad (3.4)$$

где V_0 – постоянная разность потенциалов (напряжение) на разрядном промежутке.

Подставляя (3.4) в (3.3) и решая полученное уравнение для $L(t)$ с начальным условием $L(0) = L_0$, после несложных вычислений получим закон изменения скорости дрейфа электронов в усиливающемся во времени электрическом поле

$$u_e(t) = \frac{2\sqrt{2}u_0}{(1 - 3\sqrt{2}u_0 t/L_0)^{1/3}}, \quad (3.5)$$

где u_0 – начальная скорость дрейфа электрона в поле E_0 . Из формулы (3.5) видно, что с развитием стримерного пробоя на стадии распространения стримера его скорость возрастает, и перекрытие промежутка происходит за время t_{np} , причем

$$\int_0^{t_{np}} dt u_e(t) = L_0/2. \quad (3.6)$$

Отсюда находим

$$t_{np} = \frac{2\sqrt{2}-1}{12} \approx 0.15L_0/u_0. \quad (3.7)$$

Отсюда видно, что перекрытие разрядного промежутка происходит за время, почти на порядок меньшее, чем время прохождения промежутка дрейфующим электроном в исходном поле, $t_0 = L_0/u_0$. Таким образом, вследствие усиления поля в соответствии с экспериментом происходит ускорение распространения плазменного стримера. Вместе с тем, следует иметь в виду, что формула (3.7) справедлива, если $t_{np} \gg t_{2kp} \gg t_{1kp}$. Только при выполнении этих неравенств можно говорить об ускоренном распространении фронта ионизации и вообще о применимости изложенного выше стримерно-плазменного механизма развития начальных стадий электрического пробоя газов. Исходя из формул (2.10), (2.12), (3.7) и (2.3), легко показать, что эти неравенства выполняются при условиях:

$$L_0 \gg u_0/\nu_i \gg \nu_{Te}\nu_{ea}/\nu_i^2 \approx \frac{\nu_{Te}}{\nu_i} \exp(I_i/T_e). \quad (3.8)$$

В заключение заметим, что проведенная оценка скорости распространения стримера является заниженной, поскольку мы считаем, что в результате фотоионизации газа развивается только одна лавина. Если считать, что развивается много лавин, то скорость распространения увеличится, что, по-видимому, имеет место в реальных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Н. А. Капцов, Электроника (М., Гостехиздат, 1959).
- [2] Мик дж, Краге, Электрический пробой в газах (М., Мир, 1960).
- [3] Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах (М., Гостехиздат, 1950).
- [4] Г. Ретер, Электронные лавины и пробой в газах (М., Мир, 1968).
- [5] Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов, Теория искры (М., Атомиздат, 1975).
- [6] О. А. Омаров, А. А. Рухадзе, Г. А. Шнеерсон, ЖТФ **49**, 997 (1979); ЖТФ **50**, 536 (1980).
- [7] А. П. Бройтман, О. А. Омаров, А. А. Рухадзе, С. А. Решетняк, Краткие сообщения по физике ФИАН, No. 6, 50; No. 8, 27; No. 9, 44 (1984).
- [8] О. А. Омаров, Импульсные разряды в газах высокого давления (Махачкала, изд. Юпитер, 2001).
- [9] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика (М., Физматгиз, 1963).
- [10] Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Физическая кинетика (М., Физматгиз, 1979).

Поступила в редакцию 10 сентября 2009 г.