

УДК 537.52

О РАЗРЯДАХ НА ОСНОВЕ ВОЛНЫ РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ФОНА

С. И. Яковленко

Недавно было показано, что распространение ионизации в газе при давлении порядка атмосферного может происходить не за счет переноса электронов или фотонов, а за счет размножения имеющихся фоновых электронов малой плотности. Здесь рассмотрены некоторые отличительные свойства этих разрядов, а также свойства плазмы, возникающей в послесвечении волны размножения. Отмечено, что такие разряды перспективны для накачки плазменных лазеров и ламп с высокой удельной мощностью.

1. Введение

Известно очень много типов разряда: тлеющий, дуговой, коронный, искровой и т.п. Им посвящено огромное количество статей, обзоров и книг (см., напр., [1 – 4]). Однако представляется целесообразным выделить еще один вид импульсных разрядов. В основе таких разрядов лежит понятие волны размножения фоновых электронов в неоднородном поле [5 – 8]. Эти разряды обладают некоторыми отличительными чертами и имеют перспективы для различных приложений, в первую очередь, для накачки лазеров и мощных ламп. Соответствующие вопросы обсуждаются в данной работе.

2. Волна размножения

Скорость волны размножения. В работах [5 – 8] обращено внимание на то, что распространение ионизации в газе атмосферного давления может происходить не за счет переноса электронов или фотонов в ходе пробоя, а за счет размножения имеющихся фоновых электронов малой плотности.

Движение фронта характеризуется скоростью, с которой продвигается область, где плотность электронов достигает некоторого критического значения, при котором экранируется внешнее электрическое поле (рис. 1). Эта движущаяся область названа *волной*

размножения, чтобы отличить ее от обычно рассматриваемой волны ионизации, обусловленной явлениями переноса (дрейфом электронов и их теплопроводностью). Для скорости волны размножения, перпендикулярной поверхности фронта, экранирующей электрическое поле E , получено выражение:

$$u_{fr} = \nu_i \cdot \left[\left(\zeta \cdot \left| \frac{-\nabla E}{E} \right| \right)_{E=E_0} \cdot \text{Ln} \right]^{-1}, \quad \zeta \equiv \frac{d \ln \nu_i}{d \ln E} \Big|_{E=E_0} \quad (1)$$

Здесь E_0 – напряженность электрического поля на поверхности фронта; ν_i – частота ионизации; $\text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0)$, N_0 – фоновая плотность электронов плазмы; N_{cr} – критическая плотность плазмы, при которой электрическое поле экранируется плазмой. Частота ионизации может быть записана в виде $\nu_i = \alpha_i \cdot u_{de}$. Здесь $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ коэффициент размножения на единице длины пути, введенный Таунсендом; он выражен через функцию $\xi(E/p)$, универсальную для данного газа; $u_{de}(E/p)$ – дрейфовая скорость электронов; p – давление газа.

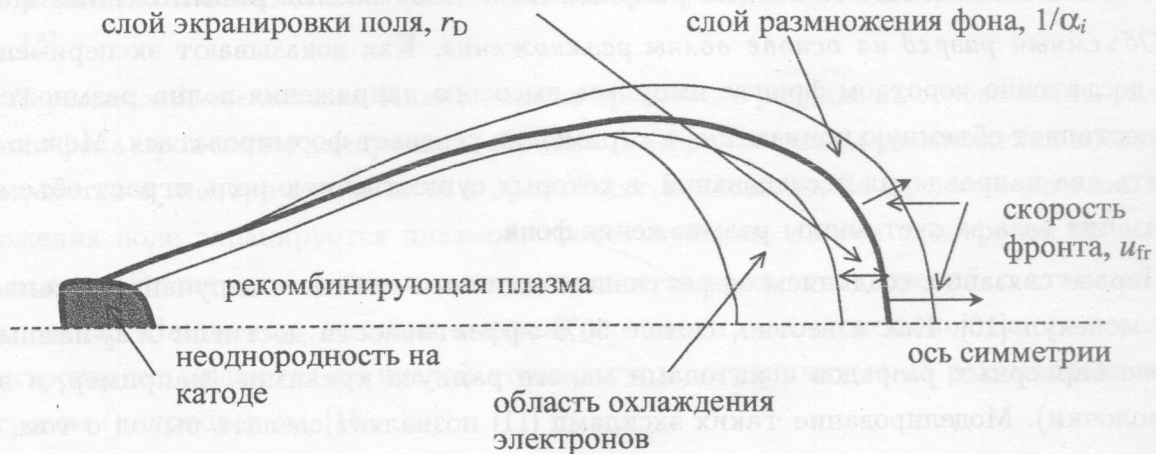


Рис. 1. Качественный вид разряда на основе волны размножения фона.

Итак, волна размножения возникает на проводящих неоднородностях малого радиуса кривизны. Ее фронт перемещается против градиента модуля напряженности электрического поля ∇E , а скорость пропорциональна давлению газа. При этом направление электрического поля не влияет на направление распространения волны размножения. Этот факт позволил отказаться от фотонной гипотезы формирования стримера и предположить, что стримеры, направленные как к аноду, так и к катоду, представляют

собой волну размножения [5 – 8]. При этом образование стримера обусловлено неустойчивостью фронта волны размножения [9].

Фоновая ионизация. Хотя скорость фронта волны размножения зависит от фоновой плотности электронов слабо (логарифмически), вопрос о ее величине важен. Дело в том, что фоновых электронов должно быть достаточно много, чтобы расстояния между ними были много меньше размеров волны размножения. Тогда справедлива модель сплошной среды. Как известно, естественный фон радиоактивности и космического излучения составляет ~ 10 микрорентген в час и может обеспечить лишь довольно низкую плотность электронов в инертных газах $N_0 \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$. В электроотрицательных газах в отсутствие поля плотность электронов намного меньше этого значения. В работах [7, 8] показано, что в предпробойном электрическом поле электроны размножаются, и это может приводить к достаточному увеличению плотности фона до пробоя.

Увеличение плотности фоновых электронов может также обеспечиваться небольшим количеством убегающих электронов, испускаемых с неоднородностей катода.

3. Отличительные свойства разряда на основе волны размножения фона

Объемный разряд на основе волны размножения. Как показывают эксперименты, при достаточно коротком фронте импульса высокого напряжения волна размножения осуществляет объемную ионизацию, а стример не успевает формироваться. Можно выделить два направления исследований, в которых существенную роль играет объемная ионизация газа за счет волны размножения фона.

Первое связано с созданием эффективных эксиламп на основе излучения эксиплексных молекул [10]. Как известно, свыше 50% эффективности достигли Xe_2^* -лампы на основе барьерных разрядов с катодами малого радиуса кривизны (например, в виде проволоочки). Моделирование таких эксиламп [11] позволяет сделать вывод о том, что объемная ионизация в них происходит именно за счет волны размножения электронов. Лишь после прохождения волны размножения от проволоочки до диэлектрического барьера реализуется закорачивание разрядного промежутка и квазистационарное накопление заряда на барьере [11]. В этих лампах использовалась сравнительно большая длительность импульса накачки $\sim 1 \text{ мкс}$ и не очень большое напряжение на электродах ($\sim 20 \text{ кВ}$), поэтому они работают при не очень высоких давлениях $p = 100 - 200 \text{ торр}$. Для создания эксиламп большей удельной мощности целесообразно переходить к более коротким импульсам более высокого напряжения при давлении порядка атмосферного и более.

Второе направление связано с формированием мощных субнаносекундных пучков в газах атмосферного давления [12]. Генерация пучка имеет место, когда волна размножения приближается к аноду и выполняется нелокальный критерий убегания электронов [12, 13]. Ввиду высокого давления газа для осуществления объемной ионизации в этом случае необходимо использование субнаносекундных высоковольтных (~ 100 кВ) импульсов напряжения.

В работах [15, 16] было показано, что при субнаносекундном фронте импульса высокого напряжения пространственное распределение свечения в газе атмосферного давления между плоским и сферическим (а также острийным) электродом имеет объемный характер. При этом геометрия светящихся областей почти не меняется при смене знака подаваемого напряжения. Например, разряд с острия при отрицательном потенциале выглядит примерно так же, как разряд с острия при положительном потенциале. Это можно объяснить только тем, что он формируется волной размножения фона, не зависящей от направления поля. Это косвенно подтверждает ее наличие в условиях [12]. Наличие объемной предьонизации быстрыми (в том числе убегающими) электронами подтверждается наблюдением рентгеновского излучения из объема, занимаемого газом [14, 15].

Переохлаждение плазмы. Кинетические процессы в разряде на основе волны размножения фона происходят следующим образом. На фронте волны размножения электроны ускоряются в электрическом поле и производят ионизацию. За фронтом же волны размножения поле экранируется плазмой, соответственно, нагрев электронов полем резко падает. Электроны начинают охлаждаться за счет столкновений с атомами газа (см. рис. 1). Ввиду того, что при высокой плотности газа степень ионизации невелика, электроны охлаждаются до низкой температуры, ограничиваемой рекомбинационным нагревом (подробнее см. [16 – 20]).

Плотность электронов N_e за волной размножения можно оценить из выражения $E = 2\pi e r_D N_e$. Здесь E – напряженность поля; $r_D = (T_e/4\pi e^2 N_e)^{1/2}$ – дебаевский радиус; T_e – температура электронов. Например, при $E \sim 10^5$ В/см, $T_e \sim 1$ эВ имеем $N_e = E^2/(\pi T_e) \sim 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Близкие значения дает моделирование (см. [12, 13]) распространения волны размножения между провололочкой и цилиндром, на основе диффузионно-дрейфовой модели, развитой в [11].

Время охлаждения τ_{T_e} до температуры $T_e \sim 0.1$ эВ за счет упругих столкновений в атмосфере гелия составляет $\tau_{T_e} \sim 3$ нс; в атмосфере ксенона $\tau_{T_e} \sim 80$ нс. Размеры области переохлажденной плазмы определяются скоростью волны размножения (см.

рис. 1). Согласно расчетам по формуле (1), моделированию на основе диффузионно-дрейфовой модели [11], а также экспериментам [12] при напряжении $U \sim 100$ кВ за время $\tau < 1$ нс волна размножения проходит промежуток $d \sim 1$ см. Таким образом, можно рассчитывать на поперечные размеры активной среды порядка 1 см.

Итак, одной из отличительных черт рассматриваемого разряда является то, что после прохождения волны размножения фона образуется плазма, переохлажденная по степени ионизации – рекомбинационно-неравновесная плазма.

Емкостный ток. Разряд на основе волны размножения фона обладает еще одной отличительной чертой. Разрядный ток еще до того, как напряжение достигло максимума, регистрируется с очень малой задержкой (доли наносекунды) относительно времени подачи высокого напряжения на промежуток [12]. Обычно же при подаче импульса напряжения с крутым фронтом, даже при использовании внешней предыонизации имеется пик перенапряжения, а только затем возникает ток и напряжение падает.

Дело в том, что при движении фронта волны размножения меняется емкость газоразрядного промежутка, что вызывает изменение заряда на электродах. Действительно, если обкладки плоского конденсатора, сначала находившиеся на расстоянии d , поддерживаются под напряжением U и сближаются со скоростью u_{fr} , то плотность тока на них определяется выражением:

$$j = \frac{d}{dt} \left(\frac{U}{2\pi(d - u_{fr}t)} \right) = \frac{j_0}{(1 - t/\tau_{fr})^2}, \quad j_0 = U/(2\pi d\tau_{fr}), \quad \tau_{fr} = d/u_{fr}. \quad (2)$$

Полагая для примера $U = 100$ кВ, $d = 1$ см, $\tau_{fr} = 1$ нс, имеем $j_0 = 18$ А/см². Это качественно согласуется с измерениями.

4. О накачке плазменных лазеров и ламп

Объемные разряды на основе волны размножения фоновых электронов при высоком давлении газа перспективны для накачки лазеров и ламп высокого давления. Как показано выше, плазма, формируемая таким разрядом, является переохлажденной по степени ионизации (рекомбинационно-неравновесной), а на таких средах работают плазменные лазеры [16 – 18]. Ситуация во многом аналогична накачке плотного газа импульсом электронного пучка. Соответственно, плазма послесвечения волны размножения фоновых электронов перспективна для получения лазерной генерации на тех переходах, на которых была ранее получена генерация в плотном газе при накачке электронным пучком и в послесвечении импульсного разряда [16 – 18]:

- на переходах атома ксенона (это реализовано в работе [21]);
- на переходах атома неона в пеннинговских смесях с водородом и аргоном;

- на переходах ионов металлов (кадмий, цинк, стронций, кальций) в смеси с плотными инертными газами;
- на переходах эксиплексных молекул (KrF , $XeCl$ и т.п.);
- на переходах димеров инертных газов (Xe_2 , Kr_2 , Ar_2)

Отметим в то же время, что газоразрядные лазеры, работающие в режиме перехода “газ \rightarrow плазма” (в частности, самоограниченные лазеры) в отличие от плазменных лазеров, работающих в режиме перехода “плазма \rightarrow газ”, менее перспективны для накачки разрядом на основе волны размножения. Например, попытка [21] запустить азотный лазер на разряде с волной размножения не дала положительного результата.

5. Заключение

Итак, рассмотрение показывает, что целесообразно выделить новую форму разряда – разряд в плотном газе на основе волны размножения электронов фона. Этот разряд связан не с переносом электронов или фотонов в ходе пробоя, а с размножением фоновых электронов малой плотности. Он обладает двумя важными отличительными признаками. Во-первых, за фронтом волны размножения создается плазма с переохлажденными по степени ионизации электронами (рекомбинационно-неравновесная плазма). Во-вторых, еще задолго до того как напряжение достигло максимума, возникает разрядный ток, обусловленный изменением емкости разрядного промежутка.

Разряды в плотном газе на основе волны размножения электронов фона представляют большой интерес для накачки лазеров и ламп на плотных газах.

Автор признателен В. Ф. Тарасенко за полезные дискуссии. Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Грановский В. Л. Электрический ток в газе, 1, М., ГИТТЛ, 1952; 2, М., Наука, 1971.
- [2] Капцов П. А. Электроника, М., ГИТТЛ, 1954.
- [3] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов, М., Наука, 1991.
- [4] Райзер Ю. П. Физика газового разряда, М., Наука, 1992.
- [5] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 27 (2003).
- [6] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, 30, вып. 9, 12 (2004).
- [7] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 22 (2004).
- [8] Яковленко С. И. ЖТФ, 34, вып. 9, 47 (2004).

- [9] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **31**, вып. 4, 76 (2005).
- [10] Kogelschatz U. Excimer Lamps: History, Discharge Physics and Industrial Applications // VI-th International Conference on "Atomic and Molecular Pulse Lasers", September 15 – 19, 2003.
- [11] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser physics, **13**(11), 1345 (2003).
- [12] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, N 9, 953 (2004).
- [13] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2**(4), 579 (2004). (www.cesj.com/physics.html)
- [14] Репин П. Б., Репьев А. Г. ЖТФ, **74**, вып. 7, 33 (2004).
- [15] Костыря И. Д., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11, 12, 2005.
- [16] Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры, М., Атомиздат, 1978.
- [17] Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ-диапазонов, М., Наука, 1989. (Тр. ИОФАН, **21**, Под ред. С.И. Яковленко).
- [18] Yakovlenko S. I. Plasma Lasers. // Laser Physics, **1**, No 6, 565 (1991).
- [19] Яковленко С. И. Газовые и плазменные лазеры. В сб. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Под ред. В. Е. Фортова. Вводный том IV, 262, М., Наука, 2001.
- [20] Газовые и плазменные лазеры. Под ред. С. И. Яковленко, М., Наука, 2005. Серия "Энциклопедия низкотемпературной плазмы". Под ред. В. Е. Фортова.
- [21] Алексеев С. Б., Губанов В. П., Костыря И. Д., и др. Квантовая электроника, **34**(11), 1007 (2004).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 6 июля 2005 г.