

В предположении однородного распределения электрического поля в кристалле в отсутствие освещения по величине электрооптического отклика в начальный момент времени после включения излучения He—Cd лазера можно рассчитать электрооптические константы: $V_{\pi} = 2500$ В, $r_{41} = (4.2 \pm 0.1)$ пм/В для $n_0 = 2.76$ при $\lambda = 441.6$ нм [14]. Расчетное значение r_{41} хорошо согласуется с полученным в работе [7].

Кроме того, необходимо отметить, что нестационарный ЭО отклик наблюдается также и в монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, поведение которого практически не отличается от поведения ЭО отклика в монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Литература

- [1] *Huignard J. P.* J. Non Crystalline Solids, 1982, v. 47, N 2, p. 201—208.
- [2] *Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 270 с.
- [3] *Васильев А. А., Касасент Д., Компанец И. Н., Парфенов А. В.* Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987. 320 с.
- [4] *Куцаенко В. В., Потапов В. Т., Горчаков В. Р.* ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1778—1782.
- [5] *Pellat-Finet P.* Opt. Commun., 1984, v. 50, N 5, p. 275—280.
- [6] *Henry M., Mallick S., Rouede D.* J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 8, p. 2650—2654.
- [7] *Чмырев В. И., Скориков В. М.* Изв. АН СССР, 1983, т. 19, № 9, с. 259—264.
- [8] *Кацагев Н. И., Леонов Е. И., Шадрин Е. Б., Щербаков А. Г.* ЖТФ, 1984, т. 54, № 3, с. 589—594.
- [9] *Захаров И. С., Петухов П. А.* Изв. вузов. Физика, 1983, № 12, с. 101—102.
- [10] *Астратов В. Н., Ильинский А. В.* ФТТ, 1982, т. 24, № 1, с. 108—115.
- [11] *Брыксин В. В., Коровин Л. И., Марахонов В. И.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 6, с. 1133—1138.
- [12] *Buhrer C. F., Ho L., Zucker J.* Appl. Optics, 1964, v. 3, N 4, p. 517—521.
- [13] *Джеррард А., Берч Дж. М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978.
- [14] *Aldrich R. E., Hou S. L., Harvill M. L.* J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 493—494.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
7 декабря 1987 г.

УДК 537.523

Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988

О МЕХАНИЗМЕ ВОСПРОИЗВОДСТВА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КАТОДНОМ СЛОЕ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

В. А. Битюрин, А. А. Куликовский

Принято считать, что основным механизмом поддержания тока в самостоятельном разряде служит процесс выбивания электродов с поверхности катода ионами (вторичная электронная эмиссия) с последующим размножением электронов при их пролете через катодный слой.

Классическое условие стационарности разряда [1] имеет вид

$$\gamma \exp \left\{ \int_0^{l_D} \alpha dx \right\} = 1, \quad (1)$$

где γ — коэффициент вторичной эмиссии, α — таунсендовский коэффициент ионизации, l_D — толщина слоя объемного заряда (дебаевского слоя) на катоде. Умножив (1) на n_0 (концентрацию заряженных частиц в квазинейтральной призме), это равенство естественно интерпретировать следующим образом: γn_0 электронов, выбитых n_0 ионами с поверхности катода, при пролете через дебаевский слой должно размножиться в описываемое экспоненциальным множителем число раз, чтобы в квазинейтральной области поддерживалась их концентрация n_0 .

В этих рассуждениях вторичная эмиссия играет центральную роль поставщика «затравочных» электронов. Целью настоящей работы является демонстрация другого механизма воспроизводства зарядов в дебаевском слое, который при определенных условиях может оказаться более эффективным, чем классический.

В [2, 3] авторами обнаружен эффект генерации нелинейных волн ионизации в дебаевском слое разряда в азоте атмосферного давления. Решение, описывающее этот эффект, получено при численном интегрировании нестационарных одномерных уравнений сохранения концентраций электронов n_e , ионов n_+ , включающих диффузионные члены, и уравнения Пуассона. Волны ионизации в решениях [2, 3] распространяются от границы дебаевского слоя к катоду, вызывая высокочастотные колебания падения потенциала на дебаевском слое.

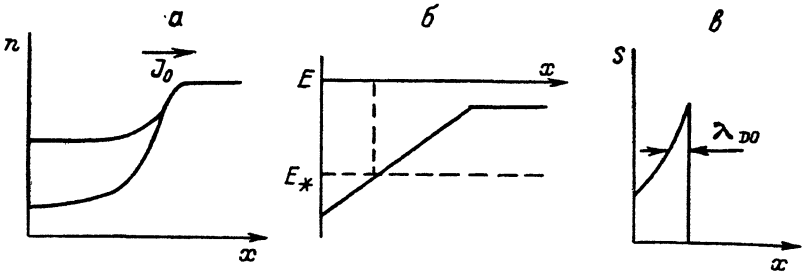


Рис. 1. Профили концентрации электронов и ионов в дебаевском слое (катод расположен в точке $x=0$) (а), профиль поля пересекает критическое поле E_* в точке x_* (б), в которой формируется максимум скорости генерации заряженных частиц с характерным размером λ_{D0} (в).

Расчет, выполненный с полным током $I_0=5$ А/см² (что на порядок превышает значение этого параметра в [2, 3]), показал, что в этом случае в тонком слое вблизи катода возникает практически неподвижная зона объемной ионизации, природа которой сходна с природой волн ионизации [2, 3] и состоит в следующем.

Для простоты аппроксимируем частоту ионизирующих столкновений электронов с молекулами ν_i (E/N) ступенчатой функцией, т. е., полагая $N=\text{const}$, введем поле E_* , такое что

$$\nu_i = \begin{cases} 0, & |E| < E_* \\ \nu_*, & |E| \geq E_* \end{cases}$$

Разделение зарядов в дебаевском слое создает почти линейный профиль поля [1], пересекающий линию E_* в некоторой точке x_* (рис. 1, а, б). Нетрудно видеть, что максимум скорости ионизации $S=\nu_i n_e$ достигается именно в этой точке, поскольку слева от нее n_e экспоненциально убывает, а справа $\nu_i=0$ (рис. 1, в). Можно показать, что при таком выборе $\nu_i(E)$ и малом

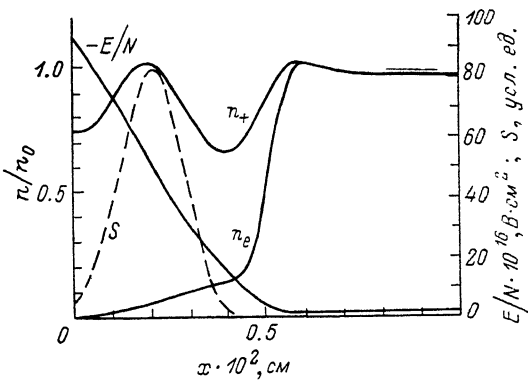


Рис. 2. Результаты численного решения уравнений дебаевского слоя. Максимум скорости генерации заряженных частиц расположен на расстоянии $x_*=0.002$ см от катода. Из-за малой подвижности ионов на их профиле также формируется максимум в этой точке:

токе профиль функции $S(x)$ при $x \leq x_*$ спадает экспоненциально с характерным размером порядка λ_{D0} — дебаевского радиуса квазинейтральной плазмы.

Численные результаты показывают, что в сильноточном разряде в процессе эволюции дебаевского слоя точка x_* устанавливается на таком расстоянии от катода, где характерные времена ионизации $\tau_i \approx 1/\nu_*$ и дрейфа ионов на длине x_* совпадают: $x_* \approx \mu_+ E_* / \nu_*$, μ_+ — подвижность ионов. При этом каждый рожденный в окрестности x_* ион немедленно покидает зону ионизации и гибнет на катоде, а соответствующий электрон успевает уйти в область слабого поля и в локальном приближении выбывает из числа способных к ионизации.

На рис. 2 представлены профили параметров плазмы в дебаевском слое вместе с функцией $S(x)$, полученные при численном решении нестационарной задачи [2] с параметрами: концентрация нейтральных молекул $N=0.734 \cdot 10^{19}$ см⁻³, их температура $T=1000$ К, $n_0=$

$=10^{13}$ см⁻³, $(E/N)_0=1 \cdot 10^{-16}$ В·см², $J_0=5$ А/см², $\gamma=0.06$ (наблюдены параметры в квазинейтральной области). Видно, что качественные соображения, высказанные выше, неплохо описывают «реальную» ситуацию в численном эксперименте. Реальный профиль $v_i(E)$ отличается от ступенчатого; v_i достигает насыщенного (не зависящего от поля) значения на некотором конечном интервале полей ΔE . Этому интервалу соответствует интервал Δx в окрестности точки x_* , так что характерный размер функции $S(x)$ определяется как $\max\{\lambda_{D0}, \Delta x\}$. Полю E_* соответствует значение параметра $d \ln v_i / d \ln E=1$, в азоте это значение достигается при $E/N \simeq 50 \cdot 10^{-16}$ В·см².

Таким образом, при атмосферном давлении классические роли катода как эмиттера и дебаевского слоя как области размножения электронов, соединены в объемном процессе столкновительной генерации заряженных частиц и разыгрываются в узком пристеночном слое плазмы, имеющем характерный размер порядка λ_{D0} , что в практически интересных случаях на порядок меньше толщины дебаевского слоя.

Скорость генерации S не стационарна по амплитуде: ее величина осциллирует с частотой порядка 1 ГГц. Это приводит к осцилляциям падения потенциала на дебаевском слое с той же частотой и амплитудой порядка 30 % от среднего значения.

Появление осциллирующего по амплитуде источника заряженных частиц внутри дебаевского слоя приводит к формированию характерного максимума n_e и n_+ на границе слоя и квазинейтральной плазмы. Появление максимума n_e связано с дрейфовым накоплением на границе слоя «избыточных» электронов, рожденных на начальной стадии формирования источника S . Эти электроны своим полем поляризации «подтгивают» ионы из квазинейтральной области, в результате устанавливаются профили n_e и n_+ с максимумом и следующим за ним пологим минимумом. Смещение электронов максимума относительно ионов приводит к появлению слабо выраженного минимума модуля поля в этой области (в линейном масштабе графика на рис. 2 минимум поля не виден).

Литература

- [1] Райзер Ю. П. ТВТ, т. 24, № 5, с. 984—994.
 [2] Битюрин В. А., Куликовский А. А., Любимов Г. А. ДАП, 1987, т. 292, № 4, с. 836—839.
 [3] Битюрин В. А., Куликовский А. А., Любимов Г. А. В сб.: Труды VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987, т. 1, с. 69—70.

Институт высоких температур АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 16 февраля 1988 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО НАСОСА

В. Г. Веселаго, М. А. Черников, С. М. Чичкань

В магнитной жидкости при одновременном наличии градиентов магнитного поля и температуры появляется перепад давлений. Возникающее вследствие этого напорное течение можно использовать как способ преобразования тепловой энергии [1]. Например, организовав вдоль помещенного в неоднородное магнитное поле замкнутого контура с магнитной жидкостью определенное распределение температуры, можно получить циркуляцию жидкости. Физический механизм указанного явления состоит в том, что магнитная восприимчивость магнетиков, как правило, падает с увеличением температуры, иначе говоря, холодная магнитная жидкость вытягивается в магнитное поле сильнее, нежели горячая.

В настоящей работе экспериментально исследованы характеристики феррогидродинамического насоса — одного из возможных устройств, реализующих описанный выше принцип преобразования тепловой энергии. Следует отметить, что теоретический расчет работы такого преобразователя известен сравнительно давно [2]. В то же время экспериментальные исследования напорного течения магнитной жидкости при одновременном наличии градиентов магнитного поля и температуры, впервые обнаруженного в [3], практически отсутствуют.