

- [4] Kimblin C. W., Vosshall R. E. // IEEE Trans. on Power. Apparatus and Systems. 1973 Vol. PAS-92. N 5. P. 1730—1731.
 [5] Гороховский В. И., Флавинов В. П., Лизунов П. Л., Пантюхин С. А. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 2. С. 239—245.

Ленинградский
 электротехнический институт связи
 им. проф. М. А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
 27 апреля 1989 г.

04

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990.

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРУ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Ю. Е. Крейнфельд, С. П. Пикулин, О. А. Шубин

В последние годы обращено внимание на взаимосвязь эмиссии электронов из газоразрядной плазмы и структуры разряда [1, 2], что имеет значение для повышения эффективности плазменных источников электронов (ПИЭЛ) и совершенствования диагностики плазмы и приэлектродных слоев. Изучение структуры кнудсенского разряда с эмиттирующей плазмой позволило выявить механизм переключения электронного тока с анода, имеющего большую поверхность, на малый положительный коллектор. Этот механизм заключается в повышении потенциального барьера для электронов между плазмой и анодом при одновременном снижении такого барьера перед электронным коллектором [2]. Однако до настоящего времени эти вопросы не рассматривались применительно к используемым в ПИЭЛ [3] разрядам в магнитном поле, в которых, несмотря на относительно низкое давление, режим не является в целом кнудсеновским вследствие замагниченности электронного компонента плазмы.

Целью настоящей работы было исследование влияния на отражательный разряд с полым катодом эмиссии электронов из плазмы вдоль магнитного поля. В условиях, приемлемых для использования такого разряда в ПИЭЛ, в нем возникает вращательная неустойчивость [4], которая проявляется в том, что анодная плазма существует в виде вращающегося факела протяженностью ~ 2 рад. Благодаря развитию неустойчивости в разряде обеспечивается перенос электронов поперек магнитного поля в условиях, при которых классический механизм переноса является недостаточным для замыкания анодного тока. При постоянном токе разряда I_p эмиссия электронов вдоль магнитного поля вызывает соответствующее уменьшение электронного тока на анод. При этом возникает вопрос об изменениях, происходящих в разряде и обеспечивающих такое перераспределение электронного тока.

Экспериментальная схема представлена на рис. 1. Электродная система образована полым катодом 1, цилиндрическим анодом 2 \varnothing 16 мм и катодом-отражателем 3. Магнитное поле в разряде создавалось соленоидом. В катодную полость напускается аргон, откачиваемый через зазоры между анодом и катодами. Коллектор 4 эмиттируемых плазмой электронов устанавливается в осевом эмиссионном канале в катод-отражателе. Для измерения частоты вращения плазменного факела использовался анодный зонд 5, сигналы с которого регистрировались осциллографом С8-12 и анализатором спектра СК4-59. Измерения проводились при различных значениях магнитной индукции B , расхода газа Q , расстояниях между катодами L , диаметрах коллектора d , расстояниях от торца коллектора до плоскости катода l (рис. 1).

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики коллектора $I_k(U_k)$, получение которых сопровождалось измерением частоты вращательной неустойчивости f . При увеличении эмиссионного тока происходило некоторое уменьшение частоты вращения плазменного факела, а при достижении $I_k = I_{k,а}$ колебания зондового сигнала становились неустойчивыми. На участках АВ, отмеченных штриховыми линиями, в разряде происходят самопроизвольные переходы между режимами с вращательной неустойчивостью и без нее. При достижении критической величины $I_{кв}$ характерные когерентные колебания зондового тока прекращаются, что свидетельствует о подавлении вращательной неустойчивости. Значения $I_{к,а}$, $I_{к,кв}$ возрастают с уменьшением расхода газа и с увеличением разрядного тока и индукции магнитного поля.

по существенно не меняются при изменении положения коллектора (рис. 2, кривые 1, 2). Подавление неустойчивости приводит к значительному снижению (примерно в 2 раза) уровня модуляции тока электронной эмиссии на коллектор.

Отношение ионного и электронного токов насыщения составляет $j_i/j_e \sim (4-6) \sqrt{m/M}$, где m и M — массы электрона и иона соответственно, что почти на порядок превышает значение, которое было бы в отсутствие влияния электронной эмиссии на свойства изотропной плазмы при одинаковой плазменной поверхности, эмиттирующей электроны и ионы. В условиях эксперимента протяженность области катодного падения потенциала превышает величину зазора между коллектором и катодом, что исключает возможность проникновения в этот зазор плазмы и отбора ионов на боковую поверхность коллектора. Кроме того, вследствие резко выраженной неравномерности радиального распределения плотности плазмы с макси-

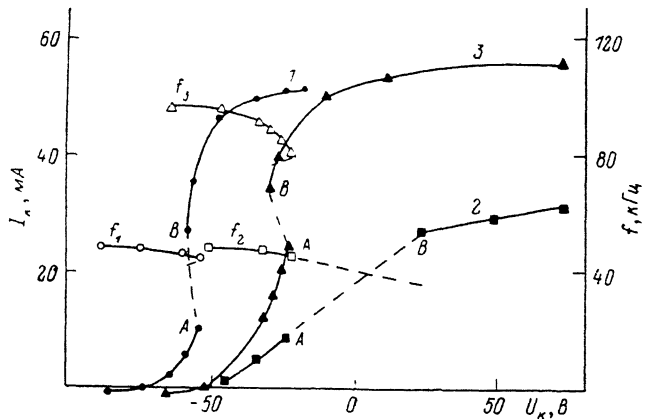
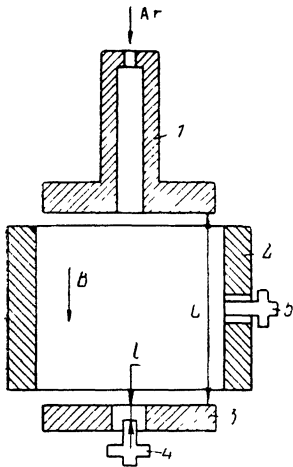


Рис. 1.

Рис. 2.

$Q=1.4$ мПа·м³/с, $d=1.5$ мм; I_p , мА 1, 2 — 100; 3 — 75; L , мм 1, 2 — 16, 3 — 10; B , Тл 1, 2 — 0.06, 3 — 0.05; l , мм: 1, 3 — 0, 2 — 2; f_i соответствует i -й вольт-амперной характеристике ($i=1, 2, 3$).

мумом на оси [5] конфигурация области катодного падения вблизи оси такова, что оказывает рассеивающее действие на ионы, входящие в эту область напротив торца коллектора. Все это позволяет заключить, что плазменная эмиссионная поверхность, с которой на коллектор поступают ионы, не превышает поверхности электронной эмиссии. Таким образом, относительно большое значение j_i/j_e можно объяснить уменьшением плотности плазмы вблизи оси системы при электронной эмиссии из разряда.

Различие между потенциалом коллектора, при котором происходит насыщение электронного тока, и «плавающим» потенциалом, когда ионный и электронный токи на коллектор равны, составляет 40—50 В, что несколько превышает значение $(kT_e/e) \ln(\sqrt{M/m})$ (по проведенным оценкам $T_e=5-6$ эВ). Такое различие может также объясняться влиянием электронной эмиссии на разряд, проявляющимся в повышении потенциала приосевой плазмы.

Снижение приосевой электронной концентрации вызывает уменьшение ее радиального градиента, а повышение потенциала — уменьшение радиальной напряженности электрического поля, поскольку в отражательном разряде с полым катодом потенциал приосевой плазмы ниже потенциала анода. Оба этих фактора, так же как и обнаруженные в условиях электронной эмиссии снижение частоты вращения плазменного факела и подавление вращательной неустойчивости, уменьшают перенос электронов на анод поперек магнитного поля и обеспечивают переключение электронного тока с анода на коллектор. Таким образом, в отражательном разряде с полым катодом механизм переключения является многофакторным и существенно более сложным, чем рассмотренный в [2].

Список литературы

- [1] Злобина А. Ф., Казьмин Г. С., Коваль Н. Н., Крейнделъ Ю. Е. // ЖТФ. 1980, Т. 50. Вып. 6. С. 1203—1207.
- [2] Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681—686.
- [3] Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 145 с.

- [4] Груздев В. А. // Изв. вузов. Сер. физ. 1970. № 5. С. 136—138.
 [5] Груздев В. А., Осипов И. В., Ремле Н. Г. // Тез. докл. VII Всесоюзн. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. 1. С. 95—97.

Институт электрофизики УрО АН СССР

Поступило в Редакцию
4 мая 1989г.

06: 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОЛОГРАММНОЙ И АКУСТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННЫХ ОБЪЕМНЫХ РЕШЕТОК В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$

А. Л. Дмитриев, О. В. Смирнова, Д. К. Тасев

Фоторефрактивный кристалл $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ удачно сочетает в себе свойства регистрирующего материала для фазовых объемных голограмм [1, 2] с высокими акустическими качествами [1, 3]. Это создает возможность использования взаимодействия нестационарной акустической и фиксированной голограммной объемных дифракционных решеток для построения высокоскоростных устройств обработки информации. Впервые данные вопросы обсуждались, по-видимому, в [4]. В работах [5, 6] исследовалось отражение акустических волн объемной отражательной решеткой, зарегистрированной в кристалле $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$, при этом внимание уделялось особенностям распространения СВЧ акустических сигналов до 1.5 ГГц. В настоящей работе описаны результаты эксперимента по оптической дифракции на пропускающей голограммной решетке в кристалле $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$, возбуждаемом акустической волной, длина которой близка к периоду голограммной решетки.

Взаимодействие акустической и голограммной дифракционных решеток в простейшем случае можно описать суперпозицией изменений показателя преломления материала, обусловленных фиксацией фазовой голограммы $\Delta n_1(z)$ и наведенных акустической волной $\Delta n_2(z, t)$. При этом одномерное распределение $n(z, t)$ показателя преломления в голограмме-звукопроводе (ГЗ) примет вид

$$n(z, t) = n_0 + \Delta n_1(z) + \Delta n_2(z, t), \quad (1)$$

где $n_0 \gg \Delta n_1, \Delta n_2$ — средний показатель преломления материала.

Высокочастотный электрический сигнал $s(t)$, подводимый к электроакустическому преобразователю ГЗ, обуславливает модуляцию показателя преломления материала вида

$$\Delta n_2(z, t) = as(t - z/v), \quad (2)$$

где a — размерный коэффициент, связанный с акустооптической добротностью материала; v — скорость звука.

Для широкого класса импульсных сигналов $s(t)$ методами голографии либо экспонированием с использованием амплитудных масок в материале звукопровода можно сформировать согласованное распределение показателя преломления $\Delta n_1(z)$, при котором в фиксированные моменты времени t_0 , кратные периоду импульсного сигнала $s(t)$, сумма второго и третьего слагаемых в (1) обращается в нуль. В моменты времени, близкие к t_0 , распределение показателя преломления в материале ГЗ становится почти однородным (n_0) и дифрагированные лучи исчезают, что при фоторегистрации соответствует импульсному отклику оптического фильтра, согласованного с данным сигналом $s(t)$.

В описываемом эксперименте рассмотрен наиболее простой случай взаимодействия гармонического ВЧ сигнала $s(t)$ с синусоидальной пропускающей голограммной решеткой. Оптическая схема записи пропускающей голограммы в фоторефрактивном кристалле изображена на рис. 1, а. Длина волны излучения лазера 532 нм, схема совмещения коллимированных пучков света выполнена аналогично интерферометру Майкельсона, угол θ пересечения пучков равен 20 угл. мин, период решетки $d=88$ мкм. Ось C кристалла лежит в плоскости падения параллельно большой грани образца 10 размером $3 \times 8 \times 18$ мм, электрический вектор поляризации света перпендикулярен плоскости падения. На торцевой