

рефлекса I [4]. Так как в плосковолновом приближении $I \sim \delta(\Delta n)$ [7], то в температурных зависимостях $\delta(\Delta n)$ облученных кристаллов проявляются аномалии, аналогичные аномалиям $I(T)$.

В данной работе исследовалось также влияние рентгеновского облучения на «вязкое» взаимодействие солитонов с дефектами при малых скоростях изменения температуры dT/dt . Результаты таких исследований представлены на вставке b рисунка. Понижение dT/dt от 10К/ч до 150 мК/ч для необлученного образца приводит к появлению периодического аномального поведения температурной зависимости $\delta(\Delta n)$ (кривая 16). Как отмечалось в работе [8], при вязком взаимодействии НС структуры с дефектами роль последних можно свести к действию на солитоны силы трения, величина которой зависит от скорости движения НС структуры согласно S -образному закону, т. е. является неустойчивой в определенных пределах dT/dt . Вследствие «зацепления» волны НС модуляции за подвижные дефекты на зависимостях $\delta(\Delta n) = f(T)$ появляются периодические аномалии. Для этого же значения $dT/dt = 150$ мК/ч облучение образца приводит к уменьшению периода данных аномалий (кривые 26, 46). Это можно объяснить тем, что на «вязкое» взаимодействие накладывается описанное выше изменение температурной зависимости параметра несоизмерности σ под влиянием рентгеновского облучения.

Следовательно, полученные нами результаты подтверждают, что облучение кристаллов $(N(CH_3)_4)_2ZnCl_4$ приводит к появлению дефектов, которые, взаимодействуя с НС структурой, обуславливают изменение характера температурной зависимости волнового вектора НС модуляции.

Список литературы

- [1] Lederer P., Montambaux G., Jamet J. P. // J. Phys. Lett. 1984. Vol. 45. P. L627—L637.
- [2] Deguchi K., Okada V., Fukunaga H., Nakamura E. // J. Phys. Soc. Jap. 1987. Vol. 56. N 1. P. 208—216.
- [3] Mogeon F., Dolino G., Vallade M. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62 N 2. P. 179—182.
- [4] Bziouet M., Almairac R., Saint-Gregoire P. // J. Phys. C. 1987. Vol. 20. P. 2635—2645.
- [5] Gesi K., Iizumi M. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. Vol. 48. N 1. P. 337—338.
- [6] Prelousek P. // Ferroelectrics. 1984. Vol. 54. N 1. P. 29—35.
- [7] Moncton D. E., Aze I. D., Disalvo F. I. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 5. P. 801—819.

Львовский государственный
университет

Поступило в Редакцию
8 июня 1990 г.

04

Журнал технической физики, т. 61, в. 5, 1991

© 1991 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗЯДЕ С СУЖЕНИЕМ В ГЕЛИИ

Т. Х. Гусейнов, А. Х. Мурадов

Введение

В связи с многочисленными техническими применениями и приложениями в астрофизике возрос интерес к двойным электрическим слоям (ДС) в плазме [1-4]. В работах [2, 3] измерялись распределения потенциала, электронной температуры и давления газа в области ДС перед сужением положительного столба разряда. Однако процессы ускорения электронов и изменения формы функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), процессы возбуждения и ионизации в области ДС оставались неизученными. Эти вопросы играют определяющую роль в понимании причин возникновения и формирования ДС.

Измерения ФРЭЭ были проведены в ряде работ [1, 4] в широко применяемых в качестве плазменных ионных источников разрядах моно- и дуоплазмотронных геометрий. В этих источниках ионы извлекаются через отверстие в аноде и свойства пучка ионов в значительной сте-

пени определяются свойствами приаодной плазмы. В связи с этим измерения проводились в области металлического электрода с отверстием, находящимся при плавающем потенциале. Внутри этого отверстия потенциал плазмы был близок к потенциалу электрода и слабо менялся. Рассматривалась релаксация ФРЭЭ в акспальном направлении в отсутствие поля.

В данной же работе измерены распределения потенциала, концентрации и ФРЭЭ в области ДС, образующегося в сужении разряда в трубке, состоящей из двух отрезков разного диаметра. В такой трубке в каждом из отрезков имеется определенное распределение потенциала и лишь в области сужения потенциал круче возрастает. В этой области на ФРЭЭ образуется вторичный максимум, который сдвигается в сторону больших энергий с ростом потенциала. Наличие перемещающегося вторичного максимума на ФРЭЭ приводит к тому, что в продольном направлении изменяется режим возбуждения различных систем уровней из-за различных энергетических зависимостей сечений одиночников и триплетов. На основании измеренных распределений и концентраций произведен расчет чисел возбуждений и ионизаций в области ДС. Рассчитанные числа возбуждений сравнены с измеренными относительными интенсивностями. Произведен расчет ФРЭЭ из кинетического уравнения по измеренному профилю потенциала. Проведено сравнение рассчитанных распределений с измеренными.

Экспериментальная установка и результаты измерений

Разряд создавался в стеклянной цилиндрической камере диаметром 55 и длиной 700 мм. Анод размещался в подвижной узкой стеклянной трубке с внутренним диаметром 22 мм. В анодной части разряд сужался и в месте сужения образовывался двойной электрический слой пространственных зарядов. Подвижный цилиндрический зонд, ориентированный поперек трубки, позволял проводить радиальные измерения в области сужения столба. Двигая анод вместе с узкой частью трубки вдоль разрядной камеры, можно было перемещать ДС относительно зонда или щели спектрографа и проводить измерения аксиальных распределений электрических и оптических параметров плазмы. Измерения проводились в спектрально чистом гелии в интервале давлений 0.1—0.5 Тор и разрядных токов от 20 до 300 мА в отсутствие стратовых колебаний.

ФРЭЭ измерялись методом второй производной, наложением на зондовый ток стоппроцентно модулированного сигнала и выделением гармоника на частоте модуляции [5]. Потенциал пространства определялся по нулю второй производной. Это позволяло более точно определить радиальный и аксиальный профиль потенциала.

На рис. 1 представлены области сужения разряда, типичный пример измеренных продольных распределений потенциала и концентрации электронов на оси трубки при $P=0.2$ Тор и $J_p=100$ мА. Вдали от сужения в сторону катода потенциал изменяется линейно. ФРЭЭ, измеренная в этой части трубки, имеет характерный вид для однородного положительного столба разряда в этих условиях. В этой области концентрация электронов не меняется вдоль оси.

В области сужения образуется переходная область, состоящая из двойного электрического слоя с электронным пространственным зарядом со стороны катода и пространственным зарядом положительных ионов со стороны анода. Согласно уравнению Пуассона, в этой области изменяется ход потенциала, резко возрастает поле, электроны приобретают дополнительную энергию, в результате чего ионизация в пограничной области в узкой части трубки сильно возрастает. На рис. 2 приводятся ФРЭЭ, измеренные на расстояниях 1.4, 1, 0.4 см от сужения в сторону катода. Дополнительный максимум соответствует группе электронов, ускоренных в ДС. Видно, что по мере перемещения по круто возрастающей ветви потенциала дополнительный максимум перемещается в сторону высоких энергий. При этом величина вторичного максимума уменьшается и он быстро исчезает в результате упругих и неупругих столкновений с атомами.

В области сужения концентрация электронов резко возрастает (рис. 1, б), затем падает почти до уровня концентрации в широкой части, в некоторых случаях испытывает несколько таких сильных изменений и выходит на постоянное значение. Такое поведение концентрации связано с эффектом фокусировки электронов, так как ДС в устье узкой части имел форму сферического сегмента, поэтому ускоренные электроны фокусировались по направлению к узкой части. Радиальное распределение концентрации в начале узкой части трубки было существенно уже, чем в более удаленных областях от ДС.

По измеренным распределениям были рассчитаны числа возбуждений различных групп уровней с главными квантовыми числами 3 и 4. Результаты расчета, приведенного на оси трубки с использованием сечений [6] для уровней 3^3P_1 (5) и 3^1P_1 (6), представлены на рис.

1, в. На том же рисунке приведены распределения относительных интенсивностей линий $\lambda_{\pi} = 388.9$ (3) и 501.6 нм (4) соответственно. Из обоих распределений видно изменение режима возбуждения триплетного и синглетного уровней. Некоторое расхождение результатов расчета и измерений можно объяснить неучетом радиальных распределений параметров и в силу этого отличиям распределения параметров на оси и интегральных по сечению. Аналогичные изменения отношений заселенностей наблюдаются и для других одиночников и триплетов.

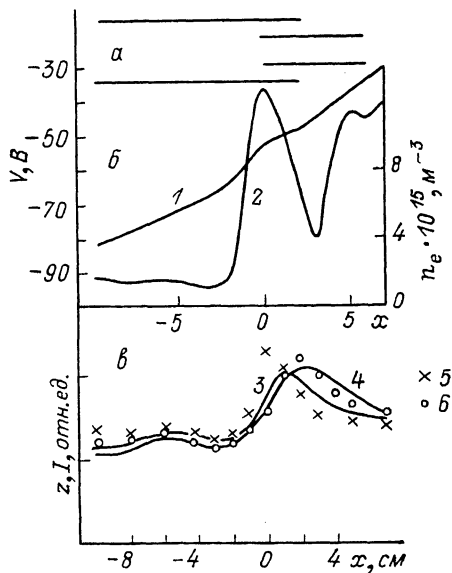


Рис. 1.

а — схема области сужения разрядной трубки; б — измеренные распределения на оси потенциала (1), концентрации электронов (2); в — измеренные относительные интенсивности линий.

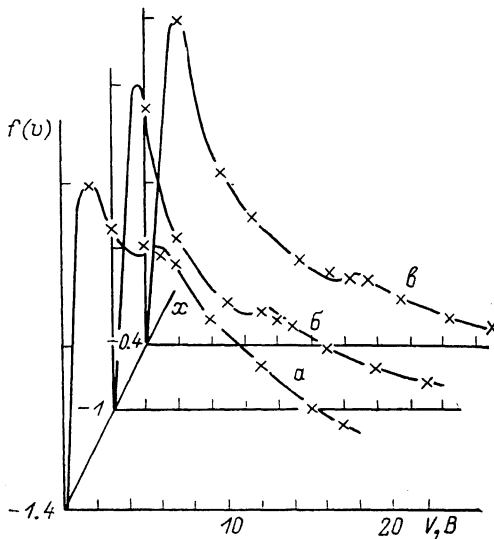


Рис. 2. Функции распределения электронов по энергиям, измеренные на различных расстояниях от сужения в сторону катода.

$P=0.2$ Тор, $I_p=100$ мА. Точки — результаты расчета. а — 1.4, б — 1, в — 0.4 см.

Расчет ФРЭЭ

В работе [7] разработан метод аналитического расчета ФР в электрических полях заданной конфигурации для случая, когда поле и концентрация плазмы неоднородны вдоль направления протекания тока. Задача решена для случая малых полей, когда баланс энергии определяется квазиупругими соударениями. Все столкновения подразделяются на квазиупругие и существенно неупругие, в которых теряется энергия, намного превосходящая характерный энергетический масштаб спада ФР $\Delta \epsilon$, причем для последних предполагается учет возбуждения только одного уровня с энергией ϵ_1 . Такая ситуация часто реализуется в инертных газах, в том числе справедлива для условий экспериментов, описанных выше.

Если транспортная частота квазиупругих столкновений ν значительно превышает ν^* частоту неупругих ударов, а характерный масштаб — длину пробега, то ФР близка к изотропной и система уравнений для нее имеет вид [8]

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{v}{3} (\nabla f_1) + \frac{1}{3v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \left(\frac{eE}{m} f_1 \right) - \frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 \delta \nu f_0) = \nu^*(v) f_0(v, r, t) - \frac{v_1}{v} \nu^*(v_1) f_0(v, r, t), \quad (1)$$

$$f_1 = \frac{eE}{mv} \frac{\partial f_0}{\partial v} - \frac{v}{v} \nabla f_0, \quad (2)$$

где $E(r, t)$ — напряженность поля, $f_1 \ll f_0$ — направленная часть ФР, $v_1 = \sqrt{v^2 + (2e_1/m)}$.

Стационарное решение ($\partial f_0 / \partial t = 0$) уравнения (1) подразделяется на два решения для двух областей $\epsilon < \epsilon_1$ и $\epsilon \geq \epsilon_1$.

В упругой области $\epsilon < \epsilon_1$, где неупругими ударами можно пренебречь, расчетная формула ФР по заданному профилю потенциала сводится к виду

$$f = A \int_x^{x_3} \frac{v(x) dx'}{v^3(x')},$$

где x' — текущая координата электрона вдоль траектории в упругой области (горизонтальная линия 1—2 на рис. 3), а пределы интегрирования от точки вычисления ФР (точка 1) до x_3 по горизонтальной траектории 1—2—3. Частица, находящаяся на кривой $x_0(\epsilon)$, обладает нулевой кинетической энергией, а на кривой $x_1(\epsilon)$ — кинетическая энергия ее равна ϵ_1 . При $x > x_1(\epsilon)$ электрон претерпевает неупругий удар и вертикально переходит из точки 2 в точку 4 и далее продолжает набирать скорость по горизонтали 4—5. Расстояние от x_1 до x_3 по горизонтали определяется длиной свободного пробега упругих ударов. В условиях наших экспериментов в гелии $x_3(\epsilon) - x_1(\epsilon)$ равнялось 2 см. Кроме того, при расчетах пренебрегалось зависимостью частоты упругих ударов от энергии и принималось значение $v(x') = 5.64 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$.

В неупругой области $\epsilon > \epsilon_1$ ФР экспоненциально спадает в виде

$$f(v) = B \exp \left\{ -\sqrt{\frac{3v^*v_1}{v_1^2}} [x - x_1(\epsilon)] \right\},$$

т. е. для заданного значения энергии определяется разностью $x - x_1(\epsilon)$. Здесь

$$A \frac{v_1}{v_1^3} = B \sqrt{\frac{3v^*v_1}{v_1^2}}.$$

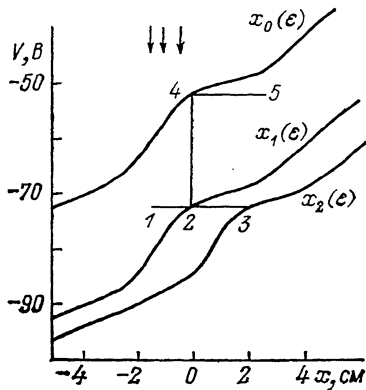


Рис. 3 К расчету ФРЭЭ. Стрелками указаны точки расчета.

Результаты расчета ФРЭЭ на оси на расстояниях 1.4, 1, 0.4 см от сужения в катодную сторону приведены на рис. 2. На рис. 3 точки вычисления ФР указаны стрелками. Как видно из рисунка, на рассчитываемых ФР проявляется группа быстрых электронов и по мере возрастания потенциала эта группа перемещается в сторону высоких энергий. Результаты расчетов ФР удовлетворительно совпадают с измеренными и имеют качественно согласующееся поведение. Вместе с тем имеются некоторые расхождения, связанные, по-видимому, с принятыми упрощениями в расчетах.

В заключение следует отметить, что изменение режима возбуждения различных систем энергетических уровней может использоваться для изучения скоростей некоторых реакций с участием возбужденных атомов.

Авторы выражают признательность Л. Д. Цендину за помощь и разъяснения при вычислениях ФРЭЭ.

Список литературы

- [1] Лавров Б. П., Симонов В. Я. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 8. С. 1744—1747.
- [2] Torven S., Lindberg L. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1980. Vol. 13. N 11. P. 2285—2300.
- [3] Levine J. S., Crawford F. W. // J. Plasma Phys. 1980. Vol. 23. N 2. P. 223—228.
- [4] Грязневич М. П., Лавров Б. П. // Письма ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 14. С. 697—698.
- [5] Воробьева Н. А., Каган Ю. М., Миленин В. М. // ЖТФ. 1963. Т. 33. Вып. 5. С. 574—575.
- [6] Запесочный И. П. // ДАН СССР. 1966. Т. 171. № 3. С. 559—561.
- [7] Цендин Л. Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 169—177. Там же. Т. 8. № 2. С. 400—409.

Азербайджанский государственный университет им. С. М. Кирова
Баку

Поступило в Редакцию
23 апреля 1990 г.