

УДК 537. 525

ЭФФЕКТ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВОЙНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ

Т.Х.ГУСЕЙНОВ, Г.И.ГАРИБОВ, В.Г.САФАРОВ

Бакинский Государственный Университет

htarlan@mail.ru, qaribovgio@yahoo.com, vaqif1941@box.az

Исследован двойной электрической слой газового разряда в гелии. Выявлено, что триплетные уровни гелия, имеющие острый максимум функции возбуждения, при совпадении вторичного максимума функции распределения электронов по энергиям с максимумом эффективного сечения имеют наиболее благоприятные условия возбуждения. В этой точке возрастает роль прямых возбуждений данного уровня.

Ключевые слова: газовый разряд, двойной электрический слой, прямое возбуждение, функция распределения электронов по энергиям, ускорение электронов.

Величина скачка потенциала в слое по макроскопическим характеристикам разряда была определена в работах [1]. Предполагалось, что на определенном расстоянии от сужения разряда, с катодной и анодной сторон, плазма является однородной с параметрами T_e , n_{e1} , и T_{e2} , n_{e2} соответственно, причем температура электронов в слое меняется скачком, а их концентрация – плавно. Для одномерного случая в предположении максвелловского распределения и независимости скачка потенциала ΔV от тока из уравнения движения для электронов получено:

$$\Delta V = \frac{k}{e} \left[(T_{e2} - T_{e1}) + \frac{T_{e1} + T_{e2}}{2} \ln \frac{n_2}{n_1} \right] \quad (1)$$

Далее принимается, что $n_e \sim j_e \sim i / \pi R^2$ (где R – радиус соответствующей части трубки), и температура электронов как функция i/R определяется из теории ПС Шоттки или Ленгмюра-Тонкса в зависимости от конкретных разрядных условий. Таким образом, в рамках данной модели величина скачка потенциала оказывается связанной только с макроскопическими параметрами разряда PR_1 и R_2/R_1 .

Возмущение, вносимое слоем, не является локальным. Функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) на анодной стороне сужения существенно немаксвелловская, что обусловлено присутствием в плазме быстрых электронов, ускорившихся в поле двойного слоя. Однако средняя энергия электронов успевает устанавливаться такой, какой она

должна быть в однородном электрическом поле, при том же E/P (здесь E – интенсивность электрического поля, P – давление газа). В однородном случае плотность электрического тока через любое сечение разрядного промежутка можно представить в виде

$$j_e = n_e e b_e E - \left[e D_e \frac{dn_e}{dz} + e \delta b_e \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2\bar{\mathcal{E}}}{3e} \right) \right] \quad (2)$$

где b_e и D_e – подвижность и коэффициент диффузии электронов, соответственно. Первый член в правой части этого выражения – плотность тока электронов, обусловленного продольным электрическим полем. Вторым и третьим членами описывают диффузию электронов за счет градиентов концентрации и температуры.

Уравнение (2) решается при исчезающе малых токах. Параметр δ в термодиффузионной составляющей определяется зависимостью величины транспортного сечения от энергии электронов в данном газе, и на основании оценок принято значение $\delta = 1$. Приравнивая нулю правую часть (2), и учитывая соотношение $D_e = \frac{2\bar{\mathcal{E}}}{3e} b_e$, получаем

$$E = \frac{2}{3e} \left(\bar{\mathcal{E}} \frac{\partial n_e}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\mathcal{E}}}{\partial z} \right). \quad (3)$$

Интегрированием выражения (3) по z от катодной границы слоя z_1 до анодной z_2 , получается связь величины скачка потенциала в слое с параметрами невозмущенной плазмы по обе стороны от слоя и изменением $n_e(z)$ и $\bar{\mathcal{E}}(z)$ в слое

$$\Delta U = \frac{2}{3e} \left[\bar{\mathcal{E}}(z_2) - \bar{\mathcal{E}}(z_1) + \int_{n_e(z_1)}^{n_e(z_2)} \frac{\bar{\mathcal{E}}(z)}{n_e(z)} dn_e \right]. \quad (4)$$

Сравнение результатов расчета скачка потенциала в слое при различных давлениях, полученного из соотношения (4), с экспериментом показало хорошее согласие.

Измерения проводились в спектрально чистом гелии в интервале давлений $0,1 \div 0,5$ Тор и разрядных токов $20 \div 500$ мА в отсутствие стратических колебаний. 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.

При $P = 0,2$ Тор и $J_p = 100$ мА измерялись ФРЭЭ методом второй производной зондового тока, а также продольное распределение потенциала и концентрация электронов вдоль оси трубки (рис. 1). Вдали от сужения в сторону катода потенциал изменяется линейно. ФРЭЭ, измеренная в этой части трубки, имеет вид, характерный для однородного положительного столба разряда в таких же условиях.

В области сужения концентрация электронов резко возрастает, 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 имеет форму сферического сегмента, поэтому ускоренные электроны фокусируются по направлению к узкой части. Радиальное распределение концентрации в начале узкой части трубки существенно уже, чем в более удаленных от ДС областях.

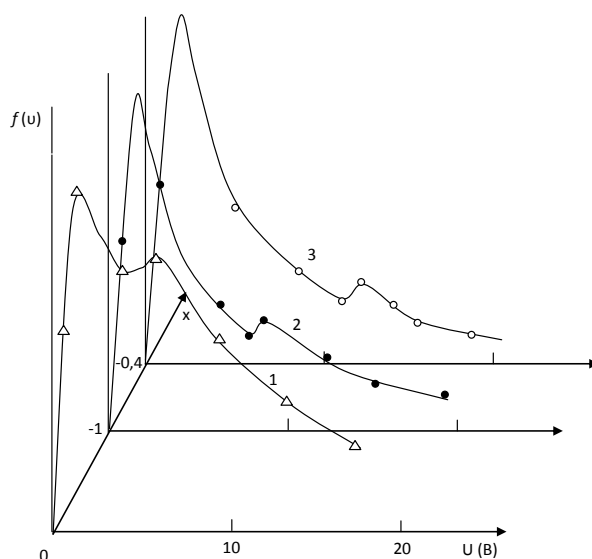


Рис. 1. Функции распределения электронов по энергиям, измеренные на различных расстояниях от сужения в сторону катода. $P = 0,2 \text{ Тор}$, $J_p = 100 \text{ мА}$. Точки – результаты расчетов. Расстояние от двойного слоя; 1–0; 2 – (-1); 3 –(-0,4) см.

По измеренным распределениям были рассчитаны числа возбуждений различных групп уровней с главными квантовыми числами 3 и 4. На рис. 2. приведены распределения относительных интенсивностей линий $\lambda = 388,9 \text{ нм}$ (3) и $\lambda = 501,6 \text{ нм}$ (4), соответственно. Из общих распределений видно изменение режима возбуждения триплетного и синглетного уровней. Некоторое расхождение результатов расчета и измерений можно объяснить неучетом радиальных распределений параметров плазмы. Аналогичные изменения отношений заселенностей наблюдаются и для других синглетов и триплетов.

В работах [2, 3] разработан метод аналогичного расчета функции распределения (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 кото-

рых теряется энергия $\Delta\mathcal{E}$, намного превосходящая характерный энергетический масштаб спада ФР, причем для последних предполагается учет возбуждения только одного уровня с энергией \mathcal{E}_1 . Такая ситуация часто реализуется в инертных газах, в том числе справедлива так же для условий экспериментов, описанных выше.

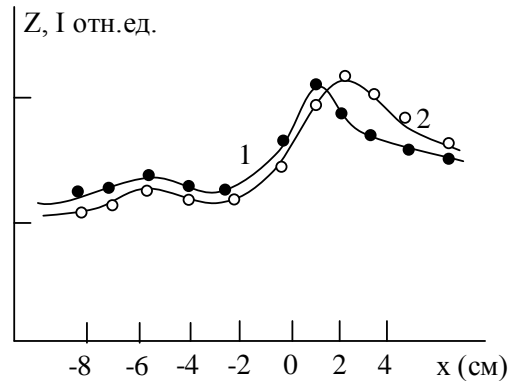


Рис. 2. Измерение относительной интенсивности спектральных линий (1 – $\lambda = 388,9$ нм, 2 – 501,6 нм) в двойном электрическом слое (He).

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

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\nu}{3} (\nabla \vec{f}_1) + \frac{1}{3\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^2 \left(\frac{e\vec{E}}{m} f_1 \right) - \frac{1}{2\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^3 \delta \nu f_0) = \nu * (\nu) f_0(\nu, \vec{r}, t) - \frac{\nu_1}{\nu} \nu * (\nu_1) f_0(\nu, \vec{r}, t) \quad (5)$$

$$\vec{f}_1 = \frac{e\vec{E}}{m\nu} \frac{\partial f_0}{\partial \nu} - \frac{\nu}{\nu} \nabla f_0, \quad (6)$$

где $\vec{E}(\vec{r}, t)$ – напряженность поля, $f_1 \ll f_0$ – направленная часть ФР, $\nu_1 = \sqrt{\nu^2 - 2\mathcal{E}_1/m}$.

Стационарное решение ($\partial f_0 / \partial t = 0$) уравнения (5) подразделяется на два решения для двух областей $\mathcal{E} < \mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_1$.

В упругой области $\mathcal{E} < \mathcal{E}_1$, где неупругими ударами можно пренебречь, расчетная формула ФР по заданному профилю потенциала сводится к виду

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

где x' – текущая координата электрона вдоль траектории в упругой области. Кроме того, принималось значение для частоты $\nu(x') = 5,64 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

В неупругой области $\mathcal{E} > \mathcal{E}_1$ ФР экспоненциально спадает в виде

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

т.е. для заданного значения энергии определяется разностью $x - x_1(\mathcal{E})$.
Здесь

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

Таким образом, наличие перемещающегося вторичного максимума на ФРЭЭ приводит к изменению режимов возбуждения различных групп уровней. Так, триплетные уровни гелия, имеющие острый максимум функции возбуждения, при совпадении вторичного максимума ФРЭЭ с максимумом эффективного сечения имеют наиболее благоприятные условия возбуждения. В этой точке возрастает роль прямых возбуждений данного уровня. Это позволяет определить скорости некоторых реакций с участием возбужденных атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейнов Т.Х. Положительный столб разряда при больших глубинах модуляции разрядного тока без учета ступенчатой ионизации // Известия вузов. Физика, Россия, Томск, т. 60, № 9, 2017, с. 70–78.
2. Цендин Л.Д. Функции распределение электронов слабоионизованной плазмы в неоднородных электрических полях. I Малые поля: баланс энергии определяется квазиупругими соударениями // Физика плазмы, т. 8., № 1, 1982, с.169–177.
3. Цендин Л.Д. ФРЭЭ слабоионизованной плазмы в неоднородных электрических полях. II Большие поля: баланс энергии определяется неупругими соударениями // Физика плазмы, т. 8., № 2, 1982, с. 400–409.

İKİQAT ELEKTRİK TƏBƏQƏSİNDƏ ELEKTRONLARIN SÜRƏTLƏNMƏ EFFEKTİ

T.X.HÜSEYNOV, Q.İ.QƏRİBOV, V.H.SƏFƏROV

XÜLASƏ

Helium qaz boşalmasında yaranan ikiqat elektrik təbəqəsi tədqiq edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, həyəcanlaşma funksiyası kəskin maksimuma malik olan heliumun triplet enerji səviyyəsi, elektronların enerjiyə görə paylanma funksiyasının ikinci maksimumu effektiv kəsiyin maksimumu ilə üst-üstə düşdükdə həyəcanlaşma üçün münbit şərait yaranır. Nəticədə, həmin nöqtədə - verilmiş səviyyədə birbaşa həyəcanlaşmaların rolu artır.

Açar sözlər: qaz boşalması, ikiqat elektrik təbəqəsi, birbaşa həyəcanlaşma, elektronların enerjiyə görə paylanma funksiyası, elektronların sürətlənməsi.

EFFECT OF ELECTRON ACCELERATION IN DOUBLE ELECTRICAL LAYER

T.Kh.HUSEYNOV, G.I.GARIBOV, V.G.SAFAROV

SUMMARY

The double electrical layer of a gas discharge in helium was investigated. It was found that the triplet helium levels having a sharp maximum of the excitation function, with the coincidence of the secondary maximum of the electron energy distribution function with the maximum of the effective cross section, have the most favorable excitation conditions. At that point, the role of direct excitations of a given level increases.

Key words: gas discharge, double electric layer, direct excitation, electron energy distribution function, electron acceleration.

Поступила в редакцию: 14.02.2019 г.

Подписано к печати: 08.04.2019 г.