

О ПРОЦЕССАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ СВЕЧЕНИИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА. I

Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко
и Г. А. Мелик-Шахназарова

Проведены спектроскопические измерения в отрицательном свечении разряда в аргоне. Измерения выполнены в разрядной трубке специальной конструкции.

1. В отличие от положительного столба разряда процессы возбуждения и излучения в отрицательном свечении почти не изучены [1]. В настоящей работе проведены спектроскопические измерения в отрицательном свечении разряда в аргоне. Измерения были выполнены в разрядной трубке специальной конструкции.

Плоские электроды, катод диаметром 30 мм и анод диаметром 25 мм, изготовлялись из вольфрама или молибдена и делались подвижными. Их перемещение осуществлялось с помощью магнита, тянущего металлические грузики, впаянные в стеклянные трубочки и скрепленные с электродами. Катод прижимался муфтовой гайкой, сидящей на молибденовом стержне двухмиллиметрового диаметра, ко дну пирексового стакана. При перемещении катод стакан скользил по неподвижной направляющей трубке. Благодаря такой защитной конструкции катода разряд не перебрасывался за него даже при больших значениях разрядного тока. Регистрируемое излучение выходило из трубки через окно диаметром 20 мм, вынесенное примерно на 100 мм от поверхности разрядной трубки. Диаметр трубки в ее центральной рабочей части 50 мм и длина ее около 250 мм.

Измерялись абсолютные интенсивности линий в зависимости от расстояния от катода. Измерения проводились обычным способом. В качестве эталонного источника использовалась ленточная лампа накаливания типа Си 10-300.

В схеме использовался монохроматор типа СД-2 экспериментальных мастерских НИФИ ЛГУ с дифракционной решеткой 600 штр./мм. Спектр регистрировался фотоумножителем ФЭУ-38, сигнал с которого поступал на усилитель постоянного тока СП-1М, а с него на потенциометр ЭПП-09. Сканирование спектра проводилось поворотом дифракционной решетки. Взаиморасположение разрядной трубки, поворотного зеркала и монохроматора было таково, что ось трубки проектировалась объективом параллельно вертикальной входной щели монохроматора. Горизонтальная щель вырезала участок разряда в аксиальном направлении. Таким образом, сканирование исследуемого разряда в направлении катод—анод обеспечивалось перемещением катода относительно центра окна трубки и соответственно изображения разряда относительно горизонтальной щели монохроматора.

В зависимости от ширины горизонтальной щели мы имели требуемое разрешение системы. Большинство измерений проводилось при ширине горизонтальной щели 0.1–0.3 мм. При нашем увеличении системы это соответствовало выделенному участку в разряде 0.7–2.0 мм соответст-

венно. В конце отрицательного свечения ширину горизонтальной щели приходилось увеличивать так, чтобы выделенный участок разряда составлял $5 \div 10$ мм. При этом каждый раз проверялось, что величина сигнала оставалась пропорциональной раскрытию щели. Для достижения такого разрешения необходимо, чтобы разрядная трубка находилась на достаточно большом расстоянии от проектирующего объектива. В нашем случае это расстояние было порядка 2 м. Диаметр исследованного нами разряда визуально был близок к диаметру катода. Это представляется естественным, ибо при наших разрядных токах (от 10 до 40 ма) имел место режим аномального катодного падения, когда разряд шел со всей поверхности катода (вольтамперная характеристика разряда была возрастающей).

Так как наш источник мог быть неоднородным в радиальном направлении, что в данной работе специально не исследовалось, то мы измерили

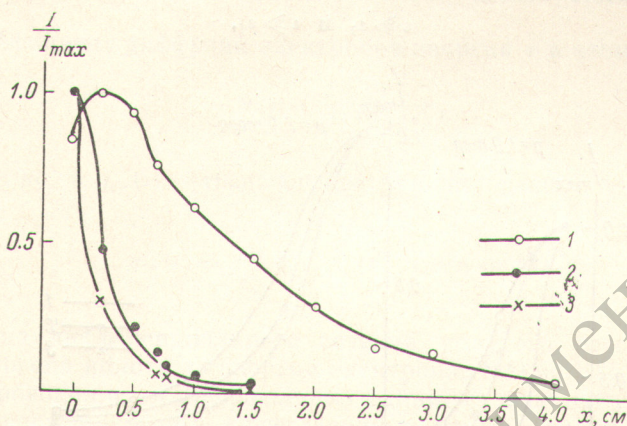


Рис. 1. Зависимость хода интенсивности спектральных линий от расстояния от катода при фиксированном токе $i=10$ ма.

P , тор: 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 2.0.

мощность излучения единицы объема, усредненную по радиусу. Для определенности на плоскость входной щели всегда проектировалась осевая часть разряда.

2. Измерения проводились при таком положении анода, при котором положительный столб отсутствовал, при давлениях $P=0.5, 1.0$ и 2 тора и разрядных токах 10, 20 и 40 ма. Измерялся ход интенсивности спектральных линий в зависимости от расстояния от катода. Использовались 9 линий с уровней электронной конфигурации $4p$ на уровни конфигурации $4s$: 8265, 8115, 8104, 8015, 7948, 7635, 7515, 7504 и 7388 Å, соответствующие переходам $2p_2-1s_2$, $2p_9-1s_5$, $2p_1-1s_4$, $2p_8-1s_5$, $2p_4-1s_3$, $2p_6-1s_5$, $2p_5-1s_4$, $2p_1-1s_2$ и $2p_3-1s_4$ соответственно в нейтральном атоме аргона.

Ход интенсивности для разных линий оказался настолько близким, что в дальнейшем мы приведем данные, усредненные по всем линиям. На рис. 1 и 2 приведены результаты зависимости хода интенсивности от давления при фиксированном токе и от тока при фиксированном давлении. Из этих рисунков отчетливо видно, что при фиксированном токе ход интенсивности становится заметно круче с увеличением давления, а при фиксированном давлении становится круче при уменьшении тока.

3. Можно попытаться объяснить полученные закономерности, исходя из следующей простой модели формирования распределения электронов по энергиям в отрицательном свечении. Будем предполагать, что пучок первичных электронов, вылетающий из катода, проходит темное катодное пространство без потерь энергии, испытывая лишь упругие соударения с атомами газа, в результате которых на границе темного катодного пространства и отрицательного свечения создается изотропное или почти изо-

тropicное по углам распределение электронов с энергией ϵ_0 , где $\epsilon_0 = eV_0$ и V_0 — катодное падение потенциала.

В согласии с экспериментом предполагаем также, что поле в отрицательном свечении мало и что ускорением электронов в области отрицательного свечения можно пренебречь. Тогда в отрицательном свечении электроны релаксируют по энергиям. Так как для возбуждения атомов газа существенны электроны с энергиями $\epsilon > \epsilon_1$, где ϵ_1 — энергия возбуждения первого уровня атома, можно считать, что релаксация электронов происходит только за счет неупругих ударов и ионизирующих столкновений, так как потерями энергии вследствие межэлектронных соударений можно пренебречь. Так как в условиях наших экспериментов ϵ_0 порядка сотен электронвольт, то для многих электронов распределения выполняется условие

$$\epsilon \gg \epsilon_1 \text{ и } \epsilon \gg \epsilon_i, \quad (1)$$

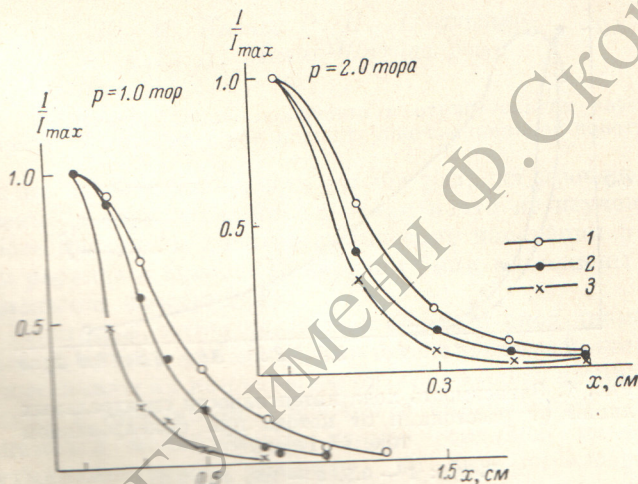


Рис. 2. Зависимость хода интенсивности спектральных линий от расстояния от катода при фиксированном давлении аргона.

и, ма: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 40.

где ϵ_i — энергия ионизации. В этом приближении можно упростить выражение для операторов неупругих и ионизирующих соударений электронов с атомами, и в плоском случае кинетическое уравнение превращается в дифференциальное уравнение для распределения электронов по энергиям $f_0(\epsilon, x)$, где x — расстояние от границы отрицательного свечения. Это уравнение имеет вид [2]

$$D(\epsilon) \frac{\partial^2 f_0(\epsilon, x)}{\partial x^2} + N \sqrt{\frac{2}{m\epsilon}} \frac{\partial}{\partial \epsilon} [\epsilon Q(\epsilon) f_0(\epsilon, x)] = 0. \quad (2)$$

Граничные условия для $f_0(\epsilon, x)$ таковы:

$$-D(\epsilon) \frac{\partial f_0}{\partial x} = \frac{m^{3/2} \delta_0}{4\pi \sqrt{2\epsilon_0}} \delta(\epsilon - \epsilon_0) \text{ при } x = 0, \quad (3)$$

$$f_0(\epsilon, x) \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \infty. \quad (4)$$

Здесь N — концентрация атомов газа, δ_0 — число электронов, эммитируемых единицей поверхности катода в единицу времени, $D(\epsilon)$ — коэффициент диффузии электронов энергии ϵ в атомном газе, $Q(\epsilon)$ — тормозная способность среды.

В работе [2] показано, что решение уравнения (2), удовлетворяющее граничным условиям (3) и (4), можно представить в виде

$$f_0(\varepsilon, x) = \frac{m^2 \delta_0}{8\pi^{3/2}} \frac{1}{\varepsilon Q(\varepsilon) \sqrt{t}} e^{-\frac{x^2}{4t}} \quad \text{при } \varepsilon < \varepsilon_0, \quad (5)$$

$$f_0(\varepsilon, x) = 0 \quad \text{при } \varepsilon > \varepsilon_0, \quad (6)$$

$$t(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{D(\varepsilon') d\varepsilon'}{\varepsilon' Q(\varepsilon') N \sqrt{\frac{2}{m\varepsilon'}}}. \quad (7)$$

Для нахождения $t(\varepsilon)$ необходимо знать явный вид функций $D(\varepsilon)$ и $Q(\varepsilon)$.

4. Коэффициент диффузии электронов энергии ε в атомном газе равен

$$D(\varepsilon) = \frac{1}{3} \frac{v}{N q_{tr}(\varepsilon)}, \quad (8)$$

где $v = \sqrt{2\varepsilon/m}$, а $q_{tr}(\varepsilon)$ — транспортное сечение, равное

$$q_{tr}(\varepsilon) = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\varepsilon, \vartheta) (1 - \cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (9)$$

Величина дифференциального сечения упругого рассеяния измерялась для аргона вплоть до энергии электронов 800 эв [3]. Однако эти измерения проводились в произвольных единицах и не охватывали область больших углов ϑ , которые существенны в выражении (9). Единственные известные нам данные для транспортного сечения в аргоне приведены в работе [4] вплоть до энергий электронов 60 эв. Нам же необходимо знать зависимость $q_{tr}(\varepsilon)$ вплоть до энергий ε_0 . Возможен теоретический расчет $q_{tr}(\varepsilon)$ по методу Борна, в котором поле атома вычисляется методом Хартри—Фока. Соответствующая таблица для Ag приведена в работе [5]. Однако применение такого квантовомеханического расчета для всей интересующей нас области энергий не является достаточно надежным. Поэтому мы поступили следующим образом. Взяли для $q_{tr}(\varepsilon)$ три различные аппроксимации: q_0/ε , $q_0/\varepsilon^{0.8}$, $q_0/\varepsilon^{0.6}$, где константы каждый раз определялись из условия, чтобы транспортное сечение при $\varepsilon = 40$ эв совпадало с его значением, приведенным в работе [4]. Для каждой из этих аппроксимаций были произведены вычисления, описанные ниже. Сравнение их с экспериментальными данными показало, что лучше всего согласуются с данными измерений значения, использующие $q_{tr}(\varepsilon) = q_0/\varepsilon$, где $q_0 = 1.86 \times 10^{-14}$ эв см².

Для окончательной проверки справедливости данной аппроксимации с ее помощью было вычислено q_{tr} для значения $\varepsilon = 530$ эв. Это же сечение было вычислено квантовомеханически с использованием таблицы 16.2 работы [5]. Получились значения $0.35 \cdot 10^{-16}$ и $0.74 \cdot 10^{-16}$ см² соответственно. Учитывая ошибку, которая может быть при квантовомеханическом расчете, мы считаем, что это сопоставление свидетельствует о допустимости аппроксимации (8).

Тормозная способность среды $Q(\varepsilon)$ определяется выражением

$$Q(\varepsilon) = \sum_n \varepsilon_n q_n^* + \int_0^\infty \sigma_2(\varepsilon, \varepsilon_2) (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) d\varepsilon_2 \quad (10a)$$

где

$$\int_0^\infty \sigma_2(\varepsilon, \varepsilon_2) d\varepsilon_2 = q_i(\varepsilon).$$

В формуле (10а) ϵ_n — энергия возбуждений уровня n , q_n^* — сечения возбуждающих соударений уровня n , $q_i(\epsilon)$ — сечения ионизирующих соударений.

Для $Q(\epsilon)$ как классический, так и квантовомеханический расчет дает величину

$$Q(\epsilon) = \frac{Z\pi e^4}{\epsilon} \ln \frac{\epsilon}{\epsilon_1}, \quad (10б)$$

где Z — число электронов во внешней оболочке атома, для аргона $Z=8$.

Подставляя в (7) выражения (8) и (10) и вынося медленно меняющуюся функцию $\ln \epsilon/\epsilon_1$ за знак интеграла на верхнем пределе, получим

$$t = \Lambda^2 \left[1 - \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^3 \right], \quad (11)$$

$$\Lambda^2 = \left[9Z \frac{\pi e^4}{\epsilon_0^2} \ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon_1} \frac{q_0}{\epsilon_0} N^2 \right]^{-1}. \quad (12)$$

Для расчетов удобно Λ^2 привести к виду

$$\Lambda^2 = 1.3 \cdot 10^{-8} \frac{\epsilon_0^3}{P^2 \ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}}, \quad (13)$$

где P в торах, а ϵ_0 в электровольтах.

Формула (5) может быть написана в виде

$$f_0(\epsilon, x) = \frac{m^2 \epsilon_0}{8\pi^{3/2} N} \frac{1}{Z\pi e^4 \ln \frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}} \frac{1}{1 - \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^3} e^{-\frac{x^2}{4\Lambda^2 \left[1 - \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^3 \right]}}. \quad (14)$$

Величина 2Λ играет роль длины релаксации по энергии. Величины длин релаксации 2Λ для наших условий приведены в таблице. Для

P , тор	i , ма	ϵ_0 , эв	2Λ	λ_{tr} при $i = 300$ эв
0.5	10	571	2.7	0.9
1.0	10	540	0.7	0.45
1.0	20	375	0.8	0.45
1.0	40	510	1.2	0.45
2.0	10	307	0.3	0.2

сравнения в этой же таблице приведены величины $\lambda_{tr} = 1/Nq_{tr}$ для значения $\epsilon = 300$ эв. Эта величина характеризует расстояние, на котором происходит эффективная передача импульса.

На рис. 3 для примера приведен вид функции распределения для различных расстояний от темного катодного падения. На рис. 3 отчетливо видно уменьшение доли быстрых электронов при увеличении расстояния от катода. Следует иметь в виду, что так, как в формуле (14) величина λ_0 не определяется, то $f(\epsilon, x)$ дана в относительном масштабе.

На рис. 3 для примера приведен вид функции распределения для различных расстояний от темного катодного падения.

5. С помощью найденной функции распределения электронов по энергии $f_0(\epsilon, x)$ можно рассчитать число прямых возбуждений уровня k .

$$Z_k(x) = \int_{\epsilon_k}^{\epsilon_0} F(\epsilon, x) q_k(\epsilon) \sqrt{\frac{2\epsilon}{m}} N d\epsilon, \quad (15)$$

где $f(\epsilon, x)$ — функция распределения, дающая число электронов в интервале энергии $d\epsilon$. Функции $f_0(\epsilon, x)$ и $F(\epsilon, x)$ связаны известным соотношением $F(\epsilon, x) = (4\pi/m) \sqrt{2\epsilon/m} f_0(\epsilon, x)$. Тогда

$$Z_k(x) = \frac{8\pi}{m^2} N \int_{\epsilon_k}^{\epsilon_0} \epsilon f_0(\epsilon, x) q_k(\epsilon) d\epsilon. \quad (16)$$

Подставляя вместо $f_0(\varepsilon, x)$ выражение (14), выражая энергии $\varepsilon_1, \varepsilon_0$ и ε_k через потенциалы в вольтах и полагая $y = V/V_k, y_0 = V_0/V_k$, можем переписать (16) в виде

$$Z_k(x) = A \int_1^{y_0} \frac{y q_k(y) dy}{V \sqrt{1 - \left(\frac{y}{y_0}\right)^3}} e^{-\frac{x^2}{4\Lambda^2 \left[1 - \left(\frac{y}{y_0}\right)^3\right]}}, \quad (17)$$

$$A = \frac{\delta_0 V_k^2}{Z \pi^{1/2} e^{29} \cdot 10^4 \Lambda \ln y_0}.$$

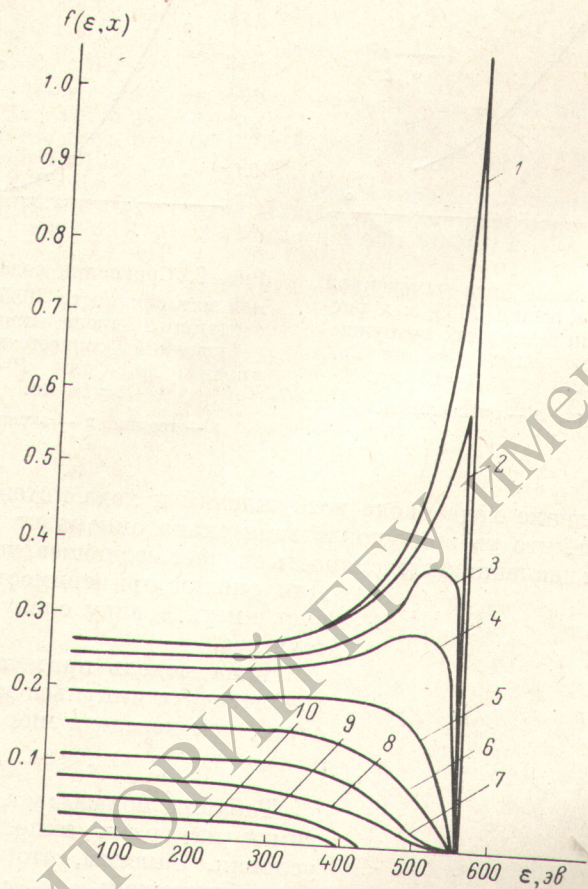


Рис. 3. Функция распределения для различных расстояний от катода, при $P=0.5$ тор и $i=10$ ма.
 x , см: 1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 0.75, 4 — 1.0, 5 — 1.5, 6 — 2.0,
 7 — 2.5, 8 — 3.0, 9 — 3.5, 10 — 4.0.

С помощью формулы (17) был подсчитан ход числа прямых возбуждений от расстояния от катода для трех атомных линий 8115, 7635 и 7504 Å. Соответствующие сечения для возбуждения этих линий брались из работы [6]. Следует иметь в виду, что в этой работе сечения возбуждения измерены до энергий $\varepsilon=100$ эв. Мы продолжили ход сечений по закону $(1/\varepsilon) \ln(\varepsilon/\varepsilon_1)$, который следует из расчета по методу Борна [4].

Теоретический ход для всех этих линий оказался практически совпадающим для всех условий. Полагая, что возбуждение в наших условиях носит характер прямого, имеет смысл сопоставить ход подсчитанного числа возбуждений и ход измеренных интенсивностей линий. На рис. 4—6 в качестве примера приведены результаты сравнения расчетных и экспе-

риментальных данных для линии 7635 Å для некоторых условий. При этом мы считали за начало отрицательного свечения точку, в которой интенсивность линии имеет максимум.

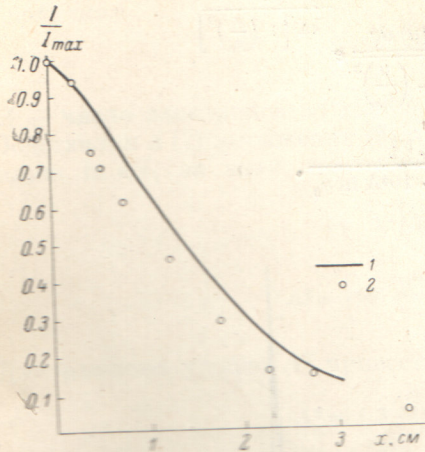


Рис. 4. Сравнение хода измеренной интенсивности линии 7635 Å и рассчитанного числа прямых возбуждений соответствующего уровня $2p_6$, для $P=0.5$ тор, $i=10$ ма.
1 — теория, 2 — эксперимент.

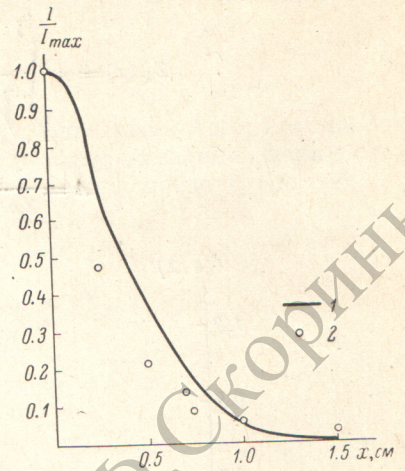


Рис. 5. Сравнение хода измеренной интенсивности 7635 Å и рассчитанного числа прямых возбуждений соответствующего уровня $2p_6$, для $P=1.0$ тор, $i=10$ ма.
1 — теория, 2 — эксперимент.

6. Сопоставление хода числа возбуждений и хода интенсивностей линий показывает, что теория удовлетворительно описывает ход интенсивности. С ростом давления интенсивность спадает медленнее, чем дает расчет.

Для оценки применимости теории следует иметь в виду следующие обстоятельства.

Наша модель применима тогда, когда передача импульса происходит быстрее, чем передача энергии, т. е. когда

$$\lambda_{ir} \ll 2\Lambda. \quad (18)$$

Таблица показывает, что мы находимся на грани выполнимости этого условия. Заметим, что с ростом ϵ или с приближением ϵ к ϵ_0 условие (18) становится еще более жестким.

Так как операторы столкновений в теории даны в дифференциальной форме, то расчет становится неверным при энергиях, близких к ϵ_1 и ϵ_2 . Однако, так как нас интересует полное число возбуждений, эта погрешность мало искажает результат.

В работе [2] указывается, что расчет функции распределения (14) может стать неверным при $x \gg \Lambda$ за счет диффузии электронов в пространстве

энергии благодаря межэлектронным соударениям. Однако эта причина существенная лишь вблизи ϵ_0 . Поскольку в нашем случае возбуждение производится всеми электронами, то это не должно дать заметной ошибки в общем числе возбуждений.

Теория дана для одномерного случая, в то время как диаметр катода трубки 3 см, а расстояние между катодом и анодом не превышает 15 см. Оценим, может ли это обстоятельство влиять на функцию распределения. Электрон с энергией ε диффундирует от оси в радиальном направлении за время $t_0 \sim R^2/D \sim R^2/\lambda v$. С другой стороны, за счет возбуждения и ионизации электрон с энергией ε за единицу времени теряет энергию $Q N v$. Для справедливости одномерного приближения необходимо выполнение неравенства

$$Q N v \gg \frac{\varepsilon}{t_0}.$$

Оценка показывает, что в наших условиях обе части неравенства сравнимы.

Литература

- [1] В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. 2, ГИТТЛ, М. — Л., 1952.
- [2] Р. И. Лягущенко. ЖТФ, 63, 1706, 1972.
- [3] F. L. Arnot. Proc. Roy. Soc., 130A, 655, 1931; F. L. Arnot. Proc. Roy. Soc., 133A, 615, 1931.
- [4] Г. Месси, Е. Бархон. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, М., 1958.
- [5] Н. Мотт, Г. Месси. Теория атомных столкновений. Изд. «Мир», М., 1969.
- [6] П. В. Фельцан, И. П. Запесочный. УФЖ, 12, 633, 1967.

Поступило в Редакцию 3 июня 1973 г.