

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ В РАСПАДАЮЩЕЙСЯ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Г. Н. Герасимов, Р. И. Лягущенко и Г. П. Старцев

Предлагается метод определения электронной концентрации n_e в послесвечении импульсной газоразрядной плазмы. Описываемая методика применена для изучения послесвечения в гелии. Из кривых спада электронной концентрации во времени с помощью анализа Грея и Керра определена величина коэффициента рекомбинации.

Исследование процессов, протекающих в послесвечении импульсного электрического разряда, важно как в теоретическом, так и в прикладном отношении. Знание величины плотности заряженных частиц в процессе послесвечения необходимо для понимания этих процессов, а анализ спада концентрации электронов во времени дает возможность судить о типе рекомбинации и о величине ее скорости. В настоящей работе предлагается способ определения концентрации электронов в распадающейся плазме импульсного электрического разряда, который применялся нами для исследования послесвечения в гелии.

На электроды исследуемой разрядной трубки наряду с основным электрическим импульсом, поджигающим разряд, подавался второй импульс напряжения, такой, чтобы его возникновение не вызывало в исследуемом объеме добавочной ионизации, как прямой, так и ступенчатой. Интервал времени, отсчитываемый от конца основного импульса до момента подачи на электроды трубки второго импульса, регулировался и поэтому ток, протекающий через разрядный промежуток во втором импульсе, был различным в зависимости от того, какое количество заряженных частиц оставалось в исследуемом объеме.

Усредненное по объему значение электронной концентрации \bar{n}_e связано с силой тока в импульсе I соотношением

$$\bar{n}_e = \frac{I}{\pi a^2 e \bar{v}}, \quad (1)$$

где \bar{v} — скорость дрейфа, a — радиус трубки.

Напряженность электрического поля E во втором импульсе измерялась экспериментально. Зная величину E , можно найти скорость дрейфа, используя экспериментальную зависимость $\bar{v} = \bar{v}(E/P)$, приведенную в работе [1].

Длительность зондирующего импульса выбиралась такой, чтобы, с одной стороны, она превосходила время, необходимое для установления стационарного значения температуры электронов в разрядной трубке, соответствующего параметру (E/P) ; с другой стороны, изменение концентрации электронов, происходящее за это время, не должно быть значительным. Время τ_s , необходимое для установления стационарного значения электронной температуры, оценивалось (см. Приложение 2). При давлениях гелия в разрядной трубке $P \geq 2$ тор $\tau_s \leq 10^{-6}$ сек.

С другой стороны, по приближенным оценкам скорости изменения концентрации электронов во времени в послесвечении гелия, длительности стробирующего импульса большие 50 мксек. не желательны. Нами

использовался импульс длительностью 10 мксек. Амплитуда этого импульса выбиралась такой, чтобы концентрация электронов в объеме не изменялась за счет ионизации электронным ударом атомов, находящихся в состояниях 2^1S_0 и 2^3S_1 .

Величина средней энергии электронов в зависимости от параметра (E/P) оценивалась (см. Приложение 3). Выбирать слишком малые значения электрического поля не рационально по двум причинам. Во-первых, возникают трудности с его измерением, и, во-вторых, при слабом поле появляется неопределенность в выборе величины скорости дрейфа, так как известно [2], что за счет ударов второго рода с атомами, находящимися в метастабильных состояниях в послесвечении гелия, температура электронного газа значительное время может оставаться на более высоком уровне, чем атомная температура. Оценка величины возможного разогрева электронов за счет ударов второго рода и других процессов проведена нами в Приложении 5. Как видно из этой оценки, температура электронного газа в некоторых случаях может заметно отличаться от атомной температуры, и указать точное значение скорости дрейфа, необходимое для вычисления концентрации электронов по (1), не всегда удается. Подбором же величины электрического поля во втором импульсе можно добиться того, чтобы температура электронов целиком определялась этим полем и устанавливалась на уровне $\approx 10000^\circ \text{K}$. В то же время такое увеличение температуры электронов приводит к ничтожному изменению их концентрации за время действия импульса. Действительно, относительное изменение концентрации электронов есть

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{z\tau_{\text{имп}}}{n_e} \approx \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi n}} \left[n_m \exp\left(-\frac{\epsilon_i - \epsilon_m}{kT_e}\right) \sigma_i + n_a q_i \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{kT_e}\right) \right], \quad (2)$$

где z — число ионизаций в единице объема за единицу времени, σ_i и q_i — средние значения сечений ступенчатой и прямой ионизации, ϵ_i — энергия ионизации нормального атома, ϵ_m — энергия возбуждения «метастабилья», n_m — концентрация «метастабильей», n_a — концентрация нормальных атомов.

Полагая $\sigma_i = 10^{-15} \text{ см}^2$, $q_i = 10^{-17} \text{ см}^2$, $n_m = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$, получаем, что $\frac{\Delta n_e}{n_e} \approx 3 \cdot 10^{-4}$.

Схема установки, позволяющей проводить описываемый эксперимент, представлена на рис. 1. Для определения электрического поля в трубке 3 использовались два зонда, подключаемые поочередно через высокоомный делитель R_2, R_3 ко второму каналу осциллографа С1-16. Сопротивление R_1 служило для определения величины импульса тока в разрядной трубке, а диоды D_1 и D_2 для поочередного подключения генераторов прямоугольных импульсов 1 и 2 к разрядному промежутку.

В работе исследовалось изменение концентрации заряженных частиц в послесвечении импульсного электрического разряда в гелии в диапазоне давлений от 2 до 15 тор и диапазоне плотностей токов от 0.2 до 0.001 а/см².

Разрядная трубка была изготовлена из стекла и имела размеры: диаметр 35 мм, длина 400 мм. Она наполнялась спектрально-чистым гелием, предварительно очищенным активированным углем, который находился при температуре жидкого азота. Танталовые электроды обезгаживались перед наполнением трубки и в процессе экспериментов служили в качестве геттеров. Трубка откачивалась от давления $5 \cdot 10^{-7}$ тор.

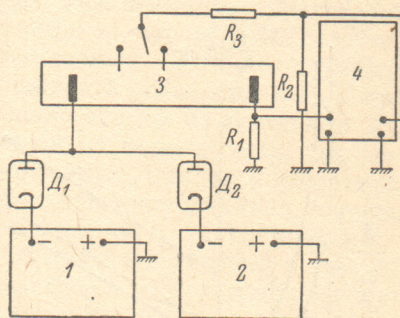


Рис. 1. Блок-схема установки.

1, 2 — генераторы прямоугольных импульсов, D_1, D_2 — вакуумные диоды, 3 — разрядная трубка, 4 — осциллограф С1-16, R_1, R_2, R_3 — сопротивления.

Экспериментально были найдены значения средних электронных концентраций для различных моментов времени в послесвечении. На рис. 2 и 3 представлены типичные зависимости средней концентрации электронов от времени. Значения концентрации электронов в центре трубки в начальный момент времени можно найти, предполагая, что при $t=0$, распределение электронов по сечению трубки имеет вид

$$n(\rho, 0) = n_0 J_0\left(2.4 \frac{\rho}{a}\right),$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя. В этом случае $\bar{n}_0 = n(0)/0.43$.

Переходя к анализу полученных результатов, отметим прежде всего, что время диффузии частиц к стенке в наших условиях $\frac{a^2}{(2.4)^2 D_a} = \frac{P}{1200}$ (сек.)

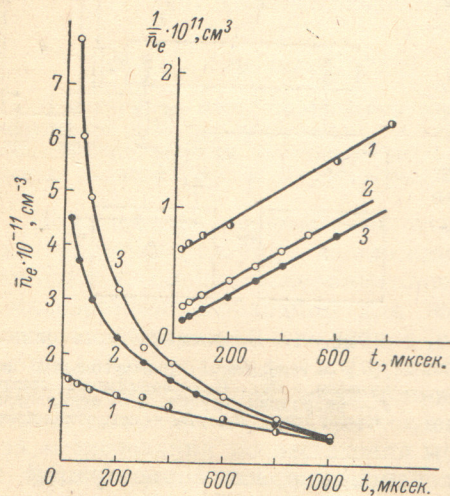


Рис. 2.

$P=6$ тор; I, a : 1 — 0.2, 2 — 0.8, 3 — 1.2.

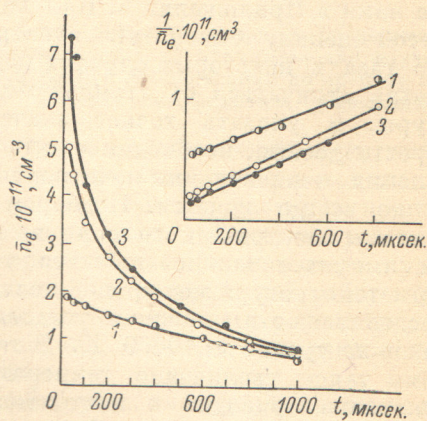


Рис. 3.

$P=12.5$ тор; I, a : 1 — 0.2, 2 — 0.8, 3 — 1.2.

и в интервале давлений $3 \div 15$ тор равно $3000 \div 10\,000$ мксек. $\left[D_a = \frac{588}{P} \text{ (см}^2\text{/сек.)} \right]$ — коэффициент амбиполярной диффузии]. В то же время экспериментально измеренная величина $1/n_e$ меняется в $3 \div 8$ раз за время ≤ 1000 мксек. Отсюда следует, что в наших условиях существенную роль в исчезновении заряженных частиц играет рекомбинацию в объеме. Изменение во времени величины $1/n_e$ следует линейному закону в широком интервале изменения n_e , а наклон прямых S в случае давлений $P \geq 6$ тор слабо зависит от тока. Это позволяет предположить, что рекомбинация носит парный характер. Однако, как показали Грей и Керр [4], величина наклона не совпадает с истинным коэффициентом рекомбинации γ даже в том случае, когда параметр $\beta = \frac{\gamma n_0 a^2}{(2.4)^2 D_a} \gg 1$. Величина истинного коэффициента рекомбинации γ может быть найдена с помощью процедуры, предложенной Греем и Керром. Значения величин S и γ , полученные в результате обработки наших экспериментальных данных, приведены в табл. 1.

Коэффициенты рекомбинации при давлениях 14.5, 12.5 и 6 тор отличаются друг от друга не более чем на 30%. Значения γ при давлении 9.3 тора в полтора—два раза больше. Причина этого расхождения не ясна. При давлениях 3.6 и 2 тора коэффициенты γ систематически больше, чем при высоких давлениях. Однако мы считаем, что эти данные менее надежны, так как в этом случае параметр β невелик и возможен заметный разогрев электронов. Усредняя значения γ , полученные при давлениях

Таблица 1

P, тор	I, а					
	1.2		0.8		0.2	
	S, см ³ /сек.	γ, см ³ /сек.	S, см ³ /сек.	γ, см ³ /сек.	S, см ³ /сек.	γ, см ³ /сек.
14.5	8.8·10 ⁻⁹	4.8·10 ⁻⁹	1·10 ⁻⁸	6.3·10 ⁻⁹	8.4·10 ⁻⁹	5.9·10 ⁻⁹
12.5	1·10 ⁻⁸	6.6·10 ⁻⁹	1·10 ⁻⁸	6.4·10 ⁻⁹	8.4·10 ⁻⁹	5.2·10 ⁻⁹
9.3	1.8·10 ⁻⁸	1·10 ⁻⁸	1.9·10 ⁻⁸	1.2·10 ⁻⁸	1.9·10 ⁻⁸	1.2·10 ⁻⁸
6	1.1·10 ⁻⁸	6.9·10 ⁻⁹	1.1·10 ⁻⁸	6.6·10 ⁻⁹	1.2·10 ⁻⁸	7.3·10 ⁻⁹
3.6	7.4·10 ⁻⁹	4.8·10 ⁻⁹	2·10 ⁻⁸	1.2·10 ⁻⁸	—	—
2	3.3·10 ⁻⁸	2·10 ⁻⁸	1.9·10 ⁻⁸	1.1·10 ⁻⁸	—	—

$P \geq 6$ тор, находим, что $\gamma \approx 7 \cdot 10^{-9}$ см³/сек. Эта величина удовлетворительно согласуется с данными [8], где было найдено, что $\gamma \leq 4 \cdot 10^{-9}$ см³/сек.

Кроме описанного метода, величина электронной плотности определялась нами по разрушению атомов, находящихся в состоянии 2^1S_0 в процессе послесвечения. Известно что разрушение атомов из состояния 2^1S_0 в послесвечении гелия определяется главным образом ударами второго рода со свободными электронами. Сечение этого процесса достаточно надежно измерено, поэтому по найденному экспериментально времени разрушения этого состояния легко оценить величину электронной плотности в послесвечении. Результаты таких оценок представлены в табл. 2, из которой видно, что они дают хорошее согласие со значениями электронных концентраций, получающихся в экспериментах с зондирующим импульсом.

Таблица 2

I, а	P, тор							
	13		12		6		4	
	n_e (по 2^1S_0), см ⁻³	n_e , см ⁻³	n_e (по 2^1S_0), см ⁻³	n_e , см ⁻³	n_e (по 2^1S_0), см ⁻³	n_e , см ⁻³	n_e (по 2^1S_0), см ⁻³	n_e , см ⁻³
1.2	$> 3.3 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^{11}$	$> 2.8 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{11}$	$> 5.4 \cdot 10^{11}$	$7.5 \cdot 10^{11}$	$> 2.8 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^{11}$
0.7	$> 2.4 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{11}$	$> 3.3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{11}$	$> 4.2 \cdot 10^{11}$	$4.5 \cdot 10^{11}$	—	—
0.17	$\sim 1.4 \cdot 10^{11}$	$1.7 \cdot 10^{11}$	$\sim 1.4 \cdot 10^{11}$	$1.9 \cdot 10^{11}$	$\sim 1.9 \cdot 10^{11}$	$1.6 \cdot 10^{11}$	—	—

Отсутствие процессов возбуждения при подаче на трубку второго импульса контролировалось путем наблюдения за интенсивностью линии гелия с длиной волны 587.6 нм. Наблюдение показывает, что наложение зондирующего импульса не вызывает высвечивания этой линии. Величина электронной плотности не зависела от амплитуды зондирующего импульса.

Нами осуществлялась проверка возмущающего действия зондирующего импульса на электрические свойства плазмы. С этой целью на разрядный промежуток, кроме основного и зондирующего импульсов, сразу же за вторым, накладывался третий импульс, в котором регистрировался ток. Существование или отсутствие второго импульса не оказывало заметного влияния на величину тока в третьем импульсе.

Нам представляется, что описываемый метод дает достоверные значения электронных концентраций, а предлагаемая методика их измерения может быть использована в экспериментах, подобных изложенному.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Поведение электронной температуры T_e при включении и выключении электрического поля определяется уравнением баланса энергии. В случае гелия, по данным [5, 6], транспортное сечение рассеяния электронов на атомах в интервале энергий $\varepsilon \leq 5$ эв практически не зависит от энергии и равно $q \approx 5.3 \cdot 10^{-16}$ см². Так как нас интересует область

значений электронной температуры $T_e \leq 1$ эв, эту аппроксимацию можно принять для всех значений энергии электрона. Учитывая сказанное выше, уравнение баланса энергии можно записать в виде

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3k} e\bar{v}E - \delta v_{эфф.}(T_e)(T_e - T_a). \quad (\text{П. 1})$$

Здесь $\bar{v} = \frac{8eE\lambda}{3\pi m} \left(\frac{8kT_e}{\pi m}\right)^{-1/2}$ — скорость дрейфа, $v_{эфф.}(T_e) = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \frac{1}{\lambda}$ — эффективная частота соударений, $\delta = 2 \frac{m}{M}$ доля энергии, теряемой электроном при соударении с атомом, m и M — массы электрона и атома, $T_a = 300^\circ \text{K}$ — атомная температура, $\lambda = \frac{1}{17P}$ — длина свободного пробега электрона, P — давление газа в торах.

2. Закон изменения температуры электронов во времени после выключения поля можно получить, решая уравнение (П. 1) при $E = 0$. Это решение имеет вид

$$\vartheta = \left[\frac{\sqrt{\vartheta_0} + 1 + (\sqrt{\vartheta_0} - 1) \exp(-\delta v_{эфф.}(T) t)}{\sqrt{\vartheta_0} + 1 - (\sqrt{\vartheta_0} - 1) \exp(-\delta v_{эфф.}(T) t)} \right]^2; \quad \vartheta = \frac{T_e(t)}{T}; \quad \vartheta_0 = \frac{T_e(0)}{T}. \quad (\text{П. 2})$$

Таким образом, электроны остывают до температуры газа за время порядка

$$\tau_0 = \frac{1}{\delta v_{эфф.}(T_a)} = \frac{1.5 \cdot 10^{-5}}{P} \text{ (сек.)}. \quad (\text{П. 3})$$

3. При включенном электрическом поле стационарное значение электронной температуры находится из уравнения (П. 1) при $\frac{dT_e}{dt} = 0$. Стационарное решение уравнения (П. 1) удобно представить в виде

$$U_e = \frac{U_a}{2} + \sqrt{\frac{U_a}{4} + 2.1 \left(\frac{E}{P}\right)^2}, \quad (\text{П. 4})$$

где $U_e = \frac{kT_e}{e}$, $U_a = \frac{kT_a}{e}$ — в вольтах, $\frac{E}{P}$ — в единицах в/см тор. При $U_a \ll 1.45 \frac{E}{P}$ стационарное значение температуры электронов в вольтах равно

$$U_e \approx U_s = 1.45 \frac{E}{P}. \quad (\text{П. 5})$$

4. Поведение электронной температуры во времени после включения поля определяется решением (П. 1) при $E \neq 0$ и начальном условии $T_e(0) = T_a$. Это решение имеет вид

$$\int_{x_0}^x \frac{\sqrt{z} dz}{1 - z(z - x_0)} = \delta v_{эфф.}(U_s) t, \quad x = \frac{U_e(t)}{U_s}, \quad x_0 = \frac{U_a}{U_s}. \quad (\text{П. 6})$$

Найдем время τ_s , за которое температура достигнет 0.9 от своего стационарного значения для случая, когда $x_0 \ll 1$. Полагая $x_0 = 0$, находим

$$\tau_s = \frac{1}{\delta v_{эфф.}(U_s)} \int_0^{0.9} \frac{\sqrt{z} dz}{1 - z^2} \approx \frac{1.7 \cdot 10^{-6}}{P \sqrt{\frac{E}{P}}} \text{ (сек.)}. \quad (\text{П. 7})$$

5. Чтобы проанализировать возможность разогрева электронов в послесвечении за счет ударов второго рода с «метастабильями», тройной реком-

бинации и ионизации при столкновении двух «метастабилей», нужно исходить из уравнения баланса энергии электронов вида

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e \right) &= -\delta v_{\text{эфф.}} (T_e) \frac{3}{2} k (T_e - T) n_e + Q, \\ Q &= \varepsilon_m q_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} n_m n_e + \Delta \varepsilon_m q \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} n_m^2 + \Delta \varepsilon_r \alpha (n_e) n_e^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 8})$$

Здесь Q — мощность, получаемая электронами в единице объема за счет названных процессов; q_e , q_m и $\alpha (n_e)$ — сечение ударов второго рода, сечение столкновения двух «метастабилей» и константа тройной рекомбинации; ε_m — энергия возбуждения «метастабиль»; $\Delta \varepsilon_m \approx 2\varepsilon_m - \varepsilon_i$; $\Delta \varepsilon_r$ — средняя энергия, приобретаемая электронами при тройной рекомбинации; ε_i — энергия ионизации.

Характерный масштаб времени для изменения n_m и n_e много больше, чем время τ_0 (см. П. 3), поэтому производную по времени в уравнении (П. 8) можно опустить. Тогда

$$\frac{T_e - T}{T} = \frac{Q (T_e)}{\frac{3}{2} k T \delta v_{\text{эфф.}} (T_e) n_e}. \quad (\text{П. 9})$$

Будем при оценке принимать во внимание только «метастабиль» 2^3S_1 , так как его заселенность на порядок больше, чем заселенность 2^1S_0 . Полагая $q_e \approx 8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [2], $q_m = 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [7], $n_m \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\Delta \varepsilon_r \approx 1 \text{ эв}$, $\alpha (n_e) \leq 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек.}$, $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, получаем

$$\frac{T_e - T}{T} \leq \frac{1.2}{P}. \quad (\text{П. 10})$$

Из (П. 10) следует, что в условиях нашего опыта при $P < 6$ тор температура электронов может заметно отличаться от температуры атомов.

Литература

- [1] С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, М., 1961.
- [2] R. Mosburg. Phys. Rev., 152, 166, 1966.
- [3] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, 1304, 1955.
- [4] E. P. Gray, D. E. Kerr. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 372, 1960.
- [5] Г. Месси, А. Бархон. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, М., 1958.
- [6] I. L. Pack, A. V. Phelps. Phys. Rev., 121, 798, 1961.
- [7] O. von Roos. J. Chem. Phys., 30, 729, 1959.
- [8] H. J. Oskam, V. R. Mittelstadt. Phys. Rev., 132, 1445, 1963.

Поступило в Редакцию 15 июля 1970 г.