

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ
В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В ГЕЛИИ. III

С. Д. Вагнер, Ю. М. Каган и А. Г. Слышов

Временной ход интенсивности спектральных линий в послесвечении импульсного разряда в гелии характеризуется наличием максимумов. Для количественного описания процессов, происходящих в послесвечении, измерялись электрические и оптические характеристики плазмы в послесвечении импульсного разряда. При этом учитывалось изменение плотности газа, обусловленное его разогревом. Возникновение максимума интенсивности спектральных линий в послесвечении объясняется процессом рекомбинации заряженных частиц. Рассматриваются два механизма рекомбинации: трехчастичная рекомбинация двух электронов с атомарным ионом и диссоциативная рекомбинация молекулярного иона с электроном. Расчеты, основанные на втором механизме рекомбинации, лучше согласуются с экспериментальными данными.

Временной ход интенсивности спектральных линий гелия в послесвечении импульсного разряда в определенных условиях характеризуется наличием максимумов, связанных с процессом рекомбинации заряженных частиц [1, 2].

В данной работе приводятся результаты измерений электрических и оптических параметров послесвечения. Рассматриваются различные процессы, влияющие на интенсивность линий, и устанавливается связь между ними и характером изменения интенсивности линий. Исследовалось послесвечение импульсного разряда в цилиндрической трубке длиной 20 см и диаметром 1 см. Через трубку пропускались прямоугольные импульсы тока длительностью 20 мкс с частотой повторения 70 Гц. Измерения проводились при токах в импульсе 0,8, 3,2, 3,6 А и при давлениях 2, 5, 10 тор.

В трубку были впаяны по оси два цилиндрических зонда длиной 5 мм и диаметром 0,2 мм. При помощи цилиндрических зондов определялась электронная температура T_e методом двух зондов [3]. Для снятия двухзондовой характеристики на зонды подавалось переменное напряжение. Зондовый ток осциллографировался для разных значений амплитуды переменного напряжения. На основе осциллограмм строились двухзондовые характеристики для различных фаз послесвечения. Использование переменного напряжения для снятия зондовых характеристик позволило ввести для уменьшения связи измерительной цепи с цепями питания трубки трансформатор, первичная обмотка которого состояла из одного витка (зондовый провод). Это обеспечило значительное снижение уровня помех при измерении зондового тока. Аналогичным образом снимались двухзондовые характеристики плоских зондов, по которым определялась плотность тока на стенку трубки. Для определения концентрации электронов на трубку подавался повторный импульс напряжения в определенные моменты послесвечения [4]. При этом измерялись ток через трубку и напряженность продольного электрического поля. Для измерения первой величины последовательно с трубкой включалось сопротивление осциллографирования. Вторая величина определялась по разности потенциалов между двумя изолированными зондами, расположенными по оси трубки. Для измерения этой разности потенциалов сигналы от зондов подавались на входы дифференциального усилителя осциллографа С1-15.

Эти данные использовались для определения концентрации электронов из уравнения полного тока через трубку.

Оптические измерения проводились вдоль трубки. Для этой цели средняя часть трубки длиной 10 см имела два впаянных плоскопараллельных окошка. Измерения интенсивности спектральных линий атомарного спектра проводились с помощью монохроматора ЗМР-3 с фотоэлектрической регистрацией и осциллографов С1-15 и С1-20. Концентрация метастабильных атомов на уровне 2^3S_1 определялась методом поглощения излучения внешнего источника по линии 388.8 нм, соответствующей переходу $2^3S_1 - 3^3P_{012}$. При этом учитывались триплетная структура линии и различие в температурах газа [5] в исследуемой и просвечивающей трубках. Просвечивающая трубка была по конструкции одинакова с исследуемой и устанавливалась перпендикулярно к ней.

Как было показано при расчете баланса энергии электронов в импульсном разряде, существенную роль играет разогрев газа при прохождении импульса тока [6]. По окончании импульса газ остывает сравнительно медленно. При расчете параметров плазмы в послесвечении необходимо учитывать это явление, так как скорости многих процессов зависят от плотности и температуры газа. Временной ход температуры газа определялся путем решения нестационарного уравнения теплопроводности атомного газа. Для цилиндрической разрядной трубки его можно записать в виде

$$nMc_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где n — концентрация атомов газа, M — масса атома, c — теплоемкость газа, χ — коэффициент теплопроводности газа, T — температура газа, t — время, r — расстояние от оси трубки.

Так как объем холодных частей трубки значительно превышал объем греющихся частей, можно было считать, что в разрядной области давление газа p остается равным давлению в холодной трубке. Концентрация атомов связана с давлением газа соотношением

$$n = \frac{p}{kT}, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана.

Теплопроводность гелия может быть выражена формулой [7]

$$\chi = \chi_0 \sqrt{T}, \quad (3)$$

где $\chi_0 = 10^3$ эрг/(с·см·К^{3/2}).

Учитывая (2) и (3), запишем уравнение теплопроводности газа в виде

$$\frac{Mc_p p}{k} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_0 r \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (4)$$

Для радиального распределения атомарной температуры принималась следующая аппроксимация:

$$T = T_R \left[1 + \gamma \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \right], \quad (5)$$

где $\gamma = (T_0 - T_R)/T_R$, T_0 — температура атомов на оси трубки, T_R — температура атомов у стенки трубки, R — радиус трубки.

Вследствие значительной теплопроводности стенки трубки и большой скажности импульсов тока температура стенки считалась постоянной и принималась равной 300 К.

Зависимость γ от времени определялась из уравнения (4), усредненного по сечению разрядной трубки. Решению соответствует уравнение

$$f(\gamma) = \frac{t}{\tau} + f(\gamma_0), \quad (6)$$

где

$$f(\gamma) = \frac{2}{\gamma} - \left[\frac{\ln(1+\gamma)}{\gamma} + \frac{1+\gamma}{\gamma} - \ln\left(\frac{1+\gamma}{\gamma}\right) \right],$$

$$\tau = \frac{c_p \rho_R R^2}{8\kappa_R},$$

ρ_R и κ_R — плотность и теплопроводность газа у стенки трубки, γ_0 — значение γ в конце импульса.

Функция $f(\gamma)$ протабулирована и приведена в виде графика на рис. 1. Для нахождения γ при данном t по графику определялась величина $f(\gamma_0)$. Значение γ_0 бралось из расчетов атомарной температуры в конце им-

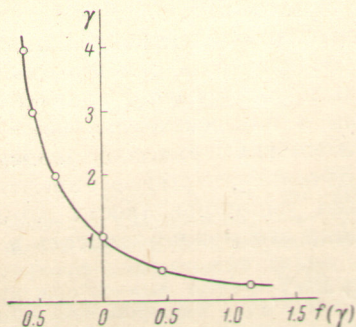


Рис. 1. Решение уравнения (4).

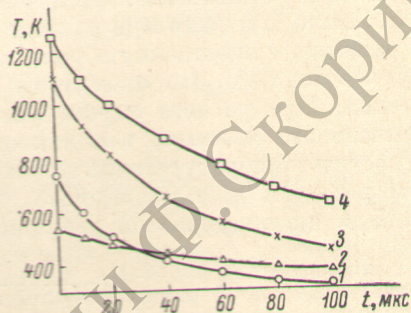


Рис. 2. Временной ход температуры газа на оси трубки.

1 — $p=2$ тор, $i=3.6$ А; 2 — $p=5$ тор, $i=0.8$ А; 3 — $p=5$ тор, $i=3.2$ А; 4 — $p=10$ тор, $i=3.2$ А.

пульса [6]. Затем по уравнению (6) рассчитывалось значение $f(\gamma)$ при данном t . Повторно используя график, определялась величина γ и затем соответствующее значение температуры на оси трубки.

Значения T для начала послесвечения взяты из расчета температуры газа для импульса [6]. Температура атомов (рис. 2) как в импульсе, так и в послесвечении превышает температуру газа в холодных частях трубки.

p , тор	i , А	t_{m1} , мкс	t_{m2} , мкс	t_{m3} , мкс
2	3.6	6 ÷ 8	11	9.9
5	0.8	7 ÷ 10	5	5
5	3.2	3.5 ÷ 4	7	7
10	3.2	3 ÷ 4	4	4

Остывание происходит медленно. Только при более низких давлениях газ успевает остыть за время, равное 100 мкс.

Результаты измерений параметров плазмы в послесвечении сводятся к следующему. Электронная температура T_e после выключения импульса резко падает и через 10 мкс принимает значение в зависимости от условий разряда в пределах 1700 ÷ 2400 К. Это связано как с исчезновением греющего электрического поля, так и со значительными потерями за счет соударений с атомами. Постоянная спада электронной температуры с учетом только упругих соударений составляет величину в несколько микросекунд [см. выражение (9)]. В последующие 80 мкс электронная температура падает на 20 ÷ 40%. Сравнительно высокие значения электронной температуры в послесвечении, вероятно, связаны с процессами разогрева электронов за счет соударений метастабильных атомов между собой и с электронами [8]. Концентрации электронов n_e и метастабильных атомов

и имеют значения порядка $10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При этом концентрация электронов превышает концентрацию метастабильных атомов.

В процессе послесвечения концентрация электронов спадает монотонно, в то время как во временном ходе метастабильных атомов наблюдается максимум, связанный с процессами рекомбинации заряженных частиц, приводящими к заселению метастабильных уровней атомов.

Действительно, рекомбинационный всплеск интенсивностей линий лежит в интервале $3 \div 10$ мкс после выключения разряда (см. таблицу). Каскадные переходы, соответствующие этому всплеску, приводят к дополнительному заселению метастабильных уровней, что компенсирует с избытком все процессы, разрушающие эти уровни. Отметим, что повышение концентрации метастабильных атомов не может быть обусловлено изменением плотности газа, так как температура газа спадает очень медленно.

Пример зависимости T_e , n_e и n_m от времени в послесвечении приведен на рис. 3.

Интенсивность линии в послесвечении может быть обусловлена как рекомбинацией, так и ступенчатым возбуждением [9], связанным со взаимодействием электронов с метастабильными атомами. Электроны, способные участвовать в последнем процессе, возникают при соударениях второго рода электронов с метастабильными атомами, а также при ионизирующих столкновениях двух метастабильных атомов [8, 10]. Решение уравнения баланса для этих электронов, составленного в предположении их гибели вследствие свободной диффузии на стенку разрядной трубки, дает значения концентрации быстрых электронов в пределах $10^7 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$. Расчеты чисел ступенчатых возбуждений уровней [11] с использованием этих значений концентрации электронов показывают, что в наших условиях они на несколько порядков меньше числа квантов, излучаемых с соответствующих уровней. Поэтому интенсивность линий в основном определяется процессом рекомбинации. Таким образом, для наших условий, предполагая наличие ионов одного рода, можно записать выражение для интенсивности линии I в виде

$$I = c \alpha n_e^\beta, \quad (7)$$

где α — коэффициент рекомбинации, β — величина, численное значение которой зависит от типа рекомбинации, c — коэффициент пропорциональности.

Дифференцируя (7), получим условие максимума интенсивности линии

$$\frac{\partial I}{\partial t} = c \left[\frac{\partial \alpha}{\partial T_e} \frac{\partial T_e}{\partial t} n_e^\beta + \alpha \beta n_e^{\beta-1} \frac{\partial n_e}{\partial t} \right] = 0. \quad (8)$$

Для определения производных $\partial T_e / \partial t$ и $\partial n_e / \partial t$ использовались выражения

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = - \frac{T_e - T'_e}{\tau_T}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = - \frac{n_e}{\tau_D} + k_m n_m^2 - \alpha n_e^\beta, \quad (10)$$

где $\tau_T = 1/2 \frac{m}{M} \nu_{ea}$, m — масса электрона, $\nu_{ea} = 2.3 \cdot 10^9 \nu \frac{273}{T} (\text{с}^{-1})$ — частота

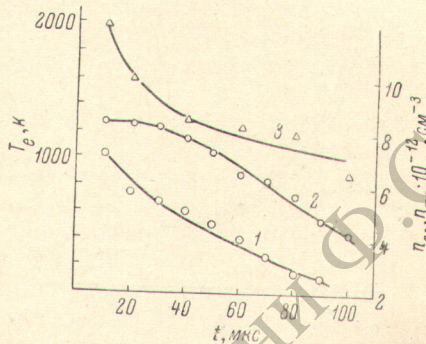


Рис. 3. Временной ход параметров плазмы на оси трубки в послесвечении.

1 — концентрация метастабильных, 2 — концентрация электронов, 3 — электронная температура. При $t=0$ — $T_e = 9 \cdot 10^4 \text{ К}$, $n_e = 1.1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_m = 3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

упругих соударений электронов с атомами [12], p — давление в торах, T'_e — температура электронов при $t = 20$ мкс, $\tau_D = R^2/5.8D_a$ — диффузионное время жизни электрона в разряде, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии.

Константа скорости ионизирующих столкновений метастабильных атомов в состоянии 2^3S_1 считалась равной $2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [8, 10]. В уравнении (9) в качестве предела электронной температуры взято значение температуры при 20 мкс, что соответствует квазистационарному состоя-

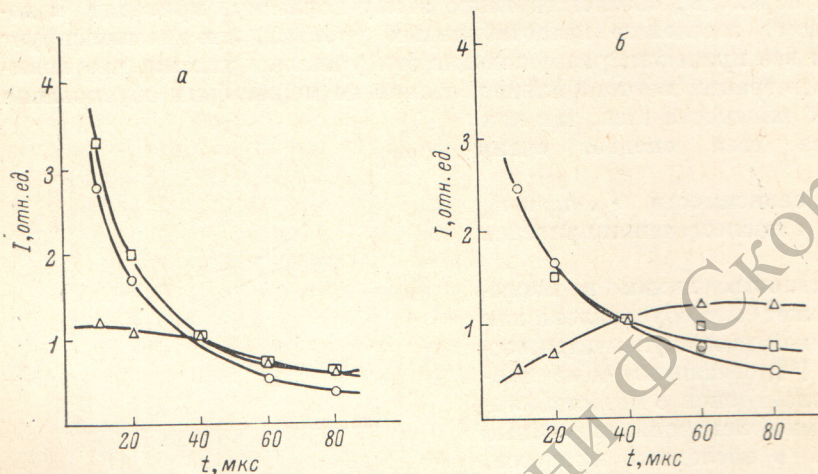
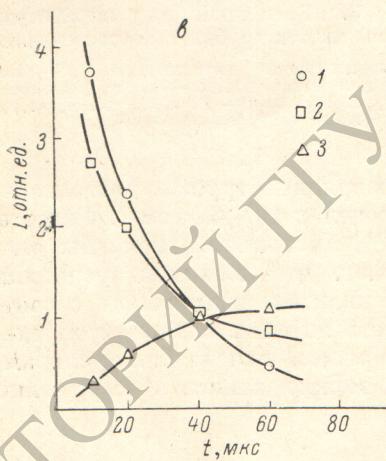


Рис. 4. Относительный ход интенсивности спектральной линии в послесвечении.

I — экспериментальные значения для линии 382.0 нм, 2 — расчет с использованием формулы (12), 3 — расчет с использованием формулы (11). а — $p=2$ тора, $i=3.6$ А; б — $p=5$ тор, $i=3.2$ А; в — $p=10$ тор, $i=3.2$ А.



нию для этого параметра. Уравнения (8), (9) и (10) совместно решались для определения времени наступления максимума интенсивности линии. Расчеты проводились для двух типов рекомбинации: рекомбинации атомарных ионов с участием двух электронов $\beta = 3$ и диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов с электронами $\beta = 2$.

В первом случае для коэффициента рекомбинации справедливо соотношение

$$\alpha = c_1 T_e^{-9/2}. \quad (11)$$

Значение c_1 несколько различается у разных авторов [13-17]. Нами было взято значение $2.1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{9/2}$ из работы [13].

Коэффициент диссоциативной рекомбинации в соответствии с работой [18] аппроксимировался выражением

$$\alpha = K(T) T_e^{-q(T)}, \quad (12)$$

где K и q — коэффициенты, зависящие от температуры атомов. Они приведены в работе [18] в виде графиков.

Результаты решения приведенных уравнений для первого типа рекомбинаций t_{m_2} и второго типа t_{m_3} приведены в таблице. Значения времен t_{m_1} , измеренные по различным спектральным линиям, несколько различаются. В таблице указаны интервалы этих изменений. Практически результаты расчетов, приведенных для двух типов рекомбинации, совпадают между

обой и хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Поэтому нельзя на основании этих данных отдать предпочтение определенному виду рекомбинации. Результаты расчета временного хода заряженных частиц в соответствии с уравнением (10) также не дают возможности решить вопрос о характере рекомбинации.

Для выяснения типа рекомбинации рассчитывался временной ход интенсивности спектральных линий по формуле (7), в которую подставлялись экспериментальные значения электронной концентрации и учитывалась зависимость коэффициента рекомбинации от электронной и атомной температур. Расчет проводился для двух рассмотренных типов рекомбинации. В одном случае предполагалось, что все ионы в плазме атомарные, в другом — молекулярные. На рис. 4 приведены результаты расчетов и экспериментальная кривая для линии 382.0 нм, соответствующая переяду $2^3P_{012} - 6^3D_{123}$. Кривые, рассчитанные в предположении заселения уровнями за счет диссоциативной рекомбинации, значительно лучше согласуются с экспериментальными данными, чем кривые, рассмотренные для другого типа рекомбинации.

Расчеты показывают, что в наших условиях образование молекулярных ионов эффективно может происходить при соударениях метастабильных ионов $[19]$, а также в результате процесса ассоциативной ионизации $[20]$.

Таким образом, временной ход интенсивности спектральных линий свидетельствует в пользу преимущественной роли процесса диссоциативной рекомбинации в раннем послесвечении разряда.

Подтверждением такого вывода являются результаты работ $[21, 22]$, в которых было показано, что в послесвечении при условиях, аналогичных нашим, разрушение молекулярных ионов приводит к существенному уменьшению интенсивности атомарных линий.

Литература

- [1] С. Д. Вагнер, Ю. М. Каган, А. Г. Слышов. *Опт. и спектр.*, 32, 650, 1972.
- [2] E. Hinnow, J. G. Hirschberg. *Proc. 5-th Int. Conf. on Phen. in Ioniz. Gases. Amsterdam*, 638, 1962.
- [3] Ю. М. Каган, В. И. Передь. *Усп. физ. наук*, 81, 408, 1969.
- [4] Г. Н. Герасимов, Р. И. Лягущенко, Г. П. Старцев. *Опт. и спектр.*, 30, 606, 1971.
- [5] И. Я. Фуголь, О. Н. Григорашенко, Д. А. Мышкис. *Тр. ФТИНТ АН УССР*, 5, 50, 1969.
- [6] С. Д. Вагнер, Ю. М. Каган, А. Г. Слышов. *ЖТФ*, 45, 146, 1975.
- [7] Н. Б. Варгафтик. *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей*. «Наука», М., 1972.
- [8] А. Б. Благоев, Ю. М. Каган, Н. Б. Колоколов, Р. И. Лягущенко. *ЖТФ*, 44, 339, 1974.
- [9] Ю. М. Каган, Н. Б. Колоколов, П. М. Праматаров. *Опт. и спектр.*, 42, 252, 1977.
- [10] J. F. Delpech. *Proc. 11-th Int. Conf. on Phen. in Ioniz. Gases. Prague, Czechoslovakia*, 1973.
- [11] Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. *Сечения возбуждения атомов и ионов электронами*. «Наука», М., 1973.
- [12] С. Браун. *Элементарные процессы в плазме газового разряда*. Госатомиздат, М., 1961.
- [13] Л. М. Биберман, И. Т. Якубов, В. С. Воробьев. *Proc. IEEE*, 59, 855, 1971.
- [14] E. Hinnow, J. G. Hirschberg. *Phys. Rev.*, 125, 795, 1962.
- [15] P. Mansbach, J. Kesk. *Phys. Rev.*, 181, 275, 1969.
- [16] J. W. Rosey, J. B. Gerardo, M. A. Gusinov. *Phys. Rev.*, 179, 211, 1969.
- [17] D. R. Bates, A. E. Kingston. *Proc. Phys. Soc. (London)*, 83, 43, 1964.
- [18] C. J. Chen. *Phys. Rev.*, 117, 245, 1969.
- [19] V. K. Garrison, W. H. Miller. *J. Chem. Phys.*, 59, 3193, 1973.
- [20] Б. М. Смирнов. *Ионы и возбужденные атомы в плазме*. Атомиздат, М., 1974.
- [21] В. С. Егоров, А. А. Пастор, В. В. Самохвалов, А. А. Соловьев. *Опт. и спектр.*, 37, 987, 1974.
- [22] V. V. Borisov, G. M. Grigorian, V. S. Egorov, N. N. Zaserkovnjuk, A. A. Pastor. *Proc. of 12-th Int. Conf. on Phen. in Ioniz. Gases. Eindhoven, Netherlands*, 1975.