

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЗАКТИВАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ $^3P_2$ АРГОНА В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ

Г. Н. Герасимов и С. Я. Петров

Проведено экспериментальное исследование кинетики дезактивации метастабильных атомов аргона в послесвечении импульсного электрического разряда. Найдены коэффициенты скоростей разрушения метастабильных состояний электронами при ударах первого и второго рода. Эксперименты проводились при давлениях аргона  $p=0.5\div 5.0$  тор и начальных плотностях электронов  $n_e=10^{10}\div 10^{12}$  см $^{-3}$ .

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию кинетики процессов, протекающих в распадающейся аргоновой плазме. Методика эксперимента и блок-схема установки описаны ранее [1]. Послесвечение аргона изучалось в работах [2, 3], где были получены коэффициенты скоростей разрушения метастабильных состояний  $^3P_2$  и  $^3P_0$  при взаимодействии их с электронами в начальной стадии послесвечения ( $0 < t < 600$  мкс). Нами исследовалась дезактивация метастабильного состояния  $^3P_2$  в более широком временном интервале. В тех же условиях измерялась концентрация электронов, что позволило полнее изучить кинетику разрушения исследуемого уровня. Концентрация метастабильных атомов определялась методом поглощения [4], а электронов — методом проводимости [5]. Для измерения плотности метастабильных атомов  $M$  была выбрана линия  $\lambda=763.5$  нм (переход  $4s\ ^3P_2^0-4p\ ^1D_2$ ): сила осциллятора которой  $f=0.27$  [6]. В условиях эксперимента уширение этой линии обусловлено эффектом Доплера, поэтому  $M$  определяется выражением

$$M = 3.82 \cdot 10^9 \chi_0 l, \quad (1)$$

где  $\chi_0$  — коэффициент поглощения в центре линии,  $l$  — длина поглощающего слоя. При определении концентрации электронов  $n_e$  в послесвечении использовалось соотношение

$$j = n_e e v_d, \quad (2)$$

где  $j$  — плотность тока в зондирующем импульсе,  $v_d$  — скорость дрейфа электронов,  $e$  — заряд электрона. Амплитуда зондирующего импульса выбиралась таким образом, чтобы параметр  $E/p$  оставался в области, где скорость дрейфа электронов  $v_d$  от него слабо зависит, при этом ошибка в измерении электрического поля  $E$  не оказывает существенного влияния на точность определения  $n_e$ . Опыты проводились при давлениях от 0.5 до 5.0 тор, при начальных концентрациях электронов  $10^{10}\div 10^{12}$  см $^{-3}$  и метастабильных атомов  $5 \cdot 10^9 \div 2 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ . Чувствительность систем регистраций позволяла проследить изменение концентрации электронов в послесвечении на три порядка, а метастабильных атомов — на два.

Изучение дезактивации метастабильных состояний, проводимое при различных степенях ионизации плазмы, показало, что при малых начальных плотностях электронов спад концентрации метастабильных атомов носит экспоненциальный характер [2, 3], при увеличении плотности

электронов наблюдалось существенное отклонение от экспоненциальности (рис. 1). Энергетический интервал между метастабильным состоянием  ${}^3P_2$  и ближайшим возбужденным уровнем  ${}^3P_1$  в аргоне составляет величину  $\approx 0.07$  эВ, поэтому основной причиной, вызывающей разрушение метастабильных атомов в условиях опытов, являются соударения их с электронами. Эти соударения приводят к заселению уровня  ${}^3P_1$ . Вероятность разрушения уровня  ${}^3P_2$  за счет ударов второго рода с электронами мала по сравнению с вероятностью ступенчатого процесса разрушения [8]. При анализе начальной стадии послесвечения другими механизмами разрушения метастабильных состояний можно пренебречь. Концентрация электронов в этих условиях практически не изменяется, поэтому удается достаточно надежно определить  $k_{1e}$  — коэффициент

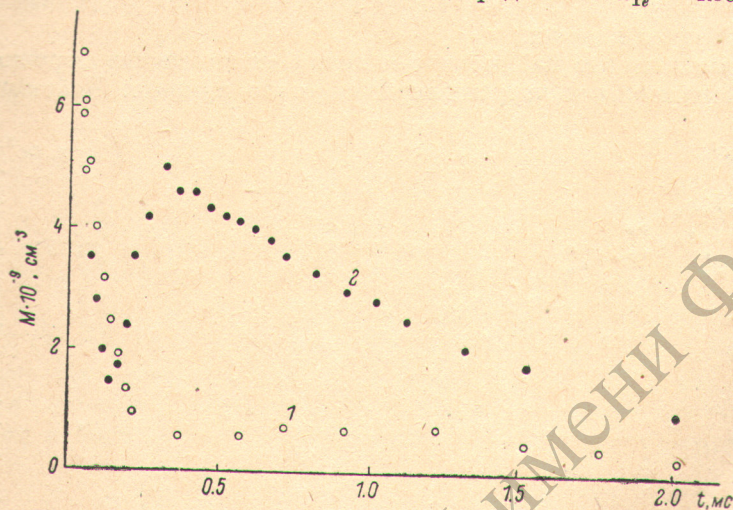


Рис. 1. Изменение концентрации метастабильных атомов в послесвечении при разных начальных плотностях электронов ( $p=0.6$  тор).

1 —  $n_e=2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , 2 —  $n_e=4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

скорости дезактивации метастабильных атомов за счет ступенчатого разрушения электронами. Усредненная величина этого коэффициента, найденная нами, оказалась равной  $k_{1e} = \langle \sigma_{1e} v \rangle = (4.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , что хорошо согласуется с результатами работ [2, 3], где  $k_{1e} = (4 \pm 1) \times 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  (здесь  $\sigma_{1e}$  — сечение процесса в  $\text{см}^2$ , а  $v$  — скорость электронов в  $\text{см/с}$ ).

После быстрого спада в раннем послесвечении концентрация метастабильных атомов при высокой степени ионизации плазмы может длительное время оставаться на одном уровне (рис. 1, 1), или начинает расти (рис. 1, 2), достигая некоторого максимального значения. Таким образом, в послесвечении аргона происходит образование метастабильных состояний  ${}^3P_2$ , причем «накопление» начинается не сразу после обрыва импульса, а спустя некоторое время. На более поздних стадиях послесвечения вновь преобладают процессы дезактивации метастабильных состояний. Авторы считают, что наблюдающееся в послесвечении «накопление» метастабильных атомов при достаточно высоких концентрациях электронов обусловлено в основном рекомбинационным заселением состояния  ${}^3P_2$ . Как показано в работе [3], дезактивация состояния  ${}^3P_0$  не может существенным образом изменить кинетику разрушения состояния  ${}^3P_2$  из-за малости сечения передачи возбуждения между этими уровнями. К сказанному следует добавить, что в проводимых экспериментах концентрация атомов в состоянии  ${}^3P_0$  была по крайней мере на порядок ниже концентрации атомов в состоянии  ${}^3P_2$ . Известно [8], что электронная температура  $T_e$  является важным параметром, определяющим кинетику раннего послесвечения. С ее изменением меняются скорости релаксационных

процессов с участием электронов. Уменьшением температуры электронов объясняется увеличение скорости рекомбинационного заселения состояния  $^3P_2$  в послесвечении. Как показывают оценки, релаксация электронной температуры к температуре атомов в послесвечении определяется упругими соударениями электронов с нейтральными атомами. В аргоне существует резкий минимум в сечении упругих соударений электронов с атомами в области  $\approx 0.3$  эВ (эффект Рамзауэра). Нами было вычислено время остывания электронов в аргоне с учетом эффекта Рамзауэра по методике, изложенной в работе [1]. Оно оказалось равным

$$\tau_{\text{ост.}} \approx \frac{7 \cdot 10^{-4}}{p}, \text{ с}, \quad (3)$$

где  $p$  — давление в торах.

Экспериментальное наблюдение явления «накопления» хорошо согласуется с изложенными представлениями о его природе. Действительно,

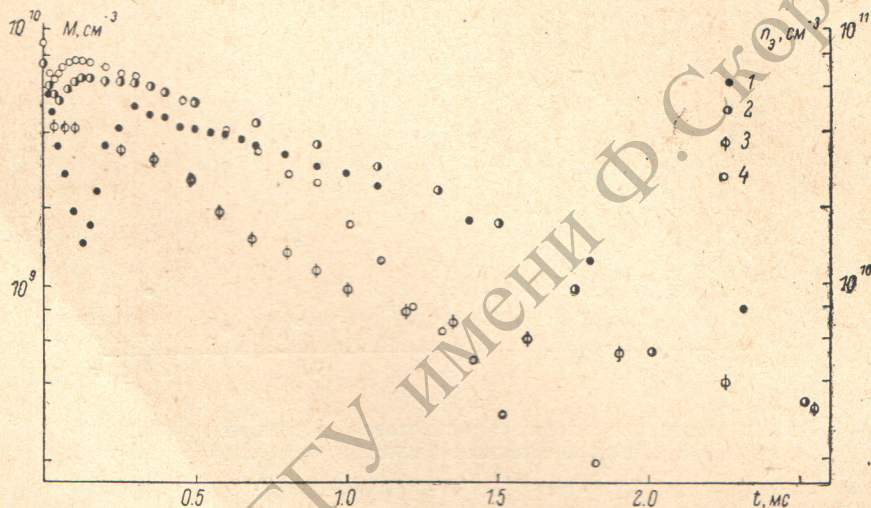


Рис. 2. Изменение концентрации метастабильных атомов в послесвечении в зависимости от давления.

1 —  $p=0.6$  тора,  $n_e(0)=4 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ , 2 —  $p=2.7$  тора,  $n_e(0)=2 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ , 4 —  $p=4.0$  тора,  $n_e(0)=8 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ; 3 — спад  $n_e$  в послесвечении при  $p=0.6$  тора.

с увеличением давления максимум «накопления» метастабильных атомов после обрыва импульса наступает раньше, амплитуда нарастания становится меньше, а увеличение концентрации электронов приводит к увеличению абсолютного значения плотности метастабильных атомов  $M$  (рис. 2). На более поздних стадиях послесвечения рекомбинационный поток на метастабильный уровень  $\sim \alpha_p n_e^2$  уменьшается и процессы дезактивации вновь преобладают над заселением — концентрация метастабильных атомов начинает спадать. Дезактивация метастабильных атомов в позднем послесвечении обусловлена соударениями их с электронами, диффузией к стенкам трубки, соударениями друг с другом и с нормальными атомами. Оценки показывают, что двумя последними процессами в условиях эксперимента можно пренебречь. Скорости этих процессов можно оценить

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_1 = -\Theta M^2 \text{ и } \left(\frac{dM}{dt}\right)_2 = -z p^2 M, \quad (4)$$

где  $\Theta$  и  $z$  — коэффициенты скоростей разрушения метастабильных атомов при взаимодействии их друг с другом и при тройных столкновениях с нормальными атомами. Если принять, что  $\Theta \approx 10^{-9}$  см $^3$ /с,  $M=10^{10}$  см $^{-3}$ ,

$\tau = 20 \text{ с}^{-1} \cdot \text{тор}^{-2} [^?]$ ,  $p = 5 \text{ тор}$ , то для скоростей оцениваемых процессов получим значения

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_1 = 10^{-9} \cdot 10^{20} = 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1},$$

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_2 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Приведенная оценка подтверждает справедливость сделанных предположений, так как минимальные реально наблюдаемые скорости изменения плотности метастабильных состояний в позднем послесвечении составляли величину  $\sim 0.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . По данным работы [2, 3], коэффициент диффузии метастабильных атомов аргона в аргоне составляет  $61 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{тор}$  и при анализе процессов дезактивации диффузионная убыль может быть учтена. Уравнение баланса плотности метастабильных атомов при этом можно записать в виде

$$\frac{dM}{dt} = \alpha_p n_e^2 - (k_{1e} + k_{2e}) n_e M - \frac{D}{\Lambda^2} M. \quad (5)$$

Здесь  $k_{2e}$  — коэффициент скорости дезактивации метастабильных атомов при соударениях второго рода с электронами,  $\Lambda$  — диффузионная длина трубки,  $\alpha_p$  — коэффициент рекомбинационного заселения метастабильного уровня. В правую часть уравнения (5) входят две неизвестные величины  $\alpha_p$  и  $(k_{1e} + k_{2e}) \equiv k_e$ . Анализ экспериментальных данных на начальной стадии послесвечения позволяет найти коэффициент скорости рекомбинационного заселения  $\alpha_p$ . В момент времени, когда плотность метастабильных атомов достигает минимального значения, справедливо соотношение

$$\frac{dM}{dt} = 0 = \alpha_p n_e^2 - (k_{1e} + k_{2e}) n_e M - \frac{D}{\Lambda^2} M. \quad (6)$$

Полагая  $k_{1e} + k_{2e} \simeq k_{1e} = (4.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , находим значение  $\alpha_p$ . При давлении 0.6 тор  $\alpha_p = 0.2 \alpha$ . Анализ спада концентрации электронов показал, что при низких давлениях ( $p < 0.8 \text{ тор}$ ) тип рекомбинации в послесвечении не меняется, поэтому можно определить  $\alpha_p$  для позднего послесвечения ( $\alpha$  вычисляется по спаду электронной концентрации  $n_e$ ). Используя полученное значение для  $\alpha_p$ , из уравнения (5) можно найти величину  $(k_{1e} + k_{2e}) \equiv k_e$  для позднего послесвечения, когда температура электронов близка к температуре атомов. Для того чтобы оценить вклад в этот коэффициент ударов первого и второго родов, будем считать, что изменение энергии электронов в послесвечении происходит за счет столкновений с метастабильными атомами, а также за счет упругих столкновений с нормальными атомами.

Уравнение баланса энергии электронов в этом случае имеет вид

$$\frac{3}{2} k n_e \frac{dT_e}{dt} = k_{2e} n_e M E_{II} - k_{1e} n_e M E_I - n_e n_a \frac{2m_e}{m_a} \nu_{эфф.}(T_e) (T_e - T_a), \quad (7)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $E_I$ ,  $E_{II}$  — изменение энергии электрона при ударах первого и второго родов соответственно,  $m_e$ ,  $m_a$  — массы электрона и атома,  $n_a$  — концентрация атомов аргона,  $\nu_{эфф.}(T_e)$  — эффективная частота упругих столкновений электронов с нормальными атомами.

В позднем послесвечении, когда изменением электронной температуры можно пренебречь, левая часть уравнения (7) обращается в нуль. Используя тот факт, что на поздних стадиях распада плазмы  $T_e \simeq T_a$  член, учитывающий упругие соударения, отбросим и из уравнения (7) получим

$$k_{2e} E_{II} - k_{1e} E_I = 0. \quad (8)$$

Воспользовавшись этим соотношением, найдем коэффициент скорости разрушения исследуемого уровня ударами второго рода

$$k_{2e} = \frac{k_e E_I}{E_I + E_{II}} \quad (9)$$

В результате обработки экспериментальных данных оказалось, что в позднем послесвечении при  $T_e \simeq T_a$  коэффициенты скорости разрушения состояния  ${}^3P_2$  электронами ударами первого и второго родов равны соответственно

$$\begin{aligned} k_{1e} &= (1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \\ k_{2e} &= (8.5 \pm 3.0) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \end{aligned}$$

Сформулируем основные результаты, полученные в работе. При экспериментальном изучении дезактивации метастабильного состояния  ${}^3P_2$  обнаружено и исследовано явление «накопления» этих состояний в послесвечении. Установлено, что в раннем послесвечении (при  $T_e \sim 0.3 - 1.0$  эВ) разрушение состояния  ${}^3P_2$  происходит за счет соударений первого рода с электронами. Коэффициент скорости этого процесса равен  $k_{1e} = (4.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-5} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Получены коэффициенты скоростей разрушения метастабильных состояний  ${}^3P_2$  электронами в позднем послесвечении (при  $T_e \simeq T_a$ ) за счет ударов первого и второго родов.

$$\begin{aligned} k_{1e} &= (1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \\ k_{2e} &= (8.5 \pm 3.0) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \end{aligned}$$

#### Литература

- [1] Г. Н. Герасимов, С. Я. Петров. Опт. и спектр., 41, 184, 1976.
- [2] О. П. Бочкова, Э. А. Сукьян, Ю. А. Толмачев. Опт. и спектр., 38, 185, 1975.
- [3] О. П. Бочкова, Э. А. Сукьян. Ж. прикл. спектр., 23, 601, 1975.
- [4] А. Митчелл, М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ОНТИ, 1937.
- [5] Г. Н. Герасимов, Р. И. Лягущенко, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 30, 606, 1971.
- [6] Я. Ф. Веролайнен. Автореф. канд. дисс., ЛГУ, Л., 1970.
- [7] E. Ellis, M. D. Twiddy. J. Phys. B: Atom Molec. Phys., 2, 1366, 1969.
- [8] И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. «Мир», М., 1967.

Поступило в Редакцию 3 июля 1976 г.