

Интенсивности линий для различных геометрий рассеяния
(ориентация кристаллов на рис. 1, а, б)

Геометрия рассеяния	Представление		
	A_{1g}	B_{1g}	E_g
Ориентация рис. 1, б $z(xx)y, z(xy)x, z(yu)x$	$b^2 + 2a^2$	c^2	$2e^2$
Ориентация рис. 1, а $x(zz)y, z(xx)y, z(yu)x$	$b^2 + 2a^2$	0	0
Ориентация рис. 1, б $x(zz)y$		0	c^2
Ориентация рис. 1, а $x(zx)y, z(yz)x, z(xy)x$	0	c^2	$2e^2$
Ориентация рис. 1, б $x(zx)y, z(yz)y$			

Как видно из рис. 2 и таблицы, экспериментальные результаты совпадают с расчетными. В спектре рис. 2, б наблюдается в основном только одна линия A_{1g} , интенсивность которой сильно уменьшается в геометриях рассеяния, представленных на рис. 2, в. На этом рисунке заметно возрастает интенсивность пяти других линий $2B_{1g} + 3E_g$. Наконец, спектр на рис. 2, а представляет суперпозицию двух предыдущих. Присутствие слабой линии A_{1g} (262 см^{-1}) в геометриях рассеяния, показанных на рис. 2, в, можно объяснить незначительным нарушением правил отбора из-за внутренних напряжений, которые обусловлены доменной структурой кристалла. Такое же явление ранее наблюдалось в спектрах КРС кристаллов фергюссонита [5].

Таким образом, исследование поляризованных спектров КРС монокристаллов ZrO_2 с 6 ÷ 8 моль% Gd_2O_3 или Eu_2O_3 убедительно подтвердило предположение о доменном характере их структуры, которая соответствует модели, показанной на рис. 1, в.

Литература

- [1] В. И. Александров, В. В. Осипко, А. М. Прохоров, В. М. Татаринцев. Усп. химии, № 3, 385, 1979.
- [2] G. M. Wolten, J. Am. Ceram. Soc., 46, 418, 1963.
- [3] R. N. Patil, F. C. Subbanga. Acta Cryst., A26, 536, 1970.
- [4] В. А. Александров, Ю. К. Воронько, Б. В. Игнатъев, Е. Е. Ломонова, В. В. Осипко, А. А. Соболев. ФТТ, 20, 528, 1978.
- [5] Г. Т. Ананьев, А. М. Кровкин, А. Б. Кудрявцев, А. К. Рупчиков, А. И. Рыскин, А. А. Соболев. ФТТ, 23, 1079, 1981.

Поступило в Редакцию 27 мая 1981 г.

УДК 539.186.2

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
КОНСТАНТ СКОРОСТИ РАЗРУШЕНИЯ
МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ АРГОНА
МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

И. Ю. Баранов, В. И. Демидов и Н. Б. Колоколов

1. Как известно, свойства плазмы послесвечения инертных газов во многом определяются существованием атомов в метастабильных возбужденных состояниях. С этой точки зрения представляет большой интерес

исследование основных процессов, ведущих к возникновению и разрушению метастабильных атомов. При определенных условиях основную роль в их разрушении играют неупругие столкновения этих атомов с медленными электронами, сопровождающиеся заселением близлежащих возбужденных состояний. Измерению констант такого типа процессов посвящен ряд работ, например [1-6]. Следует отметить, что в указанных выше работах не исследовалась температурная зависимость констант перемешивания возбужденных состояний электронным ударом (исключение составляет работа [4], в которой определено изменение константы возбуждения синглетного метастабильного состояния гелия из триплетного в диапазоне электронных температур $0.2 \div 1.0$ эВ). Процессам перемешивания электронным ударом возбужденных состояний атома системы $3p^5 4s$, насколько нам известно, посвящены лишь две работы [5, 6]. В настоящей работе представлены результаты экспериментального определения температурной зависимости в диапазоне $T_e = 500 \div 3000$ К констант ударов первого рода метастабильных атомов аргона 3P_2 , 3P_0 с медленными электронами с переводом их в излучающее состояние 3P_1 , 1P_1 соответственно. Полученные результаты были использованы для определения энергетической зависимости сечений рассмотренных процессов.

2. Эксперименты проводились в послесвечении импульсного разряда при следующих условиях: давление аргона $p = 0.65$ и 1.4 тора, ток в импульсе i равнялся 20, 50 и 120 мА, внутренний диаметр трубки 30 мм. С временным разрешением измерялись: концентрации возбужденных атомов $^3P_{2,1,0}$, 1P_1 конфигурации $3p^5 4s$ методом поглощения; электронная температура двойным дифференцированием вольтамперной характеристики зонда длиной 30 мм и диаметром 0.088 мм; концентрация электронов по току проводимости в зондирующем импульсе [7]. Как было показано в работе [5], выполненной в близких экспериментальных условиях, при составлении уравнений баланса заселенностей метастабильных уровней 3P_2 и 3P_0 необходимо учитывать процессы диффузии атомов и попарное перемешивание электронным ударом уровней 3P_2 и 3P_1 , 3P_0 и 1P_1 . Для излучающих уровней 3P_1 и 1P_1 существует радиационный распад и попарное перемешивание электронным ударом с соседними метастабильными уровнями. Наши измерения констант скорости разрушения метастабильных уровней медленными электронами, проведенные независимо по двум уровням, при изменении электронной концентрации на порядок и давления аргона в 2 раза подтвердили справедливость сделанных при составлении уравнений баланса предположений.

Таким образом, использовавшиеся нами для расчетов уравнения баланса выглядят следующим образом:

$$\frac{dN_1}{dt} = -D_1 \frac{N_1}{\lambda^2} + \beta_{1,2}(T_e) n_e \left(N_2 \cdot 1.67 \exp \frac{870}{T_e} - N_1 \right), \quad (1)$$

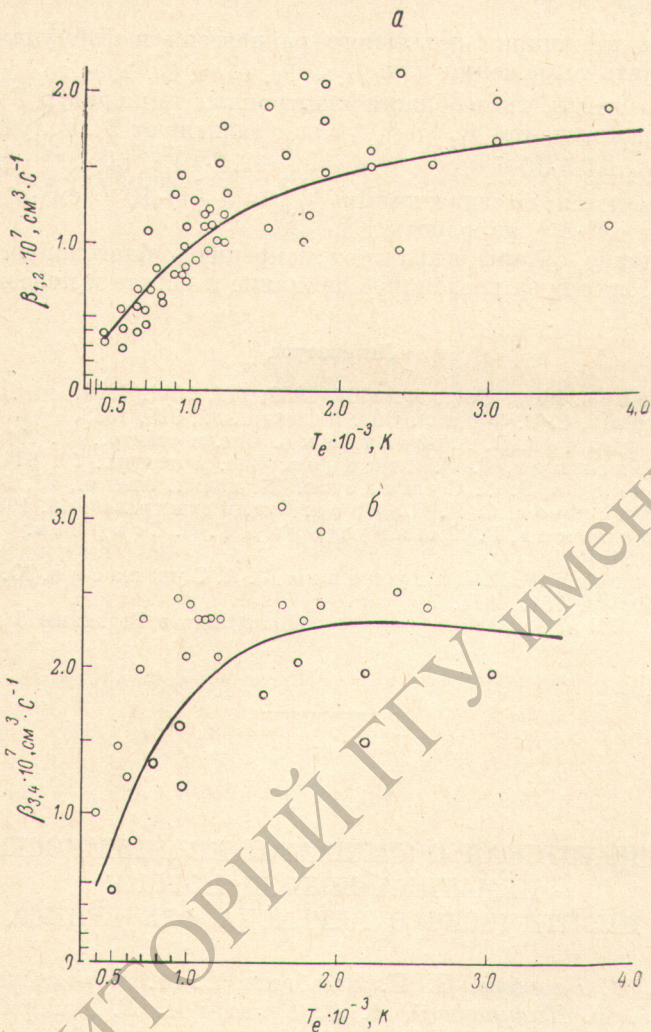
$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_2} - \beta_{1,2}(T_e) n_e \left(N_2 \cdot 1.67 \exp \frac{870}{T_e} - N_1 \right), \quad (2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -D_3 \frac{N_3}{\lambda^2} + \beta_{3,4}(T_e) n_e \left(N_4 \cdot 0.33 \exp \frac{1220}{T_e} - N_3 \right), \quad (3)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4}{\tau_4} - \beta_{3,4}(T_e) n_e \left(N_4 \cdot 0.33 \exp \frac{1220}{T_e} - N_3 \right). \quad (4)$$

В этих выражениях N_1, N_2, N_3, N_4 — концентрации возбужденных атомов соответственно на уровнях $^3P_2, ^3P_1, ^3P_0, ^1P_1$; D_1 и D_3 — коэффициенты диффузии метастабильных атомов 3P_2 и 3P_0 , $D_1 = 61 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{тор}$ и $D_3 = 56 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{тор}$ [5]; λ — характеристическая диффузионная длина; τ_2 и τ_4 — эффективные радиационные времена жизни уровней 3P_1 и 1P_1 , определенные экспериментально по изменению концентрации атомов на этих уровнях в раннем послесвечении, $\tau_2 = (16 \pm 0.6) \text{ мкс}$, $\tau_4 = (7.4 \pm \pm 0.4) \text{ мкс}$, n_e — электронная концентрация; $\beta_{1,2}(T_e)$ и $\beta_{3,4}(T_e)$ — ско-

мые константы разрушения электронным ударом метастабильного уровня 3P_2 с переводом его в состояние 3P_1 и уровня 3P_0 с переводом его в состояние 1P_1 соответственно. Электронная концентрация измерялась через 50 мкс после окончания импульса тока и рассчитывалась затем для более поздних моментов послесвечения с использованием полученного экспериментально спада электронной температуры [8]. Полученные с исполь-



Полученные экспериментально для различных электронных температур значения констант $\beta_{1,2}$ (а) и $\beta_{3,4}$ (б) (точки).

Сплошные кривые — рассчитанные интерполирующие функции.

зованием уравнений (1)–(4) константы $\beta_{1,2}(T_e)$ и $\beta_{3,4}(T_e)$ представлены на рисунке. Интерполирующие функции были найдены методом наименьших квадратов и изображены на тех же рисунках. При проведении расчетов предполагалось, что сечения ударов второго рода $\sigma_{2,1}$ и $\sigma_{4,3}$ есть степенные функции энергии электронов ϵ . Полученные аналитические зависимости для констант $\beta_{2,1}$ и $\beta_{4,3}$ девозбуждения электронным ударом уровней 3P_1 и 1P_1 с переводом их в метастабильные состояния 3P_2 и 3P_0 и для соответствующих им сечений $\sigma_{2,1}$ и $\sigma_{4,3}$ имеют вид

$$\beta_{2,1} = (kT_e)^{n+0.5} \exp a, \quad (5)$$

$$\beta_{4,3} = (kT_e)^{p+0.5} \exp b, \quad (6)$$

$$\sigma_{2,1} = 2.2 \cdot 10^{-14} \varepsilon^n \exp a, \quad (7)$$

$$\sigma_{4,3} = 1.9 \cdot 10^{-14} \varepsilon^p \exp b. \quad (8)$$

В этих выражениях константы измеряются в $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, сечения — в см^2 , kT_e и ε в эргах. С учетом среднеквадратичной погрешности найденные параметры a, n, b, p равны: $a = -16 \pm 0.3$, $n = -0.54 \pm 0.06$, $b = -31.4 \pm 0.5$, $p = -1.04 \pm 0.1$.

Пользуясь принципом детального равновесия и формулами (5)–(8), можно получить выражения для $\beta_{1,2}, \beta_{3,4}, \sigma_{1,2}, \sigma_{3,4}$.

Следует отметить, что в области электронных температур $T = 1.5 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^3$ К, где константы $\beta_{1,2}$ и $\beta_{3,4}$ слабо зависят от T_e , полученные нами значения $\beta_{1,2} \approx 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\beta_{3,4} \approx 2.1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ удовлетворительно согласуются со значениями $\beta_{1,2} = (4 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\beta_{3,4} = (7 \pm 2) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ из работы [5].

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность профессору Н. П. Пенкину за постоянное внимание к работе и полезные советы.

Литература

- [1] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, 1307, 1955; 114, 1011, 1959.
- [2] Ю. З. Ионих, С. Э. Фриш. Опт. и спектр., 25, 815, 1968.
- [3] Ю. А. Толмачев, В. А. Костенко. Опт. и спектр., 39, 791, 1975.
- [4] Г. Н. Герасимов, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 36, 834, 1974.
- [5] О. П. Бочкова, Э. А. Сукиасян. Ж. прикл. спектр., 23, 601, 1975.
- [6] Г. Н. Герасимов, С. Я. Петров. Опт. и спектр., 43, 18, 1977.
- [7] Г. Н. Герасимов, Р. И. Лягущенко, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 30, 606, 1971.
- [8] О. П. Бочкова, Р. И. Лягущенко, Э. А. Сукиасян, Ю. А. Толмачев. ЖТФ, 44, 754, 1974.

Поступило в Редакцию 8 июня 1981 г.

УДК 532.783

ГИГАНТСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ НЕМАТИКА ВБЛИЗИ ПОРОГА НЕОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА

О. В. Гарибян, Б. Я. Зельдович, В. А. Кривощёков,
Н. Ф. Пилипецкий, А. В. Сухов и Н. В. Табриян

Гигантская оптическая нелинейность (ГОН) нематического кристалла (НЖК) была недавно предсказана и обнаружена [1, 2]. ГОН обусловлена переориентацией (поворотом) директора \mathbf{n} за счет механического момента силы, действующего на анизотропно поляризующуюся среду в световом поле. С другой стороны, при наложении на ячейку с НЖК электрического (E_0) или магнитного (H_0) поля (как статического, так и радиочастотного) однородная ориентация директора НЖК в ячейке может оказаться неустойчивой — так называемый переход Фредерикса (ПФ) [3], см. также [4, 5]. Вблизи порога этой неустойчивости система становится «мягкой», т. е. более восприимчивой к внешним воздействиям. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется отклик ячейки с НЖК на воздействие световых полей вблизи ПФ. Во избежание недоразумений сразу же оговорим, что переход Фредерикса, обусловленный самим световым полем [6], мы здесь не рассматриваем.

1. Теория. Пусть на гомеотропно ориентированную ячейку НЖК толщиной $0 \leq x \leq L$ наложено статистическое или радиочастотное поле