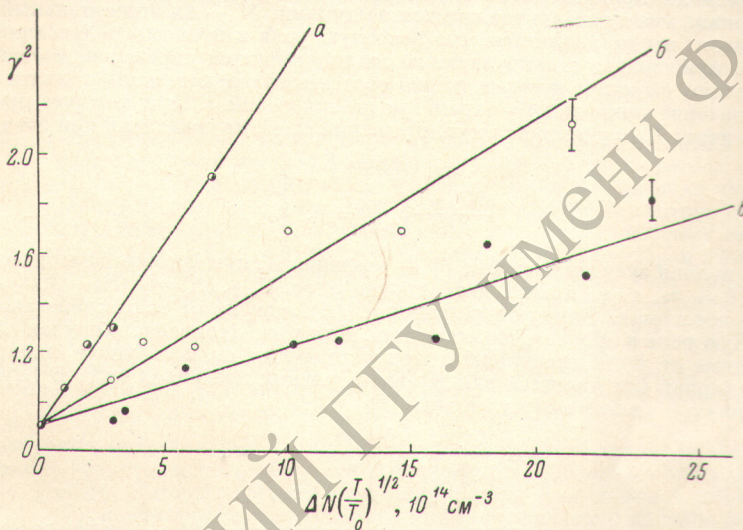


# РЕЛАКСАЦИЯ ОПТИЧЕСКИ НАКАЧАННЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ He—Ne ЛАЗЕРА МОЛЕКУЛ $K_2$ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ

В. Б. Грушевский, М. Я. Таманис, Р. С. Фербер и О. А. Шмит

Поглощение достаточно интенсивного линейно поляризованного лазерного излучения двухатомными молекулами приводит к оптической накачке, точнее выстраиванию колебательно-вращательного  $v'', J''$ -подуровня основного электронного состояния благодаря анизотропному опустошению магнитных подуровней [1]. Релаксация анизотропии оптически выстроенных в  $(v''=1, J''=72) X^1\Sigma_g^+$ -состоянии молекул  $K_2$  в парах калия, рассмотренная также в [2], изучалась по измерению степени линейной поляризации  $P_Q$  линий  $Q$ -серии резонансной флуоресценции, возбужденной линией 632.8 нм излучения He—Ne лазера. Используемая методика описана в [1, 3]. Принимая те же упрощения, процесс описывается феноменологическим уравнением баланса, стационарное решение которого содержит лишь один безразмерный параметр  $\gamma^2 = \alpha/B\rho$ , где  $B\rho$  — скорость возбуждения,  $s^{-1}$ ,  $B$  — коэффициент, характеризующий эффективность поглощения,  $\rho$  — плотность мощности возбуждающего излучения,  $\alpha$  — скорость релаксации к равновесной (изотропной) заселенности,  $s^{-1}$ . Зависимость степени поляриза-



Зависимость параметра оптической накачки  $\gamma^2$  от произведения  $\Delta N (T/T_0)^{1/2}$ .

а — при изменении концентрации  $K$ , б — концентрации  $Ne$ , в — концентрации  $Xe$ .

ции  $P_Q$  от  $\gamma^2$  рассчитывается и используется для определения  $\gamma^2$  по измеренному в эксперименте значению  $P_Q$ . Оптическое выстраивание приводит к уменьшению  $P_Q$  от 50% (для больших  $J$  в пределе слабого возбуждения) до 36% при мощности лазера около 40 мВт, диаметре луча порядка 3 мм. Величина  $P_Q$  измерялась цифровым методом с точностью до 0.3% на линии  $Q_{16}$  спектра  $Q$ -флуоресценции, возбуждение которой соответствует переходу из  $(v''=1, J''=72) X^1\Sigma_g^+$  в состояние  $(v'=8, J'=72) B^1\Pi_u$ , согласно [4].

Таким образом, в работе определена зависимость  $\gamma^2$  от разности концентраций атомов калия  $\Delta N = N - N_0$  при изменении концентрации атомов  $N$  от  $N_0 = 3.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что достигалось изменением температуры  $T$  отрезка с калием ячейки флуоресценции от  $T_0 = 497$  до 526 К. При этом концентрация молекул  $K_2$  оставалась порядка 0.5% от атомарной [5]. Зависимость  $\gamma^2$  от  $\Delta N (T/T_0)^{1/2}$ , приведенная на рисунке, хорошо описывается прямой, характеризующей релаксацию при столкновениях  $K_2$  с атомами  $K$

$$\gamma^2 = \frac{\alpha}{B\rho} = \frac{1}{B\rho} (\alpha_0 + \langle \sigma_{K_2-K} \rangle \bar{v} \Delta N), \quad (1)$$

где  $\alpha_0$  — значение  $\alpha$  при  $N = N_0$ ,  $\langle \sigma_{K_2-K} \rangle$  — эффективное сечение столкновительной релаксации,  $\text{см}^2$ , усредненное в предположении максвелловского распределения по скоростям,  $\bar{v}$  — средняя относительная скорость партнеров. Множитель  $(T/T_0)^{1/2}$  введен



из-за того, что  $\bar{v} \sim T^{1/2}$ ; при этом пренебрегается разницей в несколько градусов температур отрезка с калием и головки ячейки. Скорость возбуждения  $V_p$  постоянна в данном диапазоне концентраций, что проверялось экспериментально. Определение  $V_p$  по измерению абсолютной интенсивности флуоресценции дает оценку для  $\langle \sigma_{K_2-K} \rangle \sim 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ .

Подобные измерения  $\gamma^2$  были проведены при фиксированной температуре  $T = T_0 = 497 \text{ K}$  при добавлении инертных газов He и Xe (см. рисунок), при этом  $\Delta N$  означает концентрацию примесного газа. По наклону соответствующих прямых, используя (1) и учитывая, что  $\bar{v} \sim \mu^{-1/2}$ , где  $\mu$  — приведенная масса сталкивающихся партнеров, находим отношения сечений релаксации при столкновениях  $K_2$  с атомами K, He, Xe. В результате получаем  $\langle \sigma_{K_2-He} \rangle / \langle \sigma_{K_2-Xe} \rangle = 0.44 \pm 0.1$ ,  $\langle \sigma_{K_2-He} \rangle / \langle \sigma_{K_2-K} \rangle = 0.16 \pm 0.02$ ,  $\langle \sigma_{K_2-Xe} \rangle / \langle \sigma_{K_2-K} \rangle = 0.36 \pm 0.07$ .

Можно полагать по соображениям, высказанным в [1-3], что в данном районе длины релаксации анизотропии в основном вызвана неупругими столкновениями оптически выстроенных на уровне  $v''=1$ ,  $J''=72$  димеров калия с атомами. Однако следует иметь в виду, что при столкновениях  $K_2-K$  возможна релаксация путем реакции обмена атом-димер, сечение которой, измеренное в работе [6] для  $Cs_2-Cs$ , составляет  $1.9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ .

Оценим отношения эффективных сечений, предполагая, что процесс релаксации при неупругих столкновениях имеет место, если система сталкивающихся частиц проходит над потенциальным барьером, образующимся вследствие одновременного действия потенциала притяжения  $U(R)$  и центробежного потенциала  $M/2\mu R^2$ , здесь  $R$  — расстояние между сталкивающимися частицами,  $M$  — их относительный момент. Таким образом, мы предполагаем, что основную роль в процессе релаксации играют траектории, приводящие к закручиванию сталкивающихся партнеров, и оценка сечений релаксации сводится к определению соответствующих сечений захвата  $\sigma_c = \pi b_c^2$ , где  $b_c$  — значение прицельного параметра столкновений  $b$ , при котором происходит захват. Величина  $b_c$  определяется путем решения системы уравнений при  $b = b_c$

$$\left. \begin{aligned} U_{\text{eff.}}(R_c) &= E, \\ \frac{dU_{\text{eff.}}}{dR} \Big|_{R=R_c} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь  $E$  — полная энергия системы,  $R_c$  — значение  $R$ , при котором классический угол рассеяния  $\Theta \rightarrow \infty$ , т. е. происходит закручивание,  $U_{\text{eff.}}(R) = U(R) + (M/2\mu R^2)$  — эффективный потенциал. Конкретный выбор  $U(R)$  зависит от взаимодействия, играющего ведущую роль в процессе столкновения. Для рассматриваемого случая единственным отличным от нуля потенциалом при усреднении по возможным направлениям межмолекулярной оси является ван-дер-ваальсовский потенциал вида  $U(R) = -c/R^6$ , где постоянную  $c$  удобно выбрать в виде [7]

$$c = \frac{3\beta_1\beta_2 e\hbar}{2m_e^{1/2} \left[ \left( \frac{\beta_1}{n_1} \right)^{1/2} + \left( \frac{\beta_2}{n_2} \right)^{1/2} \right]^2} \quad (3)$$

где  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — поляризуемости сталкивающихся частиц,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона, а  $n_1$  и  $n_2$  равны числу электронов в атоме или молекуле, переходами которых определяется их спектр, т. е.  $n_1=2$  для  $K_2$ ,  $n_2=1$  для K,  $n_2=2$  для He и  $n_2=6$  для Xe. Решение системы (2) приводит к  $\sigma_c = (3\pi/2^{1/2}) (c/E)^{1/3} \approx 5.98 (c/E)^{1/3}$ .

Соответствующее среднее сечение захвата  $\langle \sigma_c \rangle$ , усредненное в предположении максвелловского распределения по скоростям, определяется как

$$\langle \sigma_c \rangle = \int_0^\infty \sigma_c(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) (kT)^2 E dE \approx 5.98 \left(\frac{c}{kT}\right)^{1/3} \Gamma\left(\frac{5}{3}\right) \approx 5.4 \left(\frac{c}{kT}\right)^{1/3} \quad (4)$$

Используя значения поляризуемостей  $\beta_1$  и  $\beta_2$  для атомов K, He и Xe, приведенные в [7], а для молекулы  $K_2$  в основном электронном состоянии в работе [8], оценим по формулам (3), (4) отношения эффективных сечений столкновительной релаксации. Расчет дает следующие значения:  $\langle \sigma_{K_2-He} \rangle / \langle \sigma_{K_2-Xe} \rangle = 0.39$ ,  $\langle \sigma_{K_2-He} \rangle / \langle \sigma_{K_2-K} \rangle = 0.21$ ,  $\langle \sigma_{K_2-Xe} \rangle / \langle \sigma_{K_2-K} \rangle = 0.55$ . Первое из полученных отношений в пределах ошибок измерений совпадает с экспериментальным, остальные два несколько завышены. Однако если учесть введение соответствующего статистического множителя возможность релаксации димера калия при столкновении с атомом калия путем химической реакции обмена, то сечение  $\langle \sigma_{K_2-K} \rangle$  возрастает, и численные значения двух последних отношений приближаются к экспериментальным.

#### Литература

- [1] R. E. Drullinger, R. N. Zare. J. Chem. Phys., 51, 5532, 1969; 59, 4225, 1973.  
 [2] М. Я. Таманис, Р. С. Фербер, О. А. Шмит. Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений, Тбилиси, 1975.



- [3] М. Я. Таманис, Р. С. Фербер, О. А. Шмит. Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн., 4, 33, 1975.  
 [4] W. I. Tango, I. K. Link, R. N. Zare. J. Chem. Phys., 49, 4264, 1968.  
 [5] А. Н. Несмеянов. Давление пара химических элементов. Изд. АН СССР, М., 1961.  
 [6] H. G. Weber, H. J. Glas, R. Huber, M. Kompitas, G. Schmidt, G. zu Putlitz. Z. Physik, 268, 91, 1974.  
 [7] Б. М. Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. Атомиздат, М., 1968.  
 [8] R. W. Molof, T. M. Miller, H. L. Schwartz, B. Bederson, J. T. Park. J. Chem. Phys., 61, 1816, 1974.

Поступило в Редакцию 16 марта 1976 г.

УДК 539.184

## ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЗАСЕЛЕНИЯ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ НЕОНА В ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ

И. П. Богданова и В. Д. Марусин

При возбуждении гелия электронным пучком в диапазоне давлений гелия  $10^{-4}$ — $10^{-1}$  тор для некоторых уровней наблюдается зависимость величины эффективного сечения возбуждения от давления газа. Наиболее полно это явление изучено в работах [1, 2]. Однако до настоящего времени остается неизвестным, является ли это явление присущим только гелию или оно наблюдается и в других инертных газах.

В настоящей работе в качестве объекта исследования был выбран неон. Конструкция трубки возбуждения с электронной пушкой была аналогична описанной в работе [3]. Расстояние между электродами  $A_3$  и  $A_4$ , ограничивающими эквипотенциальное пространство столкновений, в настоящем случае равнялось либо  $L_1=10$  мм, либо  $L_2=20$  мм. Давление неона изменялось от  $5 \cdot 10^{-3}$  до  $1 \cdot 10^{-1}$  тор.

При энергии электронов 100 эВ проводилась запись спектра неона от 700 до 420 нм. В указанный диапазон длин волн попадает излучение с уровней неона  $2p^5(2P_{1/2, 3/2}^0)3p$ ;  $2p^5(2P_{3/2})$  ( $5-13$ ) s;  $2p^5(2P_{1/2}^0)$  ( $5-10$ ) s;  $2p^5(2P_{1/2, 3/2})$  ( $4-10$ ) d.

Измерения показали, что в вышеуказанном интервале давлений неона линейная зависимость яркости спектральных линий от давления нарушается лишь для тех линий, верхние уровни которых лежат выше 20.56 эВ. Для более глубоких уровней  $2p^5(2P_{1/2, 3/2})3p$  конфигурации в указанном диапазоне давлений не наблюдается отступлений от линейной зависимости.

Оказалось, что наибольшая зависимость величины кажущегося эффективного сечения возбуждения от давления наблюдается на уровнях, энергии которых лежат в интервале 20.56—21.2 эВ. Кроме того, небольшой эффект прослеживается на более высоких уровнях вплоть до уровней  $2p^5(2P_{1/2, 3/2})10d$  конфигурации.

Однако на некоторых линиях, верхние уровни которых расположены также в указанном диапазоне энергий, не обнаружено зависимости эффективного сечения от давления —  $\lambda$  568.9 нм ( $3p[1/2]_1-5s[1/2]_2^0$ ),  $\lambda$  544.8 нм ( $3p[1/2]_1-5s'[1/2]_2^0$ ) и  $\lambda$  541.8 нм ( $3p'[1/2]_1-5d[1/2]_2^0$ ).

На рис. 1 в качестве примера приведены наиболее типичные зависимости кажущегося сечения возбуждения от давления неона для четырех спектральных линий. На двух из них наблюдается зависимость сечения от давления, на двух ее нет. Относительная погрешность измерений не превышает 10% для слабых спектральных линий, а для сильных — 5—7%. Сплошной линией на рис. 1 изображен ход величины кажущегося сечения возбуждения от давления газа в трубке возбуждения с  $L_1=10$  мм (кривая 1). На том же рисунке штриховой линией изображен ход величины сечения в трубке возбуждения с  $L_2=20$  мм (кривая 2). Для всех спектральных линий, обнаруживающих зависимость сечения возбуждения от давления, величина сечения, измеренная в трубке возбуждения с  $L_2=20$  мм, оказывается большей, чем в трубке с  $L_1=10$  мм. Исключение составляют линии, на которых нет зависимости сечения возбуждения от давления  $\lambda$  568.9, 541.8 нм и др., и величина сечения их возбуждения в обеих трубках оказывается одинаковой (кружочки и крестики на рис. 1).

Были проведены также измерения выхода яркости излучения спектральных линий в зависимости от тока в пучке вплоть до 300 мкА при всех давлениях газа (диаметр пучка электронов равен 2 мм) в обеих трубках возбуждения. Во всех случаях не обнаружено отступлений от линейной зависимости.

Итак, проведенные измерения показывают, что ряд высоковозбужденных уровней неона, таких как  $5s[1/2]_2^0$ ,  $5s'[1/2]_2^0$ ,  $6s[1/2]_2^0$ ,  $6s'[1/2]_2^0$ ,  $4d[3/2]_2^0$ ,  $4d[3/2]_2^0$ ,  $4d[1/2]_2^0$ ,