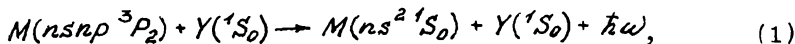


07

СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ САТЕЛЛИТ  
ЗАПРЕЩЕННОЙ ЛИНИИ  $Hg\ 6^3P_2 - 6^1S_0$   
И РАСПАД МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ  
 $Hg\ (6^3P_2)$  В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

А.Л. Загребин, М.Г. Леднев

В последние годы в связи с разработкой лазеров с относительно высоким давлением активной газовой смеси возрос интерес к исследованию столкновительно-индуцированных спутников запрещенных спектральных линий атомов второй группы в инертных газах. Дело в том, что при достаточно высоком давлении такие процессы существенно влияют на спектры излучения и поглощения газовой смеси, а также на эффективное время жизни метастабильного состояния в плазме. Отметим, что экспериментальные данные для ряда запрещенных переходов в атомах второй группы получены в [1-6]. В данной работе на примере столкновений  $Hg\ (6^3P_2) + He, Ne$  выполнен теоретический анализ реакции столкновительно-индуцированного радиационного распада метастабильного состояния  $^3P_2$



где  $M$  - атом второй группы,  $Y$  - атом инертного газа.

Анализ взаимодействия  $M(nsnp) + Y(^1S_0)$  с учетом промежуточного типа связи угловых моментов в атоме  $M^*$  выполнен в [7, 8]. Для состояний с единичной проекцией  $\Omega$  полного электронного момента на межъядерную ось матричные элементы эффективного гамильтониана  $\hat{H}$  квазимолекулы  $M(nsnp) + Y(^1S_0)$  в базисе волновых функций  $|^3P_J\ \Omega_{ic}\rangle$  (квазимолекулярные функции представляют собой произведения атомных волновых функций  $|M(^3P_J\ \Omega)\rangle_{ic}^{at}$  и  $|Y(^1S_0)\rangle$ , где  $|M(^3P_J\ \Omega)\rangle_{ic}^{at}$  - собственная атомная функция промежуточного типа связи, так что  $S$  - приближенное квантовое число) представляются в виде:

$$\langle ^1P_1\ 1_{ic} | \hat{H} | ^1P_1\ 1_{ic} \rangle = E(^1P_1) + a^2 H_{\pi} + \frac{b^2}{2} ({}^3H_G + {}^3H_{\pi}),$$

$$\langle ^1P_1\ 1_{ic} | \hat{H} | ^3P_2\ 1_{ic} \rangle = -\frac{b}{2} ({}^3H_G - {}^3H_{\pi}),$$

$$\langle ^1P_1\ 1_{ic} | \hat{H} | ^3P_1\ 1_{ic} \rangle = \frac{ab}{2} ({}^3H_G - (2^1H_{\pi} - {}^3H_{\pi})),$$

$$\langle ^3P_2\ 1_{ic} | \hat{H} | ^3P_2\ 1_{ic} \rangle = E(^3P_2) + \frac{1}{2} ({}^3H_G + {}^3H_{\pi}),$$

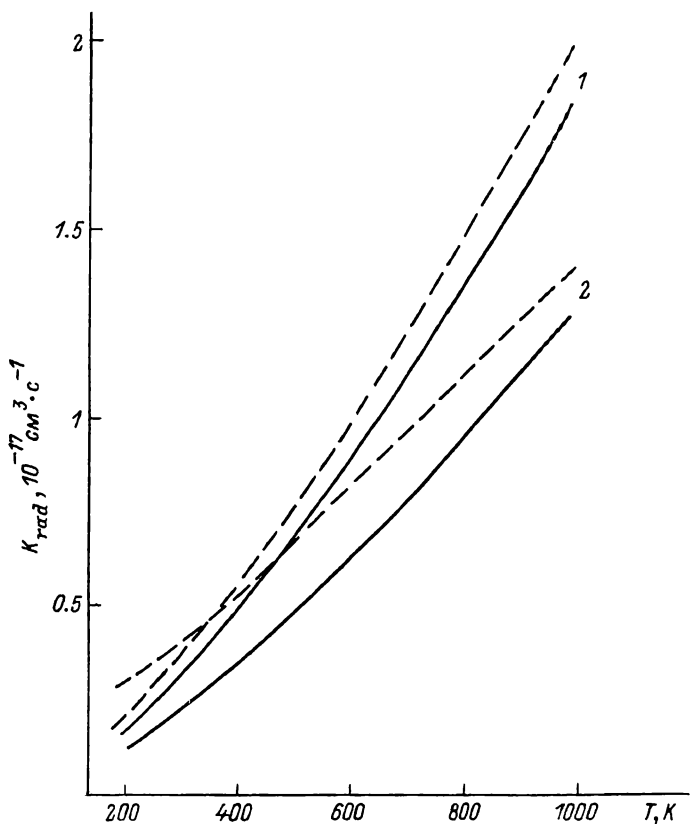


Рис. 1. Температурные зависимости констант скорости  $K_{rad}(T)$  для реакций (1). Сплошные кривые -  $Hg^* + Ne$ ; штриховые кривые -  $Hg + Ne$ ; 1 - расчет с потенциалами [9], 2 - расчет с потенциалами [10].

$$\langle {}^3P_{21ic} | \hat{H} | {}^3P_{11ic} \rangle = -\frac{a}{2} ({}^3H_G - {}^3H_{\pi}) , \quad (2)$$

$$\langle {}^3P_{11ic} | \hat{H} | {}^3P_{11ic} \rangle = E({}^3P_1) + \frac{a^2}{2} ({}^3H_G + {}^3H_{\pi}) + b^2 H_{\pi} ,$$

где  $E({}^1, {}^3P_J)$  - энергии атомных уровней,  $a, b$  - амплитуды разложения функций  $|M({}^1, {}^3P_J \Omega)\rangle_{ic}^{at}$  по атомным функциям  $LS$  - типа связи

$$\begin{aligned} |M({}^1P_1)\rangle_{ic}^{at} &= a |M({}^1P_1)\rangle_{LS}^{at} + b |M({}^3P_1)\rangle_{LS}^{at} , \\ |M({}^3P_1)\rangle_{ic}^{at} &= -b |M({}^1P_1)\rangle_{LS}^{at} + a |M({}^3P_1)\rangle_{LS}^{at} , \end{aligned} \quad (3)$$

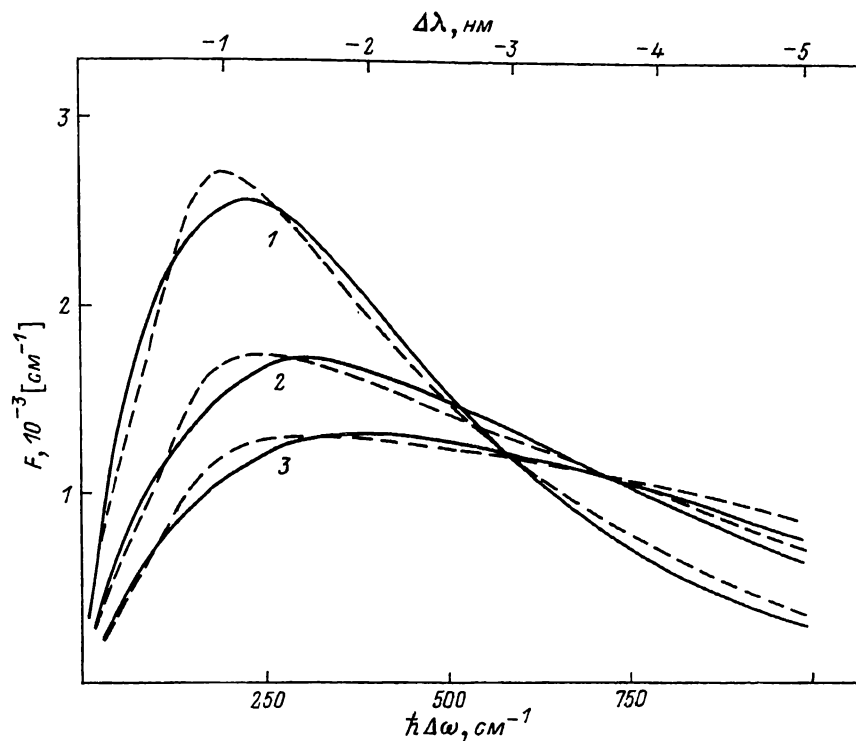


Рис. 2. Спектральные распределения фотонов  $F(k\Delta\omega, T)$  для реакций (1). Сплошные кривые -  $\text{Hg}^* + \text{Ne}$ ; штриховые кривые -  $\text{Hg}^* + \text{Ne}$ ; 1 -  $T=300$  К; 2 -  $T=500$  К; 3 -  $T=700$  К. Расчет с потенциалами [9].

$1, 3 \text{H}_{\text{e}}$  и  $1, 3 \text{H}_{\text{x}}$  - потенциалы взаимодействия  $M(nsn\rho) + \gamma(^1S_0)$  в состояниях  $^1, 3\Sigma$  и  $^1, 3\Pi$  без учета спин-орбитального расщепления. При расчетах использовались потенциалы  $1, 3\text{H}_{\text{e}, \pi}$  [9], а также зависимости  $1, 3\text{H}_{\text{e}, \pi}(R)$ , вычисленные в рамках метода псевдопотенциала по формулам работы [10].

Механизм радиационного распада в процессе (1) обусловлен примешиванием под действием межатомного взаимодействия к адиабатическим волновым функциям  $|\Omega = \pm 1(^3P_2)\rangle$  квазимолекулы  $M(nsn\rho \ ^3P_2) + \gamma(^1S_0)$  в состояниях с  $\Omega = \pm 1$  адиабатических функций  $|1, 3P_1 \pm 1_{ic}\rangle$  резонансных состояний:

$$|1(^3P_2)\rangle = c_1(R)|P_1 1_{ic}\rangle + c_2(R)|^3P_2 1_{ic}\rangle + c_3(R)|^3P_1 1_{ic}\rangle, \quad (4)$$

где амплитуды  $c_i(R)$  определяются в процессе диагонализации матрицы эффективного гамильтониана (2).

Радиационная ширина  $\Gamma(R)$  адиабатического квазимолекулярного состояния  $1(3P_2)$  представляется в виде

$$\Gamma(R) = \Gamma_0 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left( c_1 - b \frac{c_2}{a} \right)^2, \quad (5)$$

где  $\Gamma_0$  - радиационная ширина атомного резонансного состояния  $1P_1$ ,  $\omega(R)$  - частота перехода в квазимолекуле,  $\omega_0$  - частота атомного перехода  $1P_1 - 1S_0$ .

Полученные зависимости  $\Gamma(R)$  и адиабатические потенциалы [9, 10] для квазимолекул  $Hg^* + He$ ,  $Ne$  позволили в рамках полуклассического приближения (см., например, [11]) вычислить приведенные на рис. 1, 2 температурные зависимости полные констант  $K_{rad}(T)$  и спектральных распределений  $F(\hbar\Delta\omega, T)$  для реакций радиационного распада (1). Распределения  $F(\hbar\Delta\omega, T)$  нормированы условием  $\int F(\hbar\Delta\omega, T) d(\hbar\Delta\omega) = 1$ ,  $\Delta\omega$  ( $\Delta\lambda$ ) сдвиг частоты (длины волны) по отношению к частоте (длине волны) запрещенного атомного перехода  $3P_2 - 1S_0$ .

Результаты расчетов достаточно устойчивы по отношению к возможной неточности использованных потенциалов взаимодействия. Так, величины  $K_{rad}$ , вычисленные с потенциалами [9] и [10], отличаются не более чем полтора раза (рис. 1). Отметим, что для столкновений  $Hg(6^3P_2) + Y(1S_0)$  константа  $K_{rad}$  радиационного распада (1) существенно превосходит константы внутримультитетных переходов  $3P_2 \rightarrow 3P_{1,0}$  [12].

Реакции (1) для столкновений  $Hg(6^3P_2) + He, Ne$  сопровождаются излучением в коротковолновом крыле запрещенной линии  $3P_2 - 1S_0$  ( $\lambda_0 = 227.05$  нм). При  $T = 300$  К максимум полосы излучения сдвинут от центра запрещенной линии на величину  $\Delta\lambda = -1.15$  нм для  $Hg^* + He$  и  $\Delta\lambda = -0.94$  нм для  $Hg^* + Ne$ . Ширина спектрального распределения на полувысоте составляет  $\delta\lambda \sim 2.3$  нм. Отметим, что аналогичный спутник линии  $Hg(6^3P_2 - 1S_0)$  обнаружен экспериментально для смеси  $Hg - He$  [5, 6]. С ростом температуры положение максимума излучения сдвигается в коротковолновую область, а ширина распределения  $\delta\lambda$  быстро возрастает (рис. 2).

Авторы благодарны А.З. Девдариани и Ю.Н. Демкову за обсуждение результатов работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] C o u t t s J., P e c k S.K., S t o n e r R., C o o p e r J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 9. P. 3514-3521.
- [2] C o u t t s J., P e c k S.K., C o o p e r J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 3. P. 977-981.
- [3] K l e i b e r P.D., S a n d o K.M. // Phys. Rev. 1987. V. A35. N 9. P. 3715-3718.
- [4] K l e i b e r P.D., F l e t c h e r A.K., S a n d o K.M. // Phys. Rev. 1988. V. A37. N 9. P. 3584-3586.

- [5] Call ear A.B., Du K. // Chem. Phys. Lett. 1986. V. 128. N 2. P. 141-144.
- [6] Call ear A.B., Du K. // Chem. Phys. 1987. V. 113. N 1. P. 73-86.
- [7] Девдариани А.З., Загребин А.Л. // Хим. физика. 1986. Т. 5. № 2. С. 147-155.
- [8] Девдариани А.З., Загребин А.Л. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. В. 6. С. 1223-1227.
- [9] Z u s h a j E., S t o l l H., P r e u s s H. // J. Phys. 1987. V. B20. N 7. P. 1487-1507.
- [10] Загребин А.Л., Павловская Н.А. // Хим. физика. 1988. Т. 7. № 4. С. 435-445.
- [11] Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 232 с.
- [12] Девдариани А.З., Загребин А.Л. // Хим. физика. 1982. Т. 1. № 7. С. 947-956.

Поступило в Редакцию  
4 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

06.3

СИСТЕМА ДИОДНОЙ НАКАЧКИ АИГ- $Nd^{3+}$   
НА ОСНОВЕ  $InGaAsP / GaAs$  СТРУКТУР  
( $P_{1.06} = 320$  мВт, КПД 12 %)

Д.З. Гарбузов, А.Б. Гулаков,  
А.В. Кочергин, Н.А. Стругов,  
В.П. Чалый

Инжекционные источники излучения с  $\lambda = 0.808$  мкм на основе  $AlGaAs / GaAs$  гетероструктур используются для накачки твердотельных АИГ- $Nd^{3+}$  лазеров уже более 15 лет [1, 2]. Современный уровень разработок  $AlGaAs / GaAs$  лазеров, предназначенных для накачки АИГ- $Nd^{3+}$  активных элементов, может быть охарактеризован следующими максимальными параметрами, достигнутыми при использовании лазеров с одиночной излучающей областью шириной порядка 100 мкм: предельная мощность непрерывного излучения ( $\lambda = 1.06$  мкм) порядка 350 мВт при полном КПД преобразования электрической мощности в световую 9.1 % [3] и 11 % [4].

Альтернативной по отношению к системе  $AlGaAs / GaAs$  является система  $InGaAsP / GaAs$ , в которой так же могут быть созданы высокоэффективные лазеры с длиной волны излучения  $\lambda = 0.808$  мкм, обеспечивающей эффективную накачку АИГ- $Nd^{3+}$  лазеров.