

- [1] V a c h H., S e a t o n C.T., S t e g e m a n C.J.,
K h o o I.C. - Opt. Lett., 1984, v. 9, N 6,
p. 238-240.
- [2] V a l e r a J.D., S e a t o n C.T., S t e g e -
m a n G.I., S h o e m a k e r R.L., X u M a i,
L i a o C. - Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 10,
p. 1013-1015.
- [3] V a l e r a J.D., S v e n s s o n B., S e a -
t o n C.T., S t e g e m a n G.I. - Appl. Phys.
Lett., 1986, v. 48, N 5, p. 573-580.
- [4] K h o o I.C. - Phys. Rev. A, 1982, v. 25, № 2,
p. 1040-1048.
- [5] S a n t a n a m a t o E., S a s s o A., B r u z -
z e s e R., S h e n Y.R. - Opt. Lett., 1986,
v. 11, N 7, p. 452-454.
- [6] K a p l a n A.E. - JEEE Journ. of Quant. Electr.,
1981, v. QE-17, N 3, p. 336-340.

Азербайджанский государственный
университет им. С.М. Кирова,
Баку

Поступило в Редакцию
9 июля 1987 г.
В окончательной
редакции 3 декабря
1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

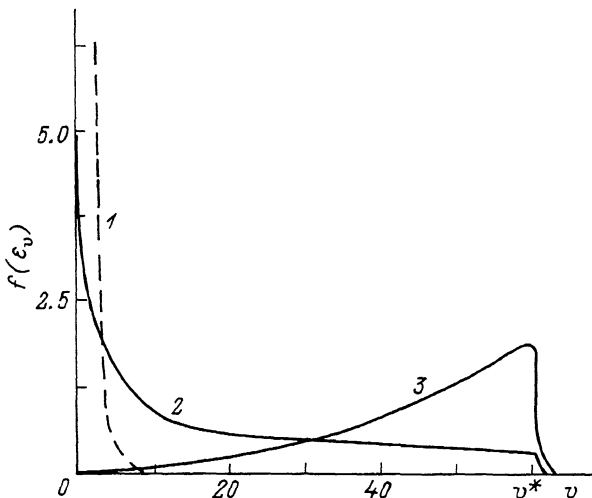
12 марта 1988 г.

УСИЛЕНИЕ ДАЛЬНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСИМЕРНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ ГАЛОГЕНИДОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В.В. Д а ц ю к, И.А. И з м а й л о в,
В.А. К о ч е л а п

1. Эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов наиболее исследованы к настоящему времени [1-4]. Одна из их особенностей состоит в том, что в результате физико-химических процессов происходит заселение верхних колебательных уровней возбужденных эксимерных молекул (ЭМ), а в генерации участвуют основной или несколько нижних колебательных уровней. Поскольку гетероядерные ЭМ характеризуются ионной связью, между их колебательными уровнями должны возникать радиационные ИК-переходы.

В настоящей работе впервые предсказывается 1) существование инверсной населенности между определенными колебательно-вращательными уровнями ЭМ и 2) усиление ИК-излучения, отвечающего переходам между этими уровнями.



Зависимость функции распределения по колебательной энергии f от энергии v -го колебательного уровня ϵ_v . Кривая 1 – бoльцмановская функция распределения, $f(v=0)=100$; кривая 2 соответствует $\alpha=0.5$; 3 – $\alpha=3$ ($\hbar\omega=T$).

2. Функция распределения $f(\epsilon)$ ЭМ по колебательной энергии ϵ определяется процессами заселения, дезактивации и VT-релаксации. В области низких колебательных уровней функция распределения обычно близка к бoльцмановской. Однако в области высоких колебательных уровней даже при быстрой колебательной релаксации $f(\epsilon)$ является сильно неравновесной [5] (см. рисунок):

$$f(\epsilon) = \omega \tau_{VT} \frac{\hbar\omega}{\alpha D} \frac{[1 - (1 - \epsilon/D)^{1/2}]^{\alpha-1}}{[1 - (1 - \epsilon_*/D)^{1/2}]^{\alpha}} \rho(\epsilon), \quad (1)$$

где ω – темп рождения ЭМ (число актов реакции образования ЭМ за 1 с в 1 см³) с энергией ϵ_* ; $\alpha = \tau_{VT}/\tau_q$, τ_{VT} – время VT-релаксации [5], τ_q – время жизни, $\hbar\omega$ – колебательный квант, D – энергия диссоциации, $\rho(\epsilon)$ – плотность колебательных состояний ЭМ, T – температура газа.

Для определения характера заселения вращательных уровней ЭМ заметим, что в атмосфере легких инертных газов $\tau_{VT} \geq 10^2 \tau_0$, τ_0 – время газокинетических столкновений, а время вращательной релаксации $\tau_r \approx \tau_0$ [4, 6]. Если выполняются условия

$$\tau_r \ll \tau_q, \quad \tau_r \ll \nu^{-1} \tau_{VT}, \quad (2)$$

распределение ЭМ по вращательным уровням j будет бoльцмановским с температурой среды T .

Допустим, что неравенства (2), накладывающие ограничения на давление инертного газа и значения ν , выполняются. При распределении (1) формула для плотности инверсии на колебательно-вращательном переходе $\nu, j \rightarrow \nu-1, j \pm 1$ имеет вид

$$A_{\nu-1, j \pm 1}^{\nu, j} = \left(\pm \frac{j}{j_m^2} - \frac{1-x}{\nu} \right) \frac{(2j+1)B}{T} e^{-\frac{\nu j(j+1)}{T}} \frac{f(\epsilon_{\nu})}{\rho(\epsilon_{\nu})}, \quad (3)$$

где B - вращательная постоянная, ϵ_{ν} - энергия ν -го колебательного уровня, $j_m = (T/2B)^{1/2}$ - номер максимально заселенного вращательного уровня. При $x < 1$ реализуется полная инверсия, усиление возможно для всех переходов в Р-ветвях колебательно-вращательного спектра и тех переходов R-ветвей, для которых

$j < j_m^2 \frac{x-1}{\nu}$. При $x < 1$ существует частичная инверсия и усиление возможно для переходов Р-ветвей с $j_m^2 \frac{1-x}{\nu} < j < j_m^2 \frac{\hbar\omega}{T}$.

3. Коэффициент усиления ИК-излучения на переходе $\nu, j \rightarrow \nu-1, j \pm 1$ запишем в виде

$$\alpha_{\nu-1, j \pm 1}^{\nu, j} = \bar{\sigma}_{\nu, j} A_{\nu-1, j \pm 1}^{\nu, j}, \quad (4)$$

где $\bar{\sigma}_{\nu, j}$ - сечение индуцированного излучения известным образом выражается через матричный элемент дипольного момента перехода $\nu \rightarrow \nu-1$ [7]. Существует аналогия между возбужденными ионными состояниями ЭМ и основными состояниями соответствующих щелочно-галогидных молекул (например, молекула KrF^* аналогична RbF) [1]. Для таких состояний дипольный момент перехода ЭМ полагаем равным дипольному моменту перехода щелочно-галогидных молекул [8]. Примем столкновительную ширину линии ИК-излучения равной 4 Гц/атм [4]. Тогда для ЭМ KrF, XeF , в частности, имеем $\bar{\sigma}_{\nu, j_m} = 5 \cdot 10^{-17} \nu^2 / \rho$ см², ρ - давление в атм., $T=300$ К.

Коэффициент усиления (4) через плотность инверсии (3) определяется темпом образования частиц ω (см. (1)). Однако α

удобнее выразить через концентрацию ЭМ - $N = \int_0^{\epsilon} f(\epsilon) d\epsilon$. Значение N может быть восстановлено по измеренной мощности спонтанного УФ-излучения ЭМ. Из (1), (3), (4) для переходов с максимально заселенного уровня J_m получаем

$$\alpha_{\nu-1, j_m \pm 1}^{\nu, j_m} = \bar{\sigma}_{\nu, j_m} \left(\pm \frac{1}{j_m} - \frac{1-x}{\nu} \right) \frac{x}{\sqrt{\epsilon} j_m \nu} \left(\frac{\epsilon_{\nu}}{\epsilon_*} \right)^x N. \quad (5)$$

4. В качестве примера рассмотрим смесь $F_2 : Kr : He = 2:5:100$, $\rho=0.1$ атм, $T=300$ К. Среда с такими параметрами возбуждалась

электрическим разрядом [9]. Согласно измеренной мощности спонтанного УФ-излучения в этих условиях достигалась $N=4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом $\alpha \approx 1$, $\varepsilon_* = 1.8$ эВ. Критерии (2) выполняются. Для ЭМ $KrF(B)$ на переходе $\nu=25, j_m=22 \rightarrow \nu=24, j=23$ получаем $\sigma_{\nu, j_m} = 1.2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $\lambda = 40 \text{ мкм}$; для перехода $\nu=50 \rightarrow \nu=49$, $\sigma_{\nu, j_m} = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $\lambda = 50 \text{ мкм}$. Подставляя значения параметров в (5), получаем $\alpha_{25, 22} = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{49, 23} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Из изложенного следует, что в активной среде эксимерных лазеров на галогенидах инертных газов (XeF , KrF , $XeCl_2$) возможно усиление света в длинноволновом спектральном диапазоне $\lambda = 30-80 \text{ мкм}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Газовые лазеры / Под ред. И. Мак-Даниеля и У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 549 с.
- [2] Е л е ц к и й А.В. - УФН, 1978, т. 125, № 2, с. 279-314.
- [3] М о л ч а н о в А.Г. - Труды ФИАН, 1986, т. 171, с. 54-127.
- [4] B l a u e r J.A., Y a n g T.T., T u r n e r C.E., S o r e l a n d D.A. - Appl. Phys., 1984, v. 23, N 23, p. 4352-4367.
- [5] Д а ц ю к В.В., И з м а й л о в И.А., К о ч е л а п В.А. - Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 10, с. 2120-2123.
- [6] S o r k u m P.V., T a y l o r R.S. - IEEE J. Quant. Electron., 1982, v. 17, N 11, p. 1962-1975.
- [7] Химические лазеры / Под ред. Н.Г. Басова. М.: Наука, 198. 400 с.
- [8] S h a n k e r J., A g r a w a l H.V. - Can. J. Phys., 1982, v. 60, N 8, p. 1187-1192.
- [9] G e r b e r T., L ü t h y W., B u r k h a r d P. - Opt. Commun., 1980, v. 35, N 2, p. 242-244.

Институт полупроводников
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
7 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

О РЕЗИСТИВНОМ УСКОРЕНИИ ИОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

В.П. Борзенко, О.Л. Волков, В.И. Красов,
И.А. Крикберг, В.Л. Паперный, В.Г. Симонов

Известны два основных механизма ускорения ионов в генерируемой катодом плазменной струе вакуумной дуги. Первый основан на предположении об установлении в плазме распределения потен-