

КОНТУР ЛИНИЙ ИСПУСКАНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ РЕЗОНАНСНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГАЗАХ

А. Б. Будницкий и А. К. Попов

Рассматривается возможность наблюдения параметрического взаимодействия в газе четырех полей, резонансных смежным оптическим переходам среды. Проанализирован контур линии испускания одного из полей в присутствии остальных. Показано, что параметрический вклад имеет такой же порядок величины, что и вклады за счет других процессов, и может наблюдаться при типичных для газовых лазеров интенсивностях излучения порядка нескольких милливатт.

1. Одним из нелинейных оптических явлений в среде является параметрическое испускание (ПИ) [1-3]. ПИ обычно наблюдается в твердых телах, когда частоты всех действующих полей далеки от резонансов среды, поэтому требуются большие интенсивности задающих полей. В работах [4] предложен способ параметрического преобразования, когда одно из полей резонансно оптическому переходу среды (рубина). За счет этого можно уменьшить интенсивность возбуждающего поля.

В настоящее время в газовых средах достигнута генерация на различных атомных переходах одного и того же вещества. При этом ПИ может происходить в условиях, когда все взаимодействующие поля близки к резонансам смежных оптически разрешенных переходов. В резонансных условиях требования на интенсивности возбуждающих полей резко снижаются, однако появляется ряд специфических особенностей. Во-первых, параметрический процесс идет на фоне других резонансных процессов. Во-вторых, в квазирезонансных условиях действительная и мнимая часть нелинейной восприимчивости среды могут быть сравнимы по величине, и параметрическое усилие может осуществляться при различных соотношениях фаз задающих полей. Наконец, в газах существенную роль играет доплеровский эффект движения частиц, который приводит к тому, что для различных схем переходов могут заметно меняться вклады действующих полей и даже порядок величины задающих полей, необходимый для наблюдения явления.

Ниже обсуждается возможность наблюдения резонансного параметрического взаимодействия в разряде неона, когда задающими полями является излучение гелий-неоновых лазеров.

2. Рассмотрим поляризацию атома, движущегося в поле.

$$E(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re} \sum_{i=1}^4 E_i \exp \{i(\mathbf{k}_i \mathbf{r} - \omega_i t)\},$$

частота каждой компоненты которого близка к частоте одного из переходов (рис. 1). В силу правил отбора такое число полей является минимальным для резонансного параметрического взаимодействия на атоме. Решая систему уравнений для матрицы плотности, в третьем порядке теории возмущений можно получить следующее выражение для поляризации на частотах, близких к частоте ω_{m1} :

$$P_{lm}(\mathbf{r}, t) = d_{m1} \{r_{lm} \exp [i(\mathbf{k}_4 \mathbf{r} - \omega_4 t)] + r_{lm} \exp [i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) \mathbf{r} - i(\omega_1 - \omega_2 + \omega_3) t]\},$$

где d_{ml} — матричный элемент дипольного момента, r_{lm} и \tilde{r}_{lm} — амплитуды недиагонального элемента матрицы плотности при соответствующих экспонентах. Формулы для r_{lm} и \tilde{r}_{lm} имеют вид

$$r_{lm} = \frac{-iV_{lm}}{\Gamma_{lm} + i\Omega'_4} \left\{ n_m - n_l - \left[\frac{2\Gamma_{mn}}{\Gamma_m} \frac{n_m - n_n}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_3'^2} + \frac{1}{\Gamma_{ln} + i(\Omega'_4 - \Omega_3')} \right] \times \right. \\ \times \left. \left(\frac{n_m - n_n}{\Gamma_{mn} - i\Omega_3'} + \frac{n_m - n_l}{\Gamma_{lm} + i\Omega_4'} \right) \right\} |V_{mn}|^2 - \left[\frac{2\Gamma_{lg}}{\Gamma_e} \frac{n_g - n_e}{\Gamma_{lg}^2 + \Omega_1'^2} + \frac{1}{\Gamma_{gm} + i(\Omega'_4 - \Omega_1')} \right] \times \\ \times \left(\frac{n_g - n_l}{\Gamma_{lg} - i\Omega_1'} + \frac{n_m - n_l}{\Gamma_{ml} + i\Omega_4'} \right) |V_{lg}|^2 - \Gamma_{ml} \frac{\Gamma_m + \Gamma_l}{\Gamma_m \Gamma_l} \frac{n_m - n_l}{\Gamma_{ml}^2 + \Omega_4'^2} |V_{ml}|^2, \quad (1)$$

$$\tilde{r}_{lm} = \frac{iV_{lg}V_{gn}V_{nm}}{\Gamma_{ml} + i(\Omega'_1 - \Omega'_2 + \Omega'_3)} \left\{ \frac{1}{\Gamma_{gm} + i(\Omega'_3 - \Omega'_2)} \left[\frac{n_g - n_n}{\Gamma_{ng} - i\Omega_2'} + \frac{n_m - n_n}{\Gamma_{mn} + i\Omega_3'} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{\Gamma_{ln} + i(\Omega'_1 - \Omega'_2)} \left[\frac{n_g - n_n}{\Gamma_{ng} - i\Omega_2'} + \frac{n_g - n_l}{\Gamma_{lg} + i\Omega_1'} \right] \right\}, \quad (2)$$

где V_{ij} — матричный элемент гамильтониана взаимодействия (например, $V_{lg} = -E_1 d_{lg}/2\hbar$) ($|V_{ij}/\Gamma_{ij}| \ll 1$), $n_i - n_j$ — не возмущенные полями разности заселенностей для частиц с данной скоростью, $\Gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, $\hbar\Gamma_i$ — ширины уровней, Ω'_i — выходы из резонансов для соответствующих переходов с учетом доплеровского сдвига: $\Omega'_4 = \omega_4 - \omega_{ml} - k_4 v = \Omega_4 - k_4 v$.

Первые слагаемые в прямых скобках формулы (1) отражают изменение разности заселенности на переходе $m-l$ под действием полей на смежных переходах. Вторые — их интерференционные вклады [5, 6]. Третьи слагаемые учитывают расщепление линии под действием полей E_1 и E_3 [5, 7, 8]. Нетрудно заметить, что так как $k_4 > k_3$, k_1 все полюса третьих слагаемых как функций $k_4 v$ лежат в одной полуплоскости. Следовательно, при $k_4 v \gg \Gamma$ среднее по v этих слагаемых равно нулю. (При $k_4 > k_3$, k_1 это явление проявляется лишь для $|V| \sim \sqrt{\Gamma k_4 v}$, при $k_4 < k_3$ или $k_4 < k_1$ расщепление проявляется при $|V| \sim \Gamma$ [7, 8]. Последний член в формуле (1) отражает насыщение разности заселенностей на переходе ml полем E_4 .

Выражение (2) описывает параметрический вклад в поляризацию P_{lm} . Можно показать, что среднее по v этого члена отлично от нуля, если в параметрическом процессе есть хотя бы один акт вычитания частоты ($k_4 < k_1 + k_2 + k_3$) в противном случае этот член появляется лишь в приближении $|V| \sim \sqrt{\Gamma k_4 v}$.

Усредняя r_{lm} и \tilde{r}_{lm} по скоростям с максвелловским распределением шириной \bar{v} ($k_4 \bar{v} \gg \Gamma$) и принимая во внимание, что параметрический вклад наиболее эффективно проявляется лишь при условии временного и пространственного синхронизма

$$\Omega_4 = \Omega_1 - \Omega_2 + \Omega_3, \quad k_4 = k_1 - k_2 + k_3 \quad (3)$$

получаем следующее выражение для мощности испускания в единице объема:

$$w_{ml}(\Omega_4) = 2\hbar\omega_{ml} \frac{\sqrt{\pi} |V_{lm}|^2}{k_4 \bar{v}} e^{-\left(\frac{\Omega_4}{k_4 \bar{v}}\right)^2} \left\{ (N_m - N_l) \left(1 - \frac{|V_{lm}|^2}{\Gamma_l \Gamma_m} \right) - \right.$$

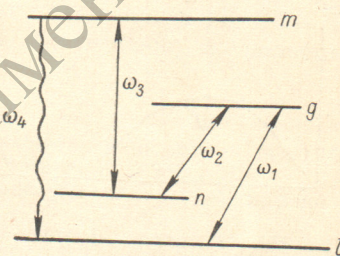


Рис. 1. Схема уровней.

$$\begin{aligned}
& - \frac{\Gamma_3^+}{\Gamma_4} \frac{\frac{k_4}{k_3} (N_m - N_n)}{\Gamma_3^{+2} + \left(\Omega_4 - \frac{k_4}{k_3} \Omega_3\right)^2} |V_{mn}|^2 - \frac{\Gamma_1^+}{\Gamma_1} \frac{\frac{k_4}{k_1} (N_g - N_l) |V_{lg}|^2}{\Gamma_1^{+2} + \left(\Omega_4 - \frac{k_4}{k_1} \Omega_1\right)^2} \Bigg\} - \\
& - \delta_{\Omega_4, \Omega_1 - \Omega_2 + \Omega_3} \delta_{\mathbf{k}_4, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3} \frac{2\hbar\omega_{ml} \sqrt{\pi} |V_{ml} V_{lg} V_{gn} V_{nm}|}{k_2 \bar{v}} e^{-\left(\frac{\Omega_2}{k_2 \bar{v}}\right)^2} \times \\
& \times \operatorname{Re} \left\{ e^{i\varphi} \frac{N_g - N_n}{\left[\tilde{\Gamma}_1 + i\left(\Omega_1 - \frac{k_1}{k_2} \Omega_2\right)\right] \left[\tilde{\Gamma}_3 + i\left(\Omega_3 - \frac{k_3}{k_2} \Omega_2\right)\right]} \right\}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где δ — символ Кронекера, φ — соответствующая линейная комбинация фаз полей: $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_4$, N_i — интегральные по \mathbf{v} заселенности уровней,

$$\begin{aligned}
\Gamma_3^+ &= \Gamma_{ln} + \left(\frac{k_4}{k_3} - 1\right) \Gamma_{mn}, \quad \Gamma_1^+ = \Gamma_{gm} + \left(\frac{k_4}{k_1} - 1\right) \Gamma_{lg}, \\
\tilde{\Gamma}_3 &= \Gamma_{gm} + \left(\frac{k_3}{k_2} - 1\right) \Gamma_{ng}, \quad \tilde{\Gamma}_1 = \Gamma_{nl} + \left(\frac{k_1}{k_2} - 1\right) \Gamma_{ng}.
\end{aligned}$$

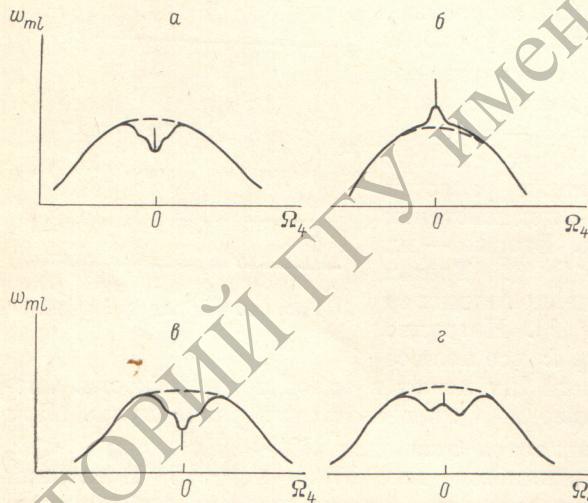


Рис. 2. Возможные виды спектров испускания. $a - (N_m - N_n), (N_g - N_l) > 0; (N_g - N_n) \cos \varphi < 0; \Omega_2 = \frac{k_2}{k_1} \Omega_1 = \frac{k_2}{k_3} \Omega_3$; $б - (N_m - N_n), (N_g - N_l), (N_g - N_n) \cos \varphi < 0; \Omega_2 = \frac{k_2}{k_1} \Omega_1 = \frac{k_2}{k_3} \Omega_3$; $в - (N_m - N_n), (N_g - N_l), (N_g - N_n) \cos \varphi > 0; \Omega_2 = \frac{k_2}{k_1} \Omega_1 = \frac{k_2}{k_3} \Omega_3$; $г - (N_m - N_n), (N_g - N_l) > 0; (N_g - N_n) \cos \varphi < 0; \Omega_2 = \frac{k_2}{k_1} \Omega_1 \neq \frac{k_2}{k_3} \Omega_3$.

Усреднение по \mathbf{v} выполнено в предположении, что все волновые вектора параллельны.

3. Рассмотрим случай

$$\Omega_2 = \frac{k_2}{k_1} \Omega_1 = \frac{k_2}{k_3} \Omega_3. \quad (5)$$

При этом центры интерференционных и параметрической особенностей совпадают. Если $\Omega_2 = 0$, то все особенности возникают в центре доплеровского контура. Знаки соответствующих особенностей определяются знаками $N_m - N_n, N_g - N_l, (N_g - N_n) \cos \varphi$. Если все $\Gamma_{ij}, |V_{ij}|$ и $N_i - N_j$ одного порядка, то максимумы всех особенностей также одного порядка. Если $|N_m - N_l|, |(N_g - N_n) \times \cos \varphi| \gg |N_m - N_n|, |N_g - N_l|$, то интерференционные вклады не прояв-

ляются и ПИ возникает прямо на доплеровской подкладке.

В общем случае ПИ может возникать и не в центре интерференционных особенностей. Например, при $\Omega_1/k_1 \neq \Omega_3/k_3$, но $\Omega_2 = \frac{k_2}{k_1} \Omega_1$, ПИ происходит на частоте $\Omega_4 = \frac{k_4}{k_1} \Omega_1 + \left(\Omega_3 - \frac{k_3}{k_1} \Omega_1\right)$, а его интенсивность определяется фактором

$$\operatorname{Re} \left\{ \left[\tilde{\Gamma}_3 + i \left(\Omega_3 - \frac{k_3}{k_1} \Omega_1 \right) \right]^{-1} \exp(i\varphi) \right\},$$

т. е. интенсивность ПИ убывает с увеличением расстояния между интерференционными максимумами. Возможные виды спектров испускания представлены на рис. 2.

4. Анализируемое явление можно наблюдать, например, в разряде в неоне. При этом в качестве перехода lg может служить переход $2p_4-2s_2$ ($\lambda=1.15$ мкм), перехода $ng-2p_2-2s_2$ ($\lambda=1.17$ мкм) и перехода $nm-2p_2-3s_2$ ($\lambda=0.64$ мкм). На всех этих переходах получена генерация. Переходу lm соответствует $\lambda=0.63$ мкм. Отклонения от пространственного синхронизма (3) допустимы на угол $\Theta \sim \sqrt{\lambda/l}$, где l — длина разряда. Если менять ориентации волновых векторов k_1, k_2, k_3 на противоположные по сравнению с условием (3), то в ПИ будет давать вклад лишь граничный слой атомов толщиной порядка λ , а в $\langle r_{lm}(v) \rangle_v$ будут появляться слагаемые, пропорциональные и другим $N_i - N_j$. При k_2 , антипараллельном остальным k_i , параметрический член в приближении $|V| \ll \Gamma$ исчезает совсем. Формулы (1) и (2) справедливы и при $\Gamma_{ij} \neq (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, т. е. с учетом столкновений. Предположение о радиационной релаксации сделано лишь для того, чтобы представить формулу (4) в более прозрачном для анализа виде.

Интерференционные особенности в спектрах неона легко наблюдаются при интенсивностях внешнего поля порядка нескольких милливольт [9]. Из приведенного выше анализа следует, что интерференционные и параметрический вклады одинаковы по порядку величины и, следовательно, могут наблюдаться при этих же интенсивностях полей (когда $|V|/\Gamma \sim 1$).

Авторы признательны С. Г. Раутиану и И. М. Бетерову за полезные обсуждения данной работы.

Литература

- [1] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. М., 1964.
- [2] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. Изд. «Мир», М., 1966.
- [3] В. М. Файн, Я. И. Ханин. Квантовая радиофизика. Изд. «Сов. радио», М., 1965.
- [4] Б. П. Кирсанов, А. С. Селиваненко. Опт. и спектр., 23, 455, 614, 938, 1967; 26, 986, 1969.
- [5] Г. Е. Ноткин, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, 52, 1673, 1967.
- [6] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, 57, 850, 1969.
- [7] T. Hänsch, R. Keil, A. Shabert, Ch. Schmelser, P. Toschek. Z. Phys., 226, 293, 1969.
- [8] А. К. Попов. ЖЭТФ, 58, 1623, 1970.
- [9] И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., 28, 357, 1970.

Поступило в Редакцию 17 января 1970 г.