

УДК 621.378 : 535.21

## КОГЕРЕНТНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ НЕЛИНЕЙНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГАЗА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. П. Мищенко*

Предлагаются новые поляризационные методы независимого определения трех релаксационных констант газового перехода  $J = 0 \rightarrow J = 1$  с большим доплеровским уширением. Методы заключаются в регистрации поляризованного сигнала пробного поля на параметрической частоте при наличии насыщающего и слабого (вспомогательного) полей и используют когерентные четырехфотонные процессы на вырожденном переходе в магнитном поле. Показано, как нужно выбирать поляризации, начальные фазы, частотные расстройки и интенсивности полей, а также величину зеемановского расщепления, чтобы в спектре параметрического излучения наблюдать разнесенные по частоте или магнитному полю нелинейные резонансы, несущие информацию о трех константах. Анализируются возможности магнитоскопического и спектроскопического способов снятия характеристик.

Методы пробного поля в нелинейной спектроскопии газовых систем с большим доплеровским уширением широко используются для определения констант релаксации и имеют ряд экспериментальных разновидностей (встречные, однонаправленные и пространственно-разнесенные волны) [1-3]. Кроме того, пробное поле может быть резонансно переходу сильного поля или же одному из смежных переходов. Сильное поле в отличие от слабого деформирует доплеровский контур. Одним из наиболее эффективных является метод однонаправленных волн. В спектре поглощения пробного поля на фоне доплеровского контура возникает три узких совмещенных резонанса с ширинами  $2\Gamma$ ,  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$  ( $2\Gamma$  — ширина линии,  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$  — полуширины нижнего и верхнего уровней).

В ряде работ [2-8] было показано, что нелинейные явления в газовой системе с вырождением весьма чувствительны к состояниям поляризации полей. Поляризационные методы [8, 9], использующие такие явления, чувствительнее, удобнее и информативнее прежних методов. Перечисленные методы дополняют друг друга, и для получения полной информации о трех релаксационных константах необходимо сочетать их. Тем не менее, при произвольном соотношении между константами  $\Gamma$ ,  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$  интерпретация спектра затруднена.

Новые спектроскопические возможности появляются при помещении газовой системы в продольное магнитное поле [10-13]. В этом случае одновременно с отстройкой полей от положения резонанса можно осуществлять магнитное сканирование частотного расстояния между зеемановскими подуровнями. Используя последнее обстоятельство, в некоторых случаях [12, 13] можно независимо измерить ширину верхнего вырожденного уровня.

В настоящей работе предлагаются методы независимого определения всех трех релаксационных констант перехода  $J_0 = 0 \rightarrow J_1 = 1$  ( $J_i$  — полный момент атома на уровне  $i$ ). Эти методы используют четырехфотонные параметрические процессы (ЧПП) [14-17] в газовой системе, помещенной в магнитное поле. Ниже будет показано, что, выбирая определенным образом поляризации, начальные фазы, направле-

ния распространения, частотные расстройки и интенсивности полей, а также величину зеемановского расщепления, в ряде случаев можно выделить и разнести по частоте или по магнитному полю узкие параметрические резонансы, несущие информацию о  $\Gamma$ ,  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$ .

### 1. ОСНОВНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ

Пусть сильное (насыщающее) поле  $E_1$ , а также вспомогательное  $E_2$  и пробное  $E_3$  поля (не приводящие к нелинейным явлениям) распространяются вдоль оси  $z$  газовой кюветы и резонансы переходу  $J_0 = 0 \rightarrow J_1 = 1$  (рис. 1). Магнитное поле  $H$  направим вдоль этой же оси. Поля  $E_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) линейно поляризованы в плоскости, перпендикулярной оси кюветы. Представим их в виде сумм ортогональных круговых компонент:

$$E_j = \frac{1}{2} \sum_{\lambda=\pm 1} [e_\lambda E_{j\lambda}^0 \exp[-i(\Omega_j t - k_j z - \varphi_{j\lambda})] + e_\lambda^* E_{j\lambda}^0 \exp[i(\Omega_j t - k_j z - \varphi_{j\lambda})], \quad e_{\pm 1} = \mp (1/\sqrt{2})(e_x \pm ie_y), \quad (1)$$

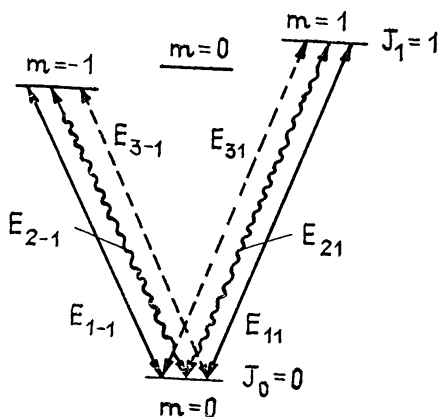
где  $\Omega_j$  — частота,  $E_{j\lambda}^0$  — амплитуда,  $\varphi_{j\lambda}$  — начальная фаза при  $z = t = 0$   $\lambda$ -компоненты волны  $E_j$ ,  $e_\lambda$  — орт поляризаций, индекс  $\lambda = -1$  соответствует левой круговой поляризации, а  $\lambda = 1$  — правой.

В дальнейшем положим волновые векторы всех полей одинаковыми ( $k_j \approx k$ ), так как отличие частот полей меньше доплеровской ширины линии  $\Delta\omega_d$ .

Будем интересоваться формой линии вынужденного излучения (или поглощения) вблизи параметрической частоты  $2\Omega_1 - \Omega_2$ . Необходимым условием параметрического взаимодействия является выполнение условий частотного и волнового синхронизма

$$2\Omega_1 - \Omega_2 = \Omega_3, \quad 2k_1 - k_2 = k_3. \quad (2)$$

Рис. 1. Схема перехода  $J_0 = 0 \rightarrow J_1 = 1$  в магнитном поле.



Их можно обеспечить при однонаправленном распространении волн. В дальнейшем мы рассмотрим еще и фазовые условия.

Поле  $H$  приводит к зеемановскому расщеплению верхнего уровня на три компоненты с частотными интервалами  $\Omega_0 = \mu_0 g H / \hbar$ , где  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $g$  — фактор Ланде для верхнего уровня. Ограничим  $H$  условием  $\Omega_0 < \Delta\omega_d$ .

Система уравнений для элементов матрицы плотности имеет вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z}\right) \rho_{mm'} + (\gamma_1 + i\Omega_0 [m - m']) \rho_{mm'} &= \frac{i}{\hbar} (E d_{m0} \rho_{0m'} - \rho_{m0} d_{0m'} E) + \gamma_1 n_1 \delta_{mm'}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z}\right) \rho_{00} + \gamma_0 \rho_{00} &= \frac{i}{\hbar} \sum_m (E d_{0m} \rho_{m0} - \rho_{0m} d_{m0} E) + \gamma_0 n_0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z}\right) \rho_{m0} + (\Gamma + i\Omega_0 m + i\omega_0) \rho_{m0} &= \\ &= \frac{i}{\hbar} (E d_{m0} \rho_{00} - \sum_{m'} \rho_{mm'} d_{m'0} E), \end{aligned} \quad (3)$$

где индексы  $m$  и  $m'$  нумеруют зеемановские подуровни ( $m, m' = 0, \pm 1$ ),  $d_{m_0}$  — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода  $m - 0$ ,  $\omega_0$  — собственная частота перехода в отсутствие полей,  $\delta_{mm'}$  — символ Кронекера,  $v$  — скорость молекулы,  $n_i$  — равновесная населенность уровня  $i$ ,  $\Gamma = (\gamma_0 + \gamma_1)/2 + \gamma_{\text{ст}}$  — однородная полуширина линии с учетом столкновений,  $\gamma_{\text{ст}}$  — константа ударного уширения.

Решение системы (3) с точностью до членов  $G_{2\lambda}$  и  $G_{3\lambda}$  (где  $G_{j\lambda} = |d_{m_0}| E_{j\lambda}^0 / 2\hbar$ ) в приближении слабого насыщения описано в Приложении. Здесь приведем лишь нелинейную часть выражения для мощности  $\omega_\lambda$  параметрического излучения (поглощения) волны с левой ( $\lambda = -1$ ) и правой ( $\lambda = 1$ ) поляризацией после усреднения по скоростям в доплеровском пределе. Кроме того, считаем, что интенсивность пробного поля намного меньше, чем интенсивность вспомогательного, т. е.  $|E_3| \ll |E_2|$ . Тогда

$$\omega_\lambda = c \operatorname{Re} (G_{11}^+ G_{1-1}^+ G_{2-\lambda}^- G_{3\lambda}^- B_\lambda) + c \operatorname{Re} (G_{1\lambda}^+ G_{1\lambda}^+ G_{2\lambda}^- G_{3\lambda}^- B_0), \quad (4)$$

где  $c = 2\sqrt{\pi} (uk)^{-1} \hbar \Omega_3 n_{10} \exp [-(\Delta_2/uk)^2]$ ,  $G_{j\lambda}^\pm = G_{j\lambda} \exp (\pm i\varphi_{j\lambda})$ ,  $\delta = \Omega_1 - \Omega_2 = \Omega_3 - \Omega_1$  — частота биений,  $n_{10}$  — разность населенностей на переходе,  $u$  — среднетепловая скорость молекул. Функция

$$B_\lambda = \frac{1}{\delta - \lambda\Omega_0 + i\Gamma} \left( \frac{1}{\delta + i\gamma_0} + \frac{1}{\delta - 2\lambda\Omega_0 + i\gamma_1} \right) \quad (\lambda = 0, \pm 1) \quad (5)$$

описывает узкие нелинейные резонансы в спектре.

Процессы, связанные с первым и вторым членами в (4), при  $\lambda = 1$  проиллюстрированы на рис. 2а и б соответственно, а при  $\lambda = -1$  — на рис. 2в и г соответственно.

## 2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ НЕЛИНЕЙНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В этом разделе изучим возможности когерентных параметрических процессов для определения релаксационных констант газа. Считаем, что экспериментально можно выделить любую из круговых составляющих мощности (4), а также их сумму. Из формулы (4) видно, что, выбирая определенным образом фазовые условия для взаимодействующих полей, можно «включать» отдельные параметрические члены.

Последний член в (4) описывает узкие резонансы вблизи  $\delta = 0$ , которые содержат информацию о  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$  и  $\Gamma$ . При  $H = 0$  (т. е.  $\Omega_0 = 0$ ) оба члена в (4) совпадают с точностью до фазовых множителей. Этот частный случай аналогичен методу однонаправленных волн. Информацию о релаксации удастся извлечь лишь при большом различии констант  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$ . Первый член в (4) несет большую информацию, чем последний, так как особенности, которые он описывает, возникают не только в центре ( $\delta = 0$ ), но и на частотах  $\delta = \pm\Omega_0$  и  $\delta = \pm 2\Omega_0$ . Поэтому рассмотрим методы, позволяющие избавиться от вклада последних членов в спектр параметрического излучения.

1. Пусть все три волны имеют плоскую поляризацию (рис. 1). Сигнал на частоте  $\Omega_3$  можно зарегистрировать гетеродинированием с более сильным полем, например, с  $E_2$ . В этом случае на детекторе возникнут биения с частотой  $2\delta = 2(\Omega_1 - \Omega_2)$  [15].

Фазовые условия можно задавать в виде шести значений углов  $\varphi_{jm}$  при  $z = t = 0$ , которые однозначно связаны с плоскостью поляризации  $\Phi_{E_j}$  и начальной фазой  $\Psi_{E_j}$  поля  $E_j$  соотношениями

$$\Phi_{E_j} = 0,5(\varphi_{j1} + \varphi_{j-1}), \quad \Psi_{E_j} = 0,5(\varphi_{j1} - \varphi_{j-1}). \quad (6)$$

Положим для определенности  $\varphi_{11} = \varphi_{1-1} = 0$ , т. е.  $\Phi_{E_1} = \Psi_{E_1} = 0$ . Тогда  $\Phi_{E_2}$  и  $\Phi_{E_3}$  задают плоскости поляризации полей, а  $\Psi_{E_2}$  и  $\Psi_{E_3}$  —

начальные сдвиги фаз полей относительно соответствующих параметров сильного поля  $E_1$ . Положим  $G_{jm} = G_j$  и рассмотрим наиболее интересные случаи.

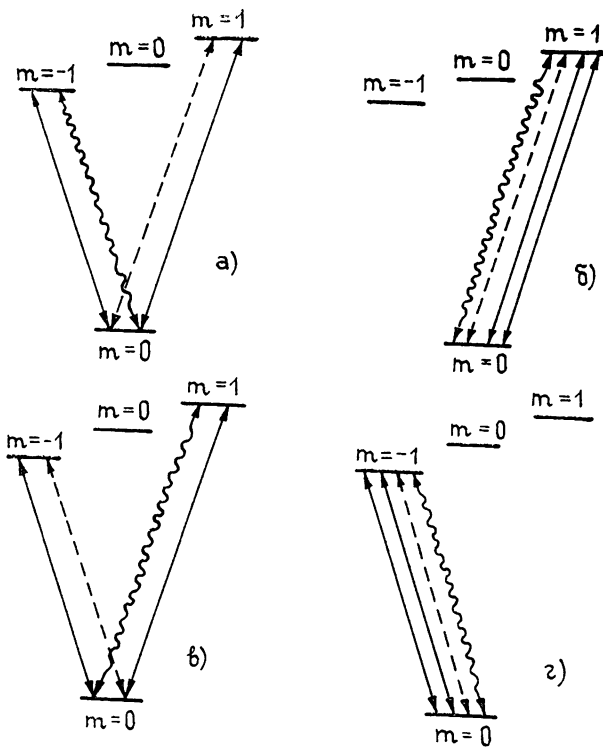


Рис. 2. Схемы четырехфотонных параметрических процессов. Сплошные линии соответствуют компоненте поля  $E_1$ , волнистые  $-E_2$ , пунктирные  $-E_3$ .

Таблица 1

$\theta_1$	$\theta_2$	$\theta_3$	$H$
0 $\pi$ $-\pi$	0 $\pm \pi/2$ $\pm \pi/2$	0 $\mp \pi/2$ $\mp \pi/2$	$\text{Re}(B_1 + B_{-1})$
$\pm \pi/2$ $\pm \pi/2$ $\pm 3\pi/2$	$\pm \pi/4$ $\mp 3\pi/4$ $\mp \pi/4$	$\mp \pi/4$ $\pm 3\pi/4$ $\pm \pi/4$	$\text{Re}(B_1 - B_{-1})$
$\pi/2$ $-3\pi/2$ $-\pi/2$	0 0 $\pm \pi/2$	0 0 $\mp \pi/2$	$\text{Im}(B_1 + B_{-1})$
0 0 $\pm \pi$	$-\pi/4$ $3\pi/4$ $\pi/4$	$\pi/4$ $-3\pi/4$ $-\pi/4$	$\text{Im}(B_1 - B_{-1})$

При выполнении условий

$$\Phi_{E_2} = -\Phi_{E_3} + \Theta_1,$$

$$\Psi_{E_2} = \Theta_2 \pm (2k + 1)\pi/4, \quad (7)$$

$$\Psi_{E_3} = \Theta_3 \pm (2k + 1)\pi/2,$$

где  $k = 0, 1, 2, 3$ , получаем

$$\omega = \omega_1 + \omega_{-1} = cG_1^2 G_2 G_3 H. \quad (8)$$

Формулы для  $H$  при различных  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\theta_3$  приведены в табл. 1. Имея такую информацию, легко найти  $\text{Re} B_{\pm 1}$  и  $\text{Im} B_{\pm 1}$ .

2. Рассмотрим следующую схему опыта: сильное поле  $E_1$  поляризовано линейно, вспомогательное  $E_2$  — по левому кругу, а пробное  $E_3$  — по правому (рис. 2а). Все поля распространяются в одном направлении. Формула для мощности примет вид

$$\omega_1 = cG_1^2 G_2 G_3 (\text{Re} B_1 \cos \varphi + \text{Im} B_1 \sin \varphi), \quad (9)$$

где  $\varphi = \varphi_{2-1} + \varphi_{31}$  (напомним, что  $\varphi_{11} = \varphi_{1-1} = 0$ ).

Приведем наиболее интересные частные случаи формулы (9), когда спектр имеет простой вид и легко поддается анализу:

$$\omega_1 = (-1)^n c G_1^2 G_2 G_3 \operatorname{Re} B_1 \quad \text{при } \varphi_{2-1} = -\varphi_{31} + n\pi, \quad n = 0, 1, \quad (10)$$

$$\omega_1 = -lc G_1^2 G_2 G_3 \operatorname{Im} B_1 \quad \text{при } \varphi_{2-1} = -\varphi_{31} - l\pi/2, \quad l = \pm 1.$$

Если  $E_2$  поляризовано по правому кругу, а  $E_3$  — по левому (рис. 2в), то в формулах (9), (10) нужно сделать замену  $B_1 \rightarrow B_{-1}$ ,  $\varphi_{2-1} \rightarrow \varphi_{21}$ ,  $\varphi_{31} \rightarrow \varphi_{3-1}$ .

Явные выражения для  $\operatorname{Re} B_{\pm 1}$  и  $\operatorname{Im} B_{\pm 1}$  можно представить в виде

$$\operatorname{Re} B_{\pm 1} = \frac{1}{(\delta \mp \Omega_0)^2 + \Gamma^2} \left[ \frac{\delta(\delta \mp \Omega_0) - \gamma_0 \Gamma}{\delta^2 + \gamma_0^2} + \frac{(\delta \mp \Omega_0)(\delta \mp 2\Omega_0) - \gamma_1 \Gamma}{(\delta \mp 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right], \quad (11)$$

$$\operatorname{Im} B_{\pm 1} = -\frac{1}{(\delta \mp \Omega_0)^2 + \Gamma^2} \left[ \frac{\delta \Gamma + (\delta \mp \Omega_0) \gamma_0}{\delta^2 + \gamma_0^2} + \frac{(\delta \mp 2\Omega_0) \Gamma + (\delta \mp \Omega_0) \gamma_1}{(\delta \mp 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right].$$

В рамках предложенных методов можно указать на два способа измерения констант: спектроскопический — по зависимости  $\omega$  от  $\delta$  — и магнитоскопический — по зависимости  $\omega$  от  $\Omega_0$ . Магнитоскопический способ экспериментально проще и удобнее для обработки спектра (см. ниже), однако спектроскопический способ более информативен. В общем же они дополняют друг друга. Можно предложить смешанный способ: находя три пары значений  $\delta$  и  $\Omega_0$ , при которых вклад параметрических процессов равен нулю, можно составить систему уравнений и найти  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$  и  $\Gamma$ .

### 3. АНАЛИЗ И ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ

Сначала обсудим возможности спектроскопического способа. В приближении чисто спонтанной релаксации ( $2\Gamma = \gamma_0 + \gamma_1$ ) формула для  $B_1$  упрощается:

$$B_1 = 2[(\delta + i\gamma_0)(\delta - 2\Omega_0 + i\gamma_1)]^{-1}. \quad (12)$$

Разложим  $B_1$  на простые множители:

$$B_1 = \frac{1}{2\Omega_0 + i(\gamma_0 - \gamma_1)} \left( \frac{1}{\delta - 2\Omega_0 + i\gamma_1} - \frac{1}{\delta + i\gamma_0} \right). \quad (13)$$

Действительная и мнимая части  $B_1$  определяются выражениями

$$\operatorname{Re} B_1 = \frac{1}{(2\Omega_0)^2 + (\gamma_0 - \gamma_1)^2} \left[ \frac{2\Omega_0(\delta - 2\Omega_0) - \gamma_1(\gamma_0 - \gamma_1)}{(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2} - \frac{2\Omega_0\delta - \gamma_0(\gamma_0 - \gamma_1)}{\delta^2 + \gamma_0^2} \right]; \quad (14)$$

$$\operatorname{Im} B_1 = \frac{1}{(2\Omega_0)^2 + (\gamma_0 - \gamma_1)^2} \left[ \frac{(\gamma_0 - \gamma_1)\delta + 2\gamma_0\Omega_0}{\delta^2 + \gamma_0^2} - \frac{(\gamma_0 - \gamma_1)(\delta - 2\Omega_0) + 2\gamma_1\Omega_0}{(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right]. \quad (15)$$

На рис. 3 приведены зависимости  $\operatorname{Re} B_1$  и  $\operatorname{Im} B_1$  от расстройки  $\delta$  при выполнении условия  $\Omega_0 \gg \gamma_0, \gamma_1$ .

При наличии ударного уширения линии ( $\Gamma = 0,5(\gamma_0 + \gamma_1) + \gamma_{ст}$ ) вблизи частоты  $\delta = \Omega_0$  возникает дополнительная особенность, пропорциональная  $\gamma_{ст}$  и несущая информацию о константе  $\Gamma$ . В формуле для  $\operatorname{Re} B_1$  появится дополнительное слагаемое (формулу приведем при  $\Omega_0 \gg \gamma_0, \gamma_1, \gamma_{ст}$ ):

$$\frac{2\Gamma\gamma_{ст}}{\Omega_0^2} \frac{1}{(\delta - \Omega_0)^2 + \Gamma^2}, \quad (16)$$

а в формуле для  $\text{Im} B_1$  — член

$$- \frac{2\gamma_{\text{ст}}}{\Omega_0^2} \frac{\delta - \Omega_0}{(\delta - \Omega_0)^2 + \Gamma^2}. \quad (17)$$

Эти узкие структуры изображены на рис. 3 пунктиром.

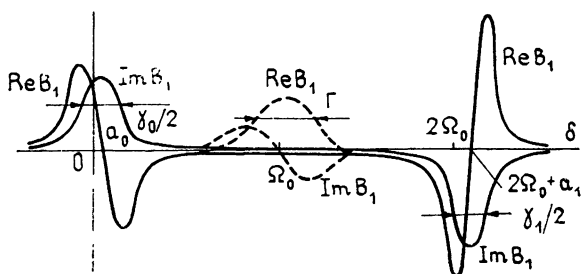


Рис. 3. Зависимости  $\text{Re} B_1$  и  $\text{Im} B_1$  от расстройки  $\delta$  при  $\Omega_0 \gg \gamma_0, \gamma_1, \gamma_{\text{ст}}$ . Пунктирные линии — вклад  $\gamma_{\text{ст}}$ ;  $a_0 = \gamma_0 (\gamma_0 - \gamma_1) / 2\Omega_0$ ,  $a_1 = \gamma_1 (\gamma_0 - \gamma_1) / 2\Omega_0$ .

В некоторых случаях удобнее регистрировать не мощность, а производную по частоте как функцию  $\delta$ . Формулы для  $\text{Re} B'_1$  и  $\text{Im} B'_1$  при  $\Gamma = (\gamma_0 + \gamma_1) / 2 + \gamma_{\text{ст}}$  в пределе  $\Omega_0 \gg \gamma_0, \gamma_1, \gamma_{\text{ст}}$  имеют вид

$$\text{Re} B'_1 = \frac{1}{2\Omega_0} \left[ \frac{\delta^2 - \gamma_0^2 - \delta\gamma_0(\gamma_0 - \gamma_1) / \Omega_0}{(\delta^2 + \gamma_0^2)^2} - \frac{(\delta - 2\Omega_0)^2 - \gamma_1^2 - (\delta - 2\Omega_0)\gamma_1(\gamma_0 - \gamma_1) / \Omega_0}{[(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2]^2} \right] - \frac{4\gamma_{\text{ст}}\Gamma}{\Omega_0} \frac{\delta - \Omega_0}{(\delta - \Omega_0)^2 + \Gamma^2}; \quad (18)$$

$$\text{Im} B'_1 = \frac{1}{2\Omega_0} \left[ \frac{2(\delta - 2\Omega_0)\gamma_1 + (\gamma_0 - \gamma_1)[(\delta - 2\Omega_0)^2 - \gamma_1^2] / 2\Omega_0}{[(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2]^2} - \frac{2\delta\gamma_0 + (\gamma_0 - \gamma_1)(\delta^2 - \gamma_0^2) / 2\Omega_0}{(\delta^2 + \gamma_0^2)^2} \right] - \frac{2\gamma_{\text{ст}}[(\delta - \Omega_0)^2 - \Gamma^2]}{\Omega_0^2 [(\delta - \Omega_0)^2 + \Gamma^2]^2}. \quad (19)$$

Если  $\Omega_0 \sim \gamma_0, \gamma_1, \gamma_{\text{ст}}$  и  $2\Gamma = \gamma_0 + \gamma_1$ , то имеем

$$\text{Re} B'_1 = \frac{1}{(2\Omega_0)^2 + (\gamma_0 - \gamma_1)^2} \left[ \frac{2\Omega_0(\delta^2 - \gamma_0^2) - 2\delta\gamma_0(\gamma_0 - \gamma_1)}{(\delta^2 + \gamma_0^2)^2} - \frac{2\Omega_0[(\delta - 2\Omega_0)^2 - \gamma_1^2] - 2(\delta - 2\Omega_0)\gamma_1(\gamma_0 - \gamma_1)}{[(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2]^2} \right]; \quad (20)$$

$$\text{Im} B'_1 = \frac{1}{(2\Omega_0)^2 + (\gamma_0 - \gamma_1)^2} \left[ \frac{(\gamma_0 - \gamma_1)[(\delta - 2\Omega_0)^2 - \gamma_1^2] + 2\gamma_1(\delta - 2\Omega_0)2\Omega_0}{[(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2]^2} - \frac{(\gamma_0 - \gamma_1)(\delta^2 - \gamma_0^2) + 2\delta\gamma_0 2\Omega_0}{(\delta^2 + \gamma_0^2)^2} \right]. \quad (21)$$

Графики функций  $\text{Re} B'_1$  и  $\text{Im} B'_1$  приведены на рис. 4.

Из формулы (18) видно, что вблизи точки  $\delta = 0$  возникает резонанс колоколообразной формы с шириной  $2\gamma_0 \sqrt{1 + [(\gamma_0 - \gamma_1)/2\Omega_0]^2}$ , центр которого сдвинут на величину  $\gamma_0(\gamma_0 - \gamma_1)/2\Omega_0$  от точки  $\delta = 0$ . В сильных магнитных полях его ширина стремится к  $2\gamma_0$ , а центр — к  $\delta = 0$ . Однако нужно помнить, что амплитуда резонанса пропорциональна  $1/\Omega_0$ . Резонанс вблизи точки  $\delta = 2\Omega_0$  имеет ширину  $2\gamma_1 \sqrt{1 + [(\gamma_0 - \gamma_1)/2\Omega_0]^2}$ , а центр сдвинут на величину  $\gamma_1(\gamma_0 - \gamma_1)/2\Omega_0$ . Причем, если на частоте  $\delta = 0$  пик, то вблизи  $\delta = 2\Omega_0$  провал и наоборот. Вблизи точки  $\delta = \Omega_0$  при  $\gamma_{ст} \neq 0$  возникает особенность с шириной  $\Gamma$ . Она может служить индикатором столкновений в газе. В спектре же  $\text{Im } B'_1$  вблизи  $\delta = \Omega_0$  возникает резонанс колоколообразной формы с шириной  $\Gamma$ . Так как обычно  $\Gamma \gg \gamma_0, \gamma_1$ , то для наблюдения резонанса вблизи  $\delta = \Omega_0$  нужны большие магнитные поля.

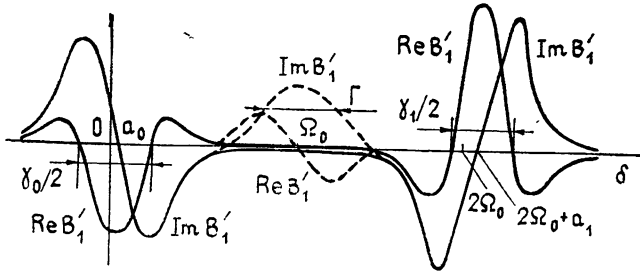


Рис. 4. Зависимости  $\text{Re } B'_1$  и  $\text{Im } B'_1$  от расстройки  $\delta$  при  $\Omega_0 \gg \gamma_0, \gamma_1, \gamma_{ст}$ . Пунктирные линии — вклад  $\gamma_{ст}$ .

Отметим еще одно свойство хорошо разнесенных по частоте резонансов: амплитуды обратно пропорциональны ширине соответствующих уровней.

Проанализируем теперь возможности магнитоскопии для измерения релаксационных констант. В приближении спонтанной релаксации

$$\text{Re } B_1 = 2 \frac{\delta(\delta - 2\Omega_0) - \gamma_0\gamma_1}{(\delta^2 + \gamma_0^2)[(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2]}; \quad (22)$$

$$\text{Im } B_1 = -2 \frac{\delta\gamma_1 + \gamma_0(\delta - 2\Omega_0)}{(\delta^2 + \gamma_0^2)[(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2]}. \quad (23)$$

Резонансы с шириной  $\gamma_1$  возникают вблизи частоты  $\Omega_0 = 0,5\delta$ . В общем случае положение и форма резонанса зависит от соотношения между  $\delta$  и константами релаксации. При  $\delta = 0$  провал в спектре  $\text{Re } B_1$  с шириной  $\gamma_1$  возникает в точке  $\Omega_0 = 0$  и имеет амплитуду  $2/\gamma_0\gamma_1$ . Если  $\delta \neq 0$ , то форма резонансов качественно меняется.

При наличии столкновительного уширения линии приведем формулы в двух предельных случаях. При  $\delta = 0$

$$\text{Re } B_1 = -\frac{2\gamma_1}{\gamma_0 + 2\gamma_{ст}} \frac{1}{4\Omega_0^2 + \gamma_1^2} - \frac{2\gamma_{ст}\Gamma}{\gamma_0(\gamma_0 + 2\gamma_{ст})} \frac{1}{\Omega_0^2 + \Gamma^2}; \quad (24)$$

$$\text{Im } B_1 = -\frac{1}{\gamma_0 + 2\gamma_{ст}} \frac{4\Omega_0}{4\Omega_0^2 + \gamma_1^2} + \frac{2\gamma_{ст}}{\gamma_0(\gamma_0 + 2\gamma_{ст})} \frac{\Omega_0}{\Omega_0^2 + \Gamma^2}. \quad (25)$$

График функции  $\text{Re } B_1$  от  $\Omega_0$  (рис. 5а) содержит два провала с центрами в точке  $\Omega_0 = 0$ , ширинами  $\gamma_1$  и  $2\Gamma$  и амплитудами  $2/\gamma_1(\gamma_0 + 2\gamma_{ст})$  и  $2\gamma_{ст}/\gamma_0\Gamma(\gamma_0 + 2\gamma_{ст})$  соответственно.

При  $\delta \gg \gamma_0, \gamma_1, \Gamma$  имеем

$$\operatorname{Re} B_1 = \frac{2}{\delta} \frac{\delta - 2\Omega_0}{(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2} + \frac{2\Gamma\gamma_{\text{ст}}}{\delta^2} \frac{1}{(\delta - \Omega_0)^2 + \Gamma^2}; \quad (26)$$

$$\operatorname{Im} B_1 = -\frac{2\gamma_1}{\delta} \frac{1}{(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2} + \frac{2\gamma_{\text{ст}}}{\delta^2} \frac{\delta - \Omega_0}{(\delta - \Omega_0)^2 + \Gamma^2}. \quad (27)$$

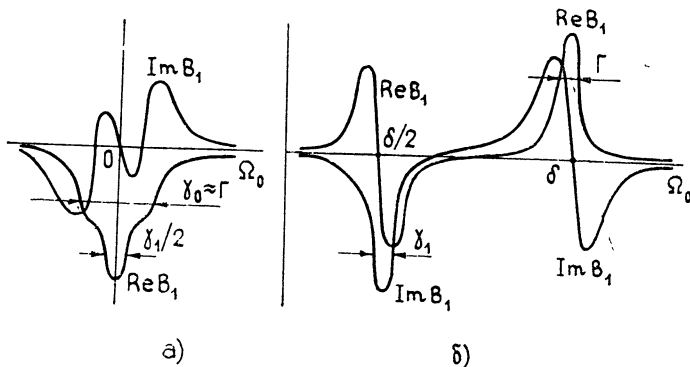


Рис 5. Зависимости  $\operatorname{Re} B_1$  и  $\operatorname{Im} B_1$  от зеемановского расщепления  $\Omega_0$ :  
 а)  $\delta = 0, \Gamma \approx \gamma_0 \gg \gamma_1$ ; б)  $\delta \gg \gamma_0, \gamma_1, \Gamma$ .

Узкие резонансы возникают вблизи точек  $\Omega_0 = \delta$  и  $\Omega_0 = 0,5\delta$  (рис. 5б). Резонансы с шириной  $\Gamma$  вблизи  $\Omega_0 = \delta$  пропорциональны  $\gamma_{\text{ст}}$ , т. е. могут указывать на наличие столкновений. Резонансы вблизи  $\Omega_0 = \delta/2$  для  $\operatorname{Re} B_1$  и вблизи  $\Omega_0 = \delta$  для  $\operatorname{Im} B_1$  всегда можно свести к колоколообразной форме с помощью дифференцирования по магнитному полю.

#### 4. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МЕТОД СПЕКТРОСКОПИИ

В отличие от рассмотренных выше замкнутых ЧПП резонансы за счет нелинейных интерференционных эффектов (НИЭФ) не требуют выполнения условий частотного и пространственного синхронизма (2) и не зависят от фаз полей. Как известно [1, 2], интерференционные резонансы в спектре поглощения слабого поля на двухуровневой системе возникают на частоте сильной попутной волны. Рассмотрим спектроскопические возможности резонансов за счет НИЭФ на переходе  $J_0 = 0 \rightarrow J_1 = 1$ .

Чтобы не делать новых математических выкладок, будем считать, что  $\mathbf{E}_3$  — пробное слабое поле, а  $\mathbf{E}_1$  — плоскополяризованное сильное поле. Пусть вначале  $\mathbf{E}_3$  — поле с правой круговой поляризацией. Тогда мощность поглощения (излучения) равна

$$\begin{aligned} \omega_1^n(\Omega_3) = & \omega^0 \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\delta}{uk} \right)^2 \right] G_{11}^2 \left[ \frac{4\Gamma}{\tilde{\gamma}} \frac{1}{\delta^2 + 4\Gamma^2} - \right. \right. \\ & - \operatorname{Re} \frac{1}{\delta + 2i\Gamma} \left( \frac{1}{\delta + i\gamma_0} + \frac{1}{\delta + i\gamma_1} \right) \left. \right] - \exp \left[ - \left( \frac{\delta - 2\Omega_0}{uk} \right)^2 \right] \times \\ & \times G_{1-1}^2 \frac{1}{(\delta - 2\Omega_0)^2 + 4\Gamma^2} \left( \frac{2\Gamma}{\gamma_0} - \frac{(\delta - 2\Omega_0)^2 - 2\gamma_1\Gamma}{(\delta - 2\Omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right) \left. \right\}, \quad (28) \end{aligned}$$

где  $\omega^0 = -2\sqrt{\pi} \hbar \Omega_3 n_{10} G_{31}^2 (uk)^{-1} \exp [ - (\Delta_3/uk)^2 ]$  — мощность линейного поглощения в газе. Часть выражения, заключенная в фигурные скобки и пропорциональная  $G_{11}^2$ , обусловлена интерференцией слабого поля



$E_3$  с правополяризованной компонентой сильного поля. Она описывает несколько резонансов с ширинами  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$  и  $2\Gamma$  с центром в точке  $\delta = 0$ . Положение этих резонансов не зависит от магнитного поля. Это легко понять, так как интерференция происходит на изолированной двухуровневой системе  $J_0 = 0$ ,  $m = 0 \rightarrow J_1 = 1$ ,  $m = 1$ .

Вторая часть выражения (28), пропорциональная  $G_{1-1}^2$ , связана с интерференцией поля  $E_3$  и левополяризованной компоненты поля  $E_1$ . На частоте  $\delta = 2\Omega_0$  возникают узкие особенности, несущие информацию сразу о двух константах  $\gamma_1$  и  $\Gamma$ , что затрудняет интерпретацию спектра в общем случае (см. [12]). Если поле  $E_3$  имеет левую круговую поляризацию, то в (28) нужно сделать замену  $\Omega_0 \rightarrow -\Omega_0$ , что эквивалентно изменению направления  $H$ .

Если же поле  $E_3$  представляет плоскополяризованную волну, то квадратные скобки в (28) содержат еще один член, связанный с одновременным взаимодействием четырех вращающихся компонент  $E_{11}$ ,  $E_{1-1}$ ,  $E_{31}$ ,  $E_{3-1}$ :

$$\frac{G_{3-1}}{G_{31}} \exp \left[ - \left( \frac{\delta - 2\Omega_0}{uk} \right)^2 \right] G_{11} G_{1-1} \frac{1}{(\delta - 2\Omega_0)^2 + 4\Gamma^2} \times \quad (29)$$

$$\times \left( \frac{\delta(\delta - 2\Omega_0) - 2\gamma_0\Gamma}{\delta^2 + \gamma_0^2} - 2 \frac{\Omega_0(\delta - 2\Omega_0) + \gamma_1\Gamma}{4\Omega_0 + \gamma_1^2} \right).$$

Узкие резонансы в (29) возможны при  $\delta = 0$  с шириной  $\gamma_0$ , при  $\delta = 2\Omega_0$  с шириной  $2\Gamma$  и при  $\Omega_0 = 0$  с шириной  $\gamma_1$ .

Выберем пробное поле так, чтобы выполнялось неравенство  $G_{3-1} \gg G_{31}$  (эллиптическая поляризация поля  $E_3$ ). Тогда вклад члена (29) будет намного превышать вклад нелинейных членов в (28). Напомним, что обе вращающиеся компоненты пробного поля не могут привести к эффектам насыщения.

Таким образом, регистрируя спектр поглощения пробного поля с правой круговой поляризацией как функцию  $\delta$  и  $\Omega_0$ , можно независимо измерить все три константы  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$ , и  $\Gamma$ . Этот метод функционально аналогичен параметрическому методу круговых поляризаций.

Выражаю глубокую благодарность В. М. Конторовичу и А. В. Кацу за обсуждение работы и ценные советы.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Решение системы дифференциальных уравнений (3) ищем в виде

$$\rho_{m0} = P_m \exp[-i(\Omega_1 t - kz)] + R_m \exp[-i(\Omega_2 t - kz)] + Q_m \exp[-i(\Omega_3 t - kz)],$$

$$\rho_{00} = S + S' \exp[-i(\Omega_1 - \Omega_2)t] + S'' \exp[i(\Omega_1 - \Omega_2)t], \quad (П.1)$$

$$\rho_{mm'} = T_{mm'} + T' \exp[-i(\Omega_1 - \Omega_2)t] + T'' \exp[i(\Omega_1 - \Omega_2)t].$$

Воспользуемся методом последовательных приближений по  $E_2$  и  $E_3$ . В нулевом приближении можно положить  $E_2 = E_3 = 0$ , тогда

$$[i\gamma_1 - \Omega_0(m - m')] T_{mm'} = i\gamma_1 n_1 \delta_{mm'} -$$

$$-d_{m0}(2\hbar)^{-1} P_m^* \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}) + d_{0m'}(2\hbar)^{-1} P_m \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda^* E_{1\lambda}^0 \exp(-i\varphi_{1\lambda}),$$

$$i\gamma_0 S = i\gamma_0 n_0 - \sum_m d_{0m}(2\hbar)^{-1} P_m \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda^* E_{1\lambda}^0 \exp(-i\varphi_{1\lambda}) +$$

$$+ \sum_m d_{m0} (2\hbar)^{-1} P_m^* \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}), \quad (\text{П.2})$$

$$(\Delta_1 - m\Omega_0 - \nu k + i\Gamma) P_m = -d_{m0} (2\hbar)^{-1} \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 S \exp(i\varphi_{1\lambda}) + \\ + \sum_{m'} d_{m'0} (2\hbar)^{-1} T_{mm'} \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}),$$

где  $\Delta_j = \Omega_j - \omega_0$ . Учитывая, что  $d_{m0} = de_m$  и  $d_{0m} = de_m^* = -de_{-m}$  [12], получаем следующие выражения для коэффициентов в (П.1):

$$S = n_0 + (\gamma/2\gamma_0) n_{10} (p_1 x_1 + p_{-1} x_{-1}), \\ T_{mm} = n_1 - \frac{\tilde{\gamma}}{2\gamma_0} n_{10} p_m x_m, \quad \frac{2}{\tilde{\gamma}} = \frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1}, \\ T_{m-m} = -\frac{2G_{1m}^+ G_{1-m}^- n_{10}}{(\Delta_1 - \nu k)^2 - (i\Gamma - m\Omega_0)^2} \frac{m\Omega_0 - i\Gamma}{2m\Omega_0 - i\gamma_1}, \quad (\text{П.3}) \\ P_m = \frac{G_{1m}^+ n_{10}}{\Delta_1 - m\Omega_0 - \nu k + i\Gamma} \left( 1 - p_m x_m - \frac{\tilde{\gamma}}{2\gamma_0} p_{-m} x_{-m} \right), \\ x_m = \frac{4G_{1m}^2}{\tilde{\gamma}\Gamma}, \quad p_m = \frac{\Gamma^2}{(\Delta_1 - m\Omega_0 - \nu k)^2 + \Gamma^2}.$$

Выражения (П.3) записаны в приближении малости параметра насыщения ( $x_m \ll 1$ ). Кроме того, введены обозначения  $G_{jm}^\pm = G_{jm} \exp(\pm i\varphi_{jm})$  и  $G_{jm} = |d_{m0}| E_{jm}^0 (2\hbar)^{-1}$ . Система уравнений первого приближения записывается в виде

$$(\Delta_2 - m\Omega_0 - \nu k + i\Gamma) R_m = -d_{m0} (2\hbar)^{-1} S \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{2\lambda}^0 \exp(i\varphi_{2\lambda}) - \\ - d_{m0} (2\hbar)^{-1} S'' \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}) + \sum_{m'} d_{m'0} (2\hbar)^{-1} T_{mm'} \times \\ \times \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{2\lambda}^0 \exp(i\varphi_{2\lambda}) + \sum_{m'} d_{m'0} (2\hbar)^{-1} T''_{mm'} \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}), \\ (\Delta_3 - m\Omega_0 - \nu k + i\Gamma) Q_m = -d_{m0} (2\hbar)^{-1} S \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{3\lambda}^0 \exp(i\varphi_{3\lambda}) - \\ - d_{m0} (2\hbar)^{-1} S' \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}) + \sum_{m'} d_{m'0} (2\hbar)^{-1} T_{mm'} \times \\ \times \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{3\lambda}^0 \exp(i\varphi_{3\lambda}) + \sum_{m'} d_{m'0} (2\hbar)^{-1} T'_{mm'} \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}), \quad (\text{П.4}) \\ (i\gamma_0 + \delta) S' = -\sum_m d_{0m} (2\hbar)^{-1} \left[ P_m \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda^* E_{2\lambda}^0 \exp(-i\varphi_{2\lambda}) + \right. \\ \left. + Q_m \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda^* E_{1\lambda}^0 \exp(-i\varphi_{1\lambda}) \right] + \sum_m d_{m0} (2\hbar)^{-1} \left[ P_m^* \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{3\lambda}^0 \times \right.$$

$$\begin{aligned} & \times \exp(i\varphi_{3\lambda}) + R_m^* \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}) \Big], \\ (\delta - \Omega_0 [m - m'] + i\gamma_1) T_{mm'} = & -d_{m0} (2\hbar)^{-1} \left[ P_m^* \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{3\lambda}^0 \times \right. \\ & \left. \times \exp(i\varphi_{3\lambda}) + R_m^* \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda E_{1\lambda}^0 \exp(i\varphi_{1\lambda}) \right] + d_{0m'} (2\hbar)^{-1} \times \\ & \times \left[ P_m \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda^* E_{2\lambda}^0 \exp(-i\varphi_{2\lambda}) + Q_m \sum_{\lambda=\pm 1} e_\lambda^* E_{1\lambda}^0 \exp(-i\varphi_{1\lambda}) \right]. \end{aligned}$$

Поляризация на частоте  $2\Omega_1 - \Omega_2$  связана с членом  $Q_m$ . Выражение для  $Q_m$  получается из (П.3), (П.4) в виде

$$\begin{aligned} Q_m = & \frac{1}{A_m^\pm} \left[ G_{3m}^+ (T_{mm} - S) + G_{3-m}^+ T_{m-m} + G_{11}^\pm G_{1-1}^\pm G_{3-m}^+ n_{10} \times \right. \\ & \times \left( \frac{1}{L_3^\mp} - \frac{1}{L_1^{\mp*}} \right) - G_{1m}^+ G_{1m}^- G_{3m}^+ n_{10} \left( \frac{1}{M_0} + \frac{1}{M_1} \right) \frac{1}{L_1^{\pm*}} - \\ & - G_{1-m}^+ G_{1-m}^- G_{3m}^+ n_{10} \frac{1}{M_2^\pm L_1^{\mp*}} + G_{1m}^+ G_{1m}^+ G_{2m}^- n_{10} \times \\ & \times \left( \frac{1}{M_0} + \frac{1}{M_1} \right) \left( \frac{1}{L_1^\pm} - \frac{1}{L_2^{\pm*}} \right) + G_{11}^+ G_{1-1}^+ G_{2-m}^- n_{10} \times \\ & \left. \times \left( \frac{1}{M_0 L_1^\mp} + \frac{1}{M_2^\pm L_1^\pm} - \frac{1}{M_0 L_2^{\mp*}} - \frac{1}{M_2^\pm L_2^{\mp*}} \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

где верхний знак относится к  $m = 1$ , а нижний — к  $m = -1$ . Здесь

$$\begin{aligned} A_m^\pm = & L_3^\pm - G_{1m}^2 \left( \frac{1}{M_0} + \frac{1}{M_1} \right) - G_{1-m}^2 \frac{1}{L_2^\pm}, \quad M_0 = \delta + i\gamma_0, \\ M_1 = & \delta + i\gamma_1, \quad M_2^\pm = \delta \mp 2\Omega_0 + i\gamma_1, \quad L_j^\pm = \Delta_j \mp \Omega_0 - v\kappa + i\Gamma. \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

Согласно классификации эффектов сильного поля [2], первые пять членов в (П.5) описывают эффект насыщения (провалы Беннета) и нелинейные интерференционные эффекты полей  $E_3$  и  $E_1$ . Шестой член отражает вклад ЧПП из-за взаимодействия компонент  $E_{1m}$ ,  $E_{2m}$  и  $E_{3m}$  на изолированной двухуровневой системе  $0 - m$ . Последний член обусловлен ЧПП из-за взаимодействия компонент  $E_{1m}$ ,  $E_{1-m}$ ,  $E_{2-m}$  и  $E_{3m}$  на трехуровневой системе  $-1 \rightarrow 0 \rightarrow 1$ .

Мощность параметрического излучения (поглощения) с правой ( $m = 1$ ) и левой ( $m = -1$ ) круговой поляризацией равна

$$w_m(\Omega_3) = -2\hbar\Omega_3 G_{3m}^- \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} Q_m(u\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-v^2/u^2) dv. \quad (\text{П.7})$$

В дальнейшем будем считать выполненным условие  $|E_3| \ll |E_2|$ , что возможно при преобразовании волн  $E_1$  и  $E_2$  в волну  $E_3$  по схеме  $\Omega_3 = 2\Omega_1 - \Omega_2$  на кубической нелинейности газа или в случае, если  $E_3$  — пробное поле. Тогда можно пренебречь вкладом беннетовских и интерференционных членов по сравнению с параметрическими.

Усредняя (П.5) по максвелловскому распределению молекул в доплеровском пределе ( $ku \gg \gamma_0, \gamma_1, \Gamma$ ) и пренебрегая эффектом высокочастотного расщепления узких резонансов в поле  $E_1$  (за это ответственные члены, пропорциональные  $G_{11}^2$  и  $G_{1-1}^2$  в формуле для  $A_m^\pm$ ), получаем выражение (4).

Заметим, что при  $H = 0$  и  $2\Gamma = \gamma_0 + \gamma_1$  выражение (4) сводится к результатам работы [14].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Летохов В. С., Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М: Наука, 1975.
2. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул.— Новосибирск: Наука, 1979.
3. Коновалов И. П., Проценко Е. Д.— Квантовая электроника, 1976, 3, № 9, с. 1991.
4. Вдовин Ю. А., Ермаченко В. М., Попов А. И., Проценко Е. Д.— Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, № 7, с. 401.
5. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М.— ЖЭТФ, 1972, 62, № 6, с. 2097.
6. Тхек-де Им., Раутиан С. Г., Сапрыкин Э. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М.— ЖЭТФ, 1972, 62, № 5, с. 1661.
7. Алексеев А. И.— ЖЭТФ, 1970, 58, № 6, с. 2064.
8. Шалагин А. М.— ЖЭТФ, 1977, 73, № 1, с. 99.
9. Feinberg R., Hänsch T. W., Schawlow A. L., Teets R. E., Wieman S.— Opt. Comm., 1976, 18, № 2, p. 227.
10. Дьяконов М. И., Перель В. И.— Опт. и спектр., 1966, 20, № 3, с. 472.
11. Бурштейн А. И., Сапрыкин Э. Г., Смирнов Г. И.— ЖЭТФ, 1974, 66, № 5, с. 1570.
12. Бакланов Е. В.— Опт. и спектр., 1974, 36, № 6, с. 1178.
13. Полова Т. Я., Смирнова Г. И.— Аэрофизические исследования, 1976, № 6, с. 183.
14. Литвиненко А. Я., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— В сб.: Лазеры с перестраиваемой частотой.— Киев: ИФ АН УССР, 1973, с. 313.
15. Тхек-де Им, Подавалова О. П., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, № 7, с. 427.
16. Роров А. К., Tartakovsky G. Kh— Opt. Comm., 1976, 18, № 4, p. 499.
17. Тхек-де Им, Подавалова О. П., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— Квантовая электроника, 1976, 3, № 4, с. 715.

Институт радиофизики  
и электроники АН УССР

Поступила в редакцию  
24 июля 1980 г.,  
после доработки  
26 января 1982 г.

## COHERENT POLARIZATION METHODS OF THE NONLINEAR GAS SPECTROSCOPY IN A LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

V. P. Mishchenko

New polarization methods are suggested for an independent definition of three relaxation constants of a gas transition  $J = 0 \rightarrow J = 1$  with a large Doppler broadening. Methods consist of registering of the polarized signal of a test field at the parametric frequency in the presence of saturated and weak (additional) fields and utilize coherent four-photon processes at a degenerated transition in the magnetic field. The proper choosing method is shown for polarizations, initial phases, frequency detuning and the field intensities as well as the value of the Zeeman splitting, in order to observe in the spectrum of the parametric radiation nonlinear resonances spaced over the frequency or the magnetic field which give information on three constants. Magnetoscopic and spectroscopic methods of obtaining the characteristics are analysed.