Письма в ЖЭТФ, том 30, вып.3, стр. 175 – 178 *5 августа 1979 г.*

БЕЗДОППЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН

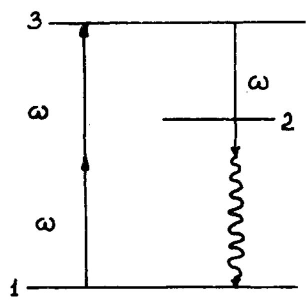
А.К.Попов, В.М.Шалаев

Предложен метод определения естественных ширин допплеровски уширенных двухфотонных переходов при использовании накачки, спектральная ширина которой существенно превышает допплеровскую ширину перехода. Показана возможность эффективного обращения волнового фронта излучения с большой спектральной шириной.

1. Двухфотонные переходы, свободные от допплеровского уширения, обычно наблюдаются в поле двух встречных волн одинаковых частот. Легко показать, что в общем случае в немонохроматических полях ширина резонанса двухфотонного поглощения определяется только спек-

тральной шириной излучения, а информация о ширине перехода теряется. В силу особенностей параметрических нелинейных взаимодействий при генерации суммарных и разностных частот в газах в поле однонаправленных немонохроматических волн в условиях двухфотонного резонанса коэффициент преобразования обратно пропорционален произведению спектральной ширины излучения и допплеровской ширины двухфотонного перехода [1, 2].

В последние годы значительный интерес привлекают возможности осуществления обращения волнового фронта электромагнитных волн при вырожденном четырехфотонном параметрическом взаимодействии встречных волн в условиях двухфотонного резонанса [3]. В данной работе будет показано, что в этой схеме взаимодействия коэффициент преобразования в немонохроматических волнах оказывается обратно пропорционален произведению спектральной ширины излучения на естественную ширину двухфотонного перехода, а не на допплеровскую ширину. Отсюда вытекают с одной стороны – возможности эффективного обращения волнового фронта в немонохроматических полях, а с другой стороны – спектроскопии сверхвысокого разрешения с использованием доступных лазеров, не обладающих высокой монохроматичностью излучения.



2. Рассмотрим трехуровневую систему (рисунок). Собственные частоты переходов обозначим через ω_{ij}. Поле накачки состоит из двух встречных немонохроматических волн E. Каждая из волн представляет собой набор независимых мод с центральной частотой ω, так что $2\omega \approx \omega_{31}$. Разность соседних типов колебаний есть Δ, а ширина спектра Γ_f. Распределение амплитуд типов колебаний будем предполагать гауссовским

$$|E_m|^2 = |E_o|^2 \exp\{-4m^2\Delta^2/\Gamma_f^2\}. \tag{1}$$

Индекс типа колебаний m может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Исследуем вырожденный параметрический процесс, при котором третья волна $\widetilde{E}$ на частоте ω, распространяющаяся под углом к накачке, генерирует излучение E_d на разностной частоте $\omega_d = 2\omega - \omega = \omega$ во встречном по отношению к $\widetilde{E}$ направлении. Если заселен лишь основной уровень 1, то в стационарном случае для вычисления нелинейной поляризации получаем следующую систему уравнений для недиагональных элементов матрицы плотности

$$P_{12}^m r_{12}^m = - iG_{12}^m \ ; P_{13}^n \ r_{13}^n = - i\sum_m r_{12}^m G_{23}^{n-m} \ ;$$

$$P_d^l r_d^l = - i \sum_n r_{13}^n \ \widetilde{G}_{32}^{n-l} \ . \qquad (2)$$

Здесь $G_{12}^k = - d_{12} E_k /2\hbar ; G_{23}^k = - d_{23} E_k /2\hbar ; \widetilde{G}_{32}^k = - d_{32} \widetilde{E}_k^*/2\hbar$; d_{ij} – матричные элементы дипольного момента перехода; m, n, l, k – индексы мод; r_d^l, r_{ij}^k – амплитуды соответствующих пространственно-временных фурье компонент недиагональных элементов матрицы плотности в представлении взаимодействия (например, $\rho_{12}^m = r_{12}^m \exp\{ i[(\omega + m\Delta - \omega_{21})t - \mathbf{kr}]\}$)

$$P_{12}^m = \Gamma_{12} + i \ (\omega + m\Delta - \omega_{21} - \mathbf{kv}) = \Gamma_{12} + i(\Omega_{12}^m - \mathbf{kv}) \ ;$$

$$p_{13}^n = \Gamma_{13} + i(2\omega + n\Delta - \omega_{31}) = \Gamma_{13} + i \ \Omega_{13}^n \ ; \qquad (3)$$

$$P_d^l = \Gamma_{12} + i \ (\omega + l\Delta - \omega_{21} - \widetilde{\mathbf{k}}\mathbf{v}) = \Gamma_{12} + i \ (\Omega_{12}^l - \widetilde{\mathbf{k}}\mathbf{v})$$

Γ_{ij} – однородные (естественные или уширенные столкновениями ширины соответствующих переходов), v – скорость движения атома. В уравнениях (2) предполагается, что взаимодействующие поля не возмущают атомную систему. Следует обратить внимание на то, что в выражении для P_{13} допплеровский сдвиг отсутствует.

Если расстройка из однофотонного и трехфотонного резонанса значительно больше спектральных ширин излучения и допплеровских ширин соответствующих переходов $|\omega - \omega_{21}| = |\Omega_{12}| >> \Gamma_f >> k\bar{v}$, то для газа с концентрацией атомов N из (2) получаем следующее выражение для комплексной нелинейной поляризации P_d на частоте ω_d :

$$P_d = \frac{iN|d_{12} d_{23}|^2}{(2\hbar)^3 \Omega_{12}^2} \sum_p \widetilde{E}_p^* \ e^{-i[(\omega + p\Delta)t - \widetilde{\mathbf{k}}\mathbf{r}]} \sum_{m,q} \frac{E_m E_q}{\Gamma_{13} + i \ \Omega_{13}^{m+2}} \ e^{i[2\omega + (m+q)\Delta]t} \qquad (4)$$

Здесь $q = n - m$, $p = n - l$.

Таким образом, волновой фронт нелинейной поляризации, а, следовательно, и генерируемого излучения оказывается обращенным по отношению к волне $\widetilde{E}$.

Решая уравнение Максвелла в приближении заданных полей накачки и, предполагая фазы различных мод независимыми, для усредненного по фазам мод значения квадрата модуля генерируемого излучения получаем

$$\overline{|E_d|^2} \sim \frac{|d_{12} d_{23}|^4}{(\Omega_{12})^4} \sum_{m,q,p} \frac{|E_m|^2 |E_q|^2 |\widetilde{E}_p|^2}{\Gamma_{13}^2 + (\Omega_{13}^{m+q})^2} \ . \qquad (5)$$

Подставляя в (5) выражение (1), предполагая значения Δ достаточно малыми, и переходя от суммирования по m, p, q к интегрированию по спектру излучения, для $|2\omega - \omega_{31}| = |\Omega_{13}| << \Gamma_f$, $\Gamma_{13} << \Gamma_f$ получаем

$$I_d \sim \frac{|d_{12} d_{23}|^4 \sqrt{2\pi}}{(\Omega_{12})^4 \Gamma_f \Gamma_{13}} I^2 \widetilde{I} \exp\{-2(\Omega_{13}/\Gamma_f)^2\}, \qquad (6)$$

Здесь I и $\widetilde{I}$ – интегральные по спектру интенсивности соответствующих волн. При $|\Omega_{13}| >> \Gamma_f$ получаем, что

$$I_d \sim \frac{|d_{12} d_{23}|^4 I^2 \widetilde{I}}{(\Omega_{14})^2 (\Omega_{13})^2}. \qquad (7)$$

3. Таким образом, как следует из (6), за счет компенсации допплеровского сдвига на двухфотонном переходе во встречных волнах интенсивность генерируемого излучения оказывается обратнопропорциональной естественной, а не допплеровской ширине двухфотонного перехода, как это было бы в однонаправленных волнах. В результате коэффициент преобразования излучения повышается на два – три порядка.

Легко показать, что вероятность двухфотонного поглощения встречных немонохроматических волн, которая определяется усреднением по спектру выражение $\Gamma_{13}[\Gamma_{13}^2 + (\Omega_{13}^{m+q})^2]^{-1}$, не зависит от Γ_{13} и информация об этой величине теряется.

Отношение экспериментальных значений (6) и (7) позволяет осуществлять измерение естественных ширин и ударного уширения двухфотонных переходов даже в условиях, когда немонохроматичность излучения и допплеровское уширение существенно превосходят эти величины.

$$\frac{I_d(\Omega_{13} = 0)}{I_d(|\Omega_{13}| >> \Gamma_f)} = \sqrt{2\pi} \frac{\Omega_{13}^2}{\Gamma_f \Gamma_{13}}.$$

При оформлении данной работы в печать, появилась статья [4], в которой аналогичная возможность бездопплеровской спектроскопии рассмотрена для монохроматических волн.

Институт физики
им. Л.В.Киренского
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
18 июня 1979 г.

Литература

[1] В.И.Аникин, С.А.Ахманов, К.Н.Драбович, А.Н.Дубовик. Квантовая электроника, 3, 2014, 1976.

[2] E.A.Stappaerts, G.W.Bekkers, Y.F.Young, S.E.Harris. IEEE J. Quant. Electr., QE–12, 330, 1976.

[3] R.W.Hellwarth. J. Opt. Soc. Am., 67, 1, 1977.

[4] D.C.Haueisen. Optics Comm., 28, 183, 1979.