

Н.А. Искандеров

ФЛУКТУАЦИИ ОТКЛИКА В ШУМОВОЙ ОПТИКО–АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ МНОГОФОТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Обсуждаются эффекты подавления флуктуации акустического сигнала, уменьшения собственных времен релаксации системы при многофотонном стохастическом возбуждении перехода.

1. Цель сообщения — обратить внимание на следующие особенности метода оптико-акустической спектроскопии при нестационарном резонансном взаимодействии импульсного случайно-модулированного излучения с многофотонными переходами:

а) подавление флуктуации акустического сигнала, которое для длинных возбуждающих импульсов более эффективно, чем для коротких;

б) монотонное уменьшение флуктуации акустического сигнала с ростом интенсивности в режиме возбуждения среды длинным импульсом.

2. Оптико-акустический метод измерений широко используется при решении ряда важных физических и газоаналитических задач [1–5]. Использование в качестве источников излучения импульсных лазеров высокой мощности позволило расширить области применения метода, способствовало развитию нелинейной оптико-акустической спектроскопии. Оптико-акустическим методом проводятся исследования спектроскопического эффекта насыщения [6], изучаются многофотонные эффекты [7]. Отклонение временной когерентности используемых в экспериментах источников излучения от идеальной вызывает необходимость исследования характеристик отклика на многофотонное возбуждение перехода случайно-модулированными полями: среднего значения $\langle I_a \rangle$ и относительной дисперсии акустического сигнала

$$\sigma^2 = \frac{\langle \tilde{I}_a^2 \rangle}{\langle I_a \rangle^2} = \frac{\langle I_a^2 \rangle}{\langle I_a \rangle^2} - 1,$$

которая оценивает относительную величину флуктуации \tilde{I}_a около среднего значения.

3. Процесс генерации акустического сигнала описывается уравнениями для разности населенностей η недиагонального элемента матрицы плотности σ_{21} [8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\eta - \eta_0}{T_1} &= -4 \operatorname{Im} \left[\sigma_{21} r_k \prod_{i=1}^{\kappa} A_i^* \right], \\ \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial t} + \left(\frac{1}{T_2} + i\delta \right) \sigma_{21} &= i \eta r_k \prod_{i=1}^{\kappa} A_i \end{aligned} \quad (1)$$

и выражением для измеряемого акустического сигнала (пиковое значение напряжения с микрофона) [9]

$$I_a \sim \frac{N}{2} V [\eta_0 - \eta(\tau_n)]. \quad (2)$$

Здесь $T_{1,2}$ — времена релаксации; τ_n — длительность импульса; δ — отстройка от частоты перехода; r_k — составной матричный элемент k -фотонного перехода; N — концентрация частиц; V — объем взаимодействия; A_i — комплексная амплитуда возбуждающего перехода поля с широким спектром $\Delta\omega_i \gg T_{1,2}^{-1}$ удовлетворяющая корреляционным соотношениям

$$\langle A_i \rangle = 0, \quad \langle A_i A_{i\tau}^* \rangle = C_i \delta(\tau), \quad (3)$$

где C_i — корреляционная постоянная.

Зависимость от длительности импульса τ_n среднего значения и относительной дисперсии акустического сигнала, как следует из (2), определяется моментами η . Корреляция (3) позволяет [10] перейти от уравнений для флуктуационных величин (1) к усредненным уравнениям

$$\begin{aligned}
\langle \gamma^l \rangle + \frac{l}{T_1} [1 + g(t)] \langle \gamma^l \rangle &= \frac{l\gamma_0}{T_1} \langle \gamma^{l-1} \rangle + l(l-1) \frac{2T_2}{T_1^2} g(t) \langle \gamma^{l-1} \sigma_{21} \sigma_{12} \rangle; \\
\langle \gamma^{l-1} \sigma_{21} \sigma_{12} \rangle + \left[\frac{l-1}{T_1} + \frac{2}{T_2} + \frac{3l}{T_1} g(t) \right] \langle \gamma^{l-1} \sigma_{21} \sigma_{12} \rangle &= \frac{(l-1)\gamma_0}{T_1} \langle \gamma^{l-2} \sigma_{21} \sigma_{12} \rangle + \\
+ (l-1)(l-2) \frac{2T_2}{T_1^2} g(t) \langle \gamma^{l-3} \sigma_{21} \sigma_{12} \rangle + \frac{1}{2T_2} g(t) \langle \gamma^{l+1} \rangle; \\
\langle \sigma_{21} \sigma_{12} \rangle + \frac{2}{T_2} \left[1 + \frac{T_2}{2T_1} g(t) \right] \langle \sigma_{21} \sigma_{12} \rangle &= \frac{1}{2T_2} g(t) \langle \gamma^2 \rangle.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $g(t) = \pi \prod_{i=1}^k \langle I_i \rangle / T_2 \sum_{i=1}^k \Delta \omega_i I_0^k(t)$, $\langle I_i \rangle$ — средняя интенсивность возбуждающего излучения;

$\Delta \omega_i$ — ширина спектра; I_0 — интенсивности насыщения k -фотонного перехода регулярным полем.

4. Из уравнений (4) следует, что при шумовом многофотонном возбуждении перехода происходит распад нутаций заселенности верхнего уровня и переход к релаксационному процессу установления отклика (рис. 1), причем уменьшаются и начинают зависеть от средних интенсивностей и ширины спектров возбуждающего излучения собственные времена релаксации перехода:

$$\begin{aligned}
1/T_1^{\text{эфф}} &= 1/T_1 + \pi \prod_{i=1}^k \langle I_i \rangle / 2T_2^2 \sum_{i=1}^k \Delta \omega_i I_0^k; \\
1/T_2^{\text{эфф}} &= 1/T_2 + \pi \prod_{i=1}^k \langle I_i \rangle / 4T_1 T_2 \sum_{i=1}^k \Delta \omega_i I_0^k,
\end{aligned}$$

приводя к росту насыщающей переход интенсивности (ср. с экспериментом работы [9]).

5. Флуктуации отклика многофотонного перехода после возбуждения широкополосным излучением иллюстрируются кривыми зависимости относительной дисперсии акустического сигнала от длительности импульса (рис. 2). Из приведенных кривых видно, что максимальное проявление эффекта подавления флуктуации достигается при больших длительностях импульса. При этом флуктуации монотонно уменьшаются с ростом интенсивности возбуждающего излучения. Для коротких импульсов ситуация иная: пиковое значение флуктуации растет с ростом интенсивности возбуждающего излучения.

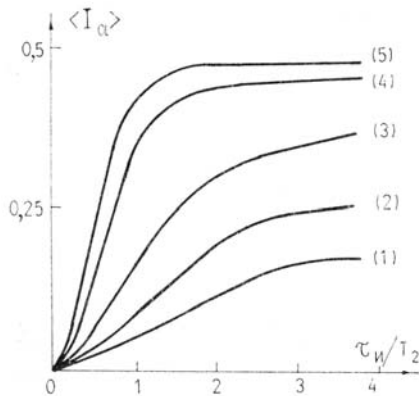


Рис. 1. Зависимость среднего значения акустического сигнала от длительности импульсов возбуждающего излучения: $T_2 = 0,1 T_1$. (1) $g = 0,5$; (2) $g = 1$; (3) $g = 3$; (4) $g = 5$; (5) $g = 10$

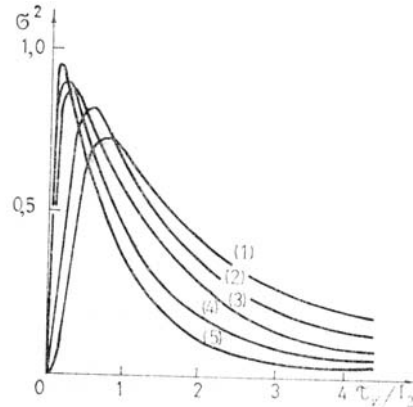


Рис. 2. Зависимость относительной дисперсии акустического сигнала от длительности импульсов возбуждающего излучения. $T_2 = 0,1 T_1$. (1) $g = 0,5$; (2) $g = 1$; (3) $g = 3$; (4) $g = 5$; (5) $g = 10$

1. Жаров В. П. — В кн.: Новые методы в спектроскопии. — Новосибирск: Наука, 1982, с. 126.
2. Антипов А. Б., Капитанов В. А., Пономарев Ю. Н., Сапожникова В. А. Оптико-акустический метод в лазерной спектроскопии молекулярных газов. — Новосибирск: Наука, 1984. — 127 с.
3. Пономарев Ю. Н. — В кн.: Спектроскопические методы зондирования атмосферы. — Новосибирск: Наука, 1985, с. 119.
4. Винокуров С. А. — ЖПС, 1985, т. 42, в. 1, с. 5.
5. Бетин А. А., Митропольский О. В., Новиков В. П., Новиков М. А. — Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 9, с. 1856.

6. Агеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Чистякова Л.К. — Изв. вузов, Физика, 1982, № 10, с. 49.
7. Bagratashvili V.N., Knyazev I.N., Letokhov V.S., Lobko V.V. — Opt. comm., 1976, v. 18, No 4, p. 525.
8. Искандеров Н.А., Кудряшов В.А., Матвеев И.Н., Устинов Н.Д. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 10, с. 542.
9. Бродниковский Л.М., Задков В.Н., Каримов М.Г., Коротеев Н.И. — Оптика и спектроскопия, 1983, т. 54, № 3, с. 385.
10. Дьяков Ю.Е., Искандеров Н.А., Никитин С.Ю. — Изв. АН СССР, Сер. физич., 1982, т. 46, № 8, с. 1463.

Поступила в редакцию 2 декабря 1987 г.

N. A. Iskanderov. Response Fluctuations in Noise Opto acoustic Spectroscopy of Multiphoton Transitions.

Effects of eliminating acoustic signal fluctuations and decreasing the system intrinsic relaxation times under multiphoton stochastic transition excitation are discussed.