

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКИ ДЛЯ АНАЛИЗА СПЕКТРА РАССЕЯННОГО СВЕТА

В.А.Алексеев, Т.Л.Андреева

В настоящее время спектральный состав рассеянного света исследуется двумя способами. В первом способе в качестве спектрального прибора используется эталон Фабри – Перо, во втором – спектр регистрируется методами оптического смещения. В настоящей работе рассматривается еще один возможный метод исследования спектрального состава рассеянного света.

Суть метода состоит в использовании в качестве спектрального прибора ячейки с поглощающим газом, насыщенной когерентным полем лазера. При этом на фоне широкого доплеровского контура поглощения  $\Delta\omega_D$  возникает узкий пик пропускания с шириной порядка однородной ширины линии  $\gamma$  [1]. Резонансы подобного типа в последнее время используются в нелинейной спектроскопии для разрешения тонкой структуры, замаскированной широким доплеровским контуром линии (см., например, [2]). Для спектроскопии рассеянного света поглощающую ячейку можно использовать следующим образом. На ячейку одновременно с насыщением ее лазерным полем с частотой  $\omega_1$  подается сигнал рассеянного света  $I_p(\omega)$ . Рассеянный свет возбуждается другим лазером того же типа с частотой  $\omega_0$ . Частота лазера  $\omega_1$ , просветляющего ячейку, отстраивается от частоты лазера вызывающего рассеяние, так что  $|\omega_0 - \omega_1| \leq \Delta\omega_D$ . Область частот рассеянного света  $|\omega - \omega_1| \leq \gamma$  лучше пропускается ячейкой, чем остальная часть спектра. Поэтому отстраивая частоту  $\omega_1$  в пределах ширины

спектра рассеянного света  $\Delta\omega_p$  от частоты лазера, возбуждающего рассеяние, можно прописать весь спектр рассеяния.

Полная интенсивность рассеянного света, прошедшего через ячейку с поглощающим газом, равна

$$J(\omega_1) = \int_{-\infty}^{\infty} I_p(\omega) e^{-\kappa(\omega)L} d\omega, \quad (1)$$

где  $L$  – толщина кюветы, а  $\kappa(\omega)$  определяется обычным выражением для коэффициента нелинейного поглощения<sup>1)</sup>

$$\kappa(\omega) = \alpha(\omega) \left[ 1 - \beta^2 \frac{(2\gamma)^2}{(2\gamma)^2 + (\omega - \omega_1)^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha(\omega)$  – доплеровский контур линейного поглощения,  $\beta^2 = (dE/\hbar)^2 (1/\gamma\Gamma)$  – параметр насыщения,  $d$  – дипольный момент перехода поглощающего газа,  $E$  – напряженность поля лазерной волны,  $\Gamma$  – продольная релаксация. Полагая  $\kappa(\omega)L \ll 1$  и  $\gamma \ll \Delta\omega_p$ , из (1) и (2) получим:

$$J(\omega_1) = J_{\text{ф}} + J_p(\omega_1) = \int_{-\infty}^{\infty} I_p(\omega) [1 - \alpha(\omega)L] d\omega + I_p(\omega_1) \alpha(\omega_1) \beta^2 4\pi\gamma L. \quad (3)$$

Таким образом, сигнал фотодетектора, регистрирующего рассеянный свет, прошедший через кювету, содержит два слагаемых, первое из которых  $J_{\text{ф}}$  определяет постоянный фон, а второе  $J_p(\omega_1)$  – полезный сигнал. Как видно из (3), отношение полезного сигнала к фону равно  $a \approx 2(\gamma/\Delta\omega_p) \alpha(\omega_1)L \cdot 2\pi\beta^2$ . Например, при  $\alpha(\omega_1)L = 0,3$  и  $\beta^2 = 0,6$ ,  $a \approx 2(\gamma/\Delta\omega_p) = 0,1$ . Принятое здесь значение  $2(\gamma/\Delta\omega_p) = 0,1$  соответствует возможности записать 10 точек на кривой  $I_p(\omega)$ .

Предельная ширина структуры в спектре  $I_p(\omega)$ , которую можно разрешить таким методом, равна  $2\gamma$ . Для величины  $2\gamma$  в поглощающей ячейке, например, с  $I_2$ , компонента  $P(13)$  полосы (43 – 0) которого совпадает с линией  $\lambda = 0,5145$  мкм аргонового лазера, получены значения  $2\gamma \approx 2 \cdot 10^5$  ич [4]. Это значение примерно в 10 раз меньше предельной ширины  $\gamma_{\text{ф.п.}}$  полосы пропускания эталона Фабри – Перо с базой 150 см.

Отметим, что в рассматриваемом методе присутствует вредный сигнал спонтанного излучения молекул поглощающего газа  $J_{\text{ш}}$ , прошедших в возбужденное состояние в процессе насыщения газа лазерным полем. Нетрудно показать, что отношение полезного сигнала  $J_p$  к шуму определяется величиной

$$J_p/J_{\text{ш}} = B_p(\lambda^2/\Delta\omega_p) = \bar{n}. \quad (4)$$

<sup>1)</sup> Возникающая при этом дополнительная структура в  $\kappa(\omega)$ , найденная в [3], в данном случае не существенна.

Здесь  $V_p$  (квантов./см<sup>2</sup> · сек · стерад) – яркость рассеянного света,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\bar{n}$  – среднее число фотонов на осциллятор поля в рассеянном свете. Примерно такой же шум возникает при спектроскопии оптического смещения [5]. Типичные значения величины  $\bar{n}$  при рассеянии в жидкости  $\bar{n} \approx 10^{-2}$ . Такие значения  $\bar{n}$  соответствуют возбуждению спектра рассеяния с шириной  $\Delta\omega_p \approx 10^6$  гц, в жидкости с коэффициентом экстинкции  $dR/dO \approx 10^{-7}$  см<sup>-1</sup> · стерад<sup>-1</sup> лазером с мощностью 0,3 Вт и с фокусировкой на площадку  $10^4 \lambda^2$ . Поэтому отношение (4) мало, что приводит к существенным трудностям в процессе регистрации. Однако, в рассматриваемом методе этот шум можно устранить. Для этого достаточно, например, настроить частоту  $\omega_1$  на другую линию, связанную с рабочим переходом общим нижним уровнем. При этом предполагается, что давление газа достаточно мало, так что частота перемешивания уровней из-за столкновений значительно меньше скорости радиационного распада. В случае  $I_2$  компонента  $P(13)$  отстоит от ближайшей компоненты  $Q(13)$  или  $R(13)$ , связанной с  $P(13)$  общим нижним уровнем на величину  $\sim 3 \cdot 10^{10}$  гц, так что для этого потребуется значительная перестройка частоты лазера. Такая перестройка может быть выполнена, например, методом электрооптического смещения частот, использованным в [6]. При этом спонтанный шум, возникающий на частоте компоненты  $P(13)$  может быть отфильтрован обычным интерферометром Фабри – Перо с  $\gamma_{\text{ф.п.}} \approx 10^9$  гц. Диапазон работы указанного метода ограничен значениями  $\gamma \geq 10^5$  гц и  $\Delta\omega_D \approx 10^9$  гц, т.е.  $10^5 < \Delta\omega_p \leq 10^8$  гц. Существенно, что именно эта область  $\Delta\omega_p$  наиболее трудна для исследования двумя другими методами – методом оптического смещения и интерферометром Фабри – Перо.

В заключение отметим следующее. Обычные методы лазерной нелинейной спектроскопии требуют совпадения лазерной линии с линией изучаемого перехода, что накладывает серьезные ограничения на общность этого метода. Предлагаемый метод является универсальным, поскольку достаточно одной поглощающей ячейки для исследования спектров рэлеевского рассеяния света любых веществ.

Благодарим Б.Я.Зельдовича и И.И.Собельмана за обсуждение.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 июля 1974 г.

### Литература

- [1] W.E.Lamb, J. Phys. Rev., 134, 1428, 1964.
- [2] M.D.Levenson, A.L.Schawlow. Phys. Rev., 6, 10, 1972.
- [3] Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 61, 922, 1971.
- [4] T.J.Rayan, D.G.Youmans, L.A.Hackel, S.Ezekiel. Appl. Phys. Lett., 21, 320, 1972.
- [5] Д.Бенедек. УФН, 106, 481, 1972.
- [6] Z.Bay, G.G.Luther, J.A.White. Phys. Rev. Lett., 29, 189, 1972.