

цена в матрице растворителя. Размытые спектры антрацена в декане указывают на меньшую «жесткость» закрепления молекулы в данном растворителе.

Автор выражает искреннюю благодарность Т. Н. Болотниковой и Р. И. Персонову за обсуждение результатов данной работы.

Литература

- [1] А. Н. Теренин. Фотоника молекул красителей. Изд. «Наука», Л., 1967.
- [2] А. В. Карякин. ЖФХ, 23, 1332, 1345, 1949.
- [3] А. В. Карякин, А. Н. Теренин. ДАН СССР, 97, 479, 1954.
- [4] H. Well-Malherbe, J. Weiss. Nature, 149, 471, 1942.
- [5] B. Stevens. Trans. Farad. Soc., 51, 610, 1955.
- [6] А. С. Черкасов. Сб. «Молекулярная фотоника», 244. Изд. «Наука», Л., 1970.
- [7] В. Л. Зима, А. Н. Файдыш. Опт. и спектр., 14, 371, 1963.
- [8] В. Л. Зима, А. Н. Файдыш. Вісник Київського Університету, сер. фізики та хімії, 18, № 6, 1966.
- [9] Э. В. Шпольский. Усп. физ. наук, 80, 255, 1963.
- [10] Д. М. Гребенчиков, Р. И. Персонов. Опт. и спектр., 26, 264, 1969.
- [11] Т. А. Теплицкая, Р. И. Персонов. ЖФХ, 43, 1679, 1969.
- [12] Л. А. Климова, Г. Н. Нерсесова. Опт. и спектр., 21, 287, 1966.
- [13] Т. Н. Болотникова, Ф. И. Гуров, Г. Н. Нерсесова. Опт. и спектр., 32, 531, 1972.
- [14] Т. Н. Болотникова, Ф. И. Гуров. Опт. и спектр., 28, 182, 1970.
- [15] А. И. Китайгородский, Р. М. Мясникова. Кристаллография, 15, 638, 1960.

Поступило в Редакцию 4 мая 1971 г.

УДК 621.373 : 535

РАЗНОСТЬ ФАЗ СВЯЗАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ КОЛЕБАНИЙ

В. Г. Брыков, В. Е. Крюков и Д. К. Мынбаев

В последнее время интенсивно изучаются биения частоты между волнами, генерируемыми лазером, с учетом слабой связи между ними. Мы имеем в виду межмодовые биения в линейном лазере [1], биения между волнами с ортогональной поляризацией в зеемановском линейном лазере [2] и биения между встречными волнами кольцевого газового лазера (КГЛ) [3].

Во всех этих случаях разность фаз $\Psi(t) = \nu_1 + \varphi_1(t) - \nu_2 - \varphi_2(t)$ сбиваемых волн является не линейной, а периодической функцией времени, причем ее колебания обусловлены связью между волнами $\nu_1 + \varphi_1(t)$ и $\nu_2 + \varphi_2(t)$. Среднее за период $\langle \Psi \rangle$ значение величины $\Psi(t)$ обычно называется частотой биений и именно $\langle \Psi \rangle$, как правило, измеряется в экспериментах. В настоящей работе рассматривается изменение величин $\Psi(t)$ и $\dot{\Psi}(t)$ в пределах одного периода.

Рассмотрение, имеющее достаточно общий характер, будем вести на примере КГЛ. Разность фаз $\Psi(t)$ найдем из системы вида

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= f_1(\alpha, I_1, I_2, \Psi), \\ I_2 &= f_2(\alpha, I_1, I_2, \Psi), \\ \dot{\Psi} &= f_3(\alpha, I_1, I_2, \Psi), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где α — параметры лазера с учетом связи между волнами; I_1, I_2 — интенсивности волн.

Явный вид системы (1) для каждого из рассматриваемых случаев можно найти в работах [1-4]. Решение получим для системы [3], описывающей поведение КГЛ. Пренебрегая влиянием обратного рассеяния на интенсивности встречных волн, найдем стационарные значения I_1^0 и I_2^0 из первых двух уравнений системы (1). Подставляя эти значения в третье, найдем уравнение для разности фаз в виде

$$\dot{\Psi} - \Omega_0 \sin(\Psi + \varepsilon) = \nu_p, \quad (2)$$

где ν_p — частота биений в КГЛ без учета связи между волнами; Ω_0 — граничная частота зоны захвата; ε — не зависящая от времени фаза, определяемая параметрами КГЛ и рассеянного излучения.

Если уравнение (2) получено описанным методом, то его решение $\Psi(t)$ мы будем называть раздельным. Для $\nu_p > \Omega_0$ такое решение уравнения (2) найдется разделением переменных

$$\int_{(\Psi)} \frac{d\Psi}{\nu_p + \Omega_0 \sin(\Psi + \varepsilon)} = \frac{2}{\omega} \times$$

$$\times \arctg \frac{\nu_p \operatorname{tg} \left(\frac{\Psi + \varepsilon}{2} \right) + \Omega_0}{\omega} = t + C,$$

где

$$\omega = \langle \dot{\Psi} \rangle = \sqrt{\nu_p^2 - \Omega_0^2}.$$

Полагая начальные условия нулевыми, после некоторых преобразований найдем

$$\Psi(t) = \arcsin \frac{\nu_p \sin(\omega t + \varphi) - \Omega_0}{\nu_p - \Omega_0 \sin(\omega t + \varphi)} - \varepsilon, \quad (3)$$

$$\dot{\Psi}(t) = \frac{\omega^2}{\nu_p - \Omega_0 \sin(\omega t + \varphi)}, \quad (4)$$

где

$$\varphi = \arcsin \frac{\Omega_0 + \nu_p \sin \varepsilon}{\nu_p + \Omega_0 \sin \varepsilon}.$$

Заметим, что колебания $\Psi(t)$ с периодом $T = 2\pi/\omega$, конечно, получается и из связанного решения системы (1), что для КГЛ показано в [4].

Решение (3) можно интерпретировать как модуляцию $\Psi(t)$ частотой биений ω . Модуляция проявляется как искажение формы сигнала биений $\Psi = f(t)$ в [2]) и это искажение наиболее ярко выражено вблизи зоны захвата, где отношение Ω_0/ω близко к единице. Размах Δ колебаний, как следует из (4), определяется зоной захвата и равен

$$\Delta = |\dot{\Psi}_{\max} - \dot{\Psi}_{\min}| = 2\Omega_0.$$

Эксперимент проводился с целью обнаружения колебаний $\Psi(t)$ и определения их характеристик. Использовался КГЛ ($\lambda = 0.63$ мкм) в форме равностороннего треугольника со стороной 30 см. Биения создавались невзаимным элементом на эффекте Фарадея [5]. Методика эксперимента следующая. На экране электронного осциллографа фиксировался выходной сигнал КГЛ, который представляет собой переменную составляющую фототока $i_{\phi} = A_0 \sin \Psi(t)$. Этот сигнал сравнивался с эталонным (идеальным) сигналом той же частоты ω .

Значение фазы $\Psi(t)$, соответствующее амплитуде A_0 , сравнивалось со значением $\dot{\Psi}_{\text{эт.}}(t)$ при амплитуде $A_{\text{эт.}} = A_0$. Разность фаз $\Psi(t) - \Psi_{\text{эт.}}(t)$ давала величину отклонения $\Psi(t)$ от линии ωt при данном t . Естественно, такие измерения проводились в пределах одного периода $T = 2\pi/\omega$. Для уменьшения влияния аппаратных эффектов реальный и эталонный сигналы пропускались через одну и ту же электронную схему. Колебания $\Psi(t)$ получались путем графического дифференцирования кривой $\Psi(t)$. Результаты эксперимента представлены на рис. 1 и на рис. 2, где каждая кривая для

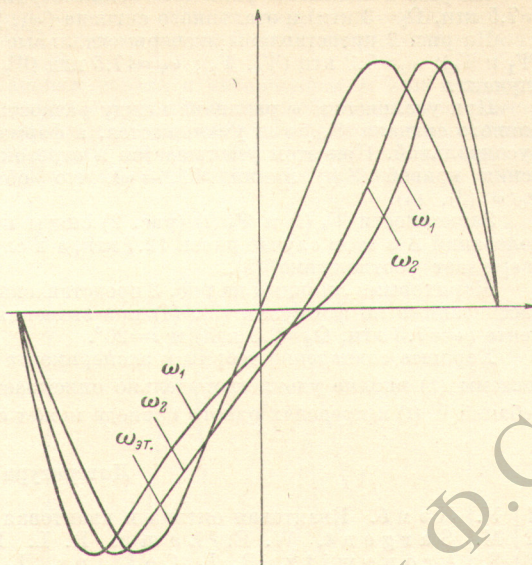


Рис. 1.

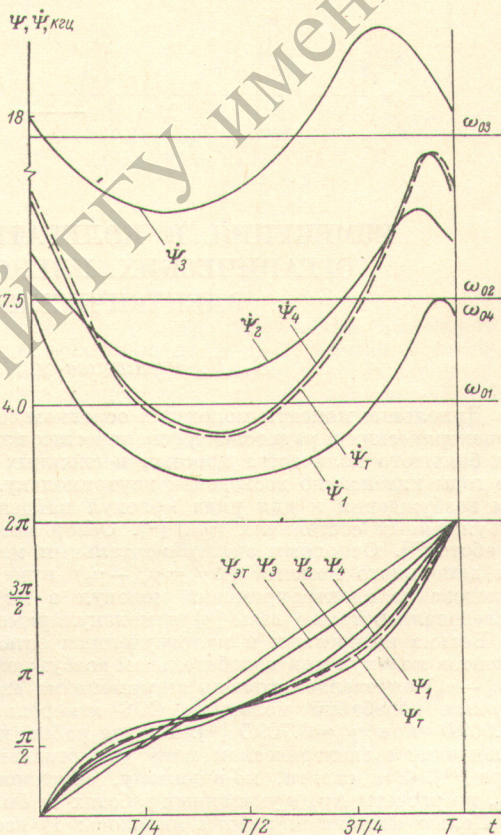


Рис. 2.

удобства изображения построена в своем масштабе времени, т. е. они приведены к одному периоду $T_i = 2\pi/\omega$.

На рис. 1 показаны типичные осциллограммы сигнала биений ($\omega_1 = 4$ кГц, $\omega_2 = 7.5$ кГц, $\Omega_0 = 3$ кГц) и эталонного сигнала ($\omega_{\text{эт.}}$).

На рис. 2 представлены экспериментальные значения $\Psi(t)$ и $\dot{\Psi}(t)$ при $\omega_1 = 4$ кГц (Ψ_1 и $\dot{\Psi}_1$); $\omega_2 = 7.3$ кГц (Ψ_2 , $\dot{\Psi}_2$); $\omega_3 = 17.5$ кГц (Ψ_3 и $\dot{\Psi}_3$), причем $\Omega_0 = 3$ кГц во всех трех случаях.

При увеличении ω различие между разностью фаз $\Psi_i(t)$ ($i=1, 2, 3$) и фазой эталонного сигнала $\Psi_{\text{эт.}} = \omega t$ уменьшается, а форма сигнала биений приближается к синусоидальной. При этом уменьшается и отрезок времени от нуля до первого пересечения кривой $\Psi(t)$ линии $\Psi_{\text{эт.}} = \omega t$, что объясняется уменьшением отношения Ω_0/ω (3), (4).

Зависимости $\Psi_4(t)$ и $\dot{\Psi}_4(t)$ (рис. 2) сняты при $\omega = 7.3$ кГц и $\Omega_0 = 6.3$ кГц. Размах колебаний Δ в этом случае равен 12.7 кГц, а в случае 1—3 $\Delta = 6$ кГц, что хорошо подтверждает соотношение (5).

Штриховыми линиями на рис. 2 представлены теоретические кривые $\Psi_T(t)$ и $\dot{\Psi}_T(t)$, рассчитанные по формулам (3), (4) при значениях параметров, полученных в эксперименте ($\omega = 7.3$ кГц, $\Omega_0 = 6.3$ кГц) и $\varepsilon = 20^\circ$.

Хорошее совпадение теории и эксперимента показывает, что раздельное решение системы (1) вполне удовлетворительно описывает процессы $\Psi(t)$ и $\dot{\Psi}(t)$. Размах колебаний $\dot{\Psi}(t)$ в пределах одного периода может служить мерой связи между волнами.

Литература

- [1] У. Лэмб. Квантовая оптика и квантовая радиофизика. Изд. «Мир», М., 1966.
- [2] M. Sargent, W. E. Lamb, R. L. Fork, Phys. Rev., 164, 436, 1967.
- [3] F. Aronowitz, R. I. Collins. J. Appl. Phys., 41, 130, 1970.
- [4] С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин. Отчет НИФИ ЛГУ, Л., 1968.
- [5] В. П. Васильев. Авторское свидетельство № 957223, 1964.

Поступило в Редакцию 6 мая 1971 г.

[УДК 535.34-15 : 539.238.097

ИЗМЕНЕНИЯ В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ ПЛЕНОК, ВЫЗВАННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В. Г. Румянцев и Л. М. Блинов

Дипольные моменты молекул в основном состоянии (μ_0) определяются с помощью диэлектрических и радиоспектроскопических измерений и в настоящее время известны для большого количества простых и сложных химических соединений [1]. В последние годы интенсивно исследован внутримолекулярный перенос заряда при электронном возбуждении и для ряда молекул найдены дипольные моменты в электронно-возбужденных состояниях ($\mu_{\text{эв}}$) [2]. Обзор методов определения этих моментов дан в работе [3]. Основным экспериментальным методом определения величины изменения дипольного момента ($\Delta\mu = \mu_{\text{эв}} - \mu_0$) при электронном возбуждении является исследование электрохромизма молекул в жидких [2] и твердых [4, 5] растворах. Исследовались также газы [6] и молекулярные кристаллы [7].

Весьма интересным и малоизученным остается вопрос об изменении дипольных моментов молекул при колебательном возбуждении. Величина этого изменения ($\Delta\mu_k = \mu_k - \mu_0$) определяет степень ангармонизма данного типа колебаний. Для деформационных колебаний молекулы СОS измеренное значение $\Delta\mu_k$ оказалось равным $-0.009D$ при $\mu_0 = 0.709D$ [8]. В ряде работ измерены сдвиги колебательных полос поглощения в электрическом поле для отдельных молекул в газовой фазе [9] и растворе [10]. Эти сдвиги, по-видимому, обусловлены разностью дипольных моментов $\Delta\mu_k$, но расчеты $\Delta\mu_k$ в указанных работах не были выполнены.

Целью настоящей работы являлось: 1) исследование возможности определения величин $\Delta\mu_k$ с помощью измерений спектральных сдвигов и уширений колебательных полос поглощения пленок молекулярных кристаллов в электрическом поле; 2) исследование влияния межмолекулярных взаимодействий и структурных особенностей пленок на величины этих спектральных изменений.

Для решения указанной задачи мы применили методику фазочувствительного детектирования, описанную в [11], модифицировав ее для диапазона длин волн $\lambda = 2 \div 10$ мкм. При расчетах использовалась теория электрохромизма [2], которая, по нашему мнению, справедлива для расчета полевых сдвигов не только электронных,