

Расчеты ширины петли гистерезиса, интенсивности включения и выключения при различном расположении контуров поглощения и испускания показали, что учет пространственной решетки также приводит к небольшому уменьшению указанных параметров в сравнении с приближением средней интенсивности.

Таким образом, пространственное распределение поля, записанное при интерференции встречных потоков в высокодобротном резонаторе Фабри — Перо, практически не влияет на бистабильные характеристики прибора и для расчета можно использовать приближение средней интенсивности.

Список литературы

1. Agrawal G. P., Flytzanis C. // IEEE Quantum Electron.—1981.—V. QE—17.—№ 3.—P. 374.
2. Иванова Н. А., Рубанов А. С., Толстик А. Л., Чалей А. В. // ЖПС.—1985.—Т. 43.—№ 3.—С. 435.
3. Agrawal G. P. // J. Opt. Soc. Amer.—1983.—V. 73.—№ 5.—P. 654.
4. Кабанов В. В., Рубанов А. С. // Докл. АН БССР.—1980.—Т. 24.—№ 1.—С. 34.

Поступила в редакцию 22.02.85.

УДК 535.012.2

Л. И. БУРОВ, Е. С. ВОРОПАЙ,
И. И. ГАНЧЕРЕНОК, В. А. САЕЧНИКОВ

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИИ РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ ПРИ НЕКОЛЛИНЕАРНОЙ НАКАЧКЕ

Обнаруженные для ряда красителей значительные эффекты светоиндуцированной оптической активности [1] и их насыщающийся характер [1—3] позволяют создавать высокоэффективные и стабильные динамически управляемые модуляторы света и оптические затворы. В связи с этим представляет интерес анализ влияния геометрии световых потоков, поскольку во всех выполненных до настоящего времени исследованиях использовалась параллельная геометрия [1—3]. В предлагаемой работе исследуется случай произвольных направлений распространения сильной и слабой (зондирующей) волн в кубически нелинейной среде, а также приведены некоторые экспериментальные данные для ортогонального варианта накачки, который весьма распространен в квантовой электронике, а следовательно, важен для практически реализуемых систем.

Применительно к растворам сложных молекул уравнение распространения слабой волны может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \underline{E}_1 = 2\pi i k_1 N I_0 F(\omega_0, \omega_1) \widehat{S}_\perp \underline{E}_1, \quad (1)$$

где \underline{E}_1 , k_1 , ξ , \underline{n}_1 — вектор амплитуды, волновое число, пространственная координата и единичный вектор направления распространения слабой волны соответственно; N — концентрация молекул в растворе; I_0 — интенсивность сильного поля; $F(\omega_0, \omega_1)$ — плавная частотная функция, сложным образом определяемая через дипольные моменты перехода, релаксационные параметры и функции равновесного распределения по колебательным подуровням [4]; \widehat{S}_\perp — ортогональная проекция тензора наведенной анизотропии, имеющая вид:

$$\widehat{S}_\perp = \widehat{I} + \underline{a} \cdot \underline{a}^* + \underline{a}^* \cdot \underline{a}, \quad (2)$$

$$\widehat{I} = 1 - \underline{n}_1 \cdot \underline{n}_1, \quad \underline{a} = \widehat{I} \underline{e}_0, \quad (3)$$

где \underline{e}_0 — вектор поляризации сильного поля; точка означает диадное произведение. При выводе (2) предполагалось отсутствие вырождения состояний сложных молекул.

Уравнение (1) является линейным относительно слабого поля, поэтому при анализе данной проблемы можно воспользоваться понятиями и методами классической кристаллооптики. Решение этого уравнения может быть легко получено в приближении заданного сильного поля ($I_0 = \text{const}$), которое обычно хорошо выполняется в нелинейной спектроскопии, тогда

$$\underline{E}_1(\xi) = \left(\sum_{\pm} G_{\pm} \exp(2\pi i k_1 N I_0 F(\omega_0, \omega_1) \lambda_{\pm} \xi) \right) \underline{E}_1(0), \quad (4)$$

где λ_{\pm} и G_{\pm} — собственные значения и проективные операторы тензора \hat{S}_{\perp} . Операторы G_{\pm} проецируют любой вектор на направления собственных векторов \hat{S}_{\perp} . С другой стороны, в силу ортогональности G_{\pm} волны, чья поляризация совпадает с собственными векторами \hat{S}_{\perp} , распространяются без изменения последней и могут быть названы нормальными. Теперь решение (4) может рассматриваться как разложение по нормальным волнам, а эффекты гиротропии и дихроизма можно интерпретировать как следствие различий фазовых скоростей и коэффициентов поглощения (усиления) для этих волн.

Анализ показывает, что в данном случае нормальные волны имеют линейную поляризацию, направление которой зависит от поляризации сильного поля и направления зондирующей волны. В общем случае выразить эту связь в простой аналитической форме не удастся, однако для ряда важных частных случаев она является весьма простой.

Например, при линейной поляризации сильного поля вектор \underline{a} становится вещественным и направления поляризации нормальных волн определяются векторами \underline{a} и $[\underline{n}_1 \underline{a}]$. Подтверждением этого вывода могут служить результаты работ [1, 3] по исследованию этанольных растворов триметинцианин перхлората и родамина 6Ж. Зарегистрированные авторами [1] незначительные отклонения от линейной поляризации при больших мощностях накачки обусловлены, по-видимому, эффектами самодействия сильной волны. Следует отметить, что наличие затухания этой волны в данном случае не имеет значения, поскольку измерения проводились в рамках параллельной геометрии.

Как отмечалось, особый интерес представляет вариант ортогональной накачки, широко используемый в экспериментальных схемах жидкостных усилителей и генераторов [5]. В этом случае выражение (2) сводится к простому виду:

$$\hat{S}_{\perp} = \hat{I} + C_0 [\underline{n}_1 \underline{n}_0] \cdot [\underline{n}_1 \underline{n}_0], \quad (5)$$

где $C_0 = 2|[\underline{n}_1 \underline{e}_0]|^2$; \underline{n}_0 — единичный вектор направления распространения сильной волны. Соотношение (5) показывает, что теперь раствор красителя может рассматриваться как обычный одноосный кристалл [6]. Нормальные волны будут поляризованы вдоль направлений \underline{n}_0 и $[\underline{n}_1 \underline{n}_0]$ независимо от поляризации сильного поля.

Экспериментальная проверка этого вывода осуществлялась с помощью спектрометра (см. рисунок). Излучение моноимпульсного рубинового лазера ($I_0 \simeq 40\text{--}50$ Мвт/см², $\tau_{\text{и}} \simeq 20$ нс) возбуждало раствор красителя (криптоцианин в этаноле, $N = 2 \cdot 10^{-4}$ моль/л) в кювете длиной 1 см, расположенной между скрещенными поляризатором П и анализатором А (степень скрещенности 0,98—0,99). В качестве зондирующего использовалось излучение жидкостного ОКГ, накачка которого производилась излучением того же рубинового лазера. Длина волны и мощность зон-

дирующего потока выбирались таким образом, чтобы наряду с индуцированным дихроизмом [7] (при параллельных линейных поляризациях обеих волн усиление сигнала достигало 2,0) существенным был и эффект двулучепреломления [2] (отстройка длины волны жидкостного ОКГ от максимума полосы поглощения криптоцианина составляла 100—110 нм). Излучение рубинового лазера попадает в полосу поглощения красителя, так что эффекты наведенной анизотропии носят резонансный характер, и вклад иных механизмов (например, оптический эффект Керра) пренебрежимо мал [2].

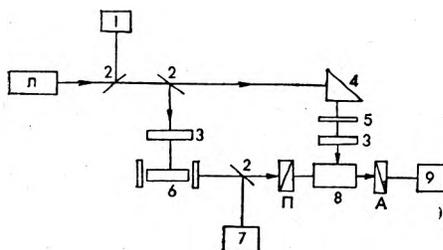


Схема установки:

Л — рубиновый моноимпульсный лазер; 1, 7, 9 — фотоэлемент; 2 — светоделительная пластинка; 3 — цилиндрическая линза; 4 — поворотная призма; 5 — фазовая пластинка; 6 — лазер на красителе; 8 — кювета с исследуемым веществом; П — поляризатор (призма Глана); А — анализатор (поляриод)

В эксперименте измерялось отношение сигналов фотоэлемента на выходе анализатора А при возбуждении раствора красителя и без этого возбуждения при различных ориентациях векторов поляризации зондирующей e_1 и сильной e_0 волн. При линейной поляризации обеих волн вектор e_0 обычно фиксировался ортогонально плоскости волновых векторов, а изменялась ориентация e_1 . При этом максимальное увеличение сигнала (с коррекцией на усиление) в пять — шесть раз наблюдалось при взаимной ориентации e_0 и e_1 под углом 45° и полностью исчезало при параллельной и ортогональной ориентациях. Для этих двух начальных ориентаций e_1 увеличение сигнала отсутствует и при изменении состояния поляризации сильной волны вплоть до круговой, которое осуществлялось с помощью фазовых пластинок. Характерным явлением являлось также отсутствие увеличения сигнала любой ориентации e_1 в том случае, когда при линейной поляризации сильного поля вектор e_0 совпадал с n_1 . Это вполне понятно, поскольку в соответствии с (5) получаем распространение зондирующей волны вдоль оптической оси.

Таким образом, эксперимент подтверждает вывод теории о том, что нормальные волны для ортогональной геометрии будут иметь линейную поляризацию независимо от поляризации сильного поля.

Список литературы

1. Курасбедиани А. И., Мумладзе В. В. // Оптоэлектроника, квантовая электроника и прикладная оптика.— Тбилиси.—1980.— С. 122.
2. Бонч-Бруевич А. М., Разумова Т. К., Старобогатов И. О. // Опт. и спектроскопия.—1978.— Т. 44.— Вып. 5.— С. 957.
3. Арутюнян В. М., Агаджанян С. А., Мурадян А. Ж., Оганян А. А., Папазян Т. А. // Опт. и спектроскопия.—1985.— Т. 58.— Вып. 2.— С. 459.
4. Буров Л. И., Ганчеренок И. И. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.—1984.— № 1.— С. 61.
5. Лазеры на красителях // Под ред. Ф. П. Шефера.— М., 1976.
6. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск, 1976.
7. Ярошенко О. И., Рудик К. И. // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3.— № 9.— С. 416.

Поступила в редакцию 29.04.85.