

тродов, выполненных в форме «гребенки», определяет связь между модами [3]. Период «гребенки» равен межмодовой длине биений  $\Lambda=7$  мкм.

Для уменьшения вклада «паразитных» составляющих в спектр выходного сигнала число секций  $N$  выбирается равным числу поперечных электродов в «гребенке» и для устройства длиной 10 мм  $N=30$ . При этом следует ожидать [3, 5], что напряжение, необходимое для работы ОМ, составит  $\sim 6$  В, а верхняя граничная частота будет  $\sim 1.7$  ГГц.

На рисунке, б, в приведены схемы ОМ, описываемые матрицами  $(\hat{R} \hat{P})^N$  и  $(\hat{R} \hat{M})^N$ . В этих схемах пластинки  $\hat{P}$  ( $\pi/4$ ) и  $\hat{M}$  ( $3\pi/4$ ), формирующие вращатели  $\hat{R}$ , реализуются за счет разности фазовых скоростей ТЕ и ТМ мод. Отметим, что ОМ, представленный на рисунке, в, совпадает с предложенным в [6].

#### Литература

- [1] Курицкий М., Голдштейн М. — ТИИЭР, 1983, т. 17, № 10, с. 47—72.
- [2] Kaminov I., Turner I. — Appl. Opt., 1966, v. 5, N 10, p. 1621—1629.
- [3] Alferness R. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 6, p. 965—972.
- [4] Marathay A. — JOSA, 1965, v. 55, N 8, p. 969—981.
- [5] Alferness G., Buhl L. — Opt. Lett., 1982, v. 7, N 10, p. 500—503.
- [6] Heisman F., Ulrich R. — IEEE J. Quant. Electron., 1982, v. QE-18, N 4, p. 767—775.

Поступило в Редакцию 13 июня 1985 г.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕОНА НА ЛАЗЕРНОМ ПЕРЕХОДЕ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Зейликович И. С., Пулькин С. А., Гайда Л. С.

Разность поляризуемостей возбужденных состояний атомной системы, находящейся в интенсивном световом поле, определяет штарковский сдвиг линии поглощения и вклад в нелинейную восприимчивость среды, ответственную за эффекты самовоздействия волн, участвующих в резонансных взаимодействиях. В связи с этим измерения поляризуемостей возбужденных состояний атомов представляют несомненный интерес. Впервые интерферометрические измерения разности поляризуемостей возбужденного и основного колебательных состояний молекулы водорода были проведены в [1]. Они показали хорошее согласие экспериментальных данных с квантово-механическим расчетом. В [2] возбуждение молекул  $H_2$  производилось в процессе усиления стоксовой компоненты ВКР ( $\lambda_c=0.68$  мкм). Такая методика не позволяет исследовать поляризуемости состояний в широкой области спектра.

Разность поляризуемостей в широкой области спектра может быть измерена методом голографической интерференционной спектроскопии [2]. Метод позволяет получить дисперсионный ход показателя преломления вблизи линий поглощения атомарной среды, соответствующий действительной части восприимчивости. Для описания восприимчивости использовалась модель обобщенной двухуровневой системы [3]. Согласно этой модели, при однофотонном резонансе действительная часть восприимчивости определяется выражением

$$n(\Delta) - 1 = (N_1 - N_2) fAT \frac{IK(\theta - 1) + \Delta}{1 + (\Delta - IK)^2 + I/I_n}, \quad (1)$$

где  $\Delta = (\omega_0 - \omega)I$  — расстройка от линии поглощения ( $\omega$  — текущая частота,  $\omega_0$  — частота линии поглощения),  $I = E^2$  — интенсивность излучения,  $I_n = E_n^2$  — интенсивность насыщения,  $(N_1 - N_2)$  — разность населенностей уров-

ней,  $f$  — сила осциллятора,  $A = \pi e^2 / m \omega_0$ ,  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $\omega_0$  — резонансная частота,  $T = \gamma^{-1}$  — обратная полуширина линии поглощения,  $IK$  — высокочастотный штарковский сдвиг,  $K = \hbar^{-1} (\chi^{22} - \chi^{11}) T$  — параметр «переполаризуемости» исследуемого перехода ( $\chi^{jj}$  — линейная поляризуемость атома в основном и возбужденном состояниях). При  $I=0$  формула (1) переходит в обычную формулу для аномальной дисперсии. Согласно [3], разность поляризуемостей ( $\chi^{22} - \chi^{11}$ ) определяется при обработке экспериментальной кривой, описываемой выражением (1), путем подгонки трех параметров:  $IK$ ,  $IK \Theta$  и  $I/I_n$ , что снижает точность измерений. Повысить точность можно при измерении интенсивности [1], что представляет, однако, определенные трудности.

### Методика измерений

В настоящей работе обосновывается прямой метод определения ( $\chi^{22} - \chi^{11}$ ). При  $IK \gg 1$  максимальное значение  $(n-1)_0 l$  будет при  $\Delta = IK$ . Оно получается из соотношения (1), если положить  $\Delta = IK$ ,

$$(n-1)_0 l = A (N_1 - N_2) f l (\chi^{22} - \chi^{11}) I_n \Theta T^2 \hbar^{-1} = 1/4 (\chi^{22} - \chi^{11}) (N_1 - N_2). \quad (2)$$

Отсюда получаем для переполаризуемости

$$(\chi^{22} - \chi^{11}) = \frac{4(n-1)_0 l}{N_1 - N_2}. \quad (3)$$

Таким образом, измерив по интерференционной картине показатель преломления среды при отстройке  $\Delta$ , равной штарковскому сдвигу линии поглощения, подставив в (3) табличные данные, можно получить значение переполаризуемости. Преимущество этого метода заключается в том, что не требуется измерений интенсивности излучения лазера, поэтому точность определения переполаризуемости может быть высокой и в основном зависит от точности определения  $(N_1 - N_2)l$ .

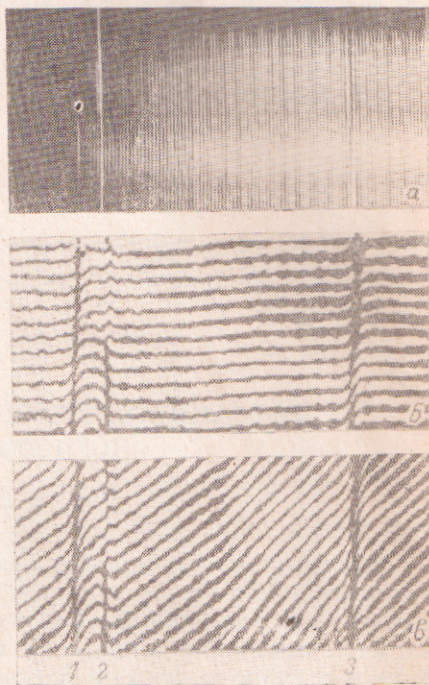
### Эксперимент

Экспериментальные исследования проводились с помощью метода голографической интерференционной спектроскопии, разработанного в [4]. Метод позволяет апостериорно изучать поведение дисперсии показателя преломления вблизи линий поглощения (усиления) атомной среды, находящейся во внутрирезонаторной ячейке лазера на красителе. Ход дисперсионной кривой показателя преломления вблизи линии получается при голографической обработке внутрирезонаторной спектрограммы. Для регистрации такой спектрограммы использовался лазер на красителе с резонатором Майкельсона. Накачка красителя осуществлялась второй гармоникой рубинового лазера (мощность  $\sim 200$  кВт, длительность импульса  $\sim 30$  нс) по поперечной схеме. Краситель находился в кварцевой кювете с окнами под углом Брюстера. Трубка с гелий-неоновой смесью (от лазера ЛГ-56) длиной 25 см помещалась в одно из плеч резонатора Майкельсона. Излучение лазера направлялось в спектрограф с обратной линейной дисперсией  $\sim 0.7$  нм/мм. Методика получения интерференционных картин подробно описана в [2, 4].

На рис. 1, а изображена исходная спектрограмма. Спектр генерации красителя захватывает три линии неона:  $\lambda = 633.4, 632.8, 626.6$  нм. Хорошо видно, что на лазерном переходе с  $\lambda = 632.8$  нм наблюдается спектральная концентрация интенсивности излучения. Ток в разрядной трубке задается таким, при котором мощность излучения в He—Ne лазере максимальна ( $\sim 8$  мА). Используя метод голографической апостериорной обработки спектрограмм, были получены интерферограммы, показанные на рисунке, б, в. На рисунке, б интерференционные полосы направлены перпендикулярно линиям поглощения. Если проследить ход полосы вблизи линии поглощения, рисуемой в определенном масштабе кривую дисперсии, можно видеть, что на линии 632.8 нм ход дисперсии инвертирован относительно других линий  $\lambda = 633.4$  и 626.6 нм.

При настройке интерференционных полос (см. рисунок, *а*) под определенным углом к линии образуется «крюк» на линии усиления  $\lambda=632.8$  нм и «антикрюк» на линиях 633.4, 626.6 нм поглощения. Следует отметить, что интерферограммы (см. рисунок, *б*, *в*) получены при интерференции  $\pm 2$ -х порядков дифракции света на исходной спектрограмме, что с учетом двухкратного увеличения чувствительности интерферометра Майкельсона составляет 8 крат. Даже при таком увеличении чувствительности при малой интенсивности излучения невозможно получить заметного изменения показателя преломления, поскольку инверсия составляет  $(N_1 - N_2) \cdot 10^9$ . При силе осциллятора  $f \approx 0.02$  и длине трубки 25 см  $Nfl \sim 0.5 \cdot 10^9$ , что на три порядка ниже предела обнаружения метода «линейной» дисперсионно-интерференционной спектроскопии. Это свидетельствует о том, что основной вклад в показатель преломления среды в условиях нашего эксперимента вносят эффекты сильного поля. Отметим, что малость  $Nfl$  для рассматриваемого перехода атомов неона не позволяла просмотреть ход дисперсии показателя преломления на усиливающем переходе с помощью классического спектрально-интерференционного метода Пуччианти или «крюков» Рождественского, хотя такие попытки предпринимались с целью экспериментальной проверки предсказываемой теорией инверсии хода дисперсионной кривой на усиливающем переходе.

Приведем результаты определения переполаризуемости  $(x^{22} - x^{11})$  для пере-



*а* — исходная спектрограмма, *б* — интерферограмма, интерференционные полосы перпендикулярны к линиям поглощения, *в* — интерферограмма, интерференционные полосы под углом к линиям поглощения. 1 — 633.4, 2 — 632.8, 3 — 626.6 нм.

хода в неоне вблизи длины волны  $\lambda=632.8$  нм; измеренное значение  $(n-1)^0$  составляет  $3.0 \cdot 10^{-6}$  см с учетом 8-кратного увеличения чувствительности. Интенсивность насыщения перехода составляет  $I_{II} = 0.262$  Вт/см<sup>2</sup>. Она рассчитана по формуле

$$I_{II} = \frac{1}{4} \frac{c\pi\Delta\nu_x}{B_{12}\tau_0}, \quad (4)$$

где  $\tau_0 = 100$  нс [5] — время жизни верхнего лазерного уровня,  $\Delta\nu_x = 1.9 \times 10^7$  с<sup>-1</sup> — лорентцовская ширина контура линии,  $B_{12} = 1.71 \cdot 10^{19}$  (определена через силу осциллятора  $f_{632.8} = 0.018$  [6] из известных соотношений). Величины  $\Theta = 2\tau_0/T = 12$ ,  $T = 10^{-8}$  (с). Расчет переполаризуемости  $(x^{22} - x^{11})$  по формуле (3) дает следующее значение:  $(x^{22} - x^{11}) = 1.2 \cdot 10^{-16}$  (см<sup>3</sup>) =  $9.9 \cdot 10^6$  ат. ед. Поляризуемость возбужденных состояний атома Ne, рассчитанная в [7] с помощью функции Грина в приближении метода модельного потенциала для лазерных частот, составляет  $(x^{22} - x^{11})_{\text{теор}} = 5.3$  ат. ед. (для  $\lambda = 694.0$  нм). Значение переполаризуемости, полученное вблизи линии поглощения, на 6 порядков превышает нерезонансное значение, рассчитанное в [7]. Как известно [7], динамическая поляризуемость резонансно зависит от частоты вблизи частоты перехода. Этим обстоятельством, по-видимому, и можно объяснить столь большую величину переполаризуемости, полученную в настоящей работе.

Таким образом, в работе предложена методика измерения разности поляризуемостей возбужденных состояний, основанная на использовании излучения

большой интенсивности. Экспериментально получен ход инвертированной кривой показателя преломления на усиливающем переходе неона  $\lambda=632.8$  нм, обусловленный влиянием сильного поля.

#### Литература

- [1] Бутылкин В. С., Венкин Г. В., Кулюк Л. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 474.
- [2] Ануфрик С. С., Зейликович И. С., Кукушкин В. Г., Пулькин С. А. — Квант. электрон., 1983, т. 10, с. 2053.
- [3] Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансное взаимодействие света с веществом. М., 1977.
- [4] Зейликович И. С., Пулькин С. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 4, с. 588.
- [5] Мэйтланд А., Дани М. Введение в физику лазеров. М., 1978.
- [6] Касабов Г. А., Елисеев В. В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М., 1973.
- [7] Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л. Теория многофотонных процессов в атомах. М., 1978.

Поступило в Редакцию 25 октября 1985 г.

УДК 535.417

Опт. и спектр., т. 61, в. 5, 1986

## ДИФРАКЦИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТОМОГРАФИИ ПОГЛОЩАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

Петров П. Г., Лопатин В. В.

В теневых и интерферометрических методах исследования реальных фазовых объектов, таких как плазма, ударные волны и т. п., зондирующая электромагнитная волна испытывает амплитудные и фазовые искажения не только из-за наличия изменения показателя преломления среды под воздействием внешних факторов (электрические и магнитные поля, температура, давление), но и из-за изменения показателя поглощения света средой, вызванного вышеуказанными факторами. В литературе, посвященной оптической томографии, разработаны методики обработки экспериментальных данных при учете либо только поглощения света, либо только преломления [1, 2]. Как указано в [3], дальнейший прогресс в этом направлении возможен только при учете дифракции. В настоящей работе показано, что учет дифракции в рамках метода плавных возмущений позволяет не только скорректировать расфокусировку изображающей системы при изучении объектов с нулевым поглощением, как это сделано в [4], но и получить соотношения, связывающие распределение фазы с распределением коэффициента поглощения, т. е. такой подход дает возможность количественно изучать поглощающие объекты с помощью хорошо освоенных интерференционных методов.

Пусть объект исследований обладает комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ , мнимая часть которой  $\varepsilon''$ , как известно, описывает поглощение света и связана с электропроводностью наблюдаемой оптической неоднородности  $\sigma(\omega)$  соотношением  $\varepsilon'' = 4\pi\sigma(\omega)/\omega$ , где  $\omega$  — частота зондирующей электромагнитной волны.

Предположим для простоты выкладок, что фазовый объект обладает осью симметрии  $OX$ , так что  $\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon(y^2 + z^2) = \varepsilon(r)$ , а зондирующая электромагнитная волна  $U(x, y, z) = U(y, z)$  распространяется вдоль оси  $OZ$ . Пусть далее

$$\varepsilon(r) = \frac{\varepsilon(r) - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} = \begin{cases} \neq 0 & r < R, \\ 0 & r \geq R, \end{cases}$$