

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ГЕТЕРОДИННОГО СПЕКТРОМЕТРА

С. В. Казаков и Н. И. Чернова

Вопросы эффективности оптического гетеродинамирования теоретически обсуждались во многих работах [1-4]. Однако экспериментальные особенности этого метода еще недостаточно ясны.

Рассмотрены два основных типа оптического смесителя рассеянного и опорного излучений при гетеродинном фотосмешении (рис. 1): с линзой, формирующей изображение рассеивающего объема на фотодетекторе, и без линзы (ход лучей показан штриховыми линиями).

Теоретически эти схемы эквивалентны и должны обеспечивать при прочих равных условиях одно и то же качество фотосмешения. Для обоих типов смесителя фотосмешение опорного лазерного излучения происходит с частью рассеянного излучения, в пределах которой световое поле

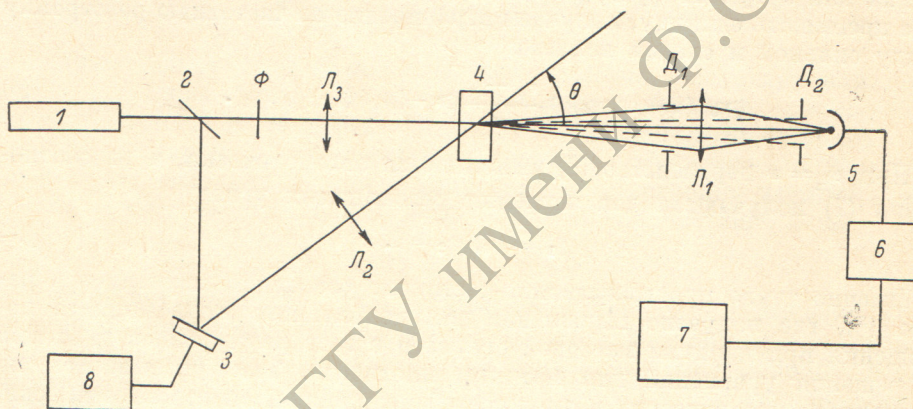


Рис. 1. Блок-схема гетеродинного спектрометра.

1 — лазер ЛГ-38; 2 — делительная пластина; 3 — фазовый модулятор (зеркало с диэлектрическим покрытием, посаженное на пьезокерамику); 4 — рассеивающая ячейка; 5 — фотодетектор ФЭУ-79; 6 — предусилитель У2-6; 7 — анализатор спектра С4-25; 8 — звуковой генератор ГЗ-33; Φ — нейтральный светофильтр; L_2 — линза ($f=10$ см), определяющая размер рассеивающего объема; L_3 — линза ($f=15$ см), согласующая кривизны волновых фронтов гетеродинного и рассеянного излучений.

когерентно. При этом эффективность фотобиеений зависит от степени амплитудно-фазового согласования интерферирующих пучков.

Для безлинзовой системы радиус площади когерентности r_k на расстоянии R от рассеивающего объема определяется выражением [5]

$$r_k \approx \frac{0.16 \lambda R}{a}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения, a — линейный размер рассеивающего объема.

В системе с линзой область пространственной когерентности находится в плоскости изображения и радиус ее r'_k может быть вычислен по формуле [5]

$$r'_k \approx \frac{0.16 \lambda R' f}{b(R' - f)}, \quad (2)$$

где R' — расстояние от рассеивающего объема до линзы, b — радиус апертурной диафрагмы D_1 , f — фокусное расстояние линзы L_1 ($f=0.5$ м).

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости величины

$$\beta = \frac{C/III}{(C/III)_{\max}}$$

от параметров $x=r_0/r_k$ и $x=r_0/r'_k$ для первого и второго типов фотосмесителя соответственно. Здесь r_0 — радиус полевой диафрагмы D_2 , ограничивающей размеры чувствительной площади фотодетектора, $(C/Ш)_{\max}$ — максимальное отношение сигнал—шум, полученное для данного типа смесителя.

Из графика видно, что зависимость $\beta(x)$ в хорошем согласии с предсказаниями теоретической работы [4] является монотонно возрастающей функцией x . При значениях $x \simeq 1$ и $x \simeq 4$ экспериментальные кривые практически достигают насыщения и дальнейшее увеличение r_0 не приводит к заметному увеличению β . Для смесителя с линзой при $x > 4$ наблюдается большой разброс β , что свидетельствует о сильном шумовом

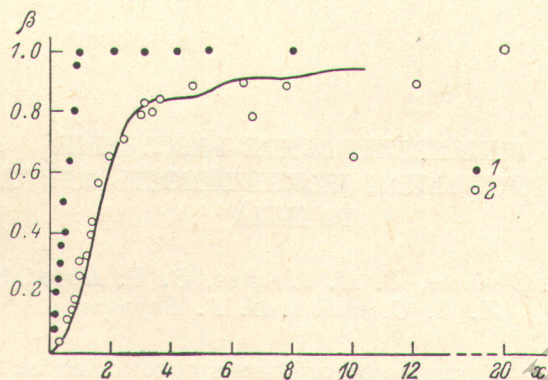


Рис. 2.

1 — для оптического смесителя без линзы, 2 — для оптического смесителя с линзой. Сплошной линией указана теоретическая кривая из работы [4].

влиянию гетеродинного и сигнального лучей за пределами дифракционного пятна линзы L_1 .

Из полученных результатов следует, что для каждого из рассмотренных типов смесителя имеется эффективная площадь когерентности (ЭПК), на которой оптимальным образом происходит фотосмешение опорного и сигнального лучей. Для безлинзовой системы ЭПК совпадает с ранее определенным значением площади когерентности по формуле (1), $x=1$. Для смесителя с линзой ЭПК соответствует площади диска Эйри в дифракционной картине линзы L_1 . В этом случае радиус ЭПК превосходит r'_k из выражения (2) в 3.83 раза.

Отсюда можно заключить, что смеситель с линзой имеет весьма существенное преимущество перед смесителем без линзы. Для реализации этого преимущества в смесителе с линзой размеры диафрагмы D_1 подбираются так, чтобы

$$b_k = 3.83r_k, \quad (3)$$

где r_k и b_k вычисляются по формулам (1) и (2) соответственно для $R=R'$. При выполнении условия (3) изображение рассеивающего объема освещено когерентно, так как оно находится в пределах диска Эйри. При этом телесный угол сбора рассеянного излучения, определяющий мощность излучения, собираемую на одну площадь когерентности [1, 3], увеличивается более чем на порядок.

Экспериментальные результаты подтверждают вышеизложенное: при измерении спектра рассеяния в водной суспензии полистиролового латекса (диаметр шаров 0.8 нм, угол рассеяния 30°) получено, что для безлинзовой системы $(C/Ш)_{\max}=20$, а для системы с линзой при рекомендованном подборе размеров апертурной и полевой диафрагм $(C/Ш)_{\max}=80$.

- [1] Г. Б. Бенедек. Усп. физ. наук, 106, 481, 1972.
 [2] Н. Ш. Хайкин, Б. В. Юрист. Радиотехн. и электрон., 17, 103, 1972.
 [3] В. М. Рысаков, М. М. Федорова. Опт. и спектр., 44, 520, 1978.
 [4] D. Fink. Appl. Opt., 14, 689, 1975.
 [5] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1972.

Поступило в Редакцию 10 июля 1979 г.

УДК 535.36 : 548.0

ГИПЕРРЕЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ И КВАДРУПОЛЬНАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ КРИСТАЛЛА РУТИЛА

*В. Н. Денисов, Б. Н. Маврин, В. Б. Подобедов,
Х. Е. Стерин и Б. Г. Варшал*

Рассеяние света в центросимметричных кристаллах на частоте второй гармоники может быть обусловлено различными причинами: а) квадрупольным рассеянием, интенсивность которого зависит не только от величины поля E^ω возбуждающей волны, но и от его градиента; если E^ω — плоская волна, то нелинейный источник тока квадрупольного гиперрелеевского рассеяния (ГРР) равен [1]

$$J_j(2\omega) = -4\omega\chi_{jmnl}K_m E_n^\omega E_l^\omega, \quad (1)$$

где χ_{jmnl} — компоненты тензора квадрупольной нелинейности, K_m — m -я компонента волнового вектора \mathbf{K} волны E^ω ; б) деформациями и напряжениями в кристалле, приводящими к возникновению внутреннего поля E^0 и нелинейной поляризации \mathbf{P} [$P_i(2\omega) = \chi_{ijkl} E_j^\omega E_k^\omega E_l^0$]; в) поверхностными явлениями; г) неупорядоченностью кристаллической структуры (аморфностью); д) понижением симметрии кристалла под действием интенсивной волны E^ω . Интенсивность ГРР типов а), б) и д) может сильно возрасти при распространении возбуждающего луча в направлении фазового синхронизма (ФС). Ввиду слабой интенсивности ГРР, его исследование проводилось только вблизи ФС [2-4]. При ФС возбуждающий луч направлен под некоторым углом θ_0 к оптической оси кристалла и интенсивность ГРР определяется алгебраической суммой компонент тензора χ_{jmnl} .

В настоящей работе ГРР исследовалось как при ФС, так и под углами рассеяния $\psi=0$ и 90° к \mathbf{K} . Исследование света при $\psi=90^\circ$ интересно тем, что в отличие от ФС вклад в интенсивность ГРР может вносить лишь одна из компонент тензора χ_{jmnl} . Но нам кажется более важным, что в данном случае можно по поляризационным измерениям ГРР надежно установить причину его возникновения. Мы впервые провели поляризационные измерения спектров рассеяния центросимметричного кристалла в области частот второй гармоники. В этой области наблюдаются и линии ГРР, и линии гиперкомбинационного рассеяния (ГКР).

Мы исследовали центросимметричный кристалл TiO_2 (рутил), имеющий симметрию D_{4h} . Спектры получены с помощью методики, описанной ранее [5]. Пиковая мощность возбуждающих импульсов не превышала 12 кВт. Размеры образца ~ 15 мм были достаточны, чтобы полностью исключить поверхностные явления.