

Интерферометрия спонтанного параметрического рассеяния света

Д.Ю.Корыстов, С.П.Кулик, А.Н.Пенин

Рассмотрена интерференция бифотонного света, рождающегося в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) в двух пространственно разделенных нецентросимметричных кристаллах. Реализована схема нелинейного интерферометра Маха–Цендера. Показано, что в этом случае частотно-угловое распределение интенсивности в дальней зоне (спектр СПР) содержит информацию не только о нецентросимметричных кристаллах, где рождаются бифотонные поля, но и об оптических свойствах среды, расположенной в зазоре между рассеивающими кристаллами. Развита алгоритмы определения закона дисперсии в этой среде.

Ключевые слова: нелинейная интерференция, бифотонные поля.

Основные свойства бифотонных полей, рождающихся в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР), известны достаточно давно и подробно изложены в [1]. Однако в [1] практически не рассматривается влияние на спектр СПР неоднородности пространственного распределения оптических параметров рассеивающего объекта. Эти вопросы подробно исследованы в работах [2–4]. Нелинейная дифракция и интерференция бифотонных полей приводят к существенному изменению пространственно-частотного распределения поля в дальней зоне, что позволяет при реализации рассеяния из нескольких пространственно разделенных областей использовать спектры СПР для определения не только оптических свойств нелинейных рассеивающих кристаллов [5], но и дисперсии вещества, заполняющего зазор между рассеивающими областями.

Все фундаментальные аспекты нелинейной (квантовой) интерференции при наблюдении рассеяния в пространственно-неоднородной среде рассмотрены в [4]. Настоящая работа посвящена первой, по-видимому, практической реализации интерферометрии СПР, т. е. разработке конкретных алгоритмов исследования дисперсионных свойств оптических материалов в спектральном диапазоне, где поглощение еще не очень велико (о количественном критерии малости поглощения см. ниже). Заметим, что основным достоинством предлагаемой методики служит расширение класса исследуемых в нелинейной СПР-спектроскопии веществ: к нецентросимметричным кристаллам (с отличной от нуля квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$) добавляются линейные среды. Учет поглощения в ИК диапазоне, вызванного оптическими колебаниями молекул, выходит за рамки данной работы и детально рассматривается в [6].

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; тел.: (095) 939 43 72, факс: (095) 939 31 13, эл. почта: postmast@qopt.ilc.msu.ru

Поступила в редакцию 11 октября 1999 г., после доработки – 29 мая

1. СПР-интерферометрия

На рис.1 изображена принципиальная схема нелинейного интерферометра Маха–Цендера. Лазерная накачка падает на два последовательно расположенных нелинейных кристалла ($\chi^{(2)} \neq 0$) одинаковой толщины L . Зазор между кристаллами шириной L' заполнен произвольной диспергирующей линейной средой. В каждом из кристаллов имеет место СПР, которое часто интерпретируется как распад фотона накачки с частотой ω_p на пару фотонов в сигнальной (s) и холостой (i) модах [1]. В стационарном случае частоты трех мод связаны условием

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (1)$$

Рассмотрим случай, когда на частотах накачки ω_p и сигнальных волн ω_s среда прозрачна, а коэффициент поглощения холостых волн меньше, чем обратная толщина зазора: $\alpha_i < 1/L'$. Таким образом, излучение, родившееся в первом кристалле, попадает во второй, пройдя через промежуточный слой. При малых углах рассеяния и (или) использовании тонких кристаллов выполняется условие наблюдения нелинейной (или трехчастотной) ин-

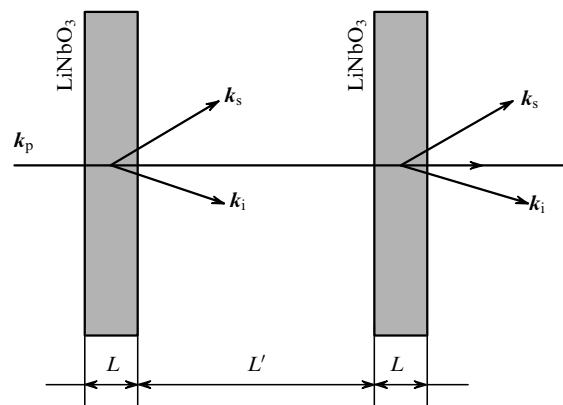


Рис.1. Принципиальная схема нелинейного интерферометра Маха–Цендера.

терференции полей [7] $(2L + L') \tan \vartheta_s \ll a$, где a – диаметр пучка накачки; ϑ_s – угол рассеяния внутри кристаллов. Форма линии СПР приобретает характерную модуляционную структуру и описывается функцией

$$g(\omega_s) = \left\{ \frac{\sin(\delta/2)}{\delta/2} \cos \left[\frac{\delta + \delta'}{2} \right] \right\}^2, \quad (2)$$

где $\delta(\omega_s, \vartheta_s) = \Delta L = (k_p - k_s - k_i)L$, $\delta'(\omega_s, \vartheta_s) = \Delta' L' = (k'_p - k'_s - k'_i)L'$ – волновые расстройки в кристаллах и зазоре между ними соответственно; k – проекции волновых векторов на направление, перпендикулярное слоям.

Формула (2) имеет простой физический смысл: первый множитель в фигурных скобках описывает рассеяние в одном нелинейном кристалле, в то время как второй – интерференцию вкладов от обоих кристаллов. Видно, что при определенных фазовых набеггах в зазоре спонтанное излучение подавляется ($\delta + \delta' = \pi + 2\pi n$) или усиливается ($\delta + \delta' = 2\pi n$). Отметим, что аналогичное по структуре выражение описывает дифракцию плоской волны на экране с двумя щелями [8].

Полезное с точки зрения спектроскопических приложений следствие формулы (2) состоит в том, что свойства среды-прослойки влияют только на модуляционный член. (Следует упомянуть, что выгодным отличием нелинейных интерферометрических схем от аналогичных линейных является отсутствие необходимости юстировки с точностью до долей длины волны [2].) Общая же частотно-угловая форма линии остается такой же, как и в случае одного кристалла, и определяется огибающей $\text{sinc}^2(\delta/2)$.

Требование малости поглощения холостых волн наглядно интерпретируется в терминах корреляционных функций [6]: если длина когерентности излучения на холостой частоте меньше толщины зазора, то сигнальные поля, родившиеся в пространственных точках, разделенных интервалом $L' \gg 1/\alpha'_i$, являются несфазированными, т. е. складываются их интенсивности, а не амплитуды.

Для наблюдения спонтанного рассеяния были выбраны конгруэнтные кристаллы ниобата лития с 5 %-ной молекулярной концентрацией примеси MgO ($\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$). Эти кристаллы прозрачны в широком спектральном диапазоне (0.4–5 мкм) и обладают высокой стойкостью к лазерному излучению [9]. Оптические свойства LiNbO_3 и $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ хорошо известны [10, 11], а спектры СПР и рассеяния на поляритонах этих веществ детально исследованы в зависимости от различных параметров, в частности от температуры или концентрации примесей [12]. Все это дает основание при анализе формы линии сконцентрировать внимание только на аргументе модуляционного множителя в (2), зависящего от набегга фаз δ' , и не заботиться об огибающей, считая ее известной функцией угла рассеяния и частоты.

Спектр СПР в кристалле LiNbO_3 , соответствующий рассеянию на верхней поляритонной ветви, имеет характерный вид «эллипса», ось которого лежит на линии нулевых углов $\theta_s^{\text{out}} = 0$. Экспериментально трехфотонная интерференция в схеме Маха – Цендера наблюдается при малых углах рассеяния, т. е. вблизи участка коллинеарного синхронизма в длинноволновой части спектра. Эта область находится далеко от линий поглощения LiNbO_3 , так что функция $\text{sinc}^2 \delta$ адекватно описывает форму линии рассеяния в одном кристалле. (При значительном поглощении холостых волн в кристалле ($\alpha_i \gg 1/L$) говорят

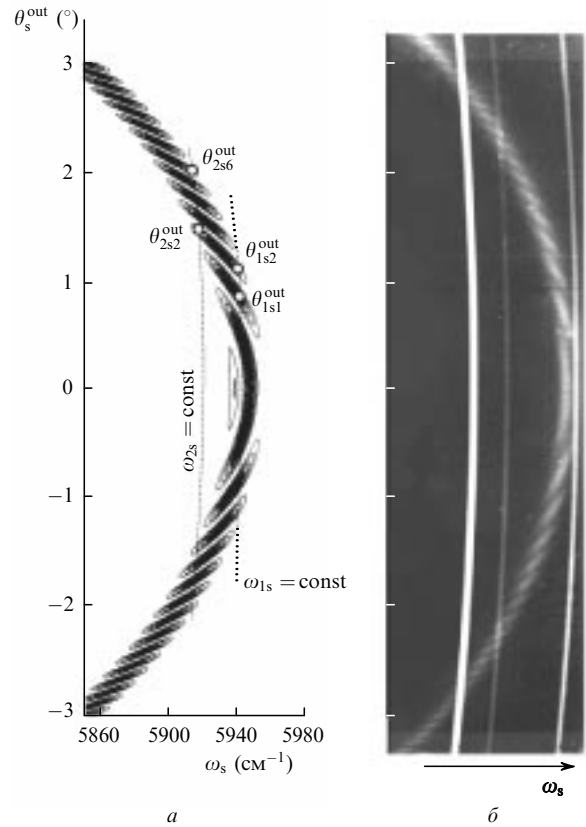


Рис.2. Расчетный спектр в координатах внешний угол рассеяния сигнальной волны θ_s^{out} – частота сигнальной волны ω_s (а) и экспериментальный спектр (б) при толщине нелинейных кристаллов $L = 0.7$ мм и толщине линейной диспергирующей среды (кристаллический кварц) $L' = 1.44$ мм. Точки $\theta_{isj}^{\text{out}}$ образуются путем пересечения линии постоянной частоты с номером i (ω_{is}) и j -го порядка интерференционной картины.

о рассеянии на поляритонах: форма линии тогда описывается функцией Лоренца [1].) Необходимый частотный диапазон задается выбором ориентации нелинейных кристаллов. Точная настройка частоты обычно достигается с помощью небольшого наклона кристаллов относительно направления поляризации накачки.

На рис.2,а приведен расчетный частотно-угловой спектр системы LiNbO_3 – кристаллический кварц – LiNbO_3 . Толщины кварцевой пластины и кристаллов соответственно таковы: $L' = 1.44$ мм, $L = 0.7$ мм. На рис.2,б показан экспериментальный спектр, полученный для тех же условий, что и расчетный. На спектре отчетливо видна интерференционная структура, представляющая собой систему чередующихся наклонных максимумов и минимумов. Обычно в эксперименте толщина нелинейных кристаллов L постоянна, а ширину зазора L' можно менять от единиц микрометров до нескольких сантиметров.

Как и в обычной СПР-спектроскопии, в эксперименте измеряются частота и внешний угол рассеяния θ_s^{out} сигнальной волны (так называемая схема со скрещенной дисперсией [13]). Необходимая для вычислений частота холостой волны ω_i определяется с помощью условия (1).

Выразим волновые расстройки в нелинейной (δ) и линейной (δ') средах через измеряемые величины:

$$\delta(\omega_s, \theta_s^{\text{out}}) = 2\pi L \left\{ n_p \omega_p - n_s \omega_s \left[1 - \left(\frac{\sin \theta_s^{\text{out}}}{n_s} \right)^2 \right]^{1/2} - \right.$$

$$-n_i \omega_i \left[1 - \left(\frac{\omega_s \sin \theta_s^{\text{out}}}{\omega_i n_i} \right)^2 \right]^{1/2} \Bigg\}, \quad (3)$$

$$\delta'(\omega_s, \theta_s^{\text{out}}) = 2\pi L' \left\{ n'_p \omega_p - n'_s \omega_s \left[1 - \left(\frac{\sin \theta_s^{\text{out}}}{n'_s} \right)^2 \right]^{1/2} - n'_i \omega_i \left[1 - \left(\frac{\omega_s \sin \theta_s^{\text{out}}}{\omega_i n'_i} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (4)$$

Здесь величины со штрихом относятся к линейной среде, частоты выражены в обратных сантиметрах.

Аргументы модуляционного множителя $(\delta + \delta')/2$ на двух соседних максимумах (минимумах) с номерами n и $n - 1$ в соответствии с (2) будут различаться на π :

$$(\delta + \delta')_n - (\delta + \delta')_{n-1} = 2\pi. \quad (5)$$

Каждая точка на экспериментальном спектре характеризуется величинами ω_s и θ_s^{out} , через которые выражены расстройки в нелинейном кристалле и зазоре. При учете дисперсии показателей преломления эти точки надо выбирать на пересечении линии постоянной частоты $\omega_s = \text{const}$ (или $\lambda_s = \text{const}$) с максимумами (минимумами) интенсивности, как показано на рис.2,а. В противном случае число неизвестных в уравнении или системе уравнений всегда будет превышать число уравнений.

Уравнение (5) позволяет определить показатель преломления среды-прослойки на одной из двух частот – ω_s или ω_i . При этом показатель преломления на другой частоте считается известным. Например, используя данные о дисперсии в видимом диапазоне, можно определить закон дисперсии в ИК области. В соответствии с (3), (4) решение (5) $n'_s = n'(\omega_s)$ запишется в виде

$$\frac{1}{n'_s} = \frac{1 - A - B}{(L'/2)\omega_s(\sin^2 \theta_{s4}^{\text{out}} - \sin^2 \theta_{s3}^{\text{out}})} - \frac{1}{n'_i} \left(\frac{\omega_s}{\omega_i} \right), \quad (6)$$

где вторые индексы внизу при θ^{out} есть номера максимумов (минимумов) n и $n - 1$. Аналогично запишется показатель преломления на холостой частоте $n'_i = n'(\omega_i)$:

$$\frac{1}{n'_i} = \frac{1 - A - B}{(L'/2)\omega_i(\omega_s/\omega_i)^2(\sin^2 \theta_{s4}^{\text{out}} - \sin^2 \theta_{s3}^{\text{out}})} - \frac{1}{n'_s} \left(\frac{\omega_i}{\omega_s} \right), \quad (7)$$

где

$$A = L\omega_s n_s \left[\left(1 - \frac{\sin^2 \theta_{s3}^{\text{out}}}{n_s^2} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_{s4}^{\text{out}}}{n_s^2} \right)^{1/2} \right], \quad (8)$$

$$B = L\omega_i n_i \left\{ \left[1 - \left(\frac{\omega_s \sin \theta_{s3}^{\text{out}}}{\omega_i n_i} \right)^2 \right]^{1/2} - \left[1 - \left(\frac{\omega_s \sin \theta_{s4}^{\text{out}}}{\omega_i n_i} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (9)$$

– функции волновых расстроек на сигнальной и холостой частотах соответственно.

При выводе (6), (7) было использовано единственное приближение – для сведения (6) к линейному виду квадратные корни в выражениях (3) и (4) были разложены по формуле Тейлора. Порядок малости отброшенных членов дается выражением

$$\left(\frac{\sin \theta_s^{\text{out}}}{n} \right)^4. \quad (10)$$

Это приближение вполне оправдано, поскольку углы рассеяния сигнальной и холостой волн лежат в пределах нескольких градусов ($1-2^\circ$) и отбрасываемая величина на четыре порядка меньше остальных величин, входящих в уравнение.

Для одновременного определения коэффициентов преломления в зазоре на частотах сигнальной и холостой волн необходимо решить систему из двух уравнений типа (5). Можно показать, что такая система будет иметь аналитические решения при выполнении двух условий: 1) если волновые расстройки для каждого из уравнений будут вычисляться на двух разных линиях постоянной частоты: $\omega_1 = \text{const}$ для первого уравнения и $\omega_2 = \text{const}$ для второго; 2) если коэффициент преломления линейной среды постоянен в интервале $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$. При достаточно малом $\Delta\omega$ (практически соответствующем $\Delta\lambda$ порядка 1 нм) требование постоянства n'_s и n'_i в данном интервале вполне оправдано, если исследуемый диапазон находится вне области резонансов линейной среды.

Система уравнений для двух частот запишется в виде

$$(\delta_1 + \delta'_1)_{n+1} - (\delta_1 + \delta'_1)_n = 2\pi, \quad (11)$$

$$(\delta_2 + \delta'_2)_{n+1} - (\delta_2 + \delta'_2)_n = 2\pi.$$

Нижний индекс у волновых расстроек соответствует частотам ω_1 и ω_2 , а индексы n и $n + 1$ – номера порядков интерференционной картины, в которых вычисляются соответствующие волновые расстройки.

Определитель системы (11) рассчитывается по формуле

$$\text{Det} = \omega_{1s} \omega_{2i} \left(\frac{\omega_{2s}}{\omega_{2p}} \right)^2 - \omega_{2s} \omega_{1i} \left(\frac{\omega_{1s}}{\omega_{1i}} \right)^2. \quad (12)$$

Тогда искомые показатели преломления n'_s и n'_i найдутся как решения системы (11):

$$\frac{1}{n'_s} = \frac{D_1 \omega_{2i} (\omega_{2s}/\omega_{2i})^2 - D_2 \omega_{1i} (\omega_{1s}/\omega_{1i})}{\text{Det}}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{n'_i} = \frac{D_1 \omega_{2s} - D_2 \omega_{1i}}{\text{Det}}. \quad (14)$$

Здесь в коэффициенты D_1 и D_2 входят компоненты волновых расстроек на частотах ω_1 и ω_2 соответственно:

$$D_1 = \frac{1 - D_{1s} - D_{1i}}{(L'/2)(\sin^2 \theta_{1s4}^{\text{out}} - \sin^2 \theta_{1s3}^{\text{out}})}, \quad (15)$$

$$D_2 = \frac{1 - D_{2s} - D_{2i}}{(L'/2)(\sin^2 \theta_{2s4}^{\text{out}} - \sin^2 \theta_{2s3}^{\text{out}})}, \quad (16)$$

где

$$D_{1s} = L\omega_{1s} n(\omega_{1s}) \left\{ \left[1 - \frac{\sin^2 \theta_{1s3}^{\text{out}}}{n^2(\omega_{1s})} \right]^{1/2} - \left[1 - \frac{\sin^2 \theta_{1s4}^{\text{out}}}{n^2(\omega_{1s})} \right]^{1/2} \right\}; \quad (17)$$

$$D_{1i} = L\omega_{1i} n(\omega_{1i}) \left\{ \left[1 - \left(\frac{\omega_{1s} \sin \theta_{1s3}^{\text{out}}}{\omega_{1i} n(\omega_{1i})} \right)^2 \right]^{1/2} - \right.$$

$$- \left[1 - \left(\frac{\omega_{1s} \sin \theta_{1s4}^{\text{out}}}{\omega_{1i} n(\omega_{1i})} \right)^2 \right]^{1/2} \}; \quad (18)$$

$$D_{2s} = L\omega_{2s}n(\omega_{2s}) \left\{ \left[1 - \frac{\sin^2 \theta_{2s3}^{\text{out}}}{n^2(\omega_{2s})} \right]^{1/2} - \left[1 - \frac{\sin^2 \theta_{2s4}^{\text{out}}}{n^2(\omega_{2s})} \right]^{1/2} \right\}; \quad (19)$$

$$D_{2i} = L\omega_{2i}n(\omega_{2i}) \left\{ \left[1 - \left(\frac{\omega_{2s} \sin \theta_{2s3}^{\text{out}}}{\omega_{2i} n(\omega_{2i})} \right)^2 \right]^{1/2} - \left[1 - \left(\frac{\omega_{2s} \sin \theta_{2s4}^{\text{out}}}{\omega_{2i} n(\omega_{2i})} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}; \quad (20)$$

углы $\theta_{isj}^{\text{out}}$ соответствуют ординате точки θ_s^{out} на рис.2,а; $n(\omega)$ – показатель преломления нелинейной среды на соответствующей частоте; индекс $i = 1, 2$ нумерует линии постоянной частоты.

2. Эксперимент

Схема экспериментального наблюдения трехфотонной интерференции приведена на рис.3. Нами использовались два варианта этой схемы. В первом два кристалла LiNbO₃ толщиной 0.7 мм были расположены последовательно относительно волнового вектора накачки. Во втором варианте использовался один кристалл LiNbO₃ толщиной 1 мм; роль другого кристалла выполняло изображение первого кристалла в широкополосном металлическом зеркале. Отраженное от зеркала излучение накачки (вместе с сигнальным и холостым) вторично попадало на кристалл. Результирующее частотно-угловое распределение интенсивности рассеянного излучения на выходе такой системы определялось фазовыми набегам на частотах ω_p, ω_s и ω_i в зазоре между кристаллом и зеркалом в соответствии с формулами (3)–(5).

Поскольку при отражении от зеркала происходит

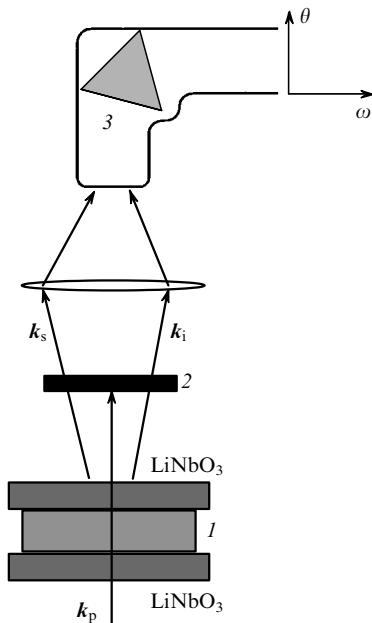


Рис.3. Схема экспериментального наблюдения трехфотонной интерференции: 1 – линейный диспергирующий зазор; 2 – интерференционный фильтр; 3 – спектрограф.

сдвиг фазы излучения на π , то данная система кристалл–зеркало, в промежутке между которыми находится слой диспергирующей среды шириной $L'/2$, эквивалентна двум нелинейным кристаллам с противоположно ориентированными полярными осями, разделенным зазором L' [3, 4].

В качестве лазерной накачки использовалось излучение аргонового лазера (мощность 3 Вт, $\lambda_p = 488$ нм, расходимость $2 \cdot 10^{-4}$ рад). Рассеянное излучение регистрировалось фотографическим методом. Для апробации обоих вариантов определения коэффициента преломления были использованы простейшие линейные среды, дисперсионные зависимости которых известны с высокой точностью и которые не обладают поглощением в интересующих нас частотных областях (воздух и кристаллический кварц).

По экспериментально полученным спектрам интерференции в соответствии с формулами (6), (7) рассчитывался показатель преломления линейной среды n'_i либо n'_s в предположении, что показатель преломления на другой частоте известен. Полученные показатели преломления n'_i и n'_s отличались от табличных значений на единицы второго знака после запятой.

По тем же спектрам в соответствии с (13), (14) одновременно определялись показатели преломления на частотах сигнальной и холостой волн. Измерения производились в соответствии с вариантом, даваемым формулами (13), (14) на двух линиях постоянной частоты в области сигнального излучения с частотами соответственно $\lambda_{1s} = 585.2$ нм и $\lambda_{2s} = 588.2$ нм. Табличные показатели преломления кристаллического кварца для о- и е-волн на этих частотах различаются на единицы четвертого знака после запятой ($n_{1s}^o = 1.54440$, $n_{2s}^e = 1.54427$). Таким образом, сделанное выше предположение о постоянстве коэффициентов преломления линейной среды в расчетном интервале частотного диапазона вполне правомерно. Полученные в результате расчета n'_i и n'_s отличались от табличных на единицы второго знака после запятой.

В обоих вариантах лимитирующим фактором является погрешность определения угловых координат максимумов (минимумов) интерференционной картины. Она связана прежде всего с угловым разрешением оптической системы, в нашем эксперименте составлявшим 0.025° ($1.5'$).

Заметим, что, варьируя угловые координаты расчетных точек в пределах погрешностей измерения, можно существенно увеличить точность определения показателей преломления – вплоть до четвертого знака после запятой. Под погрешностью измерения здесь подразумеваются не только погрешности непосредственного измерения угловых расстояний, но и конечная угловая ширина максимумов и минимумов интерференционной картины. Одним из возможных путей снижения погрешностей, связанных с измерением углов, может стать использование фотоэлектронного метода регистрации спектров.

В заключение поэтапно рассмотрим процедуру определения показателей преломления неизвестного вещества. Более удобными для работы являются жидкости и газы, поскольку они не требуют специальной оптической обработки и непосредственно помещаются в кювету, входным и выходным окнами которой служат нелинейные кристаллы. Твердые вещества необходимо приготавливать в виде полированных плоскопараллельных пластин толщиной порядка нескольких миллиметров. Визу-

альный анализ спектра СПР сразу дает ответ на вопрос, является ли исследуемое вещество прозрачным в интересующем нас спектральном диапазоне (речь идет о диапазоне прозрачности кристалла LiNbO_3 0.4–5 мкм): если интерференционная структура проявляется, то вещество прозрачно на всех трех частотах (ω_s , ω_p , ω_i). Слабое поглощение, как показано в [6], не влияет на частотно-угловой ход максимумов (минимумов) интерференционной картины, а лишь уширяет их. В конечном счете это сказывается на точности измерений, уменьшая ее.

Заметим, что сильные и узкие резонансы диэлектрической проницаемости непосредственно проявляются в интерференционных спектрах в виде «крюков»* [3]. Вблизи этих участков спектра использование второго алгоритма ограничено, поскольку при малых частотных сдвигах нарушается условие постоянства показателя преломления. Там же, где частотно-угловой ход интерференционных максимумов (минимумов) монотонен, применение второго алгоритма оправданно. Он дает возможность оценить показатель преломления среды-прослойки сразу для различных пар частот (ω_s , ω_i), а значит, и восстановить закон дисперсии во всей области прозрачности используемого нелинейного кристалла (LiNbO_3). Безусловным достоинством этого метода служит отсутствие необходимости в априорной информации об оптических свойствах исследуемого вещества.

Если же у исследуемого вещества известна дисперсия показателя преломления в видимом диапазоне, то возможно использование первого алгоритма. Точность определения дисперсии показателя преломления в ИК диапазоне в этом случае окажется несколько выше, чем при использовании второго алгоритма.

Хочется подчеркнуть, что обсуждаемые в работе методы определения закона дисперсии не следует рассматривать как прецизионные. Предлагая их, мы прежде всего хотели продемонстрировать, что лежащий в основе обоих алгоритмов фундаментальный эффект – квантовая интерференция – имеет и прикладные спектроскопические аспекты. Вместе с тем простота реализации и минимум исходной информации, возможно, поставят

эту методику в один ряд с другими существующими оценочными методами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 97-02-17493 и № 99-02-16418).

1. Клышко Д.Н. *Фотоны и нелинейная оптика* (М., Наука, 1980).
2. Бурлаков А.В., Кулик С.П., Пенин А.Н., Чехова М.В. *ЖЭТФ*, **113**, 1991 (1998).
3. Клышко Д.Н. *ЖЭТФ*, **104**, 2676 (1993).
4. Клышко Д.Н. *УФН*, **164**, 1187 (1994); Wang L.J., Zou X.Y., Mandel L. *Phys.Rev.A*, **44**, 4615 (1991); Herzog T.J., Rarity J.G., Weinfurter H., Zeilinger A. *Phys.Rev.Letts*, **72**, 629 (1994).
5. Поливанов Ю.Н. *УФН*, **126**, 185 (1978).
6. Бурлаков А.В., Корыстов Д.Ю., Кулик С.П., Мамаева Ю.Б., Чехова М.В. *ЖЭТФ* (в печати).
7. Burlakov A.V., Chekhova M.V., Klyshko D.N., Kulik S.P. et al. *Phys.Rev.A*, **56**, 3214 (1997).
8. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
9. Volk T., Wohlecke M., Rubina N., Reichert A., Razumovsky N. *Ferroelectrics*, **183**, 291 (1996).
10. Barker A.S., Loudon R. *Phys.Rev.*, **158**, 433 (1967); Кузьминов Ю.С. *Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития* (М., Наука, 1987).
11. Shlarb U., Betzler K. *Phys.Rev.B*, **50**, 751 (1994).
12. Клышко Д.Н., Криндач Д.П. *Оптика и спектроскопия*, **26**, 981 (1969); Горелик В.С., Халезов А.А. *ФТТ*, **19**, 1702 (1977); Акципетров О.А., Георгиев Г.М., Михайловский А.Г., Пенин А.Н. *ФТТ*, **18**, 665 (1976).
13. Клышко Д.Н., Пенин А.Н., Полковников Б.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 11 (1970).
14. Рождественский Д.С. *Работы по аномальной дисперсии в парах металлов* (М., изд-во АН СССР, 1951).

D.Yu.Korystov, S.P.Kulik, A.N.Penin. Interferometry of spontaneous parametric light scattering.

The interference of biphotonic light produced in the process of spontaneous parametric scattering (SPS) in two spatially separated non-centrally symmetric crystals is considered. A scheme of the nonlinear Mach-Zehnder interferometer is realised. It is shown that in this case, the frequency-angular intensity distribution in the far-field zone (the SPS spectrum) contains information not only on non-centrally symmetric crystals, where biphotonic fields are created, but also on the optical properties of the medium located between the scattering crystals. The algorithms for the determination of the dispersion law in this medium are developed.

*Аналогичные распределения интенсивности наблюдались Д.С.Рождественским в линейном интерферометре, впоследствии названном его именем [14].