

УДК 535.2; 535.37

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛА РУБИНА С ПОМОЩЬЮ ЧАСТОТНО-КОРРЕЛИРОВАННЫХ ФОТОНОВ

А.А.Калачев¹, Д.А.Калашников¹, А.А.Калинкин¹, В.В.Самарцев², А.В. Шкаликов¹

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского РАН

²Казанский государственный университет

Получена 23 апреля 2008 г.

Представлены результаты спектроскопического исследования вещества, в котором для измерения спектра поглощения используются частотно-коррелированные пары фотонов, рожденные в процессе спонтанного параметрического рассеяния света. Исследуемый образец помещался в одном канале схемы Брауна-Твисса, а длина волны измерялась монохроматором в другом канале. Результаты измерения методом бифотонной спектроскопии, хорошо согласуются со спектром поглощения, измеренным с помощью классических источников света.

ВВЕДЕНИЕ

Частотно-коррелированные пары фотонов, рождаемые в процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [1], часто используются для постановки экспериментов в различных областях квантовой информатики, таких как квантовая телепортация [2], квантовая криптография [3], проверка неравенств Белла [4], квантовая метрология [5], квантовая литография [6] и других, так или иначе связанных с квантовыми состояниями света.

В данной работе мы использовали частотно-коррелированные фотоны для проведения спектроскопических исследований, а именно для измерения

спектра поглощения примесных кристаллов. Как правило, спектры поглощения измеряются с помощью источника классического света, монохроматора и одного фотодетектора. Однако в некоторых случаях использование такой схемы оказывается затруднительным. Одной из таких ситуаций является измерение спектров поглощения в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне. В этом случае необходимо не только разместить спектрометр в вакуумной камере, но и управлять им для изменения длины волны. Однако процедура существенно упрощается при использовании частотно-коррелированных пар фотонов, один из которых принадлежит ультрафиолетовой области спектра, а второй – видимой. Первый фотон проходит через образец, а второй - через спектрометр, находящийся при атмосферном давлении. Каждый из них регистрируется своим детектором, а наличие частотной корреляции позволяет измерять спектр поглощения по зависимости счета совпадений от длины волны, задаваемой монохроматором. Другим примером является определение спектроскопических характеристик хрупких образцов в инфракрасном диапазоне. Во-первых, энергия источника света должна быть небольшой, чтобы не разрушить исследуемый образец. Во-вторых, фотодетекторы в инфракрасном диапазоне характеризуются сильным темновым шумом, что значительно снижает отношение сигнал/шум. Однако при использовании бифотонной спектроскопии, основанной на измерении скорости счета совпадений между инфракрасными фотонами, проходящими через образец, и фотонами видимого диапазона, проходящими через спектрометр, удается провести измерение даже при наличии интенсивных случайных помех.

ТЕОРИЯ

В процессе СПР плоская волна накачки с частотой ω_p и волновым вектором \vec{k}_p возбуждает квадратично нелинейный кристалл, в котором случайным образом (с эффективностью порядка $10^{-7}-10^{-11}$) происходит

уничтожение высокочастотного фотона накачки и одновременное рождение двух низкочастотных фотонов, называемых, обычно, холостым и сигнальным. При определенной ориентации оптической оси кристалла такая пара фотонов (бифотон) может испускаться коллинеарно, т.е. в том же направлении, что и излучение накачки. Однако в общем случае пара фотонов покидает образец неколлинеарно, так что состояние бифотонного поля, излучаемого при СПР, может быть представлено в следующем виде [7]:

$$|\Psi\rangle = \sum_{s,i} \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \delta(\vec{k}_s + \vec{k}_i - \vec{k}_p) a_s^+(\vec{k}_s) a_i^+(\vec{k}_i) |0\rangle \quad (1)$$

где ω_j, \vec{k}_j ($j = s, i, p$) - частота и волновой вектор, соответственно, сигнального фотона (s), холостого фотона (i) и волны накачки (p), которая считается плоской монохроматической волной, a_s^+, a_i^+ - операторы рождения сигнального и холостого фотонов. Частота сигнального и холостого фотонов связана с частотой накачки законом сохранения энергии: $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ а волновые векторы удовлетворяют условию фазового синхронизма: $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i$.

Отличительной особенностью СПР является то, что регистрация фотона в одном плече интерферометра Брауна-Твисса, однозначно свидетельствует о наличие второго фотона в сопряженном плече, что и является основой бифотонной спектроскопии [8]. Скорость счета совпадений коррелированных пар фотонов может быть представлена в виде [9]:

$$R_c \propto \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^T dt_1 dt_2 G^{(2)}(t_1, r_1; t_2, r_2) \quad (2)$$

где $G^{(2)}(t_1, r_1; t_2, r_2)$ - функция корреляции второго порядка, R_c – скорость счёта совпадений, T – время усреднения. Следует отметить, что хотя сканирование монохроматором проводится для одной частотной моды, картина

счета совпадений будет зависеть от пропускания образца на частоте сопряженной моды во втором плече интерферометра. Следуя [10] можно преобразовать (2) к виду:

$$R_c \approx |f(\omega_p - \omega_M)|^2 \quad (3)$$

где ω_M - частота, которая выделяется монохроматором, f – спектральная функция образца (форма линии спектра поглощения), т.е. скорость счета совпадений точно соответствует спектральной функции исследуемого образца, но обращена по частоте относительно частоты накачки.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследования проводились на установке, блок-схема которой представлена на рис.1. Пары частотно-коррелированных фотонов рождаются в ходе процесса СПР в 10 мм кристалле иодата лития (LiIO_3) вырезанного для коллинеарного режима I типа синхронизма, где в качестве накачки использовался He-Cd лазер (10 мВт) на длине волны 325 нм, работающий в непрерывном одномодовом режиме. Перед кристаллом ставился фильтр УФС1, который отсекал генерируемые лазером фотоны лежащие в красной области. Фильтр ЖС11 отсекал накачку после нелинейного кристалла и пропускал излучение СПР. Дифракционные решетки Д служили для выделения необходимой пространственной моды из всего пространственного спектра СПР, а также служили для уменьшения засветки. Линзы Л в канале с монохроматором фокусировали излучение СПР на щель монохроматора, а в сопряженном канале на фотодетектор ФД, соответственно.

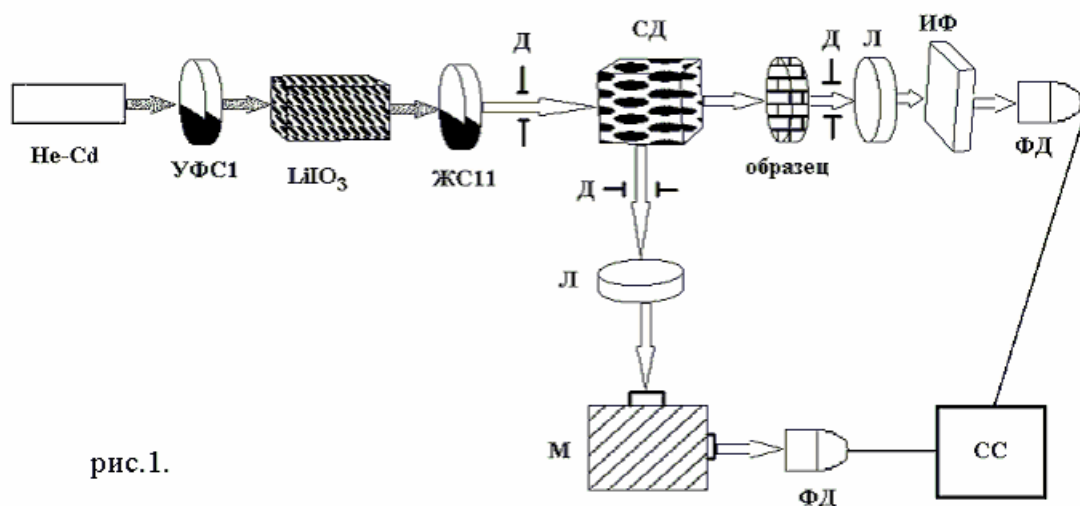


рис.1.

Экспериментальная установка: He-Cd – лазер работающий в непрерывном режиме на длине волны 325 нм.; УФС1 – фильтр отсекающий паразитное излучение лазера; LiIO₃ – рабочий нелинейный кристалл длиной 10 мм.; Д – диафрагмы; СД – светоделительный кубик; Л – линзы, фокусирующие излучение; обр – образец кристалла рубина; М – монохроматор; ИФ – интерференционный светофильтр; ФД – лавинные фотодиоды; СС – схема совпадений.

Излучение СПР в обоих каналах интерферометра Брауна-Твисса регистрировалось лавинными фотодиодами ФД (SPCM: Perkin Elmer AQR-14FC) с низким темновым шумом (порядка 100 имп./сек.). Импульсы в формате TTL с фотодетекторов поступали на дискриминатор-формирователь импульсов преобразующий сигналы в стандарт NIM. Сигналы с дискриминатора-формирователя через электронную линию задержки поступали на схему совпадений с характерным временным окном разрешения порядка 3 нс. Все блоки были выполнены в виде сопряжённой системы блоков стандарта КАМАК (представлены на блок-схеме экспериментальной установки как СС), которая управлялась персональным компьютером.

В качестве образца использовался кристалл рубина с концентрацией иона Cr³⁺ 9% толщиной 3 мм. Спектр пропускания этого кристалла в диапазоне длин волн 690-697 нм., а именно линии поглощения R₁ и R₂, был прописан с использованием источников классического света. Данный спектр представлен на рис.2.

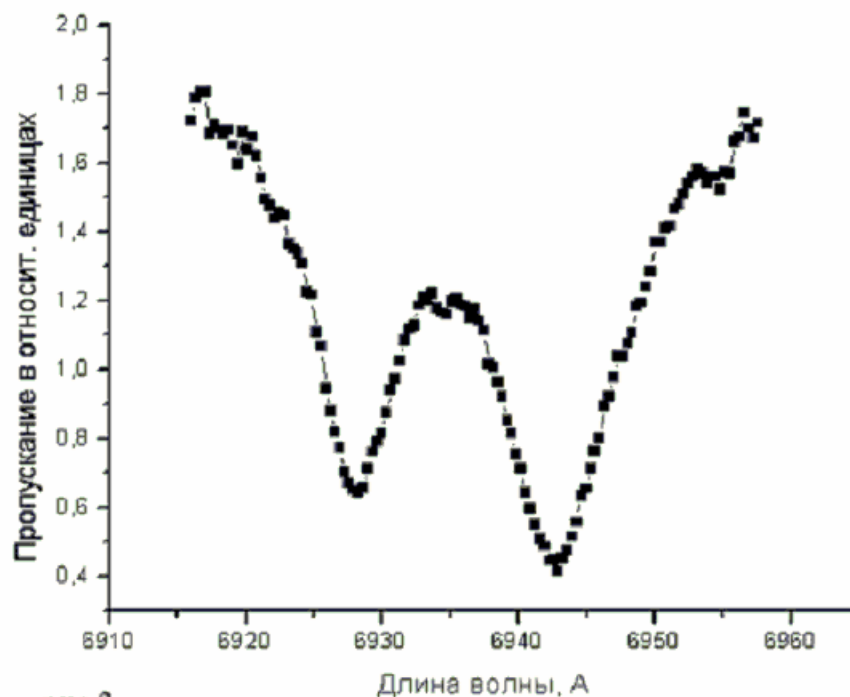


рис.2.

Линии поглощения R_1 и R_2 кристалла рубина с концентрацией Cr^{3+} 9% снятые классическим способом.

Неизменная скорость счета в канале с исследуемым образцом говорит о стабильности генерации He-Cd лазера. А небольшие флуктуации скорости счета совпадений в сопряженном канале можно объяснить, такими причинами как не идеальностью дифракционной решетки монохроматора, так и люфтами механизма обеспечивающего её вращение.

Сравнение спектра поглощения рубина, выполненного с использованием классического источника света со спектром полученным методом бифотонной спектроскопии, представлено на рис.3. На этом рисунке видно хорошее совпадение спектров поглощения линий R_1 и R_2 , полученных разными методами.

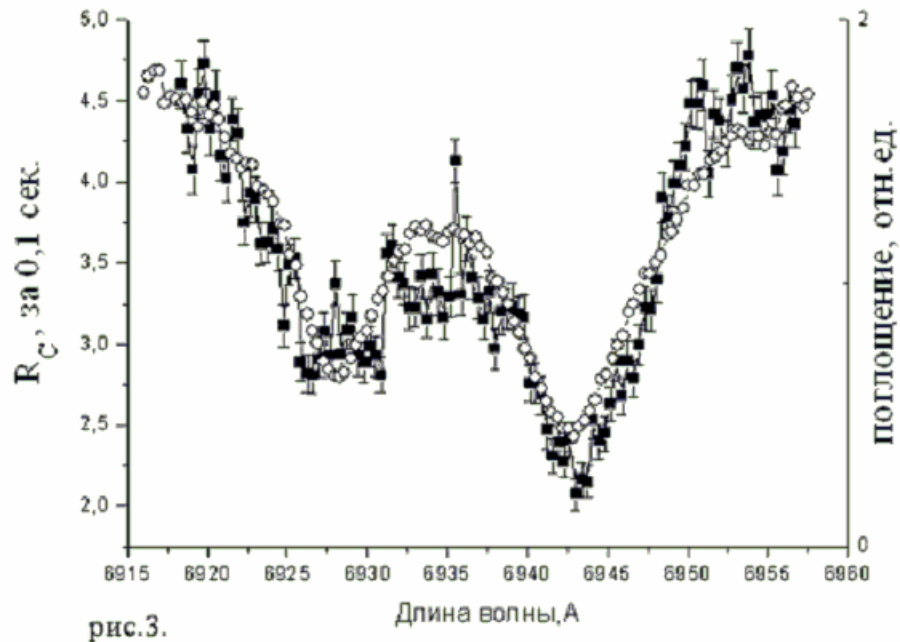


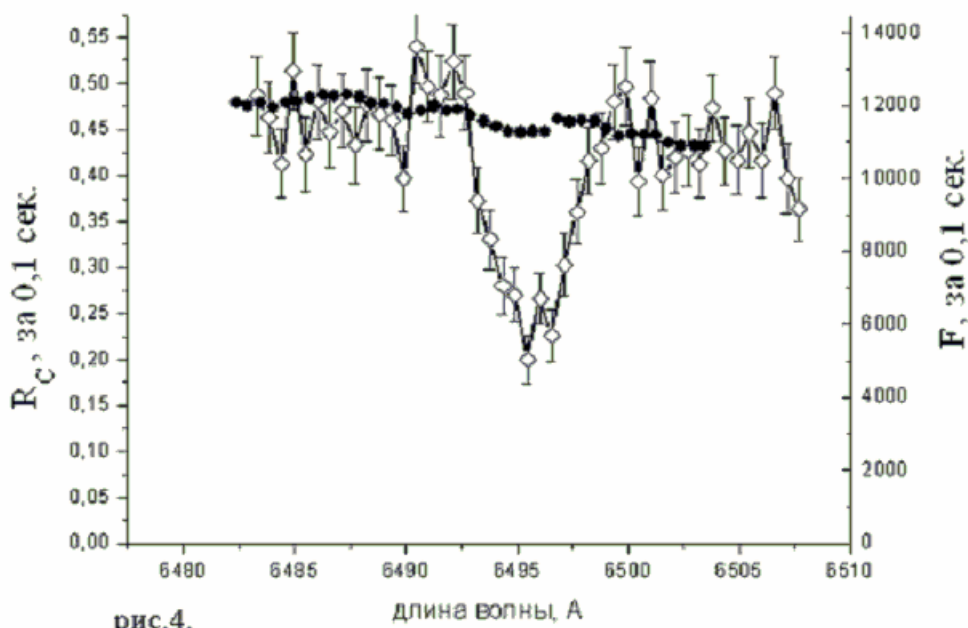
рис.3. Сравнение спектров пропускания рубина: линии R_1 и R_2 снятые классическим способом (светлые кружки) и в картине совпадений (чёрные квадраты), R_c – скорость счёта совпадений.

Несомненным преимуществом метода бифотонной спектроскопии является возможность проведения измерений в тех случаях когда велика световая засветка или же детекторы обладают большими темновыми шумами, т.е. когда велико мало соотношение сигнал/шум. Следует учесть, что скорость счёта случайных совпадений определяется как:

$$C = P_1 P_2 \Delta t \quad (4)$$

где P_1 и P_2 – скорость счёта фотонов в первом и втором канале соответственно, а Δt – время разрешения схемы совпадений. Поскольку время разрешения мало, то и мало количество случайных совпадений. В то же время скорость регистрации неслучайных совпадений, обусловленных бифотонной природой поля, получается существенно (на несколько порядков) больше C , что дает возможность получать информацию о спектре поглощения даже в присутствии

больших шумов. Для доказательства этого утверждения нами было проведено измерение спектра поглощения кристалла YAG:Er^{3+} на длине волны 647 нм при соотношении сигнал/шум равном 1/30 двумя методами: стандартным классическим (одноканальным) и по счёту совпадений (двухканальным). Полученные нами результаты представлены на рис. 4. Хорошо видно, что методом обычной спектроскопии линия эрбия не разрешена, в то время как в случае спектроскопии частотно-коррелированными фотонами линия хорошо различима.



Линия поглощения YAG:Er^{3+} снятая классическим способом (чёрные кружки), где F – число фотоосчётов, и методом бифотонной спектроскопии (светлые ромбы), где R_c – скорость счёта совпадений, при соотношении сигнал/шум=1/30.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые эксперименты с использованием метода спектроскопии частотно-коррелированными фотонами, явно продемонстрировали преимущества данного метода. Так, измерение линий поглощения R_1 и R_2 кристалла рубина свидетельствует о возможности применения данного метода для удалённого спектроскопического анализа вещества в широком диапазоне длин волн, поскольку спектр СПР варьируется от длины волны накачки до

области дальнего ИК. Кроме того, использование коррелированных фотонов (бифотонов) позволяет проводить спектроскопические измерения в условиях больших шумов. Перспективным видится исследование данным методом биологических объектов, когда требуется использовать слабые световые поля. Низкая чувствительность метода к шумам позволяет проводить спектроскопический анализ хрупких кристаллов в инфракрасном спектральном диапазоне, где у фотодетекторов присутствуют большие темновые шумы.

Авторы выражают благодарность А.М. Шегеде за предоставленный спектр кристалла рубина, снятый методом лазерной спектроскопии. Работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-00883-а, 05-02-16003-а, 04-02-81009-Бел-а и 05-02-16169-а), "Фондом содействия отечественной науке", а также программами Президиума РАН "Квантовая макрофизика" и ОФН РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты" и "Когерентные акустические поля и сигналы".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Клышко Д.Н* Фотоны и нелинейная оптика М: Наука, 1980.
2. *Kim Y., Kulik S.P., Shih Y.* // Phys.Rev.Lett. 2001 V. 86 P. 1370.
3. *Ekert A.K.* // Phys.Rev.Lett. 1991 V. 67 P. 661.
4. *Kwait P.G., Steinberg A.M., and Chiao R.Y.* // Phys.Rev.A 1993 V. 47 P. 2472.
5. *Клышко Д.Н.* // Квантовая электроника. 1980 V. 7 P. 1932.
6. *Boto A.N., Kok P., Abrams D.S., Braunstein S.L., Williams C.P., and Dowling J.P.* // Phys.Rev.Lett. 2000 V. 84 P. 2733
7. *Shih Y.* // Rep. Prog. Phys. 2003 V. 66 P. 1009.
8. *Калачёв А.А., Калинин А.А., Самарцев В.В., Шкаликов А.В.* // Известия РАН. Сер. Физ. 2006 Т. 70 №4 С. 480
9. *Glauber R.J.* // Phys.Rev. 1963 V. 130 P. 2529.
10. *Scarcelli G., Valencia A., Gompers S., Shih Y.* // Applied Physics Letters. 2003 V. 83 P. 5560