

Горелик В.С., Воцинский Е.А.

**КОНВЕРСИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЛОБУЛЯРНЫХ
ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ.**

Москва, 2011 г.

Аннотация.

В работе сообщается об эффекте конверсии электромагнитного излучения в исходных искусственных опалах и образцах заполненных диэлектриками или металлами. Изучены линейные и нелинейные свойства глобулярных фотонных кристаллов. После освещения фотонных кристаллов широкополосным источником излучения в спектрах отражения наблюдалась конверсия исходного оптического излучения с преобразованием спектра с максимумом интенсивности в области положения стоп-зоны.

Освещение фотонных кристаллов ультрафиолетовым излучением приводит к "down"-конверсии, т.е. к смещению спектра в область больших длин волн. Применение мощного рубинового (694,3 нм) лазера позволяет наблюдать эффект "Up" – конверсии, т.е. к смещению спектра в область меньших длин волн.

Для образцов заполненных нитробензолом обнаружен новый тип вынужденного комбинационного рассеяния. Обсуждается также возможность конверсии оптического излучения в акустическую эмиссию.

Работа выполнена при поддержке российского фонда фундаментальных исследований (проект №09-02-00582, 08-02-00114, 08-02-90020, 08-02-12032) и программой №27 РАН.

The paper reported on the effect of conversion of electromagnetic radiation in initial artificial opals, and the samples filled with dielectrics or metals. Linear and nonlinear properties of globular photonic crystals have studied. After illumination of photonic crystals by wide band spectrum source of light in the reflection spectra observed conversion of the initial optical radiation with the transformation of the spectrum with a maximum intensity in the region of the stop-band.

Illumination of photonic crystals by ultraviolet radiation leads to a "down"-conversion, that is to shift the spectrum toward higher wavelengths. The use of a powerful ruby (694.3 nm) laser allows us to observe the effect of "Up" - a conversion that is to shift the spectrum to lower wavelengths.

For samples filled with nitrobenzene revealed a new type of stimulated Raman scattering. We also discuss the possibility of converting optical radiation into the acoustic emission.

This work was supported by RFBR (grants №09-02-00582, 08-02-00114, 08-02-90020, 08-02-12032) and Presidium of RAS Fundamental Research Program No.27.

1. Введение

Глобулярные фотонные кристаллы проявляют уникальные свойства [1-3], обусловленные формированием стоп-зон. При определённых условиях в них реализуется локализация света, происходит снижение порога лазерной генерации и увеличение эффективного сечения вторичного излучения. В данной работе представлены некоторые литературные данные и оригинальные экспериментальные и теоретические результаты по исследованию нового явления - «конверсии света», наблюдаемому в глобулярных фотонных кристаллах при их освещении широкополосными или монохроматическими источниками излучения.

2. Подготовка образцов

Исходными образцами для исследований служили искусственные опалы, состоящие из упакованных в кубическую гранецентрированную кристаллическую решетку [4-7] одинаковых кварцевых шариков (диаметром 200-400нм). Фотография исследованных трехмерных фотонных кристаллов иллюстрируется на рис.1. Большой белый образец (внизу) был отожжён на воздухе при температуре 600⁰С. Цветные (зеленый и синий) образцы отжигались в атмосфере аргона. В результате в порах глобулярных фотонных кристаллов (ГФК) присутствовал углерод, возникший в результате разложения при высокой температуре органических молекул веществ, используемых в процессе синтеза опалов.

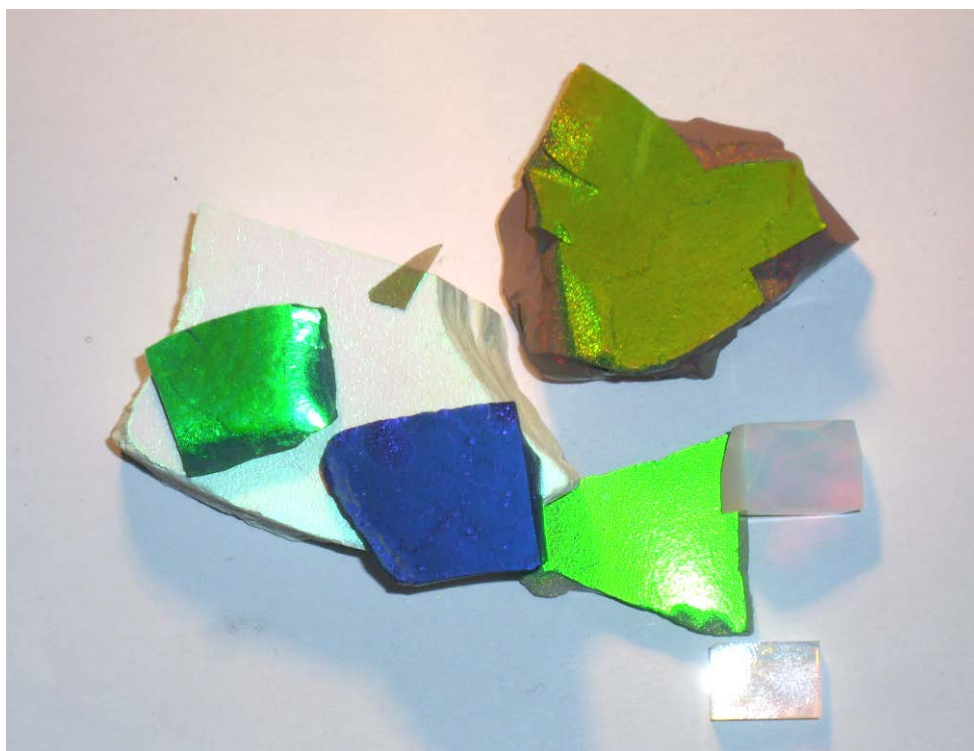
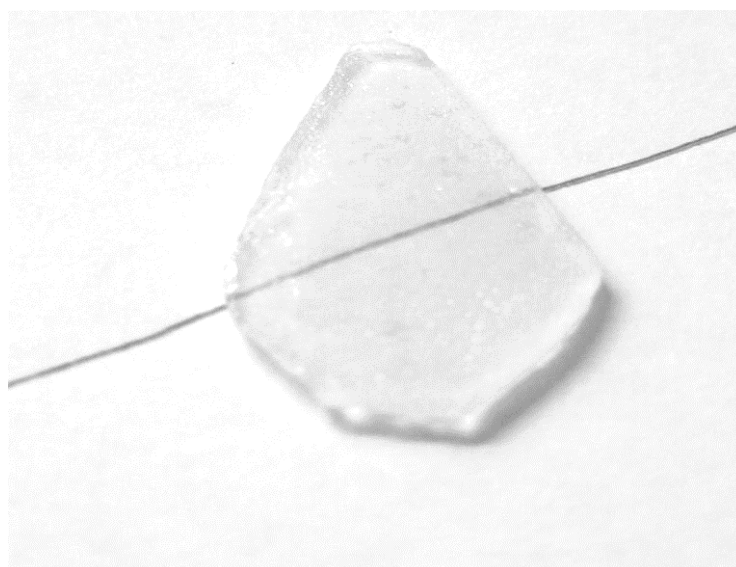


Рис.1 Образцы трехмерных фотонных кристаллов, полученных из опала по разным технологиям.



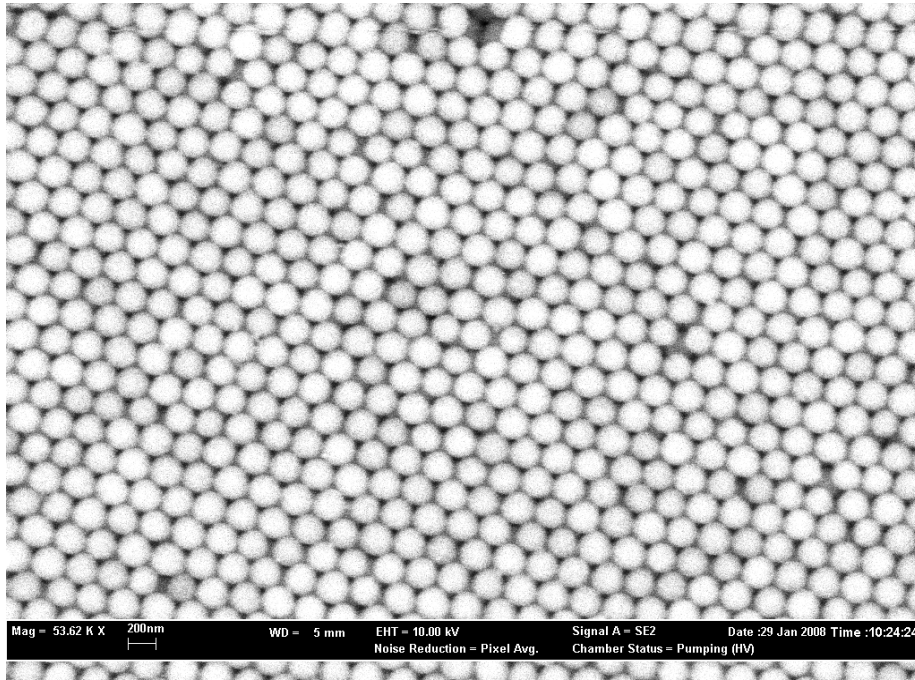
а



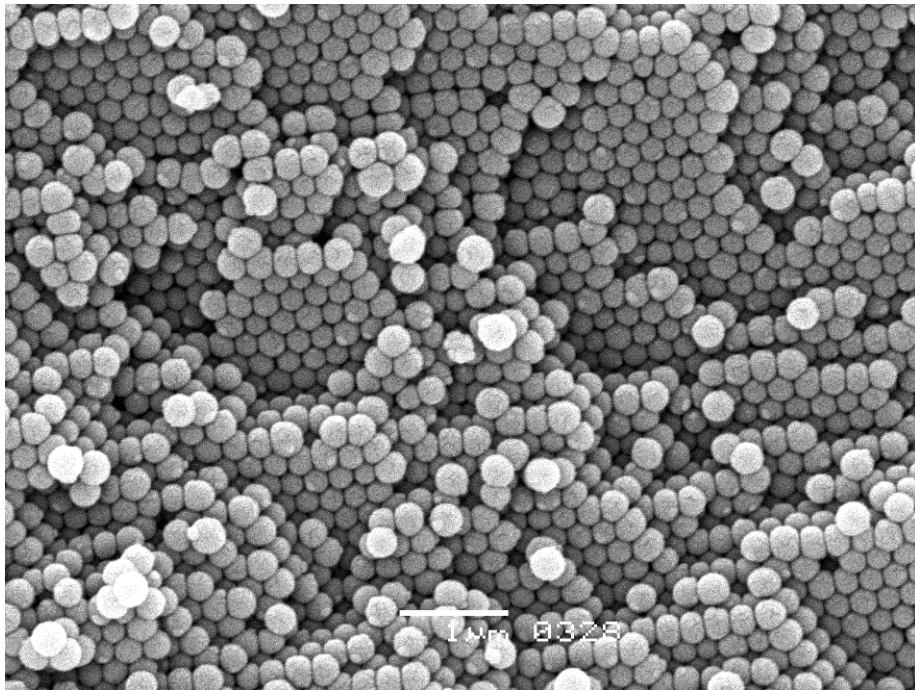
б

Рис.2 Фотографии фотонных кристаллов, прозрачных в видимом диапазоне; а - фотонный кристалл с квантовыми точками- квантит, б- искусственный опал, заполненный смесью воды и глицерина.

Небольшие прозрачные образцы (рис.1, вверху слева, рис.2а) заполнены ZrO_2 - углерод и дополнительно оттожены в атмосфере аргона при высокой температуре($1200^{\circ}C$). Электронные изображения поверхности (111) глобулярных фотонных кристаллов для двух исследованных образцов показаны на рис.3(а,б). Видно, что наноструктура образца на рис.3а, близка к идеальной. А в случае второго образца (рис.3б), на поверхности множество дефектов. Исходные опалы заполнялись органическими (стильбен, РОРОР, глицерин, ацетон, нитробензол) и неорганическими(нитрит натрия, серы, ZrO_2) веществами.



а



б

Рис.3 Изображения поверхностей (111) для двух исследованных искусственных опалов, полученных при помощи электронного микроскопа.

При определенной концентрации смеси воды и глицерина коэффициент преломления становится близок к кварцу. Таким образом, было получено большинство прозрачных трехмерных фотонных кристаллов. Процесс инфильтрации опала показан на рис. 4 (а, б, с).

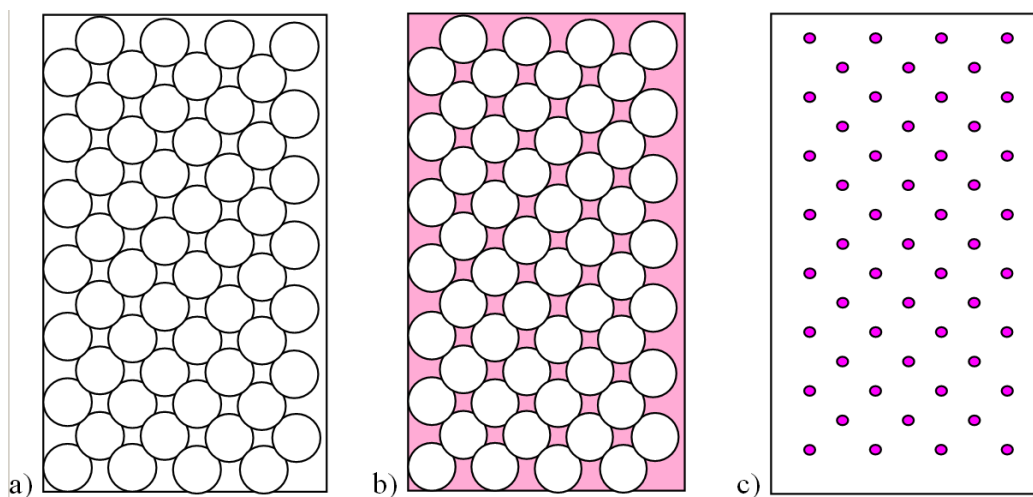


Рис.4. Структуры трехмерных фотонных кристаллов, заполненных диэлектриками или металлами, подготовленных по разным технологиям; а-исходный опал, б-опал заполненный веществом, с-результат высокотемпературной обработки образца, упорядоченные вкрапления тугоплавких кластеров ZrO_2 -углерод (квантиты).

Мы также встраивали металлические наночастицы (Au, Ag, Ga) в поры фотонных кристаллов между глобулами. Образец, заполненный наночастицами ZrO_2 -углерод (см. рис.2а), отожженный при высокой температуре (до $1200^{\circ}C$) становится почти прозрачным, потому что размеры вкраплений наночастиц значительно меньше периода решетки кристалла и длины волны видимого диапазона. Соответственно такие включения могут быть описаны как пространство упорядоченных квантовых точек в прозрачном кварце. Наноструктура такого кристалла из квантовых точек - квантита(рис.2а), схематично показана на рис.4с.

3. Методика эксперимента и результаты исследований линейных оптических свойств наноструктурированных фотонных кристаллов.

Спектры отражения, пропускания и вторичного излучения полученных образцов, были сняты согласно методике описанной в работах [8-13]. Для исследования линейных оптических свойств мы использовали различные источники света: галогеновую лампу, ультрафиолетовый и фиолетовый светодиоды, непрерывный 100мВт YAG лазер.

Для регистрации спектров отражения и вторичного излучения(фотолюминесценция и комбинационное рассеяние) использовались три волоконных зонда Y-типа (рис.5). Спектры фиксировались при помощи компактного волоконно-оптического спектрометра 3. Для регистрации спектров пропускания использовались спектрометр и одноволоконный зонд (см. рис.6).

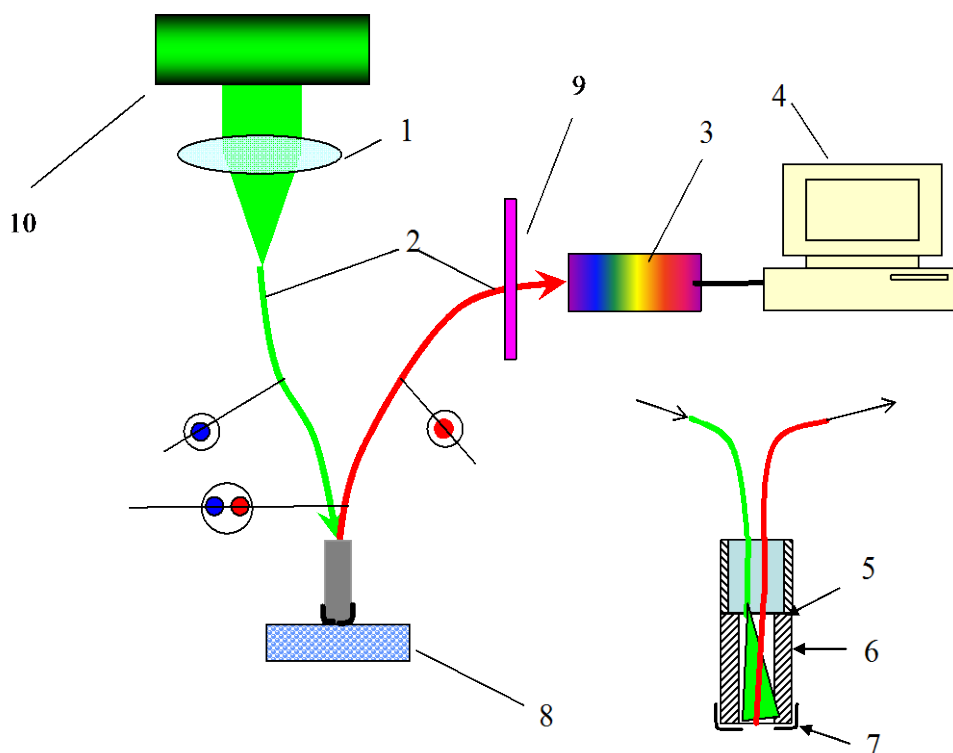


Рис.5 Экспериментальная установка для линейных оптических исследований опалов(схема на отражение): 1-линза, 2- волокна, 3- миниспектрометр, 4- компьютер, 5-слой иммерсионной жидкости, 6-зонд, 7- диафрагма, 8-образец, 9- фильтр, 10-источник света.

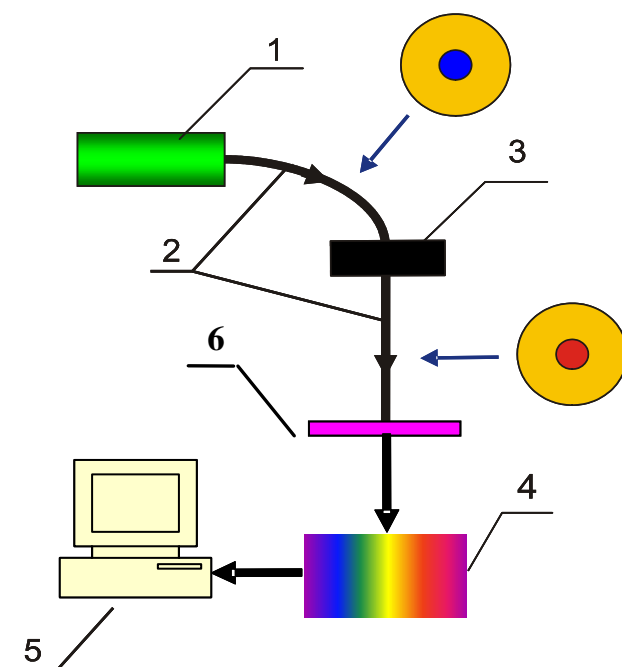


Рис.6 Экспериментальная установка для линейных оптических исследований опала(схема на пропускание): 1-источник света, 2-волокна, 3- образец, 4- миниспектрометр, 5-компьютер, 6-фильтр

Использование диафрагмы 7(рис.5) позволяет ограничивать размеры исследуемой области фотонного кристалла. Таким образом, становятся возможны локальные спектральные измерения. Для очень малого открытия диафрагмы 7 может быть достигнут субволновой предел и получены спектры от малого количества вещества.

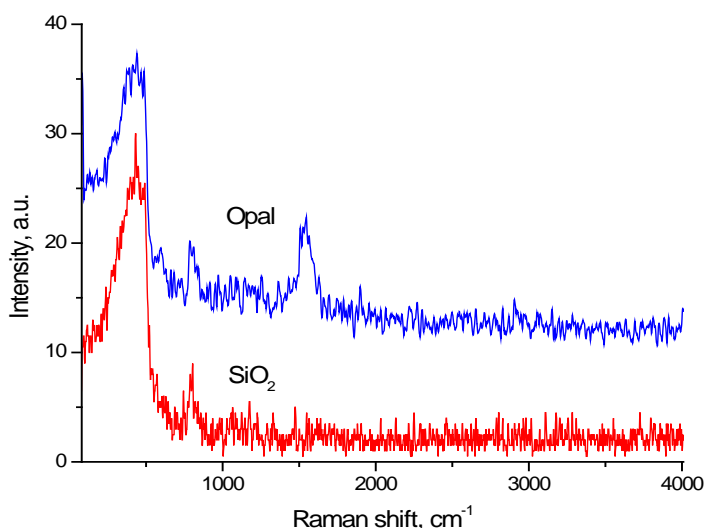


Рис.7 Спектр спонтанного комбинационного рассеяния в исходном опале(верхняя кривая) и аморфном кварце (нижняя).

На рис.7 показан спектр комбинационного рассеяния фотонного кристалла и соответствующий спектр для аморфного кварца. Спектр комбинационного отражения исходного опала близок к спектру аморфного кварца. Дополнительный пик на верхней кривой может объясняться дефектами в структуре опала.

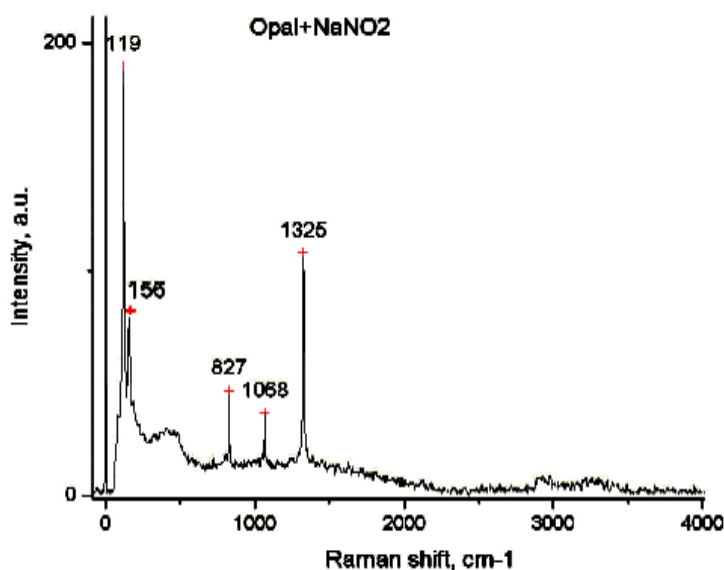


Рис.8 Спектр комбинационного рассеяния фотонного кристалла заполненного сегнетоэлектриком NaNO_2

На рис.8 показан спектр комбинационного рассеяния фотонного кристалла заполненного сегнетоэлектриком NaNO_2 , состоящий из узких линий соответствующих оптическим колебаниям кристалла нитрита [14, 15]. Таким образом, мы охарактеризовали наши образцы, заполненные различными веществами. С помощью схемы на пропускание(см. рис.6), при возбуждении вещества ультрафиолетовыми диодами, были получены спектры люминесценции для различных типов опала.

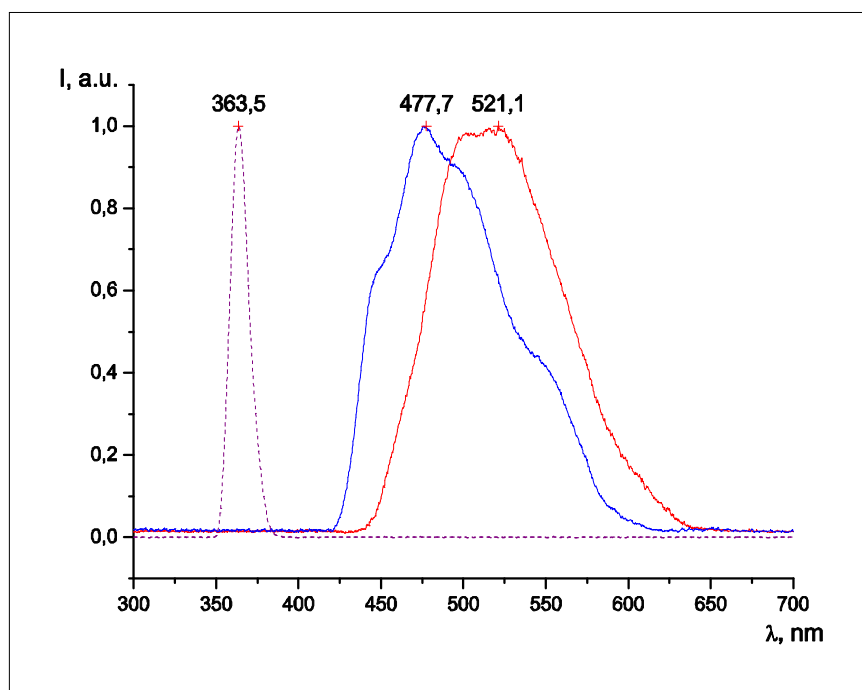


Рис.9 Спектр фотолюминесценции исходного опала(средняя кривая) и образца, заполненного стильбеном(кривая справа). Слева пунктиром показан спектр возбуждающего светодиода.

Как видно из рисунка 9, в сравнении с исходным опалом спектр люминесценции опала заполненного стильбеном сдвигается в область длинных волн. В случае заполнения пор ароматическим веществом РОРОР наблюдаются два пика фотолюминесценции, а не один как в исходном опале и в чистом РОРОР.

Свойства спектров люминесценции могут быть объяснены большим увеличением плотности фотонных состояний на границах запрещенной зоны, связанное со спонтанным излучением веществ заполняющих опал и существенным снижением плотности фотонных состояний внутри запрещенной зоны.

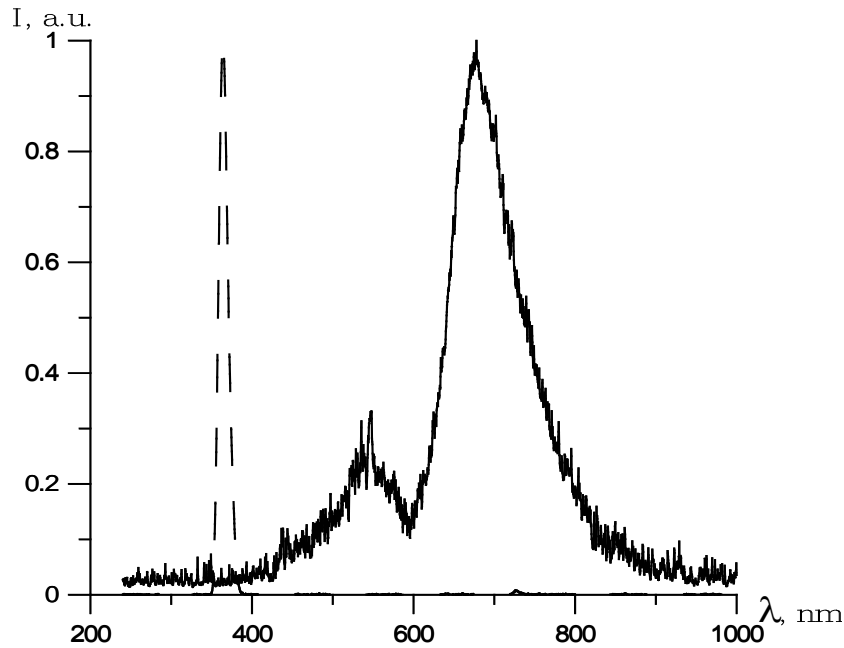


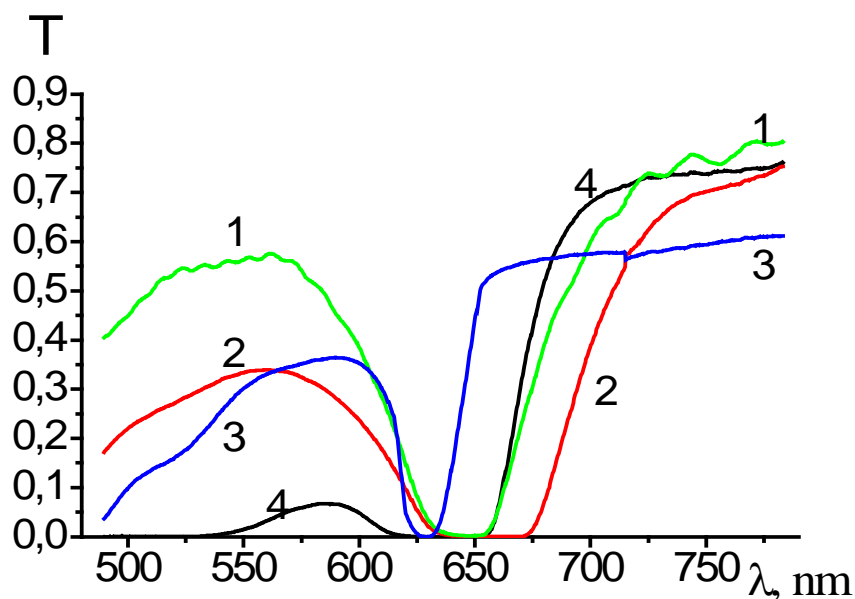
Рис.10 Спектр люминесценции образца опала, заполненного ароматическим веществом POPOP. Слева пунктиром обозначен спектр возбуждающей люминесценцию светодиода.

На рис 11(a,b) показаны спектры пропускания опала заполненного различными жидкостями. Самая узкая линия соответствует опалу, заполненному этиловым спиртом. Спектры пропускания образцов опала с разным диаметром глобул, заполненные этиловым спиртом (рис. 11b). Положение стоп зоны сдвигается в длинноволновую область с увеличением диаметра глобул [16]. На рис 12(a) представлены нормированные на единицу спектры отражения исходных опалов с различным диаметром глобул, полученные при помощи галогеновой лампы. Мы видим отдельные пики отражения, соответствующие положению стоп-зоны в фотонном кристалле.

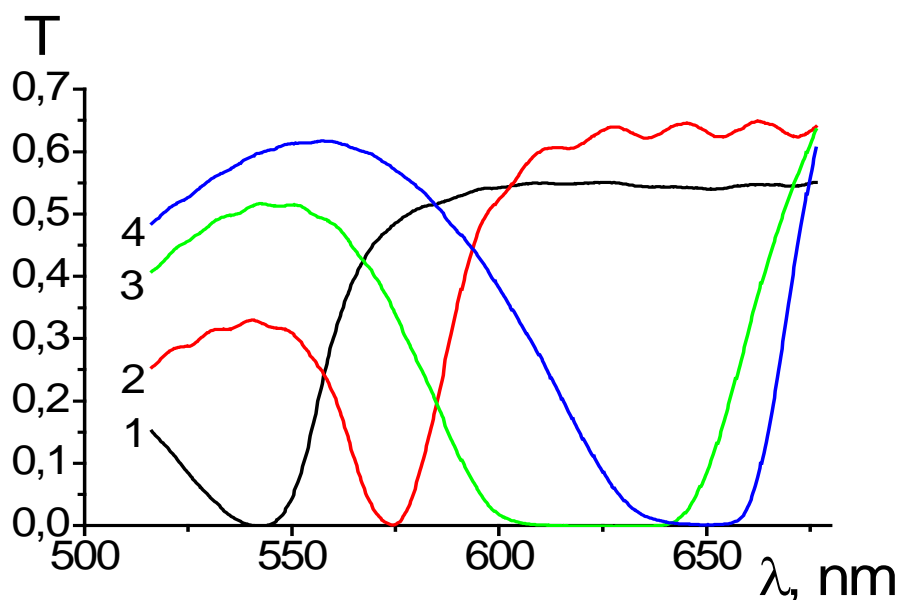
Согласно известному соотношению Брэгга для кристаллографического направления [111] имеем максимум отражения на длине волны:

$$\lambda_{\max} = 2a\sqrt{(n^*)^2 - \sin^2 \theta} \quad (1)$$

В нашем случае $\theta = 0$, $a = \sqrt{\frac{2}{3}}D$ - постоянная решетки, D - диаметр глобулы, n^* - эффективный коэффициент преломления.



a



b

Рис.11 Спектры пропускания опала, заполненного различными жидкостями;

(a) 1-водный раствор глицерина; 2- насыщенный раствор сахара;3- этиловый спирт; 4-50% водный раствор сахара;

(b) опал, заполненный этиловым спиртом с различным диаметром глобул: 250(1), 265(2), 295(3) и 310(4).

Наблюдаемые экспериментально на рис.11 и 12 сдвиги частот в спектрах отражения и пропускания в длинноволновую область спектра с увеличением диаметра глобул D согласуются с уравнением Брэгга(1).

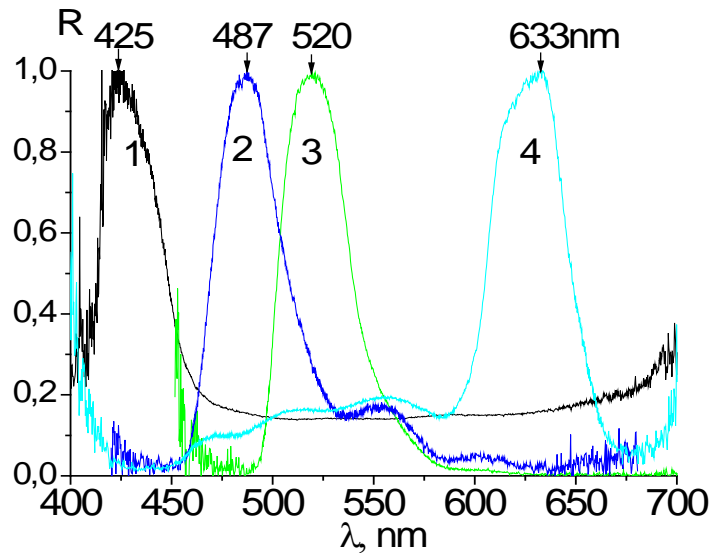


Рис.12 Спектры отражения фотонных кристаллов. Исходный опал с диаметром глобул: 200(1), 240(2), 260(3), 290(4)нм.

На рис.13 приведены спектры отражения исходного опала (1), опала, заполненного наночастицами золота(2), образца, заполненного этанолом и наночастицами золота(3). Мы видим, что добавление наночастиц золота приводит к сдвигу полосы частот отражения в длинноволновую область из-за изменения эффективного показателя преломления. В случае образца с золотыми наночастицами заполненного этанолом наблюдается существенное сужение пика отражения. В этом случае ширина стоп-зоны становится очень маленькой.

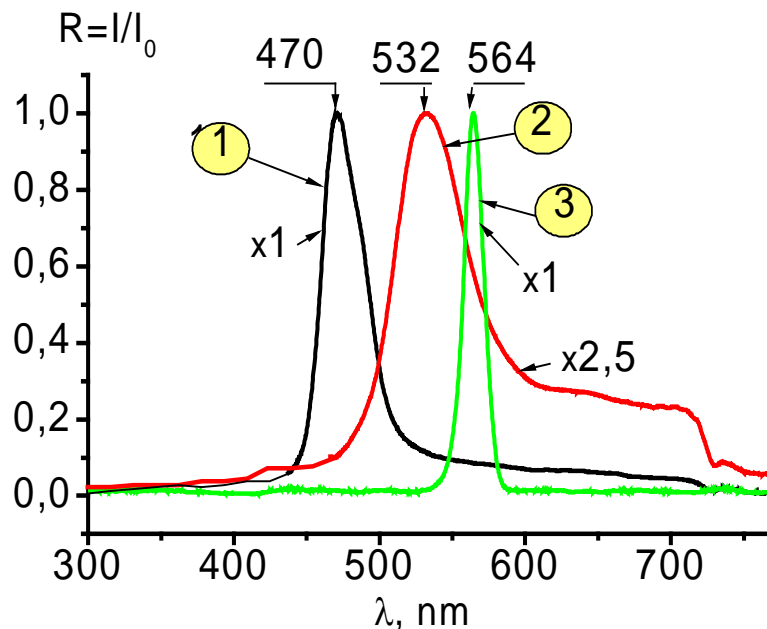


Рис.13 Спектр отражения исходного опала (1), опала, заполненного наночастицами золота(2), образца, заполненного этанолом и золотыми наночастицами(3).

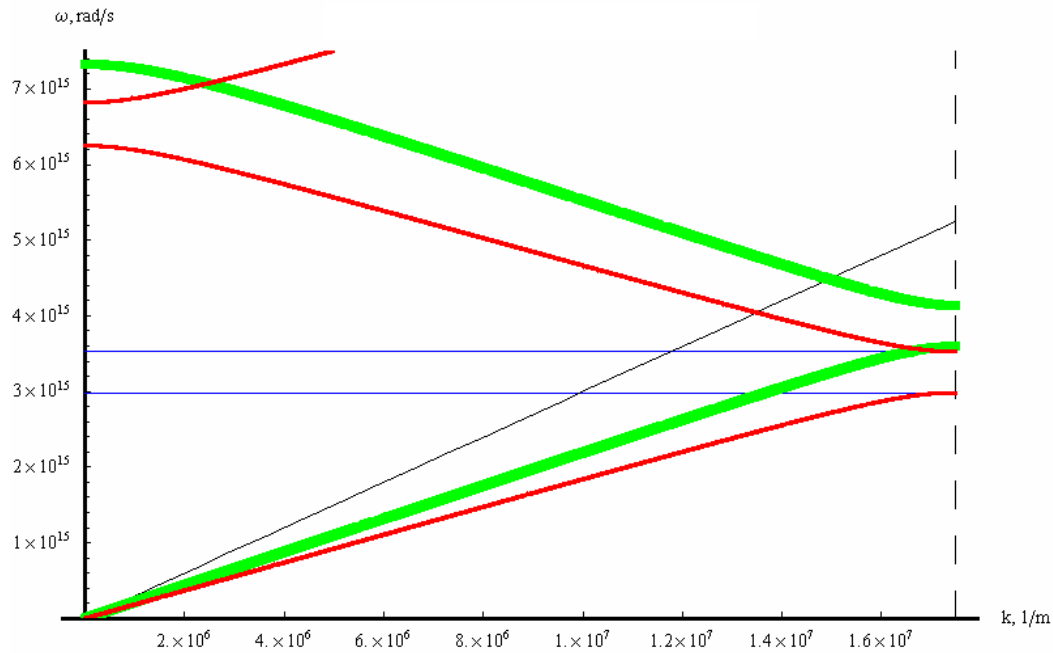


Рис.14 Закон дисперсии электромагнитных волн в исходном опале с диаметром глобул 240нм (верхняя кривая) и опала заполненного диэлектриками, рассчитанный с помощью уравнения(2). Прямая линия соответствует закону дисперсии света в вакууме.

При помощи полученных спектров отражения (см. рис.12,13) мы получили закон дисперсии электромагнитной волны в видимом диапазоне, используя одномерную модель[4-7]. Согласно этой модели закон дисперсии вычисляется из уравнения:

$$\cos(k_1 a_1) \cos(k_2 a_2) - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}} \sin(k_1 a_1) \sin(k_2 a_2) = \cos(ka) \quad (2)$$

Здесь $k_i = \sqrt{\varepsilon_i} \frac{\omega}{c_0}$, k – волновой вектор, ε_1 и ε_2 – диэлектрические постоянные, соответствующие глобулам и веществу, введенному в опал.

Положительное и отрицательное значение коэффициента преломления для исследуемых фотонных кристаллов рассчитано (рис.15) согласно модели[4-7].

Найдена длина волны, при которой показатель преломления близок к -1; это значение рядом с высокочастотной границей запрещенной фотонной зоны в видимом диапазоне. На рис.12(2,3) наблюдается резкое снижение коэффициента отражения на длине волны соответствующей показателю преломления равному минус единице.

Этот результат можно объяснить согласно теории [1], с учетом граничных условий электромагнитных волн для левого края запрещенной зоны. В этом случае в соответствии с изменяющимся направлением фазовой скорости в левой части спектра коэффициент отражения может быть вычислен из уравнения:

$$R = \left| \frac{n_1 + n_2}{n_1 - n_2} \right|^2 \quad (3)$$

Здесь $n_1=1$ коэффициент преломления начальной среды (воздух) и $n_2<0$ показатель преломления фотонного кристалла. Если $n_2=-1$ отражение отсутствует и фотонный кристалл становится полностью прозрачным.

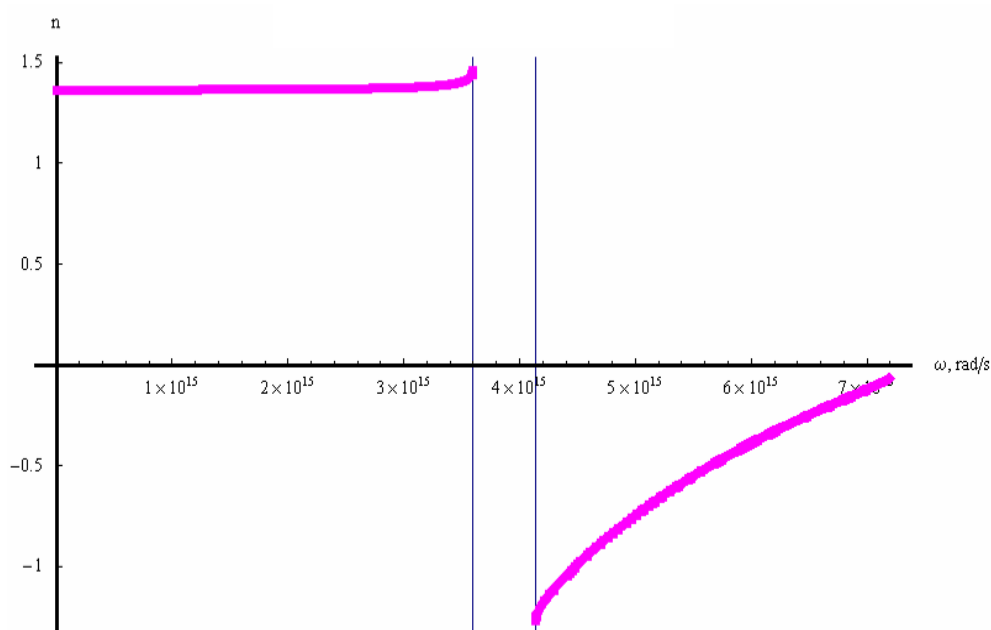


Рис.15 Зависимость показателя преломления от частоты для исходного опала, рассчитанная из закона дисперсии электромагнитных волн в фотонном кристалле.

На рис.16 приведены спектры отражения(1) и пропускания(2) фотонного кристалла из квантовых точек(наночастицы ZrO_2 -углерод)- квантита, под действием галогеновой лампы. Мы видим узкую линию отражения на 577нм. Спектральное положение этого пика соответствует высокочастотной границе спектра пропускания(кривая 2 на рис.16). На рис.17 представлен спектр отражения фотонного кристалла на квантовых точках(наночастицы ZrO_2 -углерод)- квантита- под воздействием белого светодиода(1). Спектр белого светодиода (кривая 1 на рис.17) преобразуется в узкий пик отражения на 573нм (кривая 2), как результат эффекта конверсии, обнаруженного в фотонном кристалле на квантовых точках.

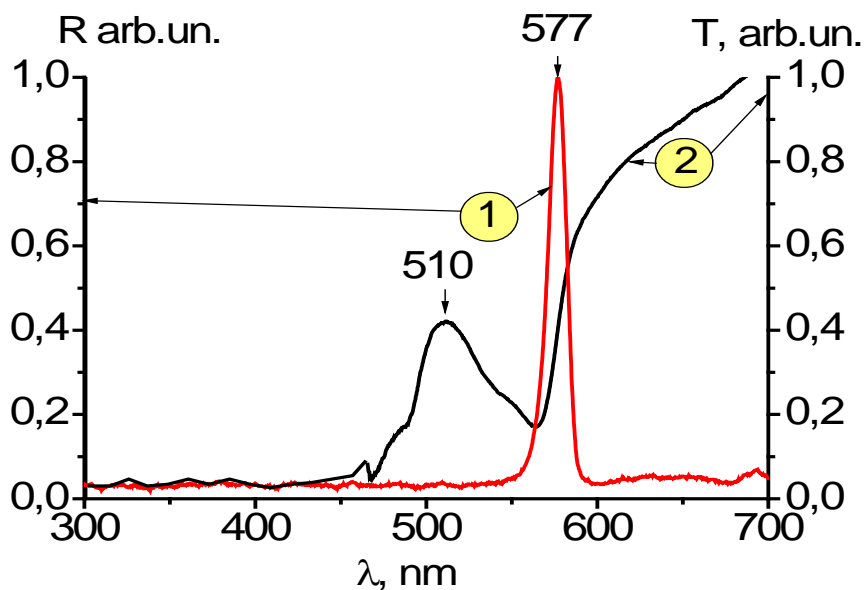


Рис. 16. Спектры отражения (1,R) и пропускания (2,T) квантита (см. рис.4с), полученные при помощи галогеновой лампы.

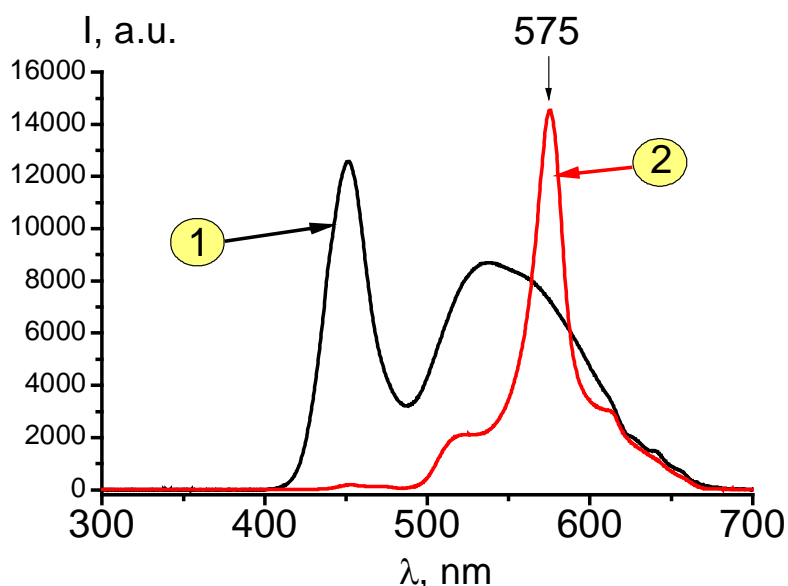


Рис.17 Спектр белого светодиода(1) и спектр отражения квантита(рис.4с), полученный при помощи белого диода.

Трансформация широкополосного излучения в квазимонохроматичное излучение от запрещенной зоны фотонного кристалла (см. рис.16,17), мы назвали эффектом конверсии света.

На рис.18(а-d) показаны вторичные спектры излучения(2) фотонного кристалла с квантовыми точками (ZrO_2 -углерод), полученные по экспериментальной схеме на рис.5, при возбуждении различными диодами с длинами волн: 368(а), 385(б), 410(с) и 523(д)нм. Мы можем увидеть аналогичный пик отраже-

ния на 571-575нм при возбуждении образца галогеновой лампой(см. рис.16). Такой эффект мы назвали эффектом “down”-конверсии, это когда кванты света с различными энергиями конвертируются в фотоны, спектрально соответствующие положению запрещенной зоны(571-575нм).

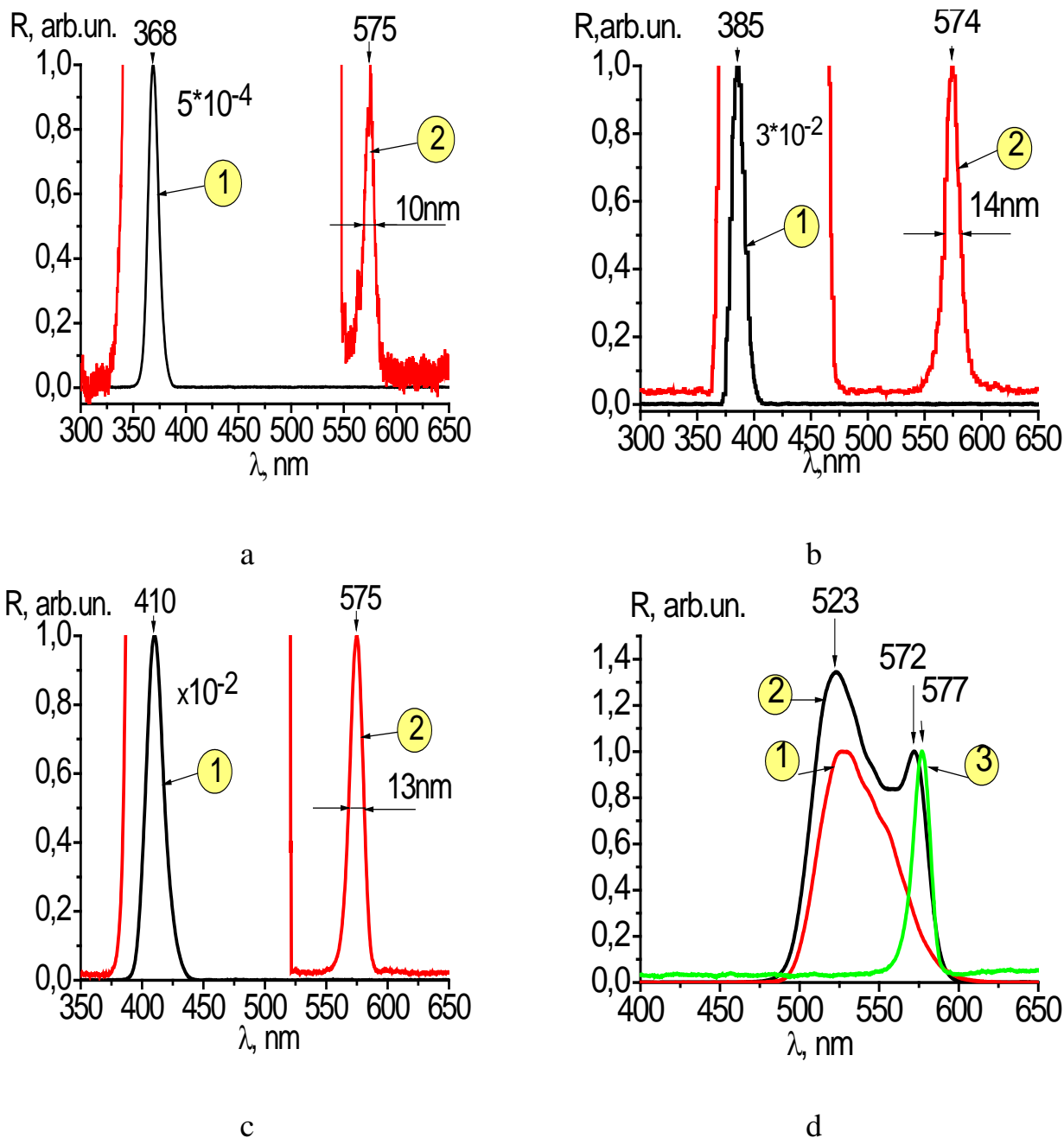


Рис.18 Спектры вторичного излучения(2) от фотонного кристалла с квантовыми точками, демонстрирующие эффект конверсии света; (1)- возбуждающие линии светодиодов 368(а), 385(б), 410(с) и 523(д)нм; (3)- положение стоп-зоны из рис.16(2).

4. Экспериментальная методика и результаты исследований нелинейно-оптических свойств наноструктурированных фотонных кристаллов.

Экспериментальные установки [17,18] для исследования нелинейно-оптических свойств трехмерных фотонных кристаллов показаны на рис. 19-22. В этих установках для возбуждения вторичного излучения использовались импульсные источники лазерного излучения.

На рис.19 показана схема для наблюдения эффекта вынужденной “down”-конверсии при помощи ультрафиолетового азотного лазера в качестве источника возбуждающего света.

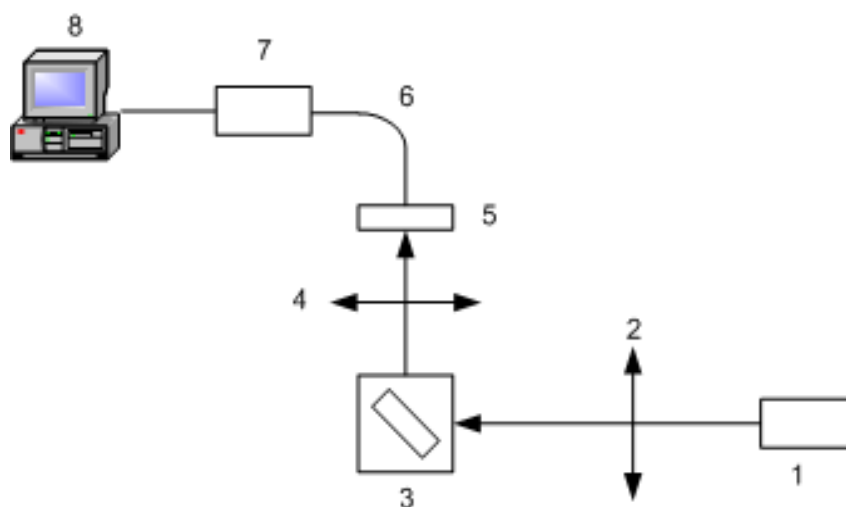
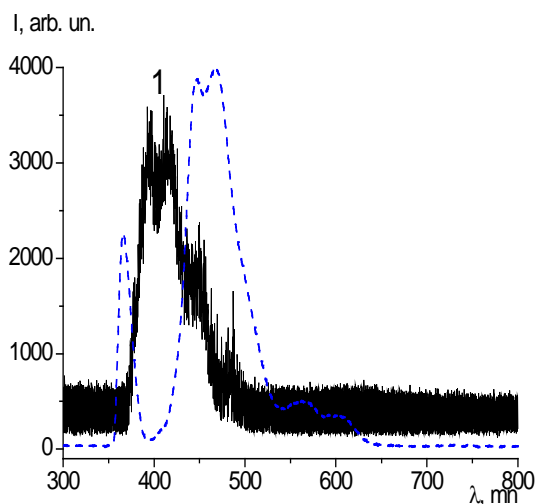


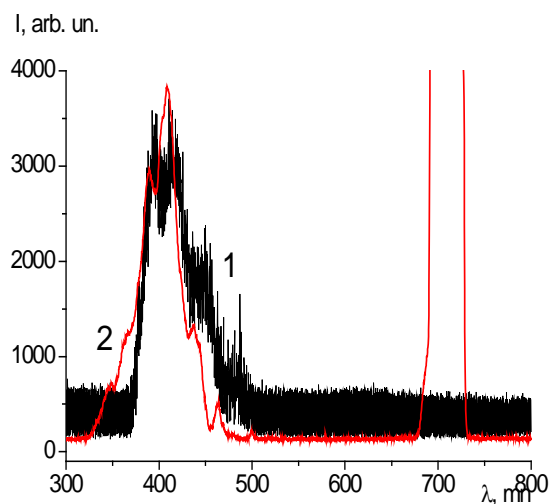
Рис.19 Установка для наблюдения эффекта вынужденной “down”-конверсии в фотонных кристаллах при помощи ультрафиолетового азотного лазера. 1-азотный лазер; 2,4-линзы; 3-азотный или гелиевый криостат с образцом фотонного кристалла; 5-волоконный зонд; 6-волокно; 7-миниспектрометр; 8-компьютер.

Азотный лазер(1) генерирует короткие(10нс) мощные импульсы на длине волны 337.1нм с частотой повторения 50Гц. Лазерное излучение при помощи линз(2) фокусируется на поверхности (111) фотонного кристалла, зафиксированного холодным держателем внутри вакуумного азотного или гелиевого криостата(3). Поверхность (111) фотонного кристалла расположена под углом 45° относительно лазерного луча. Вторичное излучение собирается под углом 90° относительно лазерного луча при помощи линзы (4) на оптический волоконный зонд(5). Далее по волокну (6) излучение попадает в миниспектрометр и анализируется на компьютере.

Температура образца может быть изменена с 10 до 300 К. Спектр вторичного излучения (рис.20) образца после облучения азотным лазером записан



a



b

Рис.20 Нормированные спектры вторичной эмиссии фотонного кристалла, возбуждаемого азотным лазером(1a,1b), ультрафиолетовым диодом 368нм(пунктирная линия, a) и рубиновым лазером(2b).

волоконным спектрометром FSD8 (7) и обработан на компьютере (8). Диаметр глобул опала 230нм и первый брэгговский максимум для нормального падения – 489нм(см. рис12). Это значение согласуется с экспериментом(кривая 1 на рис.20). Пунктирная линия (рис.20a) соответствует вторичному излучению, возбужденному слабым ультрафиолетовым диодом при нормальном падении возбуждающего излучения. Таким образом, мы наблюдаем частотный сдвиг максимума на длину волны 489нм.

Картину интенсивного вторичного излучения удалось сфотографировать под углом близким к нормали (рис.21). Вторичного излучения было зафиксировано не только во время лазерного излучения, но также после его выключения - послесвечение наблюдалось в течение нескольких секунд при азотных температурах(рис.21).

Таким образом, в этом случае мы можем говорить о наблюдении эффекта вынужденной “down”-конверсии для света при мощном однофотонном ультрафиолетовом возбуждении. Важно подчеркнуть, что эффект вынужденной “down”-конверсии в этом случае наблюдается даже после выключения возбуждающего лазера. Такой эффект можно объяснить уменьшением скорости электромагнитной волны в окрестности запрещенной фотонной зоны, поэтому и возникает задержка вторичного излучения внутри фотонного кристалла.

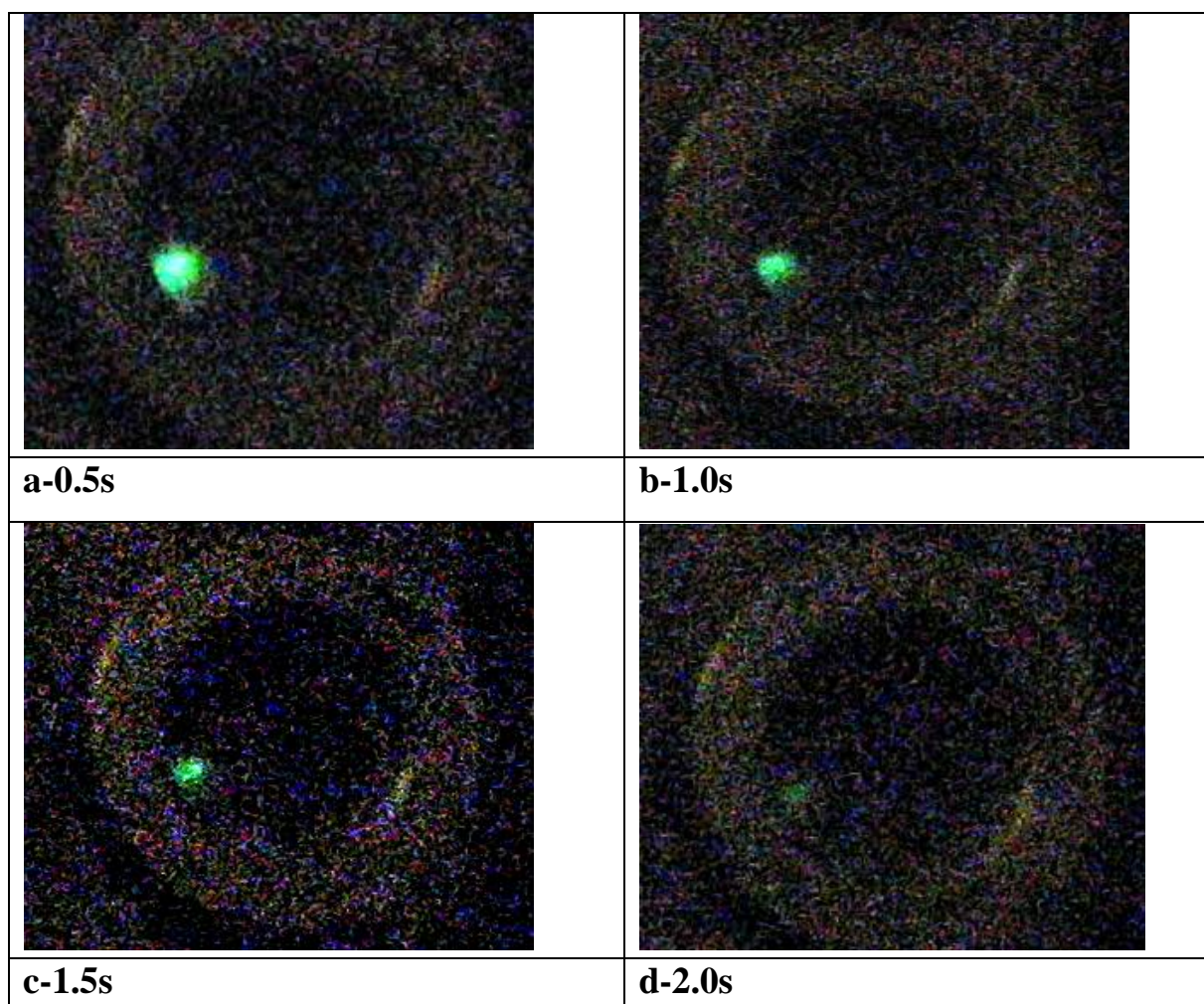


Рис.21 Фотографии вторичного послесвечения (вынужденная “down”-конверсия) фотонного кристалла при низких температурах, возбуждаемого азотным лазером; a-d соответствует различным временным отрезкам после выключения лазера.

На рис.22 показана схема измерений с рубиновым лазером. Моноимпульсный рубиновый лазер (694,3нм), генерирует короткий (20нс) гигантский лазерный импульс с пиковой мощностью около 10МВт и энергией $E_{\max}=0.3$ Дж. С помощью фокусирующей оптики(2,3,4), излучение направляется на глобулярный фотонный кристалл, помещенный в кювету с жидким азотом. Спектры вторичного излучения регистрируются на компьютере и фотокамере.

На рис.20 показан спектр вынужденной “up”-конверсии(кривая 2b) в фотонном кристалле возбуждаемым гигантским импульсом рубинового лазера. Мы видим, что максимум спектральной интенсивности в этом случае очень близок к максимуму вторичного излучения при возбуждении ультрафиолетовым источником.(1b)

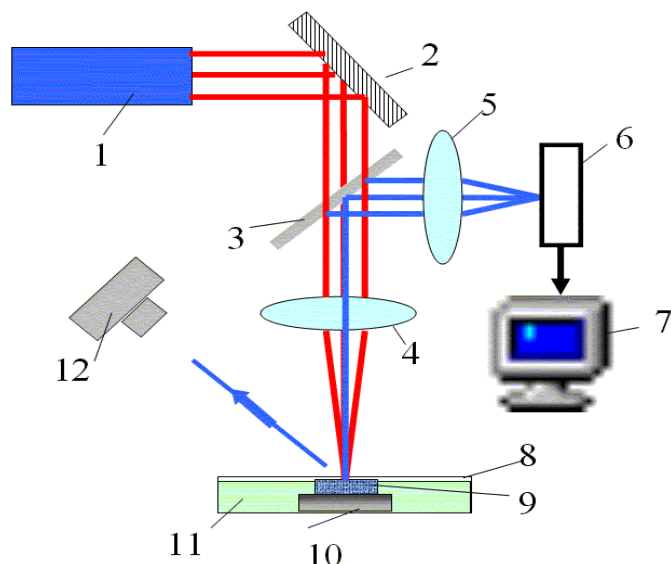


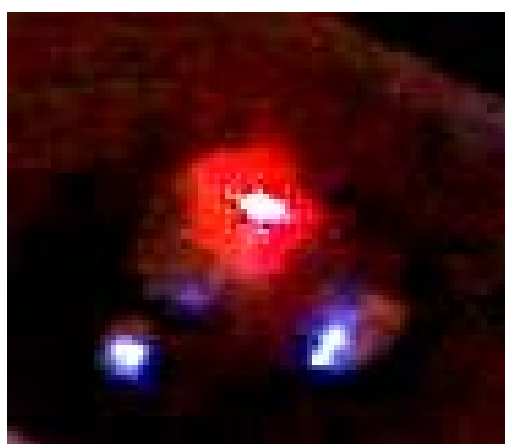
Рис.22 Схема для наблюдения эффекта вынужденной "up"-конверсии и ВКР, в фотонных кристаллах с возбуждением рубиновым лазером. 1-рубиновый лазер; 2,3-зеркала; 4,5-линзы;6-миниспектрометр; 7-компьютер; 8-кювета; 9-образец; 10-подложка; 11-жидкий азот; 12-фотокамера.

На рис.23 показаны фотографии вторичного излучения и послесвечения при вынужденной "up"-конверсии, полученные в эксперименте с образцом, помещенным в жидкий азот и возбуждаемым гигантскими импульсами рубинового лазера(рис.23a). Интенсивное голубое послесвечение наблюдалось в течении нескольких секунд(рис.23 с,d). Отметим также, что интенсивное голубое вторичное излучение наблюдалось от образцов фотонных кристаллов помещенных рядом с основным образцом(рис.23b). Наблюдаемая вторичная эмиссия вынужденной "up"-конверсии имеет небольшое расхождение и направлена в противоположном направлении от возбуждающего света (рассеяние назад).

Эффект вынужденной "up"-конверсии связан не с одним, а сразу с двумя возбуждающими фотонами. Мы считаем что этот эффект похож на двухфотонную флуоресценцию, наблюдаемую ранее, в видимом диапазоне под интенсивным длинноволновым лазерным возбуждением. Так же как и в случае конверсии с ультрафиолетовой возбуждающей двухфотонный эффект конверсии наблюдается не только в момент лазерного импульса, но и некоторое время после выключения лазера. Для однофотонного процесса такое свойство можно объяснить уменьшением скорости электромагнитной волны в области запрещенной фотонной зоны и как следствие, задержка вторичного излучения внутри фотонного кристалла(«остановка» фотонов).



a (10^{-8} s)



b(10^{-8} s)



c(1 s)



d(2 s)

Рис.23. Вторичное излучение(b) и послесвечение (c,d)при вынужденной “up”-конверсии в фотонном кристалле при низких температурах, возбуждение рубиновым лазером. Фотографии c,d получены через разные промежутки времени после выключения лазера.

Установка на рис.22 также использовалась для наблюдения эффекта вынужденного комбинационного рассеяния в фотонных кристаллах, заполненных органическими и неорганическими веществами. На рис.24 представлен спектр вторичного излучения, полученный от образца заполненного жидким нитробензолом. Во-первых, на рис.24 видны интенсивные пики низкопорогового ВКР (766 и 854нм), соответствующие двум стоковым компонентам колебаний нитробензола. Кроме того, мы наблюдаем некоторые дополнительные интенсивные пики в антистоксовой области с длинами волн 427 458 494 и 540 нм.

На рис.25 приведены два наложенных спектра в антистоксовой области. Левый спектр линейная фотолюминесценция жидкого нитробензола, возбуждаемая слабым ультрафиолетовым диодом.

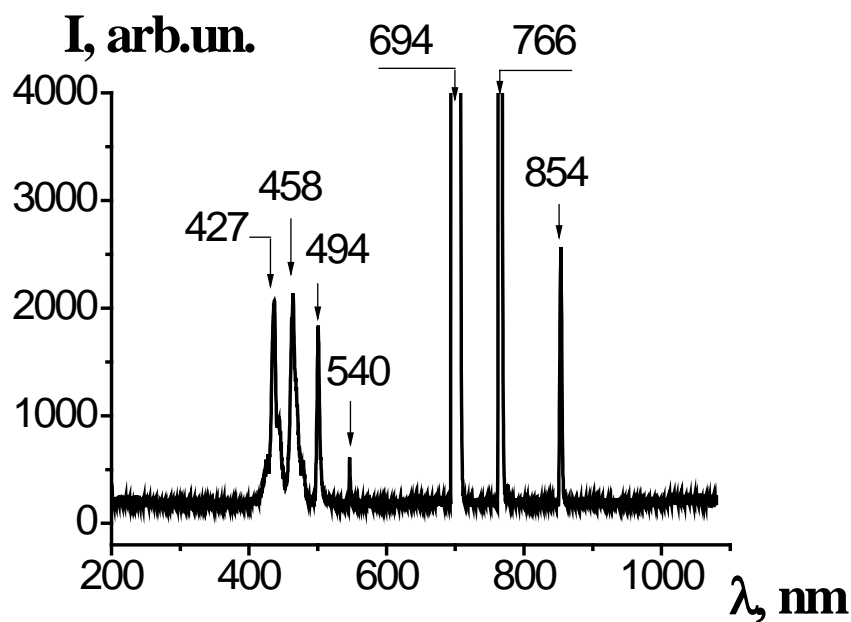


Рис.24 Спектр вторичного излучения фотонного кристалл, заполненного жидким нитробензолом, возбуждаемого гигантским импульсом рубинового лазера.

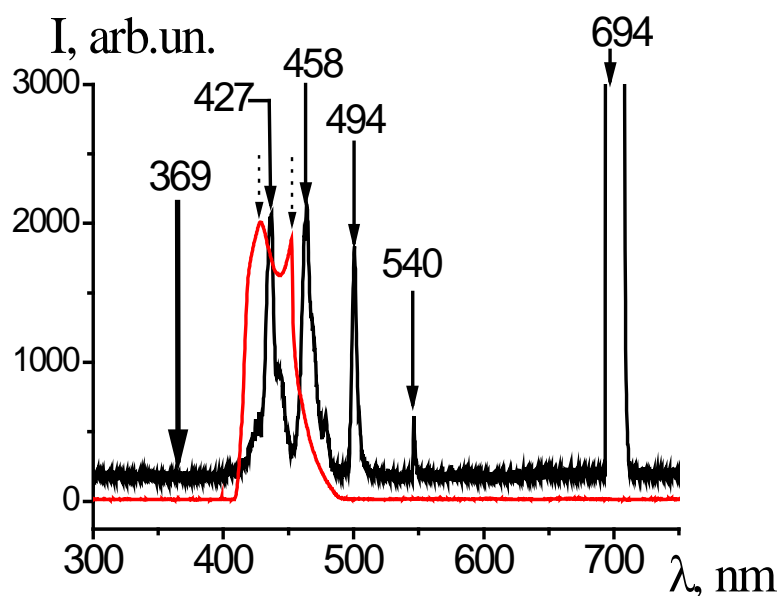


Рис.25 Сравнение спектра фотолюминесценции(пунктирные стрелки) жидкого нитробензола при однофотонном возбуждении(369нм, со спектром вторичного излучения(сплошные стрелки)фотонного кристалла заполненного жидким нитробензолом при возбуждении гигантскими импульсами рубинового лазера(694).

Правый спектр соответствует антистоксовой области вторичного излучения фотонного кристалла, заполненного жидким нитробензолом, возбуждаемого гигантским импульсом рубинового лазера. Сравнив эти два спектра, мы пришли

к заключению, что в этом случае, мы наблюдаем новый тип нелинейного вынужденного рассеяния. Линия 427нм соответствует пику двухфотонно-возбуждаемой вынужденной фотолюминесценции, а 458, 494 и 540нм-соответствующие стоксовы спутники.

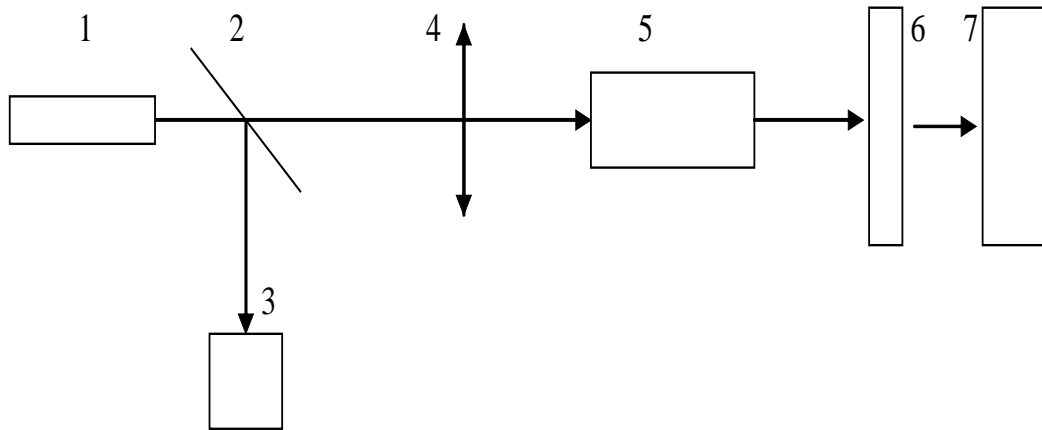


Рис.26 Установка для наблюдения вынужденного глобулярного рассеяния света (рассеяние «вперед») при возбуждении рубиновым лазером.

1-рубиновый лазер; 2-полупрозрачная пластина; 3- электронный детектор; 4- линзы; 5- образец фотонного кристалла; 6-интерферометр; 7-фотодетектор.

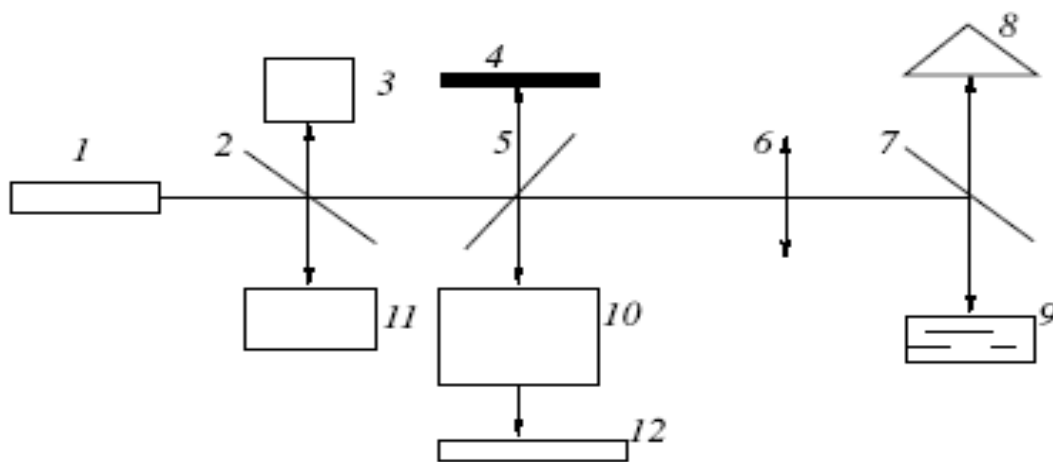


Рис.27 Установка для наблюдения вынужденного глобулярного рассеяния света (рассеяние «назад») при возбуждении рубиновым лазером.

1-Рубиновый лазер; 4-зеркало; 2,5,7-полупрозрачные пластины; 3,8,11-электронные детекторы; 6-линзы; 9-образец фотонного кристалла; 10-интерферометр; 12- фотодетектор;

На рис.26(рассеяние «вперед») и рис.27(рассеяние «назад») показаны экспериментальные установки для регистрации вынужденного рассеяния света в опалах, при помощи интерферометра(7 на рис.26 и 10 на рис.27) как спектраль-

ного прибора. При таких схемах эксперимента можно обнаружить очень малые стоксовские сдвиги частоты. Гигантский импульс рубинового лазера ($\lambda=694.3$ нм, $\tau=20$ нс, $E_{\max}=0.3$ Дж) использовался как источник нелинейного рассеяния в фотонных кристаллах. Интерферометры Фабри-Перо с различными базисами использовались для исследований спектральной структуры, что дало возможность изменять диапазон дисперсии от 0.42 до 1.67см^{-1} . В работе исследованы кристаллы опала, состоящие из плотно упакованных сфер аморфного кварца с диаметром 200нм и нанокомпозиты (кристаллы опала, заполненные этанолом или ацетоном). Когда плотность мощности накачки была больше чем $0,12\text{ГВт}/\text{см}^2$ частотный сдвиг был $0,44\text{см}^{-1}$.

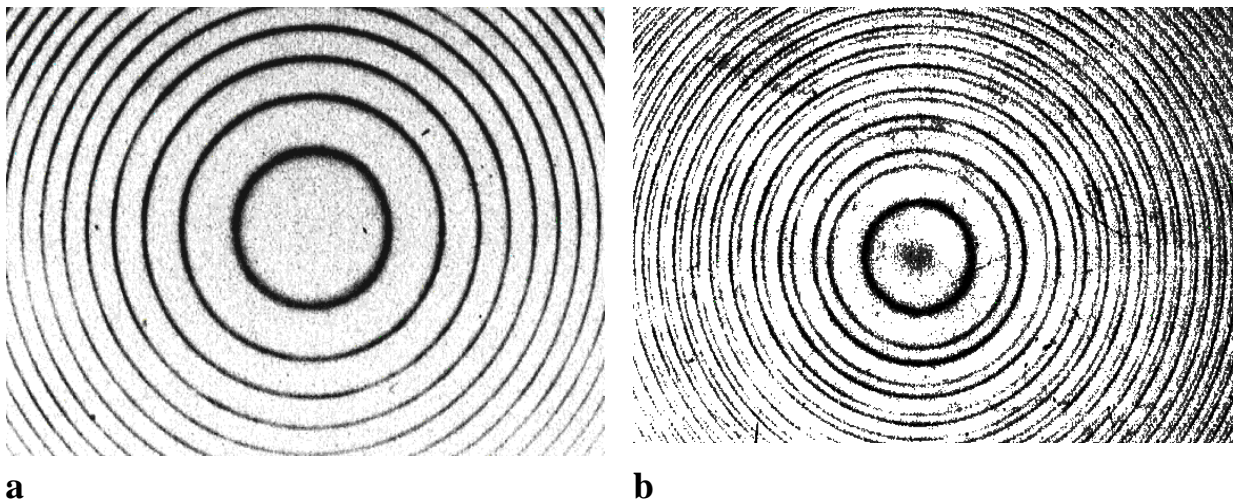


Рис.27 Спектры вынужденного глобулярного рассеяния света, полученные при помощи интерферометра при возбуждении рубиновым лазером; а- спектр рубинового лазера, б- спектр вынужденного глобулярного рассеяния исходного опала(рассеяние «назад»)

На рис.27(а) показаны спектры возбуждающего рубинового лазера. При этом спектральная ширина, зафиксированная интерферометром, около $0,015\text{см}^{-1}$. На рис.27(б) показан спектр исходного опала(не заполненного различными веществами), возбуждаемого гигантским импульсом рубинового лазера. Так как исходный опал не прозрачен для возбуждающего излучения, использовалась геометрия на обратное рассеяние. На рис.27(б) видны двойные кольца, в отличие от одинарных колец начального излучения на рис.27(а). Интенсивность стоксовых компонент сравнима с интенсивностью возбуждающего излучения. Преобразование энергии лазерного излучения в рассеянное излучение составило $0.1-0.4$. Расходимость рассеянного света была порядка 10^{-3} рад. Спектральная ширина колец рассеянного излучения была порядка ширины колец лазерного излуче-

ния. Как видно из рис.28(b) с увеличением мощности накачки в спектре возникает две стоксовых компоненты(пара колец с меньшими диаметрами) вместо одной компоненты(одно кольцо меньшего диаметра) на рис.28(a).

После насыщения исследуемых опалов жидкостями(ацетоном или этанолом) образцы становятся прозрачными и может быть использована схема эксперимента с рассеянием "вперед". На рис.29 представлен соответствующий спектр с использованием рассеяния "вперед" для опала заполненного ацетоном. Мы также видим пару колец, одно из которых соответствует лазерному излучению рубинового лазера, а другое новому типу вынужденного глобулярного рассеяния.

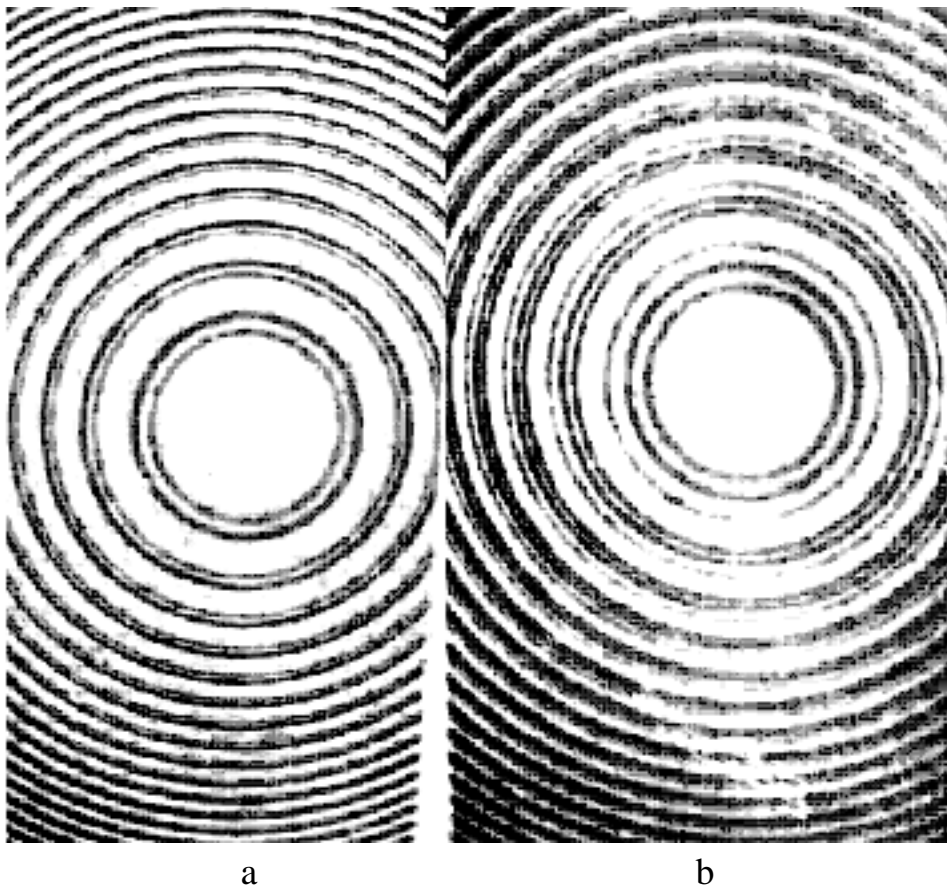


Рис.28 Спектры вынужденного глобулярного рассеяния, полученные при различной плотности мощности рубинового лазера: а- $0,12\text{ГВт}/\text{см}^2$, б- $0,21\text{ГВт}/\text{см}^2$.

В отличие от известного Бриллюэновского рассеяния данный тип рассеяния может наблюдаться не только в обратном направлении, но и в попутном, когда направление возбуждающего и рассеянного луча совпадают. Природа наблюдаемого вынужденного глобулярного рассеяния света может быть связана с возбуждением когерентных механических волн собственных колебаний глобул опала[11].

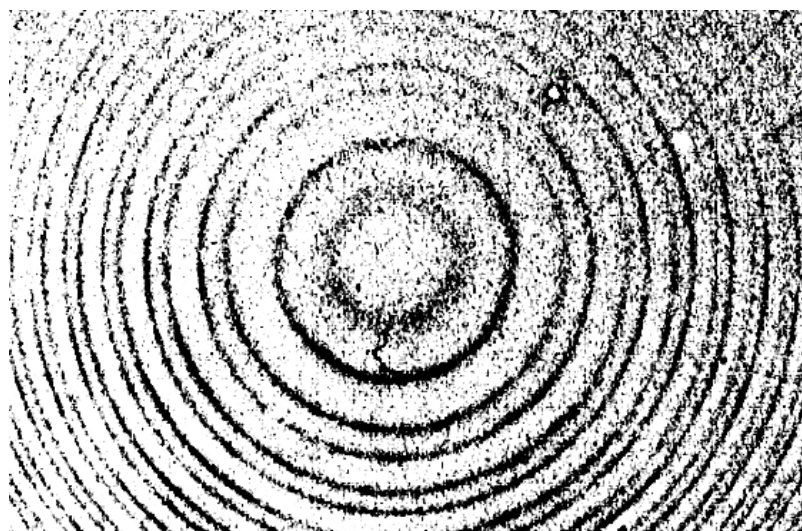


Рис.29. Спектр вынужденного глобулярного рассеяния света, полученный для опала, заполненного ацетоном. (рассеяние "вперед")

Соответственно в этом случае мы можем говорить о оптико-акустической конверсии. В результате такой конверсии, образуются когерентные механические (глобулонные) колебания в гигагерцовой области. Для схемы попутного рассеяния такие колебания почти все локализованы в фокусе лазерного луча, потому что соответствующий волновой вектор и групповая скорость близки к нулю. Для обратного рассеяния соответствующий волновой вектор глобулонной волны равен удвоенному волновому вектору возбуждающего фотона и механические (глобулонные) волны могут распространяться со скоростью звука. В таблице 1 показаны экспериментально наблюдаемые сдвиги частот для различных типов рассеяния в разных образцах.

Таблица 1. Сдвиги частот (Δ , см^{-1}) в спектрах вынужденного глобулярного рассеяния при различных условиях возбуждения.

| Геометрия рассеяния | Образец | Δ , см^{-1} | T, K |
|---------------------|---------------|-----------------------------|------|
| назад | Исходный опал | 0.44 | 300 |
| назад | Опал-ацетон | 0.40 0.65 | 300 |
| назад | Опал-этанол | 0.39 0.63 | 300 |
| вперед | Опал-ацетон | 0.40 | 300 |
| вперед | Опал-этанол | 0.37 | 300 |
| вперед | Опал-этанол | 0.40 0.77 1.13 | 80 |

5. Заключение.

В результате экспериментов на отражение и пропускание с искусственными опалами при нулевых углах (для схем с обратной и попутной накачкой), для направления [111] установлено положение запрещенной фотонной зоны в трехмерных фотонных кристаллах. Измеренные частотные сдвиги запрещенной зоны с увеличением постоянной решетки согласуются с соотношением Брэгга. Обнаружено резкое снижение коэффициента отражения на длине волны соответствующей показателю преломления равному -1. Заполнение пор опала различными диэлектриками приводит к изменению спектров пропускания и отражения, из-за воздействия на распределение плотности фотонных состояний и различие показателя преломления, веществ введенных в опал. В случае опала заполненного этанолом, добавление наночастиц золота приводит к сдвигу полосы отражения в длинноволновую область и существенное сужение ширины линии. В результате высокотемпературного отжига исходного опала, заполненного квантовыми точками ZrO_2 -углерод, был получен, трехмерный фотонный кристалл из квантовых точек. Такой кристалл оптически однороден и может использоваться в видимом диапазоне, как материал с отрицательным показателем преломления. Полоса отражения таких кристаллов была уже по сравнению с исходными опалами.

Наблюдалось неупругое вторичное излучение из трехмерного фотонного кристалла на квантовых точках, при возбуждении светодиодами (368, 385, 410 и 523 нм). Спектр такого вторичного излучения близок к спектру отражения широкополосного источника света (галогеновой лампы). Такое явление мы назвали эффектом конверсии света. При возбуждении мощными источниками излучения обнаружены вынужденная “up” и “down”-конверсия света. При низких температурах наблюдалось послесвечение при вынужденной конверсии света. Обнаружено вынужденное комбинационное рассеяние и его двухфотонно-возбуждаемый нелинейный аналог для опала, заполненного нитробензолом. Порог вынужденного рассеяния в фотонных кристаллах заполненных диэлектриком, был существенно ниже по сравнению с объемными образцами. При низких температурах наблюдалось несколько стоксовых компонент в рамановском спектре. В этом случае имеет место конверсия светового излучения в молекулярные колебания.

Исследовано вынужденное глобулярное рассеяние и оптико-акустическая конверсия с генерацией когерентных направленных гиперзвуковых (около 10^{10} Гц) глобулонных волн.

Литература.

1. В.П. Быков. Советская физика, ЖЭТФ 35 (1972), 269
2. E. Yablonovitch. Phys. Rev. Lett., 58 (1987), 2059
3. S. John. Phys. Rev., Lett. 58 (1987), 2486
4. В.С. Горелик. Квантовая электроника 37 (2007), с.409
5. В.С. Горелик. Физика лазеров 18 (2008), 1479
6. V. S. Gorelik. Acta Phys. Hung. B 25 (1–2), 37 (2006)
7. V.S. Gorelik. Journal of Russian Laser Research. 27 (2006), 437
8. В.С. Горелик, В.Н. Моисеенко, и Д.С. Подольский. Неорганические материалы 42 (2006), 883
9. В.С. Горелик, Л.И. Злобина, Т.В. Мурзина. Краткие сообщения по физике №6 (2004), 3
10. V. S. Gorelik, V. I. Burkov, N. N. Melnik. Chinese J. Light Scattering 17 (2005), 268
11. А.П. Гончаров и В.С. Горелик. Неорганические материалы 43 (2007) , 386
12. К.С. Бортников, В.С. Горелик и А.А. Есаков. Неорганические материалы 43 (2007), 1313
13. В.С. Горелик, Л.И. Злобина, О.А. Троицкий и Р.И. Чайниева. Неорганические материалы 44 (2008) , 58
14. Л.П. Авакянц, В.С. Горелик, Л.И. Злобина. Неорганические материалы 42 (2006), 635
15. V. S. Gorelik, L. I. Zlobina, P. P. Sverbil. Journal of Russian Laser Research. 26 (2005), 211
16. В.С. Горелик, Е.А. Вощинский, Ю.А. Вощинский. Неорганические материалы 45 (2009), 517
17. V.S.Gorelik,A.D.Kudryavtseva,N.V.Tchernega, A.I. Vodchits. Journal of Russian Laser Research 28 (2008), 567
18. V.S.Gorelik,A.D.Kudryavtseva,N.V.Tchernega. Journal of Russian Laser Research. 29 (2008), 551