

# Генерация гармоник и суперконтинуума в нематических жидких кристаллах\*

Б.Н.Нюшков, С.И.Трашкев, В.М.Клементьев, В.С.Пивцов, С.М.Кобцев

*Исследуются нелинейно-оптические свойства нематических жидких кристаллов (НЖК). Экспериментально продемонстрирован способ эффективного преобразования лазерных частот в микроскопическом объеме НЖК, нанесенного на торец оптического волокна. Предложена и реализована работоспособная конструкция компактного преобразователя частот ИК диапазона на основе НЖК с волоконным входом и ахроматическим коллиматором. При накачке НЖК излучением фемтосекундного волоконного лазера с длиной волны 1.56 мкм впервые получена одновременная генерация второй и третьей гармоник. Измеренная эффективность генерации второй гармоники составляет около 1%, третьей – доли процента. Обнаружена сильная поляризационная зависимость эффективности генерации третьей гармоники. При накачке НЖК излучением непрерывных лазеров наблюдалась генерация спектральных суперконтинуумов, захватывающих видимую и ближнюю ИК области спектра. Наблюдаемые нелинейные эффекты могут быть обусловлены светоиндуцированным изменением ориентационного порядка жидких кристаллов, нарушающим исходную симметрию с образованием дисклинационных структур. Предполагается, что в целом исследуемая оптическая нелинейность НЖК имеет смешанный ориентационно-электронный характер.*

**Ключевые слова:** оптическая нелинейность, нематический жидкий кристалл, генерация гармоник, спектральный суперконтинуум.

## 1. Введение

Нелинейно-оптические свойства жидких кристаллов (ЖК) [1, 2] и их наноконпозитов [3] достаточно сложны и многообразны. Изучение этих свойств представляет большой интерес для исследователей, работающих в таких областях, как фотоника, нелинейная оптика, физика наночастиц, лазерная физика, информационные и телекоммуникационные технологии. Это обусловлено тем, что ЖК являются так называемой мягкой материей, физическими свойствами которой можно управлять на микро- и макроуровнях посредством достаточно слабых внешних воздействий. Кроме того, нелинейная восприимчивость нематических ЖК (НЖК) может значительно превышать восприимчивость твердых сред, а условия фазового синхронизма не связаны жестко с геометрией среды, т. к. во

многом определяются параметрами световых полей, деформирующих ориентационную структуру НЖК [3–5].

На сегодняшний день многие оптические свойства ЖК открыты, предсказаны теоретически или достаточно хорошо изучены экспериментально (обзор современного состояния исследований в этой области см. в [6]). Тем не менее большой интерес представляет разработка новых практических методов использования нелинейно-оптических свойств ЖК, создание на их основе реальных устройств, например миниатюрных или микроскопических преобразователей лазерных частот, интегрированных с оптическим волокном, и исследование их предельных характеристик. До настоящего времени в экспериментальных работах по получению нелинейно-оптических преобразований в НЖК, связанных как с квадратичной [4, 5, 7], так и с кубической [8–10] нелинейностью, использовались сложные и громоздкие лазерные установки с относительно низким КПД. Генерация новых оптических частот осуществлялась с помощью прецизионно юстируемой объемной фокусирующей оптики и кювет (ячеек) с образцами НЖК. Большая угловая расходимость и сложная индикатриса генерации в реализованных установках препятствуют эффективному сбору и коллимированию полученного излучения в пучки, приемлемые для практического использования.

Целью настоящей работы является экспериментальная демонстрация и предварительное исследование преобразования лазерных частот в микроскопическом объеме НЖК, в частности на торце оптического волокна, подводящего излучение накачки. Кроме того, анализируются сопутствующие структурные (ориентационные) изменения в самом НЖК и указываются возможные механизмы возникновения наблюдаемых нелинейных явлений. Впервые предлагается и апробируется работоспособная конструкция простого компактного преобразователя ча-

\* Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

**Б.Н.Нюшков.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: nyushkov@laser.nsc.ru

**С.И.Трашкев.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

**В.М.Клементьев, В.С.Пивцов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

**С.М.Кобцев.** Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г., после доработки – 17 декабря 2012 г.

стот ИК диапазона на основе НЖК с волоконным входом и ахроматическим коллиматором. Демонстрируется эффективность ее применения для генерации гармоник фемтосекундного излучения с хорошим качеством пучка.

## 2. Эксперимент

Для предварительных исследований светоиндуцированных структурных (ориентационных) изменений в микроскопических объемах НЖК, находящихся в оптическом контакте с подводимым лазерное излучение оптическим волокном, нами использовалась плоская ячейка НЖК, образованная двумя плоскопараллельными стеклянными пластинами (рис.1). Пластины имели прозрачное токопроводящее ПТО-покрытие, позволяющее прикладывать к НЖК внешнее электрическое поле. Расстояние между пластинами (125 мкм) определялось внешним диаметром телекоммуникационного оптического волокна, погруженного в ячейку с НЖК. Торец волокна был сколот под углом, близким к прямому. По волокну в НЖК подавалось непрерывное лазерное излучение ближнего ИК диапазона. Использовался полупроводниковый лазер с одномодовым волоконным выходом FOL1425RUZ (Fitel). Центральная длина волны лазера была равна  $\sim 1480$  нм, ширина спектра – менее 8 нм, максимальная оптическая мощность – 400 мВт. Диаметр поля моды лазерного излучения в поперечном сечении волокна составлял  $\sim 10$  мкм. Ориентационные изменения НЖК вблизи торца волокна исследовались с помощью поляризационного микроскопа. Генерируемое в НЖК излучение регистрировалось снаружи ячейки анализаторами оптического спектра с использованием широкоапертурной собирающей оптики.

Предварительные эксперименты с данной установкой продемонстрировали эффективность и надежность прямого оптического контакта одномодового оптического волокна с НЖК. Благодаря малой площади поля моды

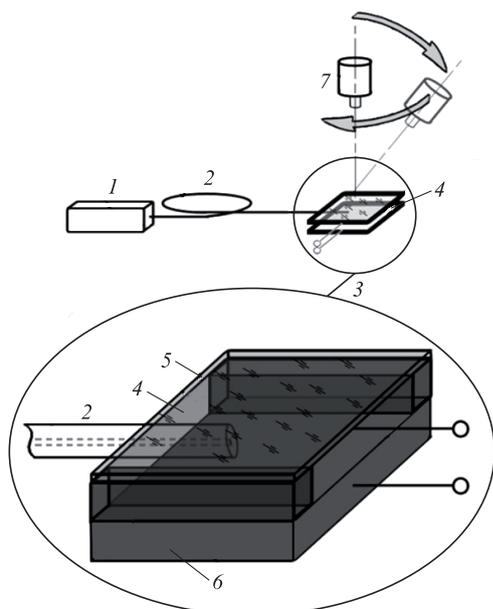


Рис.1. Схема экспериментов с ячейкой НЖК:

1 – непрерывный диодный ИК лазер ( $\lambda = 1480$  нм) с волоконным выходом; 2 – оптическое волокно, подводящее излучение накачки к НЖК; 3 – ячейка; 4 – НЖК; 5, 6 – стеклянные пластины с ПТО-покрытием; 7 – система наблюдения (поляризационный микроскоп, CCD-камера или спектрометр).

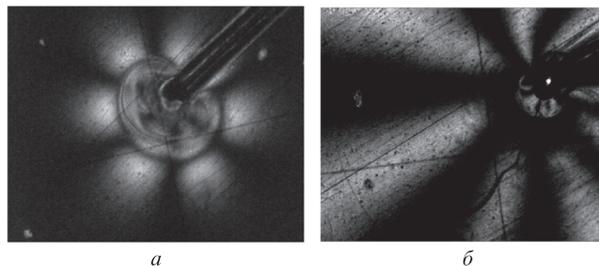


Рис.2. Светоиндуцированные ориентационные структуры НЖК вблизи торца оптического волокна, соответствующие дисклинациям различной силы при мощности излучения накачки  $\sim 100$  мВт и приложении к ячейке переменного электрического поля (а) и при мощности излучения накачки  $\sim 350$  мВт (б). Яркая точка на структуре б – излучение видимого диапазона, возникающее в микроскопическом объеме НЖК на торце волокна.

на торце волокна пороговый уровень мощности возникновения стационарных светоиндуцированных изменений ориентационной структуры НЖК (образования дисклинаций) был предельно низок (десятки милливатт). Порог возникновения нелинейного преобразования лазерных частот также находился в диапазоне малых мощностей (100–200 мВт) и имел гистерезисный характер. Ядро дисклинации и наблюдаемая из-за нелинейных преобразований генерация видимого излучения были четко локализованы в микроскопическом объеме НЖК на торце волокна (рис.2). В этих экспериментах даже при максимальной плотности мощности излучения накачки ( $\sim 500$  кВт/см<sup>2</sup>) перегрева НЖК и перехода в изотропное состояние не происходило. Из-за сравнительно небольшой разности показателей преломления на границе раздела стекло – НЖК (в ближнем ИК диапазоне коэффициенты преломления НЖК составляют 1.5–1.7) величина обратных отражений была существенно меньше френелевского отражения от стекла в воздухе.

Исходя из положительных результатов указанных предварительных экспериментов [3, 11], было сделано заключение о возможности создания эффективного преобразователя лазерных частот на основе микроскопического объема НЖК, интегрированного с оптическим волокном. Разработанная экспериментальная оптическая схема приведена на рис.3,а. Капля НЖК наносилась на полированный торец телекоммуникационного оптоволоконного коннектора (FC/PC) с одномодовым волокном. Объем капли подбирался таким, чтобы НЖК покрывал центральную область на торце коннектора (ферулы) равномерным тонким слоем, максимальная толщина которого не превышала  $\sim 200$  мкм. Благодаря хорошей адгезии и большой силе поверхностного натяжения сформированный оптический слой НЖК был достаточно устойчив и надежно удерживался на торце коннектора, позволяя свободно перемещать конструкцию в пространстве. Рабочее положение коннектора – вертикальное (в этом положении слой НЖК не деформирован).

Над коннектором устанавливался коллиматор, представляющий собой внеосевое широкоапертурное параболическое зеркало из алюминия, направляющее коллимированный пучок под углом  $90^\circ$  к оптической оси волокна. Достоинством такой схемы является универсальность – используемый ахроматический широкоапертурный коллиматор позволяет в широком спектральном диапазоне (от длинноволнового УФ до дальнего ИК) эффективно собирать излучение генерации с большой угло-

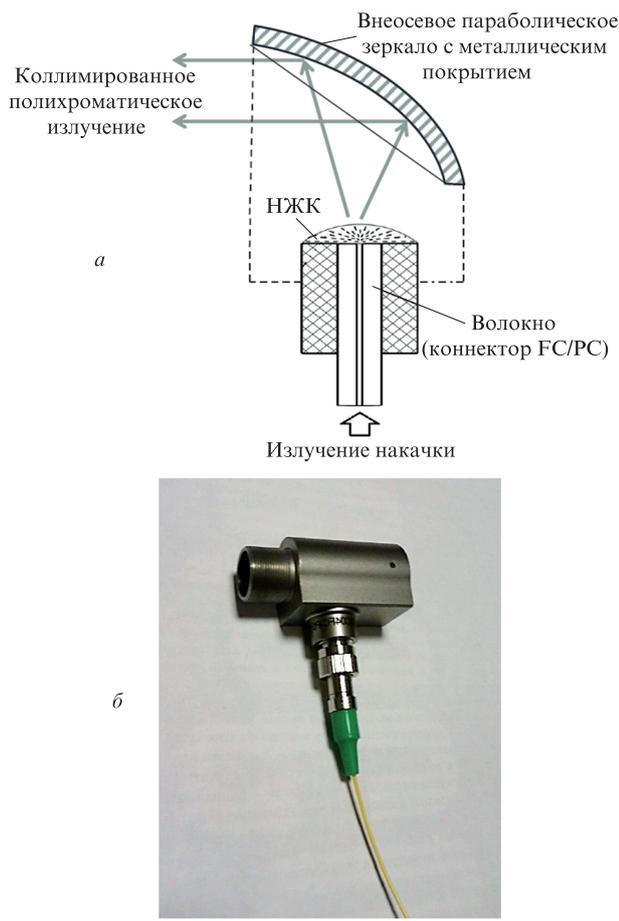


Рис.3. Оптическая схема (а) и внешний вид (б) нелинейно-оптического преобразователя на основе НЖК, интегрированного с волоконным световодом.

вой расходимостью и произвольной индикатрисой. Выходной коллимированный пучок лежит в горизонтальной плоскости. Конструкция преобразователя лазерных частот на основе такой оптической схемы предельно проста, компактна и не требует юстировки. Коллимирующее зеркало находится в Г-образном металлическом корпусе со стандартной оптической розеткой FC, к которой с помощью резьбового соединения прикреплен оптоволоконный коннектор с НЖК. Внешний вид конструкции представлен на рис.3,б. Выходное отверстие преобразователя (выходная апертура  $\sim 5$  мм) не было оснащено стеклянным окном, но закрывалось герметичной крышкой, когда преобразователь не использовался. Такой подход позволял избегать быстрого высыхания и загрязнения НЖК, нелинейно-оптические свойства которого не деградировали даже по истечении нескольких месяцев. Так, воспроизводимость результатов, полученных с использованием одного и того же образца НЖК, фиксировалась на протяжении трех месяцев. Кроме того, предложенная конструкция позволяет достаточно легко менять образцы НЖК в преобразователе. В экспериментах использовались коммерческие образцы НЖК на основе цианобифенилов с температурным интервалом от  $-30$  до  $+90$  °C (NLC-1289, NLC-7814A). Все образцы имели сходные нелинейно-оптические свойства.

Для накачки нелинейного преобразователя оптических частот применялся фемтосекундный волоконный эрбиевый лазер собственного производства. Схема резона-

тора лазера была линейно-кольцевой, почти такой же, как и приведенная в работе [12]. Однако синхронизация мод лазера в нашем случае осуществлялась с помощью полупроводникового насыщающегося зеркала SESAM, установленного в линейной части резонатора вместо плотного зеркала. Лазер был дополнен волоконно-оптическим усилителем мощности, созданным в ИЛФ СО РАН. Усилитель выполнен по классической схеме EDFA [13] на основе волокна, легированного эрбием (волокно nLight Liekki Er 80-8/125), накачка которого осуществляется во встречном направлении на длине волны 1480 нм. В конструкции лазера и усилителя использовались волокна без удержания поляризации. Параметры фемтосекундного излучения на выходе лазерной системы были следующими: центральная длина волны  $\sim 1560$  нм, ширина оптического спектра  $\sim 5.5$  нм, длительность импульсов  $\sim 600$  фс, частота следования импульсов  $\sim 17$  МГц, максимальная средняя мощность  $\sim 60$  мВт.

### 3. Результаты эксперимента по генерации гармоник

Выходное излучение разработанного нелинейно-оптического преобразователя исследовалось с помощью оптического анализатора спектра QE65000 (Ocean optics) с разрешением  $\sim 0.7$  нм. Была зарегистрирована одновременная генерация второй и третьей гармоник (ГВГ и ГТГ) на длинах волн  $\sim 780$  и  $\sim 520$  нм соответственно (рис.4).

Пороговая мощность излучения накачки, при которой регистрировалось возникновение ГВГ, составила  $\sim 3$  мВт. С увеличением мощности накачки интенсивность второй гармоники росла почти линейно, а ширина оптического спектра оставалась практически неизменной и равной  $\sim 2.5$  нм (рис.5). Отличие формы и ширины оптического спектра гармоники от спектра основного излучения типично для преобразования частот лазеров ультракоротких импульсов в нелинейных оптических средах. Ширина спектра второй гармоники может быть как больше, так и меньше ширины спектра основного излучения, их соотношение определяется дисперсионными характеристиками оптической среды, длительностью импульсов и формой спектра основного излучения [14].

Пороговая мощность накачки, при которой регистрировалось возникновение ГТГ, составляла  $\sim 17$  мВт. С уве-

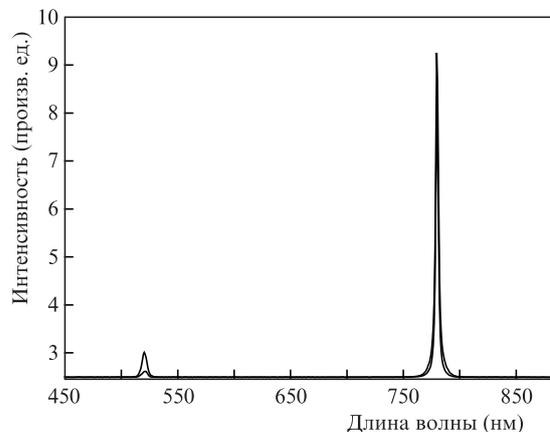


Рис.4. Оптический спектр выходного излучения нелинейно-оптического преобразователя при накачке фемтосекундным лазерным излучением на длине волны 1560 нм с неконтролируемым состоянием поляризации.

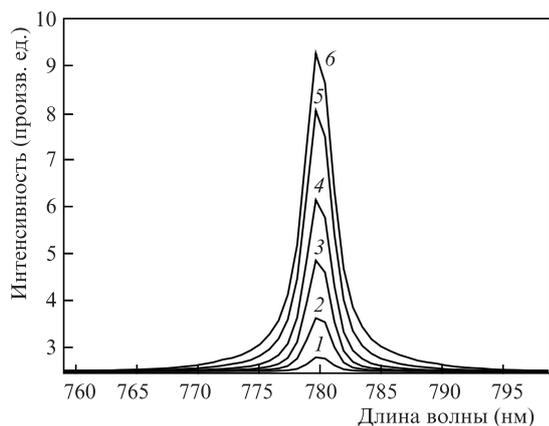


Рис.5. Оптические спектры излучения второй гармоники при мощностях накачки 10 (1), 20 (2), 30 (3) 40 (4) 50 (5) и 60 мВт (6).

личением мощности накачки (от пороговой до 50 мВт) интенсивность третьей гармоники, как и второй, росла почти линейно. Однако при дальнейшем увеличении мощности накачки (от 50 до 60 мВт) рост интенсивности третьей гармоники ускорялся. Ширина оптического спектра оставалась практически неизменной, составляя около 5 нм (рис.6). Оценка соотношения мощностей ГВГ и ГТГ после интегрирования по спектральным профилям гармоник показала, что даже при максимальной мощности накачки вторая гармоника в среднем превышает по мощности третью более чем в 10 раз. В данном эксперименте состояние поляризации излучения накачки не контролировалось.

В ходе эксперимента наблюдались временные флуктуации интенсивностей и спектральных профилей гармоник, обусловленные тепловыми и ориентационными возмущениями в НЖК, а также поляризационной нестабильностью используемой для накачки волоконной лазерной системы. Наиболее сильно это отражалось на сигнале третьей гармоники, интенсивность которой могла самопроизвольно изменяться в достаточно широком диапазоне. Тем не менее стабильность и воспроизводимость ГВГ все же сравнимы с аналогичными показателями при нелинейном преобразовании в полностью твердотельных лазерных системах. Флуктуации интенсивности сигнала второй гармоники, по нашим оценкам, не превышали ~5% при нестабильности интенсивности лазерного излучения накачки менее 1%. Такая особенность объясняется тем, что при использовании многочастотного лазерного

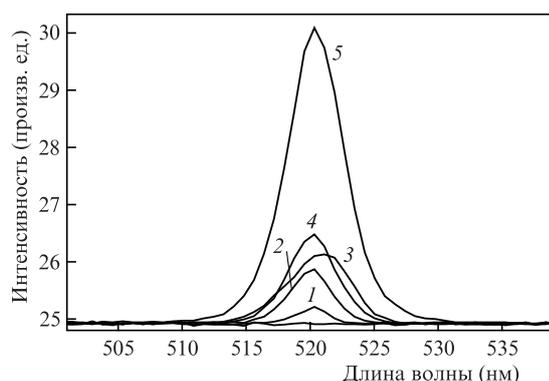


Рис.6. Оптические спектры излучения третьей гармоники при мощностях излучения накачки 20 (1), 30 (2) 40 (3), 50 (4) и 60 мВт (5).

излучения (моды фемтосекундного лазера) флуктуации интенсивности второй гармоники связаны главным образом с фазовыми (а не с амплитудными) флуктуациями основного излучения. На практике добиться идеальной фазовой синхронизации всех продольных мод фемтосекундного лазера невозможно, поэтому флуктуации интенсивности гармоник наблюдаются и при стабилизированных амплитудах лазерных мод (подробнее см. [14]).

Для изучения влияния поляризации излучения накачки на эффективность генерации гармоник между разработанным нелинейно-оптическим преобразователем и фемтосекундной волоконной лазерной системой был установлен контроллер поляризации, представляющий собой набор фазовых пластинок нулевого порядка с волоконными выводами. Излучение на выходе преобразователя анализировалось с помощью пленочного поляризатора. Обнаружена сильная зависимость интенсивности сигнала третьей гармоники от поляризации излучения накачки. Максимальная эффективность ГТГ наблюдалась при линейной поляризации излучения накачки, минимальная – при круговой. Исследование поляризационной зависимости имело качественный характер. На рис.7 приведен оптический спектр, полученный при оптимальной поляризации излучения накачки: интенсивность третьей гармоники многократно возросла, ее интегральная мощность уступает второй гармонике не более чем в три раза. В то же время влияние поляризации излучения накачки на интенсивность второй гармоники было незначительным.

Сильная поляризационная чувствительность третьей гармоники, а также ее нелинейная зависимость от мощности накачки могут быть объяснены более сложным (в сравнении с ГВГ) механизмом преобразования и условиями фазового синхронизма. Третья оптическая гармоника в нелинейной среде без центра инверсии может возникнуть как в результате процесса нелинейного смешения трех волн накачки одинаковой частоты  $\omega$  (за счет кубической восприимчивости), так и каскадно (ступенчато) при генерации второй гармоники и сложении двух волн с частотами  $2\omega$  и  $\omega$  [15]. Такой комбинированный процесс с восприимчивостью  $\chi_{\text{casc}}^{(3)}$  может быть описан в терминах эффективной кубической нелинейности в виде соотношения

$$\chi_{\text{casc}}^{(3)}(3\omega, \omega, \omega, \omega) \sim \chi^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) \chi^{(2)}(3\omega, 2\omega, \omega),$$

где  $\chi^{(n)}$  – нелинейные восприимчивости  $n$ -го порядка.

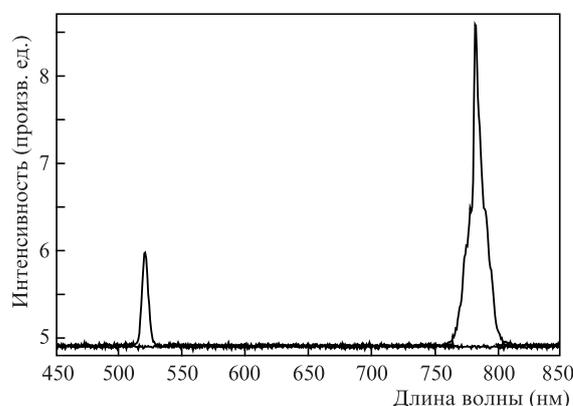


Рис.7. Оптический спектр выходного излучения нелинейно-оптического преобразователя при накачке фемтосекундным лазерным излучением на длине волны 1560 нм с оптимальным (линейным) состоянием поляризации (оптимизированная ГТГ).

Поскольку в конструкции нелинейно-оптического преобразователя и фемтосекундной лазерной системы использовались обычные телекоммуникационные волокна без удержания поляризации, для сохранения оптимального состояния поляризации излучения накачки и соответственно максимальной мощности сигнала третьей гармоники требовались регулярная подстройка контроллера поляризации и защита системы от внешних возмущений (акустических, вибрационных).

Определение энергетической эффективности наблюдаемых нелинейно-оптических преобразований осуществлялось путем спектральной селекции сигнала второй гармоники с помощью стеклянной призмы, измерения его средней мощности и соотношения полученного значения с мощностью излучения накачки, которая измерялась непосредственно на выходе оптоволоконного коннектора еще до нанесения на него НЖК. Максимальная измеренная мощность второй гармоники составила  $\sim 0.3$  мВт (при мощности накачки  $\sim 60$  мВт). Таким образом, эффективность преобразования всей оптической схемы (включающей нелинейно-оптический преобразователь, призму и дополнительный ИК фильтр на измерителе мощности) для процесса ГВГ составляла не менее 0.5%. Учитывая величину оптических потерь для излучения второй гармоники на вспомогательных оптических элементах схемы (на коллимирующем зеркале  $\sim 20\%$ , на призме  $\sim 8\%$  и на ИК фильтре  $\sim 8\%$ ), можно оценить эффективность собственно НЖК. Для процесса удвоения частоты она составляет  $\sim 0.78\%$ .

Оценка эффективности ГТГ проводилась без прямых измерений мощности сигнала третьей гармоники. Для этого использовалось определенное по спектрам соотношение интегральных мощностей гармоник (приблизительно 1:3), соответствующее оптимальному состоянию поляризации излучения накачки. Кроме того, учитывалась зависимость оптических потерь, вносимых коллимирующим зеркалом, от длины волны ( $\sim 20\%$  для второй гармоники и  $\sim 14\%$  для третьей). Таким образом, эффективность собственно НЖК для процесса ГТГ составила  $\sim 0.24\%$ , что на два порядка выше максимальной эффективности, достигнутой ранее [8]. Суммарно более 1% мощности излучения накачки преобразовывалось в микроскопическом объеме НЖК в гармоники, что подтверждалось также измерением непоглощенного излучения накачки на выходе нелинейно-оптического преобразователя.

Кроме ГВГ и ГТГ, иных нелинейно-оптических преобразований при накачке НЖК фемтосекундным излучением обнаружено не было. Исследование оптического спектра фемтосекундного излучения накачки после прохождения через НЖК не выявило его заметного уширения (точность исследования ограничивалась разрешением анализатора). Это свидетельствует об отсутствии существенной фазовой самомодуляции фемтосекундных импульсов в НЖК, которая могла бы быть вызвана быстрой (с фемтосекундным временем отклика) кубической нелинейностью. Однако это может объясняться малой длиной взаимодействия излучения с нелинейной средой, имеющей микроскопический объем.

#### 4. Обсуждение результатов

На данный момент достаточно полного описания нелинейно-оптических свойств ЖК на уровне законченной физико-математической модели не существует. Создание

корректной модели для ЖК затруднено смешанной электронно-ориентационной природой оптической нелинейности, сильной нелокальностью нелинейного отклика, гигантской нелинейной ориентационной восприимчивостью и связанной с этим оптической нестабильностью ЖК. Это затрудняет аналитическое описание и формализацию возникающих в НЖК эффектов самовоздействия лазерного излучения (включая преобразование частот) в терминах и приближениях классической твердотельной нелинейной оптики. Поэтому в настоящей работе подробное исследование вопроса фазового синхронизма при генерации гармоник в НЖК отсутствует. Ниже приведены лишь некоторые рассуждения и предположения на этот счет.

В НЖК направление оптической оси связано с директором – вектором преимущественной ориентации длинных осей молекул НЖК, зависящей от многих внешних и внутренних факторов. Ориентацию молекул НЖК определяют прикладываемые электростатические и световые поля (эффект Фредерикса [2]), тепловые потоки (термоориентационные эффекты [16]), форма занимаемого объема и граничные условия на поверхности [6], а также внутренние дисклинации [3]. Все это может приводить к сложной, неоднородной в пространстве и времени анизотропии НЖК. Из-за нелинейной ориентационной восприимчивости в объеме НЖК под действием лазерного излучения могут формироваться пространственные оптические солитоны (так называемые нематиконы [17]) и филаменты [3, 17], что еще больше усложняет общую картину нелинейно-оптических преобразований в НЖК.

Возможность фазового синхронизма того или иного типа при умножении частоты в НЖК зависит от конкретных условий и параметров эксперимента. Так, в работе [4] показано, что при использовании импульсного лазерного излучения в объеме НЖК может возникнуть пространственно-периодическая ориентационная деформация, которая не только приводит к локальному снятию центра инверсии, но и позволяет получить (при должном пространственном периоде) синхронную ГВГ по типу взаимодействия  $oo-o$ . Пространственно-периодическая ориентационная деформация НЖК излучением фемтосекундного лазера также делает возможной синхронную ГТГ [8]. Благодаря локализации фемтосекундного излучения накачки в пространственных солитонах внутри объема НЖК может быть реализован фазовый синхронизм I типа для ГТГ [10]. Возможность синхронной ГТГ в НЖК при выполнении условий фазового синхронизма II типа продемонстрирована в [9]. Необходимо отметить, что во всех случаях образцы НЖК находились в плоских стеклянных ячейках. Такая конфигурация позволяет контролировать угол между директором НЖК и вектором Пойнтинга излучения накачки, а значит, и осуществлять настройку на синхронизм определенного типа. В то же время такая конструкция оказывается малоприменимой для практического применения из-за невозможности эффективно собирать и коллимировать генерируемое излучение. В результате эффективность продемонстрированных синхронных преобразований не превышала  $10^{-5}$ .

В целом нахождение параметров, определяющих условия фазового синхронизма в объеме НЖК, – достаточно сложная задача, для решения которой необходимо учесть сильные деформирующие воздействия на ориентационную структуру НЖК самого излучения накачки, внешних возмущений, а также внутренних дефектов. Тем не менее

можно предположить, что при генерации гармоник в микроскопических объемах НЖК (в конфигурациях, подобных нашей) задача настройки на фазовый синхронизм может быть не так актуальна, как при генерации в твердых кристаллах. Так, удвоение частоты излучения может происходить в тонком слое нелинейной среды, толщина которого не превышает длину когерентного сложения энергии генерируемых полей  $l_{\text{coh}}$  (несинхронная ГВГ) [14, 15]. Если толщина слоя НЖК нечетно кратна  $l_{\text{coh}}$ , то вследствие чрезвычайно высокой дипольной квадратичной восприимчивости, характерной для НЖК со снятым центром инверсии [4], эффективность несинхронной ГВГ может быть сравнительно высокой, несмотря на малую длину когерентности (для НЖК  $l_{\text{coh}} \leq 10$  мкм). Косвенным подтверждением преобладания несинхронного режима ГВГ в нашем случае может служить отсутствие явной зависимости интенсивности второй гармоники от состояния поляризации излучения накачки. Однако можно предположить также возможность локального выполнения условий неколлинеарного фазового синхронизма для некоторых индикатрис в пределах расходящегося пучка излучения накачки в капле НЖК.

В нашем случае нельзя исключать и возможность так называемой автосинхронной (self phase matched) генерации третьей гармоники. Непосредственная автосинхронная ГТГ возможна в нелинейных средах с аномальной дисперсией при использовании бесселевых пучков накачки [18, 19]. В нелинейных средах с нормальной дисперсией при использовании бесселева пучка также возможна автосинхронная (с некритичным продольным фазовым синхронизмом) ГТГ посредством процесса четырехволнового смещения ( $\omega_3 = 2\omega_2 - \omega_1$ ) [20]. Как известно, поперечное распределение поля в одномодовом волоконном световоде описывается функцией Бесселя нулевого порядка  $J_0$ . Кроме того, сама капля НЖК на торце волокна, имеющая определенную радиальную ориентационную структуру [21], может играть роль микроскопического аксикона, который трансформирует выходящий из волокна пучок излучения накачки в кольцевой конический бесселев пучок. Это косвенно подтверждалось наблюдением формы пятна непоглощенного излучения накачки в дальней зоне (рис.8). Обнаруженная нами зависимость интенсивности третьей гармоники от состояния поляризации излучения накачки также может служить косвенным подтверждением преимущественно синхронного характера ГТГ.

Для точного определения характера нелинейных взаимодействий при генерации гармоник предложенным нами



Рис.8. Форма пятна непоглощенного излучения накачки, наблюдаемого с помощью люминесцентного визуализатора ИК излучения на выходе преобразователя.

способом необходимо прежде всего реконструировать структуру индуцируемой ориентационной анизотропии в микроскопическом объеме НЖК, что является весьма сложной задачей. Тем не менее даже без ее решения, уникальная конструкция преобразователя позволила достичь существенно более высокой эффективности генерации гармоник в НЖК по сравнению с предыдущими работами.

## 5. Генерация суперконтинуума

Кроме генерации оптических гармоник, нами была продемонстрирована генерация спектрального суперконтинуума при накачке нелинейно-оптического преобразователя непрерывным лазерным излучением. Ранее подобный эффект наблюдался и исследовался нами при накачке микроскопических объемов НЖК с помощью непрерывных диодных лазеров с волоконными выводами, работающих в многочастотном режиме на длинах волн  $\sim 980$  и  $1480$  нм [3, 11]. В настоящей работе для накачки использовался непрерывный одночастотный диодный лазер SFL1550P (Thorlabs) с волоконным выводом ( $\lambda = 1550$  нм). Лазер был дополнен волоконно-оптическим усилителем, обеспечивающим максимальную выходную мощность  $\sim 110$  мВт. Усилитель был аналогичен тому, что использовался в фемтосекундной лазерной системе. На рис.9 приведены оптические спектры излучения на выходе преобразователя, наблюдавшиеся при различных мощностях накачки. Пороговая мощность накачки, при которой возникал спектральный суперконтинуум, составляла  $\sim 40$  мВт. Интегральная мощность суперконтинуума возрастала квадратично с мощностью накачки, ширина спектрального суперконтинуума (по уровню 0.1) превышала октаву. Форма и амплитуда спектральной огибающей были нестабильными, флуктуирующими со временем. С увеличением мощности накачки нестабильность суперконтинуума проявлялась сильнее. Характерные времена флуктуаций суперконтинуума (0.1–1 с) совпадали с характерными временами гидродинамических и ориентационных возмущений микроскопического объема НЖК, наблюдаемых при больших (свыше 100 мВт) мощностях накачки непрерывным излучением.

Подробное исследование характеристик и объяснение физических механизмов генерации подобного рода спектральных суперконтинуумов выходит за рамки данной статьи и будет проведено в последующих работах. Мы лишь можем отметить, что сходное явление наблюдалось

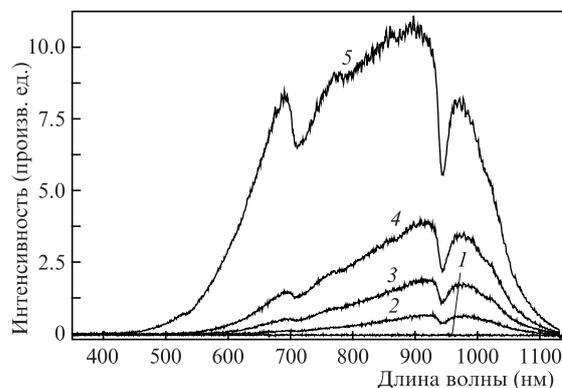


Рис.9. Спектры суперконтинуумов, генерируемых в нелинейно-оптическом преобразователе при мощностях непрерывного излучения накачки ( $\lambda = 1550$  нм) 0 (1), 55 (2), 67 (3), 80 (4) и 93 мВт (5).

ранее в [7] при накачке ячейки НЖК излучением твердотельного фемтосекундного лазера на длине волны  $\sim 800$  нм. В указанной работе при генерации второй гармоники ( $\lambda \approx 400$  нм) наблюдался широкий спектральный пьедестал (люминесценция), простирающийся от 350 до 500 нм. Авторы предположили возможность многофотонного механизма возбуждения люминесценции. Действительно, этот спектральный пьедестал хорошо согласуется со спектром флуоресценции цианобефинила 5СВ (основы НЖК), возникающим при накачке лазерным излучением УФ диапазона [22]. Однако в наших работах спектральные суперконтинуумы наблюдались при накачке НЖК излучением непрерывных ИК лазеров, а при накачке фемтосекундным лазером отмечались только гармоники. Это различие может объясняться тем, что в работе [7] использовался более мощный и одновременно более коротковолновый фемтосекундный лазер, что повышает вероятность многофотонного возбуждения. Кроме того, полученный нами спектральный суперконтинуум значительно шире и почти не перекрывается с известными спектрами флуоресценции НЖК на основе цианобефинилов, поскольку лежит в диапазоне более длинных волн (от 500 до 1100 нм). Поэтому, помимо фотолюминесценции, в качестве возможного механизма формирования спектрального суперконтинуума в нашем случае можно рассматривать и сложные комбинации различных нелинейно-оптических преобразований непрерывного лазерного излучения в НЖК. Примером может служить внешне сходное явление формирования спектральных суперконтинуумов (также захватывающее видимый диапазон длин волн) при распространении излучения непрерывных лазеров ближнего ИК диапазона в высоконелинейных оптических волокнах. Механизм формирования этих суперконтинуумов основан на комбинации эффектов модуляционной неустойчивости с эффектами взаимодействия солитонов и дисперсионных волн [23]. Возможность подобного проявления временной модуляционной неустойчивости в НЖК, приводящей к трансформации излучения накачки в последовательность ультракоротких импульсов и к возникновению новых частот в спектре оптического излучения, была предсказана теоретически в [24].

## 6. Заключение

Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследован новый способ преобразования лазерных частот в микроскопическом объеме НЖК, находящемся в оптическом контакте с волокном, по которому подводится лазерное излучение. Данный способ позволил реализовать работоспособную конструкцию компактного нелинейно-оптического преобразователя лазерных частот ИК диапазона на основе НЖК. Показано, что при накачке такого преобразователя излучением фемтосекундного волоконного лазера может быть получена высокоэффективная генерация второй и третьей оптических гармоник. Помимо высокой эффективности нелинейных преобразований, предложенная оптическая схема обеспечивает качественную ахроматическую коллимацию генерируемого излучения и хорошую воспроизводимость параметров генерации. В то же время показано, что для обеспечения максимальной эффективности и стабильности ГТГ требуется поддержание линейного состояния поляризации излучения накачки, а значит, предпочтительно использование волокон с удержанием поляризации. Возникнове-

ние генерации гармоник имеет пороговый характер, что связано с пороговыми явлениями деформации ориентационной структуры и нарушения симметрии НЖК при достижении определенной плотности мощности светового поля в нем. В целом наблюдаемая на практике оптическая нелинейность НЖК имеет не до конца изученную, смешанную ориентационно-электронную природу. Кроме генерации оптических гармоник фемтосекундного излучения, экспериментально продемонстрирована возможность генерации спектрального суперконтинуума в видимой и ближней ИК областях спектра при накачке микроскопического объема НЖК излучением непрерывных ИК лазеров. Спектральная огибающая таких суперконтинуумов характеризуется сложной (стохастической) динамикой. Механизм их формирования требует дальнейшего изучения.

Полученные результаты представляют большой практический интерес, поскольку могут способствовать дальнейшему исследованию и уточнению фундаментальных физических свойств ЖК, а также развитию нелинейной оптики, лазерной физики и телекоммуникаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00771-а), СО РАН (интеграционный проект № 129), гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-2979.2012.2) и ФЦП (№ 2012-1.1-12-000-4003-031, 14.В37.21.0452).

1. Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. *Нелинейная оптика жидких кристаллов* (М.: Наука, 1984).
2. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. *УФН*, **147**, 633 (1985).
3. Bagayev S.N., Klementyev V.M., Nyushkov B.N., Pivtsov V.S., Trashkeev S.I. *J. Phys.: Conf. Series*, **345**, 012018 (2012).
4. Сухов А.В., Тимашев Р.В. *Письма в ЖЭТФ*, **51**, 364 (1990).
5. Трашкеев С.И., Клементьев В.М., Поздняков Г.А. *Квантовая электроника*, **38**, 373 (2008).
6. Томилин М.Г., Невская Г.Е. *Фотоника жидких кристаллов* (СПб.: Изд-во Политехнического университета, 2011).
7. Еникеева В.А., Золотко А.С., Макаров В.А., Ожередов И.А., Очкин В.Н., Шкуринов А.П. *Кр. сообщ. физ., ФИАН*, **34**, 142 (2007).
8. Yelin D., Silberberg Y., Barad Y., Patel J.S. *Phys. Rev.Lett.*, **82**, 3046 (1999).
9. Kosugi J., Kajikawa K. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 5013 (2004).
10. Peccianti M., Pasquazi A., Assanto G., Morandotti R. *Opt. Lett.*, **35**, 3342 (2010).
11. Nyushkov B., Trashkeev S., Klementyev V., Pivtsov V., Kobtsev S. *15th Intern. Conf. Laser Optics (LO-2012)* (St. Petersburg, Russia, 2012, paper WeR8-26).
12. Денисов В.И., Иваненко А.В., Нюшков Б.Н., Пивцов В.С. *Квантовая электроника*, **38**, 801 (2008).
13. Becker P.C., Olsson N.A., Simpson J.R. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology* (San Diego: Acad. Press, 1999).
14. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света* (М.: Радио и связь, 1982).
15. *Нелинейная спектроскопия*. Под ред. Н.Бломбергера (М.: Мир, 1979).
16. Трашкеев С.И., Бритвин А.В. *ЖТФ*, **81**, 1 (2011).
17. Peccianti M., Assanto G. *Phys. Rep.*, **516**, 147 (2012).
18. Glusko B., Kryzhanovsky B., Sarkisyan D. *Phys. Rev.Lett.*, **71**, 243 (1993).
19. Tewari S.P., Huang H., Boyd R.W. *Phys. Rev. A*, **54**, 2314 (1996).
20. Vaicaitis V. *Opt. Commun.*, **185**, 197 (2000).
21. Прищепа О.О., Шабанов А.В., Зырянов В.Я. *Журнал Сибирского федерального университета. Математика и физика*, **3**, 395 (2010).
22. Пнрятинский Ю.П., Ярошук О.В. *Оптика и спектроскопия*, **89**, 942 (2000).
23. Travers J.C. *Opt. Express*, **17**, 1502 (2009).
24. Peccianti M., Burgess I., Assanto G., Moradotti R. *Opt. Express*, **18**, 5934 (2010).