

# Лазерная генерация света слоем нематического жидкого кристалла в ячейке с системой встречно-штыревых электродов

Н.М.Штыков, С.П.Палто, Б.А.Уманский, А.Р.Гейвандов

*Наблюдалась волноводная лазерная генерация света в слое нематического жидкого кристалла, легированного красителем. При этом слой жидкого кристалла помещался между кварцевой подложкой и стеклянной покровной пластиной, на поверхности которой была нанесена система встречно-штыревых электродов. Система электродов имела период 3.75 мкм и играла двойную роль: создавала пространственную периодичность показателя преломления среды волновода и, следовательно, обеспечивала возникновение распределенной обратной связи; в качестве дифракционной решетки выводила часть волноводного излучения в стеклянную покровную пластину. Распределенная обратная связь обеспечивала лазерную генерацию на 18-м порядке дифракции для ТЕ мод волновода и на 19-м порядке – для ТМ мод. Генерируемое излучение наблюдалось на выходе из торцевой грани стеклянной пластины под углами к плоскости волновода.  $33.1 \pm 1.5^\circ$  для ТМ мод и  $21.8 \pm 1.8^\circ$  для ТЕ мод. Интенсивность линии ТЕ излучения и ее положение не демонстрировали какой-либо регулярной зависимости от напряжения на электродах. В случае ТМ излучения увеличение напряжения приводило к сдвигу линии генерации в коротковолновую область спектра, уширению линии и уменьшению ее интенсивности.*

**Ключевые слова:** жидкие кристаллы, лазеры на красителях, плоские диэлектрические волноводы, встречно-штыревые электроды.

## 1. Введение

Использование брэгговского отражения света от объемной периодической неоднородности для создания распределенной обратной связи (РОС) в лазерах вместо традиционной схемы Фабри–Перо было предложено в работе [1], в которой для периодических структур была также развита теория связанных волн, распространяющихся во встречных направлениях. В лазерах с РОС показатель преломления и коэффициент усиления периодически зависят от координаты. Распределенная обратная связь осуществляется при выполнении брэгговского условия, когда период неоднородности  $\Lambda$  равен целому числу полуволн генерируемого света:  $\Lambda = m\lambda/(2n)$ , где  $m$  – порядок дифракции (целое число);  $\lambda$  — длина волны в вакууме;  $n$  – показатель преломления среды.

В лазерных схемах с дифракционными решетками (ДР) когерентная связь между волнами, распространяющимися во встречных направлениях, осуществляется только для волн, удовлетворяющих условию Брэгга, и поэтому усиление только этих волн приводит к спектральной селекции излучения. Хотя наиболее эффективно схема на основе РОС работает при использовании 1-го порядка дифракции, в этом случае возникают проблемы сбора и коллимации сильно расходящегося излучения, выходящего из торца волновода. Поэтому более привлекательной выглядит схема РОС, основанная на дифракции 2-го порядка, при этом генерируемое излучение в 1-м порядке дифракции направлено по нормали к плоскости волно-

да с малой угловой расходимостью. Однако для реализации схем на основе РОС на 1-м или 2-м порядке дифракции требуется создание ДР с очень малыми периодами.

Несмотря на более низкую эффективность РОС, преимущество ДР с большими периодами заключается в том, что они могут быть созданы с помощью хорошо разработанных методов фотолитографии и технологии ионно-плазменного травления. В работе [2] обратная связь реализуется на 12-м порядке дифракции. Используется ДР с периодом  $\Lambda \approx 2$  мкм, расположенная внутри эмиттера InGaAs-лазера, излучающего на длине волны  $\lambda = 1.06$  мкм. Использование аналогичных решеток с большим периодом и РОС на 6-м и 25-м порядках дифракции было продемонстрировано в работах [3, 4].

Волноводные лазеры с ДР и выводом излучения через подложку [5] представляют интерес как источники излучения с узкой диаграммой направленности [6]. Лазеры с выводом излучения через решетку можно разделить на два типа: с распределенными отражателями [6, 7] и с РОС [5, 8]. В последнем случае для улучшения диаграммы направленности излучения ДР может выполняться с четвертьволновым сдвигом.

Лазерные эффекты в жидких кристаллах (ЖК), легированных красителями, в последнее время интенсивно исследуются. Рост интереса к этим объектам стимулируется перспективой создания компактных органических лазеров с РОС и перестраиваемой длиной волны, обладающих малым порогом генерации и высокочувствительных к множеству внешних факторов, таких как свет, давление, электрическое и магнитное поля, химические добавки и пр. Большинство работ посвящено лазерной генерации на холестерических ЖК с красителями, которые имеют внутреннюю периодическую (спиральную) структуру [9–13]. К сожалению, принципиальные топологические ограничения не позволяют плавно изменять период холестериче-

Н.М.Штыков, С.П.Палто, Б.А.Уманский, А.Р.Гейвандов. Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Россия, 119333 Москва, Ленинский просп., 59; e-mail: nshtykov@mail.ru

Поступила в редакцию 14 ноября 2014 г.

ческой спирали и, следовательно, длину волны генерации с помощью электрического или магнитного поля [14]. Вероятно, периодические структуры на основе нематических жидких кристаллов (НЖК) более подходят для плавной регулировки интенсивности и спектрального положения линии генерации.

В работе [15] использовалась ЖК-ячейка, состоящая из двух стеклянных пластин. На поверхность одной пластины был нанесен прозрачный токопроводящий слой ИТО, а на поверхности второй была сформирована непрозрачная система встречно-штыревых электродов (СВШЭ) из хрома с периодом  $\Lambda \approx 15$  мкм. Эта система играла двойную роль. Во-первых, она служила теневой маской, создающей пространственно-периодическое распределение коэффициента усиления в накачиваемой области ячейки. В результате этого генерация наблюдалась даже в изотропной фазе НЖК на 71-м–79-м порядках дифракции. Во-вторых, в нематической фазе, когда электрическое поле прикладывалось между прозрачным электродом на одном стекле и непрозрачными электродами СВШЭ на другом, создавалась пространственно-периодическая модуляция показателя преломления, обусловленная переориентацией директора НЖК над непрозрачными электродами системы. Используя эту конфигурацию НЖК-ячейки, авторы [15] наблюдали индуцированный электрическим полем сдвиг спектра генерации на 25 нм в зоне флуоресценции красителя.

В настоящей работе исследуется волноводный режим лазерной генерации в ячейке с конфигурацией, аналогичной описанной в работе [15]. Основное внимание сосредоточено на изучении параметров лазерного излучения, выходящего из НЖК-волновода в стеклянную покровную пластину в результате дифракции на СВШЭ.

## 2. Схема эксперимента и полученные результаты

Конструкция ячейки, использованной в наших экспериментах, изображена на рис.1. СВШЭ ( $\Lambda = 3.75$  мкм, ширина хромовых электродов 1.75 мкм, ширина щелей между электродами  $l = 2$  мкм) была нанесена на стеклянную пластину и находилась в контакте со слоем НЖК. Вторая пластина, образующая вместе с первой заполненный ЖК плоский капилляр, была изготовлена из плавленного кварца со скошенными полированными торцевыми гранями. Толщина слоя НЖК (толщина капилляра) задавалась спейсерами (полоски тефлоновой пленки калиброванной толщины) и измерялась интерферометрическим методом для ячейки, не заполненной ЖК, по спектрам пропускания света. Использовались две ячейки толщиной  $13.8 \pm 0.2$  и  $3.2 \pm 0.3$  мкм. Для установления гомеотропной ориентации директора слоя НЖК (оптическая ось направлена по нормали к плоскости слоя) на поверхности обеих пластин наносилась тонкая пленка хромола-на (стеарилхлорид хрома).

Синусоидальное напряжение, прикладываемое к СВШЭ, создавало в слое НЖК пространственно-периодическое вдоль оси  $z$  электрическое поле (рис. 1), которое вызывало периодическое изменение эффективного (необыкновенного) показателя преломления НЖК. Частота напряжения (5 кГц) была выбрана такой, чтобы избежать эффектов гидродинамической неустойчивости, наблюдаемых в НЖК при низких частотах. Раствор красителя в НЖК заправлялся в зазор между обкладками волновода за счет капил-

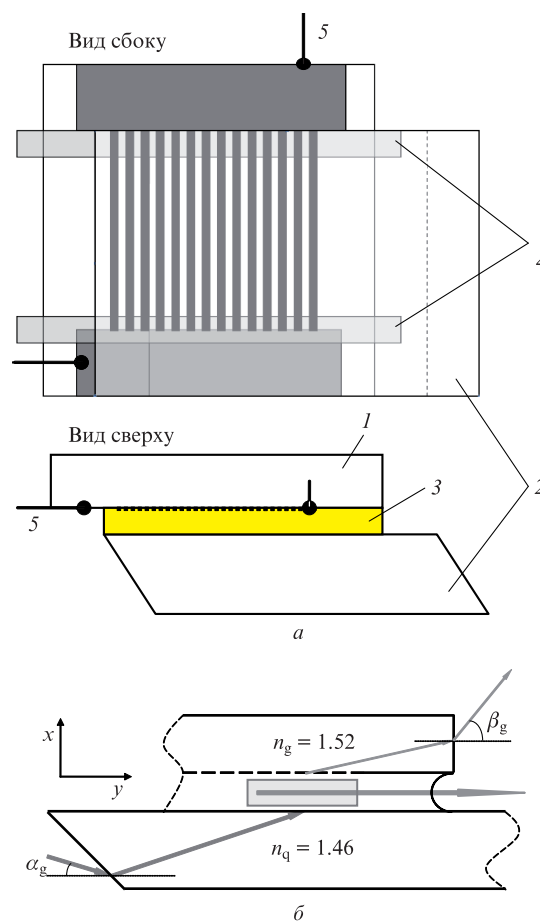


Рис.1. Конструкция ячейки (1 – стеклянная пластина с СВШЭ на внутренней поверхности, контактирующей со слоем НЖК; 2 – пластина из плавленного кварца с полированными торцами, скошенными под углом  $45^\circ$  к рабочим плоскостям; 3 – слой НЖК с красителем между пластинами; 4 – тефлоновые прокладки (спейсеры); 5 – провода для подачи напряжения на СВШЭ) (а) и схема распространения лучей накачки и флуоресценции в НЖК-ячейке (б).

лярных сил. Использовалась НЖК-смесь ЛЖК-2, разработанная в нашей лаборатории для этих целей, легированная красителем DCM (4-(Dicyanomethylene)-2-methyl-6-(4-dimethyl-amino-styryl)-4H-pyran) в концентрации 0.6% по весу. В эксперименте плоскость  $xz$  расположена горизонтально, а направление вращения детектора излучения спектрометра ориентировано вдоль оси  $y$ , т.е. вертикально. Оптическая накачка ячеек проводилась излучением полупроводникового лазера (длина волны 445 нм, мощность в непрерывном режиме 320 мВт) или третьей гармонике (355 нм) импульсного неодимового лазера.

Пучок излучения накачки, линейно поляризованного в плоскости  $xz$ , входил в кварцевое стекло через скошенный торец под углом  $\alpha_g$  к плоскости волновода (слоя НЖК), преломлялся на границе и падал на слой НЖК под малым скользящим углом. В результате область накачки имела вид сильно вытянутой полосы с длинной осью, направленной вдоль оси  $z$ , т.е. параллельно волновому вектору дифракционной решетки (СВШЭ). Флуоресцентное излучение распространялось в НЖК-слое как в плоском волноводе и выходило из него через торцевой мениск. Одна часть этого излучения дифрагировала в СВШЭ на прохождении в стеклянную пластину, другая – на отражение в слой НЖК. Из стеклянной пластины излучение выходило через ее торцевую грань под углом наблюдения  $\beta_g$ .

Торцевая грань стеклянной пластины, полученная вырезанием СВШЭ из большой заготовки, не является идеальной полированной поверхностью с одной плоскостью преломления. Плоскости преломления различных ее участков отклоняются от среднего значения на несколько градусов. Поэтому при накачке различных участков СВШЭ (по высоте решетки) углы наблюдения пиков генерации тоже различались в пределах нескольких градусов. По результатам множества измерений пик генерации ТМ мод в среднем наблюдался при  $\beta_g = 33.1 \pm 1.5^\circ$ , а для ТЕ мод – при  $\beta_g = 21.8 \pm 1.8^\circ$ .

При накачке ячейки излучением полупроводникового лазера (445 нм) с интенсивностью 6.3 кВт/см<sup>2</sup> флуоресценция наблюдается в широком диапазоне углов (рис.2), причем она слабо поляризована и не демонстрирует каких-либо угловых зависимостей. Частота следования импульсов накачки была равна 10 Гц, длительность импульсов – 20 мкс, размер области накачки составлял 15 × 343 мкм.

Другая картина флуоресценции имеет место при использовании излучения третьей гармоники неодимового лазера (355 нм, длительность импульса 11 нс). В этом случае интенсивность накачки (1.6 МВт/см<sup>2</sup>) существенно выше, а область накачки имеет размеры 75 × 1200 мкм; наблюдаются два пика флуоресценции (рис.2). Излучение, выходящее под углом  $\beta_g = 34^\circ$ , поляризовано горизонтально (в плоскости  $xz$ , что соответствует поляризации ТМ мод волновода), а излучение под углом  $\beta_g = 23^\circ$  – вертикально (вдоль оси  $y$ , что соответствует поляризации ТЕ мод волновода). С помощью узкой щелевой диафрагмы было установлено, что излучение при таких углах наблюдения выходит из торцевой грани стекла с СВШЭ.

Как видно из приведенных на рис.2 зависимостей, интенсивность излучения из торца волновода ( $\beta_g = 0$ ) существенно ниже, чем из покровного стекла. Это, вероятно, связано с тем, что торцевой мениск НЖК-волновода играет роль очень короткофокусной линзы, приводящей к сильной угловой расходимости излучения. В этом случае приемник излучения спектрометра со входной апертурой диаметром ~6 мм собирает лишь малую часть излучения, выходящего из волновода.

Спектры излучения при накачке полупроводниковым лазером (рис.3,а) имеют форму и ширину (измеренную на

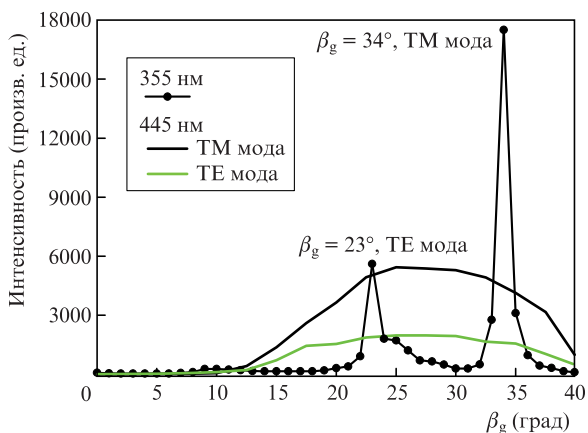


Рис.2. Зависимости интенсивности излучения в максимуме спектра флуоресценции смеси 0.6% DCM в ЛЖК-2 от угла регистрации при накачке излучением третьей гармоники неодимового лазера (кривая с точками) и излучением полупроводникового лазера (сплошные кривые, масштаб увеличен в четыре раза); толщина ячейки  $13.8 \pm 0.2$  мкм.

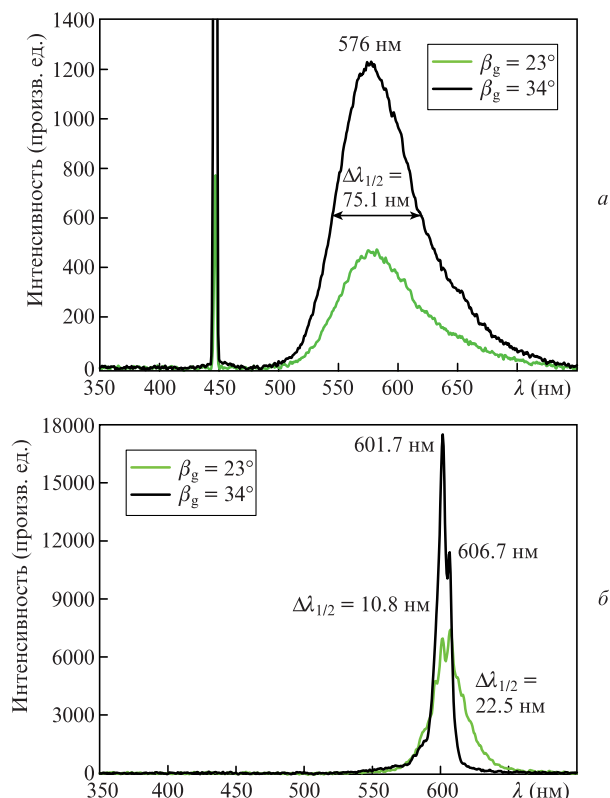


Рис.3. Спектры люминесценции, наблюдаемые под углами  $\beta_g = 23^\circ$  (ТЕ мода) и  $34^\circ$  (ТМ мода) при накачке полупроводниковым лазером с интенсивностью 6.3 кВт/см<sup>2</sup> (а), и спектры суперлюминесценции (генерации), наблюдаемые под теми же углами при накачке излучением третьей гармоники (355 нм) неодимового лазера (б); толщина ячейки  $13.8 \pm 0.2$  мкм.

половине высоты спектра), характерную для обычных спектров флуоресценции красителей, что свидетельствует об отсутствии усиления в среде. При накачке ячейки излучением третьей гармоники неодимового лазера (рис.3,б) с высокой интенсивностью (1.6 МВт/см<sup>2</sup>) наблюдается существенное сужение спектров излучения, что говорит уже о наличии некоторого усиления в среде. Тонкая структура спектров свидетельствует о многомодовости излучения. Действительно, оценки показывают, что при толщине волновода 13.8 мкм в спектральной области флуоресценции красителя могут существовать примерно по 25 мод с ТМ и ТЕ поляризациями, и для некоторых из них могут выполняться условия генерации.

Для уменьшения модового состава излучения флуоресценции была изготовлена ячейка толщиной 3.2 мкм. На вставке рис.4,а приведена зависимость интенсивности флуоресценции (генерации) от энергии импульса накачки. Накачка производилась излучением третьей гармоники неодимового лазера в область с размерами 75 × 800 мкм. Если считать пороговую энергию импульса накачки равной 9.5 мкДж, то при указанных размерах области накачки и длительности импульса пороговая интенсивность составит 1.58 МВт/см<sup>2</sup>. В работе [15] для красителя DCM порог генерации был равен 0.18 МВт/см<sup>2</sup>. Правда, он был измерен в изотропной фазе НЖК, и накачка производилась второй гармоникой (532 нм) неодимового лазера, попадающей в максимум спектра поглощения красителя.

Спектры генерации, превышающей пороговую, представлены на рис.4. Как видно из сравнения спектров излучения, приведенных на рис.3 и 4, линии генерации су-

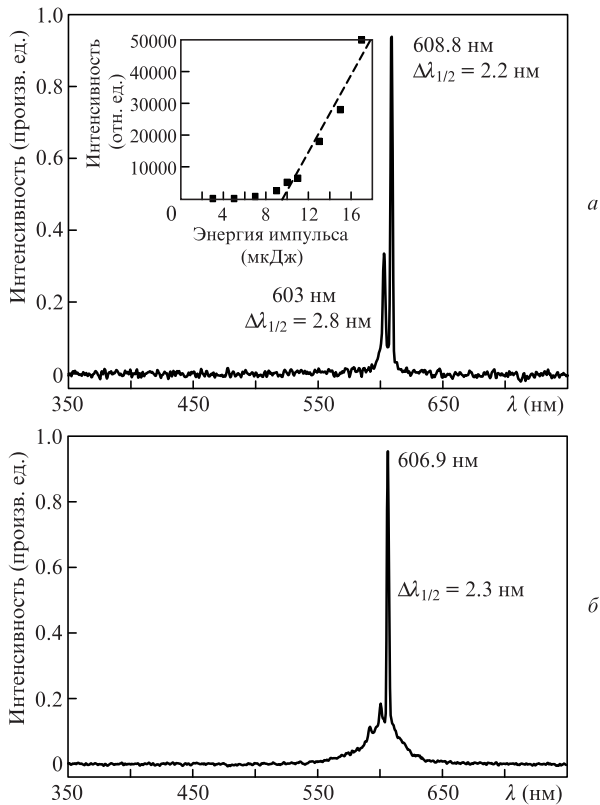


Рис.4. Спектр генерации ТМ моды при  $\beta_g = 32.5^\circ$  и интенсивности накачки  $2.2 \text{ МВт/см}^2$  (на вставке – зависимость интенсивности флуоресценции (генерации) от энергии импульса накачки) (а) и спектр генерации ТЕ моды при  $\beta_g = 23^\circ$  и интенсивности накачки  $2.75 \text{ МВт/см}^2$  (б).

щественно сдвинуты ( $\sim 30 \text{ нм}$ ) относительно максимума флуоресценции красителя (рис.3,а) в длинноволновую область. Описанные до сих пор результаты были получены без приложения электрического напряжения к СВШЭ.

Что касается зависимости интенсивности флуоресценции (генерации) от величины напряжения, поданного на СВШЭ, то для ТЕ мод регулярной корреляции интенсивности генерации с величиной напряжения в диапазоне  $0-15 \text{ В}$  не обнаружено. Интенсивность в среднем не изменяется и поляризация излучения сохраняется. В случае ТМ мод интенсивность излучения при малых напряжениях немного возрастает (рис.5), но уже при напряжениях больше  $1.2 \text{ В}$  она монотонно уменьшается по амплитуде, а ли-

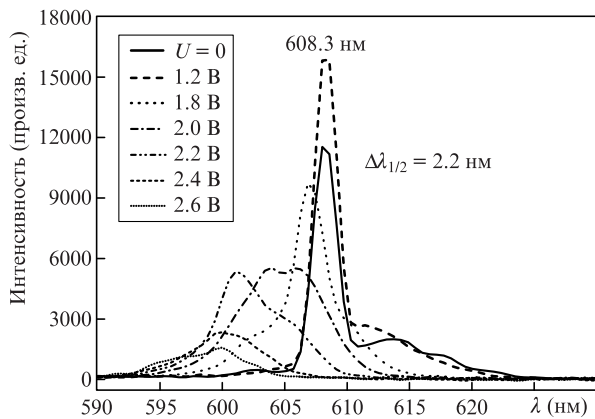


Рис.5. Изменение спектров генерации ТМ мод в зависимости от синусоидального напряжения  $U$  на СВШЭ при  $\beta_g = 35^\circ$ .

ния излучения уширяется и сдвигается в коротковолновую область. Поляризация излучения сохраняется. В нашем случае сдвиг спектров излучения под действием электрического поля составляет примерно  $8 \text{ нм}$ , что почти в четыре раза меньше обнаруженного в [15]. Видимо, это связано с другой геометрией приложения электрического поля к слою НЖК и, следовательно, с другой топологией деформации директора НЖК (т.е. его оптической оси).

### 3. Интерпретация экспериментальных результатов

#### 3.1. Моды НЖК-волновода

Пренебрежем наличием СВШЭ на одной из границ НЖК-волновода и рассчитаем его модовый состав при условиях, соответствующих экспериментальным. В нашем случае слой ЖК толщиной  $d = 3.2 \text{ мкм}$  (рис.6) находился между кварцевой пластиной с показателем преломления  $n_q = 1.46$  и стеклянной пластиной с показателем преломления  $n_g = 1.519$ . Жидкий кристалл в волноводе ориентирован гомеотропно, т.е. его директор и оптическая ось направлены вдоль оси  $x$ . Показатель преломления ЖК ЛЖК-2 в направлении, перпендикулярном оптической оси,  $n_{\perp} = 1.495$ , а вдоль оси  $-n_{\parallel} = 1.595$ . Из соотношения показателей преломления видно, что в слое НЖК возможно существование локализованных волноводных мод ТМ типа (вектор электрического поля волны лежит в плоскости  $x-z$ ). При этом параметры распространения мод определяются показателем преломления необыкновенной волны, величина которого зависит от угла скольжения:

$$n_c(\varphi) = \frac{n_{\perp} n_{\parallel}}{\sqrt{n_{\parallel}^2 - (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2) \cos^2 \varphi}} \quad (1)$$

Моды ТЕ типа (вектор электрического поля направлен перпендикулярно оптической оси, вдоль оси  $y$ ) не являются локализованными, а испытывают утечку в стеклянную покрывную пластину, т.к. в этом случае показатель преломления обыкновенной волны  $n_o \equiv n_{\perp}$  меньше  $n_g$ .

В приближении геометрической оптики волноводные моды характеризуются условием самосогласования, когда сумма всех фазовых сдвигов волны, прошедшей один период своей зигзагообразной траектории ABCD (рис.6), должна быть кратна  $2\pi$ . Для ТМ мод уравнение самосогласования выглядит следующим образом [16]:

$$2kn_c(\varphi)d\sin\varphi - 2\varphi_q - 2\varphi_g = 2\pi s, \quad (2)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор в вакууме;  $2kn_c(\varphi)d\sin\varphi$  – сдвиг фазы за два прохода волны между границами вол-

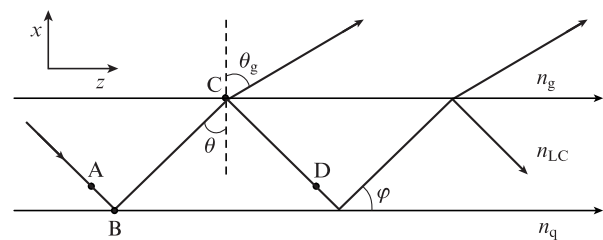


Рис.6. Планарный диэлектрический волновод с вытекающими модами, представленный в рамках геометрической оптики ( $\theta$ ,  $\theta_g$  и  $\varphi$  – углы, под которыми лучи света распространяются в ЖК-волноводе и в стеклянной покрывной пластине).

новода;  $2\varphi_q$  и  $2\varphi_g$  – сдвиги фаз в результате полного внутреннего отражения на границе слой НЖК–кварцевая пластина и на границе слой НЖК – стеклянная пластина;  $s$  – целое число (0, 1, 2, ...), определяющее порядок моды. Граничные фазовые сдвиги определяются следующим выражением:

$$\varphi_j = \arctan\left(\frac{n_c(\varphi) \sqrt{n_c^2(\varphi) \cos^2 \varphi - n_j^2}}{n_j^2 \sin \varphi}\right), \quad (3)$$

где индекс  $j$  принимает значения  $q$  или  $g$ .

Из (2) можно получить зависимость длины волны ТМ моды от угла ее распространения:

$$\lambda_s(\varphi) = \frac{2\pi n_c(\varphi) d \sin \varphi}{\varphi_q + \varphi_g + \pi s}. \quad (4)$$

В случае ТЕ мод сдвиг фазы  $2\varphi_g$  в результате отражения на границе слой НЖК–стеклянная пластина равен нулю, и уравнение самосогласования принимает вид [16]

$$2kn_o d \sin \varphi - 2\varphi_q = 2\pi s, \quad (5)$$

где величина фазового сдвига при отражении от границы слой НЖК–кварцевая пластина определяется выражением

$$\varphi_q = \arctan\left(\frac{\sqrt{n_o^2(\varphi) \cos^2 \varphi - n_q^2}}{n_o \sin \varphi}\right). \quad (6)$$

Тогда дисперсионное уравнение, определяющее зависимость длины волны ТЕ моды от угла ее распространения, принимает следующий вид:

$$\lambda_s(\varphi) = \frac{2\pi n_o d \sin \varphi}{\varphi_q + \pi s}. \quad (7)$$

На рис.7 приведены зависимости длины волны нескольких ТМ и ТЕ мод от угла скольжения в волноводе. Видно, что излучение с длиной волны  $\sim 600$  нм может переноситься пятью ТМ модами ( $s = 0-4$ ) и четырьмя ТЕ модами ( $s = 0-3$ ). В случае ТМ мод критический угол падения (полного внутреннего отражения) для стекла  $\theta_g = 73.3^\circ$  ( $\varphi_g = 16.7^\circ$ ), а для кварца в случае ТЕ мод –  $\theta_q = 77.6^\circ$  ( $\varphi_q = 12.4^\circ$ ).

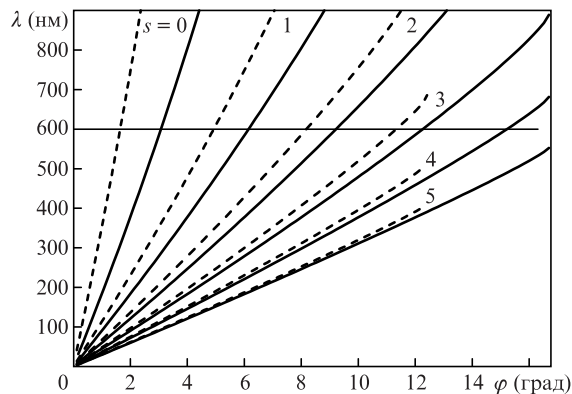


Рис.7. Дисперсионные кривые локализованных волноводных ТМ мод (сплошные линии) и вытекающих в стеклянную покрывную пластину ТЕ мод (штриховые линии) для НЖК-волновода, изображенного на рис.6. Горизонтальной линией отмечена интересующая нас спектральная область.

### 3.2. Дифракция волноводной моды на поверхностной решетке

В нашем случае на поверхность стеклянной пластины, контактирующей со слоем НЖК, нанесена СВШЭ, играющая роль дифракционной решетки. Моды НЖК-волновода дифрагируют в ней (рис.8): на пропускание – в стекло, на отражение – в волноводный слой. Пусть в волноводе распространяется мода  $P_0-P_{0R}$ . Направления главных максимумов (порядков дифракции) в стекло обозначим  $P_{0T}, P_{-1T}, P_{1T}, \dots, P_{-mT}, P_{mT}, \dots$ , а в волноводе –  $P_{0R}, P_{-1R}, P_{1R}, P_{-2R}, P_{2R}, \dots, P_{-mR}, P_{mR}, \dots$ . Порядки дифракции в волноводе  $P_{1R}, P_{2R}, \dots, P_{mR}, \dots$  на рисунке не показаны, т.к. они не представляют интереса для дальнейшего рассмотрения. Направления на главные максимумы дифракционной картины при наклонном падении луча из среды с показателем преломления  $n_{LC}$  (показатель преломления НЖК) в среду с показателем преломления  $n_g$  можно выразить, используя векторную схему на рис.9,а. Из этой схемы получаем уравнение дифракции в стекло:

$$k_0 \pm mQ = k_{\pm m} \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} n_{LC} \sin \theta \pm \frac{2\pi m}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \sin \theta_{\pm mT}, \quad (8)$$

где

$$\theta_{\pm mT} = \arcsin\left[\frac{1}{n_g} \left(n_{LC} \sin \theta \pm m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)\right] \quad (9)$$

– углы дифракции порядков  $\pm m$  в стеклянную подложку. В случае ТМ мод

$$n_{LC} \equiv n_c(\theta) = \frac{n_{||} n_{\perp}}{\sqrt{n_{||}^2 - (n_{||}^2 - n_{\perp}^2) \sin^2 \theta}}$$

для гомеотропно ориентированного слоя НЖК, а для ТЕ мод  $n_{LC} \equiv n_o = n_{\perp}$ .

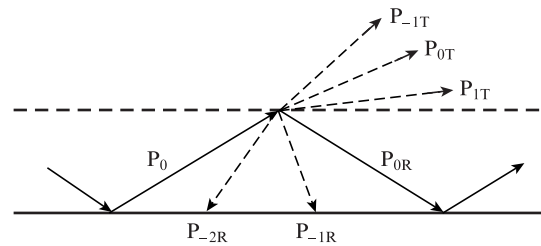


Рис.8. Схема хода лучей в волноводе при нахождении дифракционной решетки на верхней его границе.

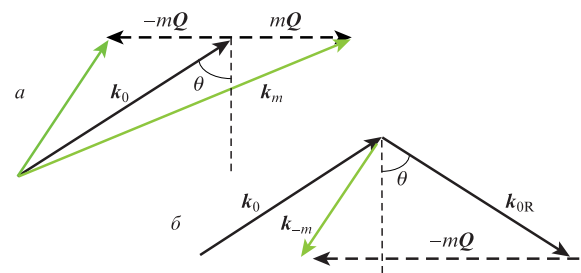


Рис.9. Векторные схемы для расчета направлений на главные максимумы дифракции в стекло (а) и в НЖК-волноводе (б);  $k_0$  – волновой вектор падающего луча;  $|Q| = 2\pi/\Lambda$  – модуль волнового вектора дифракционной решетки;  $m$  – порядок дифракции;  $k_m$  и  $k_{-m}$  – волновые векторы лучей, дифрагирующих в стекло;  $k_{0R}$  – волновой вектор отраженного луча.

Направления на главные максимумы дифракционной картины при отражении от решетки можно вычислить, используя векторную схему на рис.9,б. Учитывая, что здесь речь идет о волноводных модах, запишем уравнение дифракции на отражение от решетки через волноводные векторы  $\beta_0$  и  $\beta_{-m}$ , которые являются проекцией волнового вектора на ось волновода (ось  $z$ ):

$$\begin{aligned} \beta_0 - mQ &= \beta_{-m} \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} n_{LC}(\theta) \sin \theta - \frac{2\pi m}{\Lambda} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{LC}(\theta_{-mR}) \sin \theta_{-mR}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\theta_{-mR}$  – углы дифракции в волновод порядка  $-m$ . Для ТМ мод углы дифракции в НЖК-волновод выражаются формулой

$$\sin \theta_{-mR} = \frac{n_{\parallel} [\Lambda n_c(\theta) \sin \theta - m\lambda]}{\sqrt{(n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2) [\Lambda n_c(\theta) \sin \theta - m\lambda]^2 + n_{\parallel}^2 n_{\perp}^2 \Lambda^2}}; \quad (11)$$

в случае ТЕ мод это выражение существенно проще:

$$\sin \theta_{-mR} = \sin \theta - \frac{m\lambda}{n_o \Lambda}. \quad (12)$$

При определенном соотношении между периодом решетки и длиной волны моды дифрагировавший луч  $m$ -го порядка будет распространяться строго навстречу волноводной моде, испытывающей дифракцию, т. е. реализуется такая же обратная связь, как и в обычных зеркальных лазерных резонаторах, которая в активной среде приводит к генерации света. Эта ситуация выражается формулой

$$\begin{aligned} \beta_0 - mQ &= \beta_{-m} = -\beta_0 \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} n_{LC}(\theta) \sin \theta - \frac{2\pi m}{\Lambda} \\ &= -\frac{2\pi}{\lambda} n_{LC}(\theta) \sin \theta, \end{aligned} \quad (13)$$

которую можно переписать в следующем виде:

$$2n_{LC}(\theta)\Lambda \sin \theta = m\lambda. \quad (14)$$

В формулах (13), (14) мы опустили индекс в обозначении углов дифракции (см. (10)). Таким образом, уравнение (14) содержит условия, необходимые для возникновения обратной связи на  $m$ -м порядке дифракции.

### 3.3. Оценка длин волн генерации и направлений их наблюдения

Для решения уравнения (14), т. е. для определения длины волны генерации света и угла распространения луча в волноводе при заданном периоде дифракционной решетки, дополним его уравнением фазового самосогласования (2) или (5). Таким образом, для вычисления волноводных мод, для которых выполняется условие генерации, получаем систему двух уравнений:

$$\begin{aligned} 2n_{LC}(\theta) d \cos \theta &= (s + \Phi/\pi)\lambda, \\ 2n_{LC}(\theta)\Lambda \sin \theta &= m\lambda, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\Phi$  – фазовый сдвиг, возникающий в результате полного внутреннего отражения на одной (ТЕ моды) или на обеих (ТМ моды) границах волновода. В результате деления второго уравнения на первое получается уравнение для вычисления угла распространения луча моды с номером  $s$  и обратной связью, реализованной на  $m$ -м порядке дифракции:

$$\tan \theta_{s,m} = \frac{dm}{\Lambda(s + \Phi/\pi)}. \quad (16)$$

Возводя уравнения (15) в квадрат и складывая их почленно, получаем уравнение для вычисления длины волны генерации для луча, распространяющегося под углом  $\theta_{s,m}$ :

$$\lambda_{s,m} = \frac{2n_{LC}(\theta_{s,m})}{\sqrt{(m/\Lambda)^2 + [(s + \Phi/\pi)/d]^2}} = \frac{2n_{LC}(\theta_{s,m}) d \cos \theta_{s,m}}{s + \Phi/\pi}. \quad (17)$$

Сдвиги фаз  $\varphi_q$ ,  $\varphi_g$  в результате полного внутреннего отражения на границах слой ЖК–кварцевая или стеклянная пластина (3), (6) возрастают от нуля при критическом угле падения до  $\pi/2$  при скользющем угле падения ( $\theta = \pi/2$ ). Для численных оценок пренебрежем точными выражениями для фазовых сдвигов и возьмем некоторое промежуточное значение:  $\Phi = \pi/4$  для всех ТМ мод и  $\pi/8$  для всех ТЕ мод.

В табл.1 приведены результаты расчета по формулам (16), (17) длин волн генерации и углов их распространения в НЖК-волноводе для ТМ и ТЕ мод. Как следует из табл.1, наиболее близкие к экспериментальным результаты получаются для ТМ моды с  $s = 4$ , когда обратная связь осуществляется на 19-м порядке дифракции, и для ТЕ моды с  $s = 3$  на 18-м порядке дифракции (выделено).

Табл.1. Длины волн генерации для ТМ и ТЕ мод, а также углы их распространения в НЖК-волноводе, рассчитанные по формулам (16), (17).

$s$	$m$	$\theta_{TM}$ (град)	$\lambda_{TM}$ (нм)	$\theta_{TE}$ (град)	$\lambda_{TE}$ (нм)
0	18	88.14	664.2	89.07	622.8
	19	88.23	629.3	89.12	590.1
1	18	84.42	661.4	85.35	620.9
	19	84.71	626.5	85.59	588.4
2	18	79.49	650.8	81.03	615.3
	19	81.23	621.1	82.10	584,5
3	18	75.93	640.6	77.43	<b>608.0</b>
	19	77.82	613.3	78.67	578.6
4	18	72.48	630.2		
	19	73.35	<b>600.2</b>		

Табл.2. Углы выхода излучения генерации из торцевой грани стекла в воздух, рассчитанные по формуле (9).

$\lambda$ (нм)	$m$	$\theta_g$ (град)	$\varphi_g$ (град)	$\beta_g$ (град)
608.0 ТЕ мода	0	74.86	16.14	<b>24.97</b>
	-1	66.98	24.02	38.19
	1	79.29	10.71	16.39
600.2 ТМ мода	0	–	–	–
	-1	70.03	19.97	<b>31.24</b>
	1	–	–	–

С помощью формулы (9) были рассчитаны углы дифракции в стекло для мод, на которых ожидается лазерная генерация света (табл.1) в НЖК-волноводе, и углы выхода излучения из торцевой грани стекла в воздух (углы наблюдения). Результаты расчета приведены в табл.2.

Как следует из табл.2, не локализованная в НЖК-волноводе ТЕ мода с  $s = 3$  дифрагирует в стекло как в нулевом порядке, так и в обоих первых порядках. Наиболее интенсивный нулевой порядок ( $m = 0$ ) ТЕ моды с  $s = 3$  выходит из торцевой грани стекла под углом наблюдения  $\beta_g = 24.97^\circ$ . Локализованная в НЖК-волноводе ТМ мода с  $s = 4$  дифрагирует в стекло только при  $m = -1$  (более высокие порядки дифракции не были рассмотрены, т. к. их интенсивности с ростом номера порядка уменьшаются). Это излучение выходит из торцевой грани стекла под углом наблюдения  $\beta_g = 31.24^\circ$ . Напомним, что по результатам экспериментальных измерений пик генерации ТМ мод наблюдался при  $\beta_g = 33.1 \pm 1.5^\circ$ , а ТЕ мод – при  $\beta_g = 21.8 \pm 1.8^\circ$ .

Таким образом, наша довольно грубая модель, предложенная для интерпретации экспериментальных результатов, дает оценки длин волн генерации, ее поляризации и углов ее наблюдения, достаточно близкие к экспериментальным.

#### 4. Заключение

Экспериментально наблюдалась лазерная генерация света в слое НЖК, легированного красителем, в волноводном режиме. Распределенная обратная связь обеспечивалась СВШЭ, нанесенной на поверхность контактирующей со слоем ЖК стеклянной покровной пластины. Одновременно с этим дифракционная решетка в виде системы электродов служила для вывода излучения генерации из волновода в стеклянную покровную пластину и через ее торцевую грань – в воздух. Измерены спектры генерируемого излучения ТМ и ТЕ мод волновода и углы их наблюдения. Определена пороговая накачка генерации в НЖК-волноводе. В случае ТМ излучения рост напряжения на СВШЭ приводил к уширению линии генерации, уменьшению ее интенсивности и к сдвигу в коротковолновую область спектра.

Простая модель, предложенная для объяснения наблюдаемых экспериментально результатов, предсказывает возможность реализации распределенной обратной связи на 18-м порядке дифракции для ТЕ мод волновода и на 19-м порядке – для ТМ мод. Согласно модели, наблюдаемое экспериментально излучение генерации выходит из торцевой грани стеклянной подложки с СВШЭ и является нулевым порядком дифракции в стекло для ТЕ моды и  $-1$ -м порядком – для ТМ моды волновода.

Авторы благодарны Л.М.Блинову за ценные замечания и предложения в процессе обсуждения результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 13-02-12151).

1. Kogelnik H., Shank C.V. *J. Appl. Phys.*, **43**, 2327 (1972).
2. Васильева В.В., Винокуров Д.А., Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Петрунов А.Н., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Соколова З.Н., Шашкин И.С., Тарасов И.С. *ФТП*, **46**, 252 (2012).
3. Fricke J., Bugge F., Ginolas A., John W., Klehr A., Matalla M., Ressel P., Wenzel H., Erbert G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **22**, 284 (2010).
4. Fricke J., John W., Klehr A., Ressel P., Weixelbaum L., Wenzel H., Erbert G. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 055009 (2012).
5. Li Sh., Witjaksono G., Macomber S., Botez D. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **9**, 1153 (2003).
6. Афоненко А.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А. *ФТП*, **48**, 94 (2014).
7. Welch D. F., Parke R., Hardy A., Waarts R., Streifer W., Scifres D.R. *Electron. Lett.*, **26**, 757 (1990).
8. Li Sh., Botez D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 655 (2007).
9. Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпак М.Т. *Письма в ЖЭТФ*, **32**, 27 (1980).
10. Kopp V.I., Zhang Z.-Q., Genack A. *Progr. Quantum Electron.*, **27**, 369 (2003).
11. Cao W., Munos A., Palfy-Muhoray P., Taheri B. *Nature Mater.*, **1**, 111 (2002).
12. Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G., Barberi R., Bartolino R., Cipparrone G., Mazzulla A., Gimenes R., Oriol L., Pinol M. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 051107 (2005).
13. Strangi G., Barna V., Caputo R., de Luca A., Versace C., Scaramuzza N., Umeton C., Bartolino R., Price G. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 063903 (2005).
14. Palto S.P., Blinov L.M. *J. Soc. Elect. Mat. Eng.*, **14**, 115 (2005).
15. Blinov L.M., Cipparrone G., Mazzulla A., Pagliusi P., Lazarev V.V., Palto S.P. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 131103 (2007).
16. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987, с. 457).