

## Обеспечение синхронизации мод в волоконных кольцевых лазерах

А.С. Гнатенко\*, Ю.П. Мачехин, Ю.С. Курской, В.П. Обозная

Харьковский национальный университет радиоэлектроники, пр. Науки, 14, 61166 Харьков, Украина

(Получено 19.02.2018; опубликовано online 29.04.2018)

В данной работе авторы предложили новую оптическую схему обеспечения пассивной синхронизации мод в кольцевом волоконном лазере. Идея заключается в использовании жидкокристаллических (ЖК) ячеек для реализации нелинейной эволюции поляризации мод. Также в работе теоретически исследована дисперсия оптических волокон различного типа для построения кольцевых резонаторов волоконных лазеров, стабильность поляризации для обеспечения нелинейной эволюции поляризации мод, путем решения уравнения Гинзбурга-Ландау, исследовано управление поляризацией излучения с помощью ЖК ячейки, решением уравнения Озеена-Франка.

**Ключевые слова:** Оптическое волокно, Лазер, Жидкокристаллическая ячейка, Синхронизация мод, Дисперсия, Коэффициент пропускания, Поляризация, Волновые пластины.

DOI: [10.21272/jnep.10\(2\).02033](https://doi.org/10.21272/jnep.10(2).02033)

PACS numbers: 42.55.Wd, 42.60.Da, 42.65.Sf  
42.70.Df, 42.81.Gs

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое распространение оптоволоконных линий связи для телевидения и интернета увеличивает потребность в разнообразных пассивных и активных оптических устройствах для функционирования и обслуживания телекоммуникационных систем и регулирования интенсивности оптического сигнала.

К таким устройствам относятся волоконные лазеры с синхронизацией мод излучения за счет нелинейной эволюции поляризации (НЭП) излучения, которые являются уникальными оптическими источниками с параметрами, реализуемыми в широком диапазоне значений длительности импульсов и их энергии при различных формах этих импульсов [1]. В таких лазерах реализована генерация импульсов короче 36 фс [2], получена энергия импульсов 4 мкДж (без дополнительных усилителей) [3]. Поэтому метод НЭП режима синхронизации мод лучший выбор для получения ультракороткого импульса и генерации гребенки оптических частот волоконных лазеров. В лазерах с НЭП поляризационное состояние пучка внутри лазерного резонатора может изменяться в зависимости от интенсивности излучения при взаимодействии с материалом. В сочетании с поляризатором нелинейное вращение поляризации может быть сконфигурировано как насыщаемый поглотитель, где уменьшение оптических потерь в резонаторе с увеличением интенсивности излучения используется для стимулирования формирования выходного импульса лазера [4]. Механизм НЭП очень гибкий в том, что он имеет широкую полосу пропускания, что обеспечивает максимально короткую длительность импульса, а также он устойчив к повреждению или долговременной деградации оптических элементов. Для достижения требуемых потерь с насыщением необходимо контролировать поляризацию света в нелинейной среде. Обычно это реализуется с использованием одного или нескольких поляризаторов (волновых пластин), которые

вращаются для достижения желаемого состояния поляризации. Для этого были предложены моторизованные вращатели поляризации [5-6] и продемонстрированы [7] для автоматической синхронизации мод. В качестве альтернативы, управление поляризацией может быть осуществлено путем приложения силы (изгиб волокна) к волокну для управления двулучепреломлением [8]. Также было продемонстрировано, что термодинамические регуляторы поляризации могут использоваться для самосинхронизации мод [9]. Однако моторизованные элементы и те, которые основаны на тепловых эффектах, могут быть медленными, требуя значительного времени для автоматической синхронизации мод и работы лазера в целом. Прикладывание силы к волокну с использованием, например, пьезоэлектрического привода может быть быстрым, но сила, требуемая для нужной поляризации, может со временем сместиться, что приведет к дополнительным манипуляциям по настройке режима. Механизм НЭП особенно хорошо подходит для волоконных лазеров, где распространение излучения в системе позволяет накапливать нелинейную фазу. Это происходит в основном вблизи конца волокна после того, как импульс прошел через волокно усиления. Поскольку передаточная функция волокна неизвестна, правильное состояние поля при вводе в волокно не известно. Кроме того, состояние поляризации света внутри оптического волокна может вращаться из-за вызванного напряжением двулучепреломления, которое со временем изменяется [10]. Температура, механическое напряжение и другие факторы также влияют на работу лазера. Поэтому, волоконные лазеры, основанные на НЭП, могут работать в течение месяцев без ручной регулировки, но в течение этого периода происходит существенный дрейф работы лазера, что приводит к срыву генерации. В данной работе предложено применение жидких кристаллов (ЖК), которые обеспечивают электронное управление режима НЭП. ЖК поляризаторы требуют низких

\* [oleksandr.hnatenko@nure.ua](mailto:oleksandr.hnatenko@nure.ua)

напряжений управляющих сигналов, имеют короткое время отклика и хорошую стабильность работы с течением времени. В то время как порог повреждения ЖК поляризаторов ( $600 \text{ Вт/см}^2$ ) ниже, чем кварцевых волновых пластин, но этого достаточно для внутрирезонаторных мощностей, типичных для кольцевых волоконных лазеров. Существуют работы, в которых показано использование одного ЖК поляризатора для запуска НЭП в эрбиевом волоконном лазере, где само волокно было настроено так, чтобы можно было управлять поляризацией одним элементом [11]. Однако эта схема не позволяла компенсировать изменения двулучепреломления волокна в течении времени или влияния окружающей среды. Таким образом, реализация более совершенного механизма запуска режима синхронизации мод на основе НЭП волоконного лазера остаётся сегодня актуальной задачей. Поэтому основная задача данной работы заключается в разработке схемы кольцевого волоконного лазера, в которой минимизировано количество дискретных деградирующих со временем оптических элементов, сохраняя при этом полное управление поляризацией системы. Мы используем в общей сложности две ЖК ячейки вместо вращающихся волновых пластин, которые используются в типичных волоконных лазерах с НЭП. Для решения основной задачи данной работы теоретически исследовано оптические волокна для построения кольцевых резонаторов, исследовано стабильность реализации НЭП путем решения нелинейного уравнения Гинзбурга-Ландау, промоделировано управление поляризацией ЖК поляризаторами.

## 2. ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ЛАЗЕРА

Традиционно, волоконные лазеры с НЭП, имеют в своих конструкциях полуволновые и четверть волновые пластины, рис. 1. Эти пластины предназначены для преобразования эллиптической поляризации в линейную и наоборот, а также для осуществления контроля угла поворота линейной поляризации, именно набор волновых пластин вместе с поляризационно-делительным кубиком (PBS) осуществляют эффект НЭП для формирования ультракоротких импульсов в лазерах такого типа.

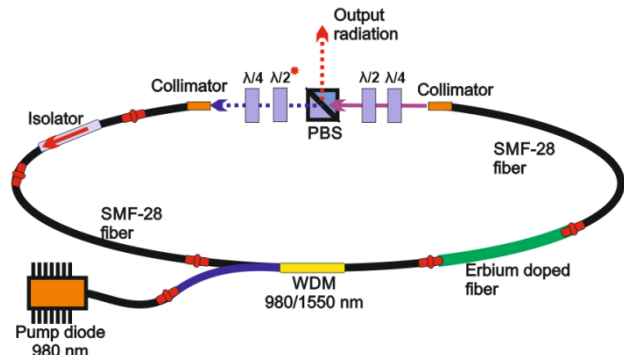


Рис. 1 – Типичная схема кольцевого волоконного лазера с НЭП

Чаще всего в таких схема используют три волновых пластины, четверть волновую после первого коллиматора (смотреть за ходом излучения по коль-

цу), которая преобразует излучение с эллиптической поляризацией (ввиду эллиптичности волокна) в линейную, далее полуволновая пластина уже линейную поляризацию поворачивает на требуемый угол, для того чтобы вместе с поляризационно-делительным кубиком образовать так называемый насыщающийся поглотитель. Такой поглотитель будет отсекает у импульсов крайние низкоэнергетические «крылья» и тем самым каждый раз проходя по кольцу резонатора будет формироваться как можно короче импульс по длительности, до тех пор, пока не произойдет насыщение системы и на выходе из резонатора не появится излучение с импульсами ультракороткой длительности. Следующая четвертьволновая пластина после поляризационного делительного кубика преобразует линейную поляризацию в эллиптическую для ввода излучения обратно в кольцо резонатора, при этом эллипс поляризации должен быть повернут на такой угол, чтобы каждый раз проходя по кольцу резонатора поляризация излучения на выходе из первого коллиматора была сориентирована одинаково. Но с течением времени оптическая система таких лазеров дрейфует и сбивается режим НЭП, поэтому иногда дополнительно в резонатор вводят еще одну полуволновую пластину после PBS. Настройка требуемой ориентации волновых пластин в данной схеме лазера осуществляется вручную или дорогостоящими моторизованными приводами путем поворота этих пластин в пространстве. Поэтому ввиду различных внешних воздействий требуется часто настраивать синхронизацию мод заново. Чтобы избавиться от этого мы предлагаем использовать в качестве контроллеров поляризации ЖК-ячейки, рис. 2.

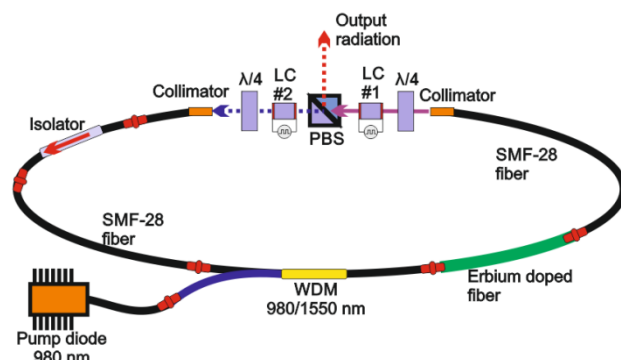


Рис. 2 – Схема кольцевого волоконного лазера с ЖК-ячейками

Для достижения желаемого уровня контроля поляризации мы используем комбинацию из ЖК ячейки вместе с фиксированными четвертьволновыми пластинами. ЖК ячейка #2 не обязательна и может быть использована для дополнительной настройки, поэтому в работе теоретически описывается схема с одной ЖК ячейкой. В данном случае ЖК поляризатор заменяет полуволновую пластину. Четвертьволновые пластины, необходимы для обеспечения возможности работы ЖК ячейки и находятся в фиксированном положении (без вращения).

Также ранее авторы данной работы предложили схему с использованием четырех ЖК ячеек, рис. 3. И

получили патентное освидетельствование на изобретение, патент Украины на № 111309 от 11.04.2016. Но такая схема требует определенных параметров излучения диодов накачки, а именно строго линейно поляризованное излучение и волокна с поддержанием поляризации.

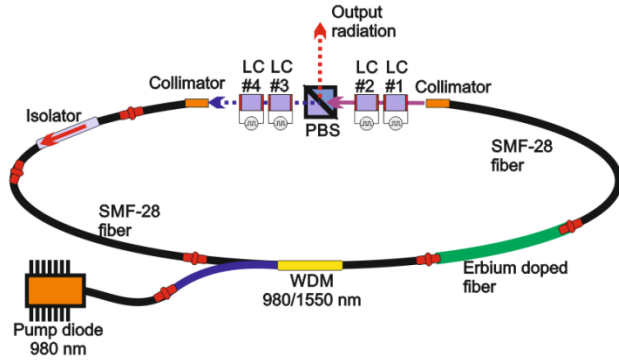


Рис. 3 – Схема кольцевого волоконного лазера с ЖК-ячейками

Но заметим, что для проектирования и теоретического исследования схемы лазера, рис. 2, необходимо рассчитать определенные параметры оптических волокон, стабильность поляризации для обеспечения синхронизации мод и доказать возможность использования ЖК-ячеек в данной схеме.

### 3. РАСЧЕТ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

В данном разделе исследуется хроматическая дисперсия оптических одномодовых волокон, которые используются в кольцевых волоконных лазерах. С помощью математической модели было количественно оценено дисперсию. Полученные графики наглядно описывают зависимость величины дисперсии от длины волны излучения генерации лазера, а именно 1550 нм. Практическая важность таких исследований связана с широким использованием оптического волокна в современных волоконных лазерах. При распространении по волокну оптического сигнала (излучения) основным фактором, влияющим на импульс, является дисперсия, проявляющаяся в растягивании этих импульсов по длительности, увеличении его фронтов при прохождении по волокну. Эта проблема не позволяет получить длительности импульсов фемтосекундного порядка, без ввода в резонатор дополнительных дискретных элементов, компенсирующих дисперсию. Но для создания полностью волоконных лазеров используют волокна с различным знаком дисперсии, тем самым компенсируя эффект растягивания импульсов.

#### 3.1 Математическая модель

Известна формула для хроматической дисперсии [12-13]:

$$D = -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda^2} \cdot \beta_2, \quad (1)$$

где  $\beta_2$  – дисперсия групповой скорости (ДГС), кото-

рая и влияет в зависимости от волокна на импульс,  $c$  – скорость света,  $\lambda$  – длина волны.

Дисперсия групповой скорости  $\beta_2$ , получается при разложении в ряд Тейлора  $\beta$  (постоянной распространения):

$$\beta(\omega) = \beta(\beta_0) + \frac{\partial\beta}{\partial\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2)$$

В соответствии с основными положениями электродинамики в однородных средах плоская электромагнитная волна распространяется с фазовой скоростью:

$$V_f = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{\beta}, \quad (3)$$

где  $n$ -показатель преломления, и групповой скоростью:

$$V_g = (c/n)(1 - \omega \cdot n \cdot \partial n / \partial \omega). \quad (4)$$

Следовательно,

$$\beta(\omega) = \omega \cdot n(\omega) / c, \quad (5)$$

$$\partial\beta / \partial\omega = (n + \omega \cdot \partial n / \partial\omega) / c. \quad (6)$$

Тогда,

$$V_g = (c/n)(1 - \omega \cdot n \cdot \partial n / \partial \omega), \quad (7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \omega} = \frac{\partial n}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial \omega}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \omega} = \frac{-2\pi \cdot c}{\omega^2} = \frac{-2\pi \cdot c}{(2\pi \cdot c / \lambda^2)} = \frac{-\lambda^2}{2\pi \cdot c}, \quad (9)$$

После подстановки в выражение (7) выражений (8-9), получаем:

$$V_g = (c/n) \left( 1 + \frac{2\pi \cdot c}{n \cdot \lambda} \left[ \frac{\partial n}{\partial \lambda} \left( \frac{-\lambda^2}{2\pi \cdot c} \right) \right] \right), \quad (10)$$

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{V_g(\omega)}, \quad (11)$$

$$\beta'(\omega) = \frac{\partial\beta}{\partial\omega} = \frac{1}{V_g(\omega)}. \quad (12)$$

Отсюда ДГС:

$$\beta_2(\omega) = \frac{\partial^2\beta(\omega)}{\partial\omega^2} = \frac{\partial}{\partial\omega} \left[ \frac{1}{V_g} \right], \quad (13)$$

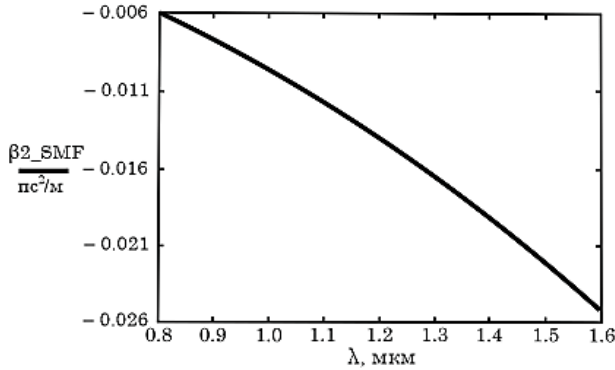
$$\frac{\partial}{\partial\omega} \left[ \frac{1}{V_g} \right] = \frac{-\lambda^2}{2\pi \cdot c^2} \frac{\partial}{\partial\lambda} \left[ \left( \frac{\partial n}{\partial \lambda} - \lambda \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right) \right]. \quad (14)$$

В результате получаем основное выражение для нахождения ДГС:

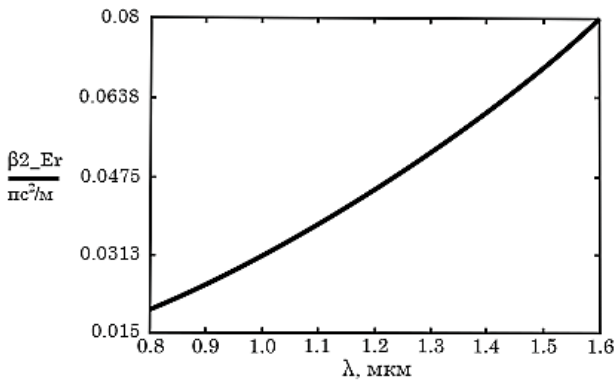
$$\beta_2(\lambda) = -\frac{\lambda^3}{2\pi \cdot c^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2}. \quad (15)$$

### 3.2 Обсуждение результатов

На рис.4 (а), изображена зависимость дисперсии групповой скорости для одномодового волокна smf-28 и на рис.4 (б), соответственно для волокна, легированного эрбием.



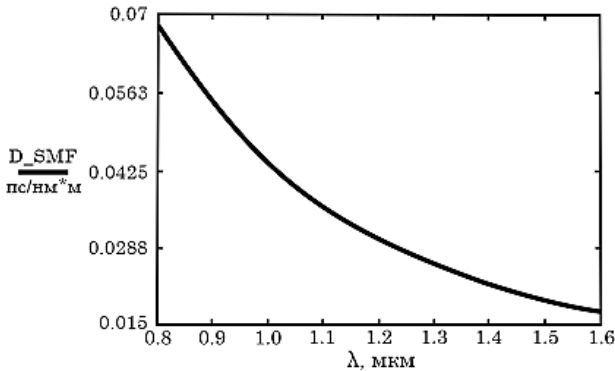
а



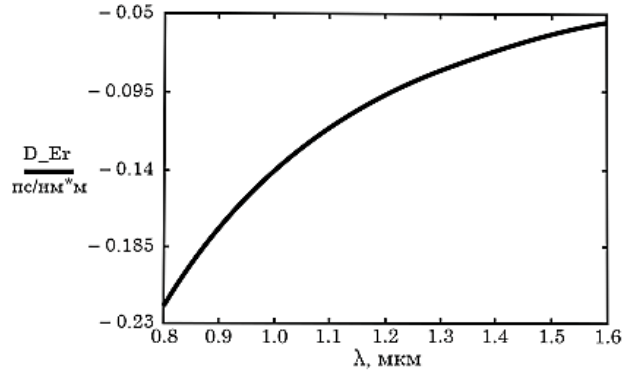
б

Рис. 4 – Зависимость дисперсии групповой скорости от длины волны излучения для волокна smf-28 (а) и легированного эрбием (б)

В нашем случае для 1м одномодового волокна smf- 28 ДГС для длинны волны 1,55 мкм соответствует значению  $-0,025 \text{ пс}^2/\text{м}$ , для эрбиевого  $0,075 \text{ пс}^2/\text{м}$ . Что совпадает со значениями в работах [14-15]. Также значения хроматической дисперсии волокон можно определить из зависимостей на рис.5.



а



б

Рис. 5 – Зависимость хроматической дисперсии от длины волны излучения для волокна smf-28 (а) и легированного эрбием (б)

В данном разделе были исследованы дисперсионные характеристики оптических волокон для проектирования резонаторов волоконных лазеров. Рассчитав с помощью математической модели, мы исследовали зависимости дисперсии от длины волны. Разработанная нами математическая модель позволяет оценить величину и знак дисперсии оптических волокон используемых в построении волоконных лазеров. Тем самым с помощью расчетов избавиться от дискретных компенсаторов дисперсии.

Данная математическая модель применима для всех видов оптических волокон. Таким образом, без проведения экспериментальных исследований с помощью математических расчетов возможно оценить дисперсию в волокнах, и использовать эти данные при проектировании полностью волоконных резонаторов без дополнительных дискретных компенсаторов дисперсии.

## 4. АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Многие неравновесные явления, такие, как фазовые переходы, и распространение волн в нелинейных оптических волокнах с усилением и фильтрацией спектрального диапазона могут быть описаны комплексным уравнением Гинзбурга-Ландау (16) [16].

### 4.1 Математическая модель

Исследуемая в работе схема, рис. 1, состоит из активного волокна, легированного ионами эрбия и пассивного волокна smf-28. Уравнение (16) применимо для исследования нашей схемы, принципиальное отличие от схемы предложенной в работе [17] состоит только в значениях основных параметров активной среды:  $\beta_2$  – коэффициент групповой скорости,  $g_1$  – линейное усиление,  $\rho$  – спектральная фильтрация,  $D_i$  – нелинейное усиление;  $D_r$  – коэффициент самомодуляции,  $\tilde{F}(t, \zeta)$  – комплексная энергия поля, и количестве волновых пластин.

Уравнение Гинзбурга-Ландау имеет вид:



$$i \frac{\partial \tilde{F}(t, \zeta)}{\partial \zeta} = i g_1 \tilde{F}(t, \zeta) + \left( \frac{\beta_2}{2} + i \rho \right) \frac{\partial^2 \tilde{F}(t, \zeta)}{\partial t^2} + (D_r + D_i) \tilde{F}(t, \zeta) \left| \tilde{F}(t, \zeta) \right|, \quad (16)$$

Уравнение (16) было исследовано и проанализировано авторами данной работы аналитическими методами [18], в результате чего было получено решение:

$$\alpha(t) = \sqrt{\frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d}} \cdot \sqrt{\frac{3d(4\rho^2 + \beta_2^2)}{2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)}} \times \text{sech}\left(\sqrt{\frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d}} \cdot t\right) \quad (17)$$

где  $d$  – параметр фазовой модуляции, известный в нелинейной оптике, как параметр Чирпа [9].

**4.2 Обсуждение результатов**

Из выражения (17) можно определить условия устойчивости: импульс существует тогда когда параметры оптической нелинейной системы, в нашем случае рис.1: линейное усиление  $g_1 > 0$ , коэффициент дисперсии  $\beta_2 < 0$  для предотвращения уширения импульса, коэффициент нелинейного усиления  $D_i > 0$  и коэффициент фазовой самомодуляции  $D_r < 0$ . При этих параметрах мы имеем стабильный импульс схожий с Гауссовым, рис.6.

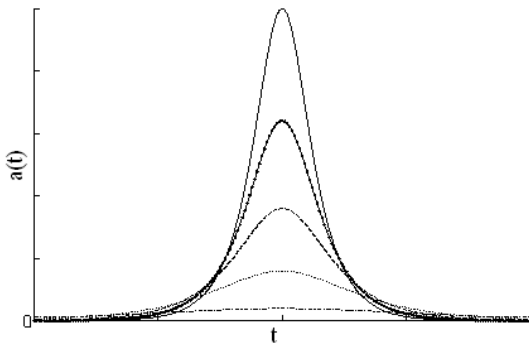


Рис. 6 – Зависимость амплитуды импульса от времени

Анализируя оптическую схему лазера, рис. 1, после прохождения поляризационно-делительного кубика четвертьволновая пластина изменяет линейно поляризованное излучение в эллиптически и, поляризация которого проходя нелинейное оптическое волокно, поворачивается на угол  $\Delta\phi$ . После чего полуволновая и четвертьволновая пластины приводят поляризацию к линейной для прохождения сквозь поляризатор. При этом интенсивность прошедшего через такую систему излучения выражается как:

$$I = [1 - \sin(2\alpha_1) \sin(2\theta)] / 2 + [\cos(2\alpha_1) \cos(2\theta) \cos(2(\alpha_1 + \theta - 2\alpha_2 + \Delta\phi))] / 2, \quad (18)$$

где  $\alpha_1, \alpha_2$  – углы поворота четвертьволновых пла-

стин,  $\theta$  – угол поворота полуволновой пластины.

Так как  $\Delta\phi$  зависит от напряженности электрического поля световой волны, то коэффициент пропускания излучения системой поляризаторов является функцией от интенсивности этого излучения. Поэтому подбирая величину углов  $\alpha_1, \alpha_2$  и  $\theta$  можно настроить систему поляризационных элементов таким образом, чтобы она пропускала максимальную интенсивность, по принципу работы насыщающегося поглотителя, но тем самым реализовав НЭП. На рис.7 изображено зависимость интенсивности проходящего излучения через систему поляризационных элементов от углов поворота волновых пластин в пространстве ( $\alpha_1, \alpha_2$  – углы поворота четвертьволновых пластин,  $\theta$  – угол поворота полуволновой пластины).

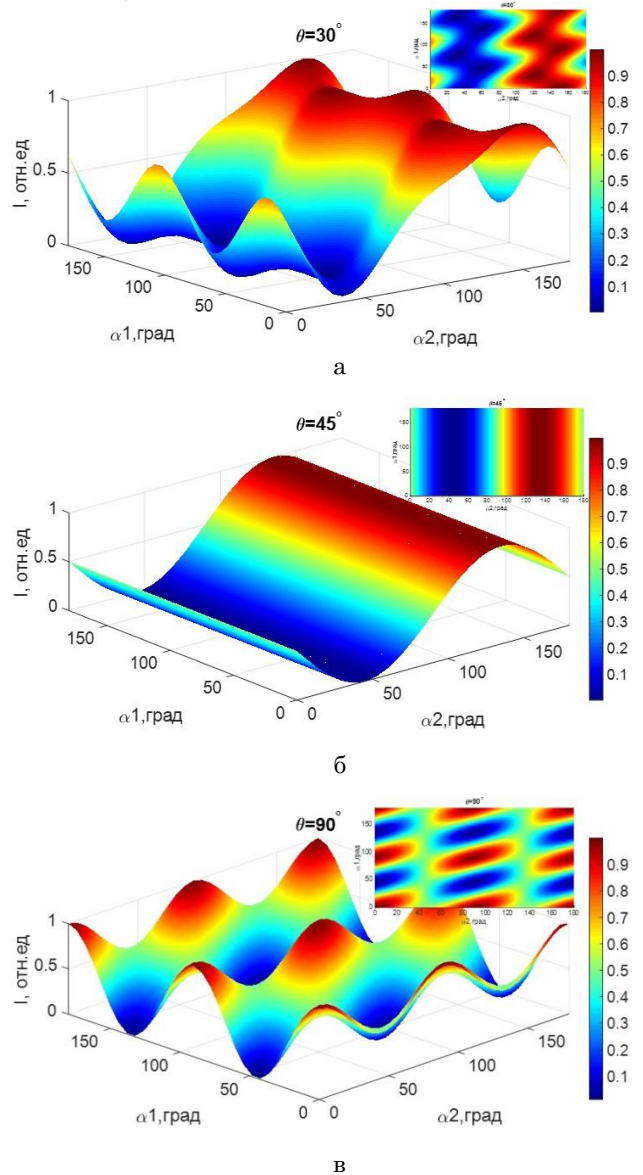


Рис. 7 – Зависимость интенсивности излучения от угла поворота четвертьволновых пластин ( $\alpha_1, \alpha_2$ ) при различных углах поворота полуволновой пластины:  $\theta = 30^\circ$  (а),  $\theta = 45^\circ$  (б),  $\theta = 90^\circ$  (в)

Таким образом жестко фиксируя положение четвертьволновых пластин повернув их на требуемый угол в пространстве, рис.7, можно реализовать НЭП изменяя угол поворота только лишь полуволновой пластины. А избавиться от всех недостатков такой системы, см.разд. 1-2, можно путем замены полуволновой пластины ЖК ячейкой, которая управляется напряжением.

### 5. ЖК-ПОЛЯРИЗАТОРЫ

ЖК-поляризатор представляет собой две стеклянные пластины, на внутренние поверхности которых нанесен прозрачный слой токопроводящего вещества. Между такими стеклянными пластинами наносится тонкий слой (порядка 10 мкм) жидкого кристалла.

Ориентация директора молекул в материале задается специальной обработкой поверхности подложек. Для этого на поверхность наносится тонкий слой прозрачного полимера, после чего специальной протиркой (rubbing) поверхности придается рельеф — тончайшие бороздки в одном направлении. Вытянутые молекулы кристаллов в слое, непосредственно соприкасающемся с поверхностью, ориентируются вдоль рельефа. Межмолекулярные силы заставляют все остальные молекулы принимать такую же ориентацию. При подаче напряжения больше порогового (обычно от 5 В) молекулы ЖК начинают вращаться и, если на такую структуру направить излучение, вместе с этими молекулами будет вращаться поляризация света. Таким образом ЖК-поляризаторы можно предположительно использовать для реализации синхронизации мод в волоконных кольцевых лазерах методом НЭП.

#### 5.1 Электрооптические свойства ЖК ячеек: математическая модель, метод расчета

В основе метода расчета и численного моделирования ЖК-ячеек лежит решение уравнения Озеена-Франка (19). Свободную энергию Озеена-Франка можно представить в виде:

$$F = \int \left\{ \frac{1}{2} K_{22} \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \sin^2(\theta) \right\}, \quad (19)$$

предполагая отсутствие кручения жидкого кристалла, где  $K_{22}$  – константа упругости,  $\Delta \varepsilon$  – диэлектрическая анизотропия,  $\theta(z)$  – наклон директора кристалла от оси  $z$  и  $E$  – электрическое поле. Равновесное значение функции  $\theta(z)$  таково, что оно минимизирует функционал  $F$ . Принимая вариации первого порядка, находим что  $\theta(z)$  должно удовлетворять следующему дифференциальному уравнению:

$$K_{22} \frac{d^2\theta}{dz^2} + \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \sin(\theta) \cos(\theta) = 0. \quad (20)$$

Уравнение (20), это дифференциальное уравнение второго порядка. Чтобы решить (20) численно,

его сначала нужно преобразовать в систему из двух уравнений первого порядка (21), введя дополнительную переменную. При заменах  $\theta(z) \rightarrow \theta_1$  и  $\theta'(z) \rightarrow \theta_2$  мы получаем два связанных линейных уравнений:

$$\begin{cases} \theta_1' = \theta_2, \\ K_{22}\theta_2 + \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \sin(\theta_1) \cos(\theta_1) = 0 \end{cases}. \quad (21)$$

Поскольку жидкий кристалл переориентируется, диэлектрическая проницаемость изменяется, что влияет на электрическое поле. Фактически электрическое поле также должно быть рассчитано путем решения уравнения Лапласа:

$$\nabla \varepsilon \nabla u = 0, \quad (22)$$

где  $u$  – потенциал приложенного напряжения к ЖК кристаллу и  $E = -\nabla u$ . Поскольку у нас есть только одномерная задача, то уравнение (22) сводится к:

$$\frac{d}{dz} \left[ \varepsilon_{zz} \frac{du}{dz} \right] = 0, \quad (23)$$

где  $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon \sin^2(\theta)$ . Тогда по правилу дифференцирования:

$$\begin{aligned} & 2\Delta \varepsilon \sin(\theta) \cos(\theta) \frac{d\theta}{dz} \frac{du}{dz} + \\ & + \left[ \varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon \sin^2(\theta) \right] \frac{d^2u}{dz^2} = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Уравнение (24) также второго порядка, которое нужно линеаризовать, введя для  $u(z) \rightarrow u_1$  и  $u'(z) \rightarrow u_2$ . Тогда получаем:

$$\begin{cases} \theta_1' = \theta_2, \\ K_{22}\theta_2 + \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \sin(\theta_1) \cos(\theta_1) = 0, \\ u_1' = u_2, \\ 2\Delta \varepsilon \sin(\theta_1) \cos(\theta_1) \theta_2 u_2 + \left[ \varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon \sin^2(\theta) \right] \cdot u_2' = 0. \end{cases} \quad (25)$$

Система (25) состоит из четырех линейных дифференциальных уравнений, которая решается, путем нахождения:  $\{\theta_1', \theta_2', u_1', u_2'\}$ .

С тремя упругими постоянными функционал свободной энергии дополняется членами, учитывающими анизотропию изгиба ЖК. Существуют три упругие постоянные  $K_{11}$ ,  $K_{22}$  и  $K_{33}$ , соответствующие растяжению, скручиванию и деформации изгиба директора ЖК. Тогда уравнение (19) принимает вид:

$$\begin{aligned} F = \int & \left( \frac{1}{2} K_{11} (\nabla \cdot \hat{n})^2 + \frac{1}{2} K_{22} (\hat{n} \cdot \nabla \times \hat{n})^2 + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} K_{33} |\hat{n} \times \nabla \times \hat{n}|^2 - \frac{1}{2} \varepsilon_0 (\vec{E} \cdot \vec{\varepsilon} \cdot \vec{E}) \right) \end{aligned} \quad (26)$$

Далее уравнение (26) приводится по вышеопи-

санной методике к системе линейных уравнений и из них находятся интересующие параметры.

Используя изложенную математическую модель с помощью математических и численных методов возможно исследовать электрооптические параметры ЖК кристаллов для дальнейшего применения в кольцевых волоконных лазерах в качестве контроллеров поляризации

## 5.2 Обсуждение результатов

В данном разделе исследована возможность применения электроуправляемых ЖК поляризаторов для обеспечения синхронизации мод волоконных лазеров. Была представлена математическая модель расчетов электрооптических свойств ЖК ячеек. На рис.8 представлена зависимость угла поворота поляризации излучения лазера от прикладываемого напряжения к ЖК ячейке. Также можно сделать вывод: изменяя напряжение, прикладываемое к ЖК ячейке, поляризация излучения с длиной волны 1550нм вращается в пространстве от 0 до 90 град., этот результат свидетельствует о возможности обеспечения синхронизации мод в кольцевых волоконных лазерах с помощью электроуправляемых ЖК поляризаторов. Из теоретической кривой, рис.8, видно, что существует некоторое напряжение отсечки 1,8 В, при котором директоры ЖК кристалла начинают переориентироваться, тем самым меняя положение линейной поляризации, и уже до 10 В директор переориентируется на 90°, при напряжении выше 10 В происходит насыщение ЖК поляризатора и переориентация директора очень слабо меняется.

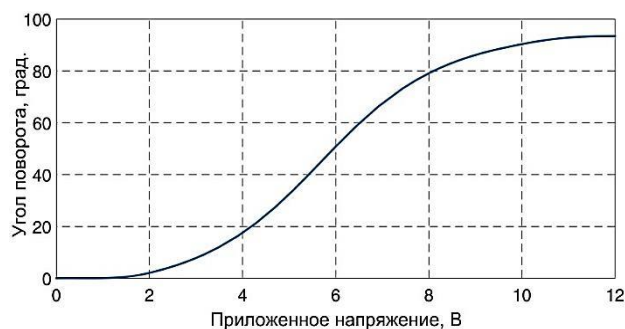


Рис. 8 – Теоретическая зависимость угла поворота поляризации излучения от прикладываемого напряжения к ЖК ячейке

Поэтому при использовании таких ЖК поляризаторов рабочие напряжения управления лежат в пределах от 1,8-10 В, частота управляемого сигнала для планарных ЖК ячеек обычно используется от 1 до 10кГц. В данной работе ЖК ячейки управлялись сигналом в форме меандр с частотой 1 кГц.

На рис. 9 изображена экспериментальная зависимость угла поворота поляризации излучения от прикладываемого напряжения к ЖК ячейке. Экспериментальная зависимость по форме и данным совпадает с теоретической, что свидетельствует правильности метода расчета электрооптических свойств ЖК ячеек. Минимальные несовпадения теоретической и экспериментальной кривой связаны

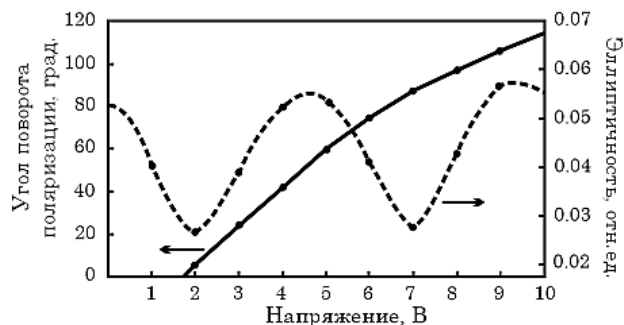


Рис. 9 – Экспериментальная зависимость угла поворота поляризации излучения от прикладываемого напряжения к ЖК ячейке

с ошибкой измерений или показаниями применяемых приборов.

## 6. ВЫВОДЫ

В данной работе проанализированы преимущества и недостатки существующих оптических схем кольцевых волоконных лазеров. Авторами было предложено схему, рис. 2, которая лишена многих существующих недостатков. Также в работе проанализированы дисперсионные характеристики волокон, которые используются в построении лазеров данного типа, было количественно определено длины волокон для реализации кольцевого лазера, см.раздел 3. В разделе 4 было проанализировано стабильность поляризации для реализации НЭП в предлагаемой схеме лазера, путем решения нелинейного уравнения Гинзбурга-Ландау. А также исследовано теоретически и экспериментально электрооптические свойства ЖК-поляризаторов, путем численного решения уравнения Озеена -Франка, полученные теоретические результаты в большей мере совпадают с экспериментальными. В работе в полной мере показано возможность управления поляризацией излучения ЖК-поляризатором, для реализации НЭП в кольцевых волоконных лазерах. На базе лаборатории «Фотоника» кафедры фотоники и лазерной инженерии (ФЛИ) Харьковского национального университета радиоэлектроники (ХНУРЭ) реализована предлагаемая авторами конструкция лазера, рис. 10.

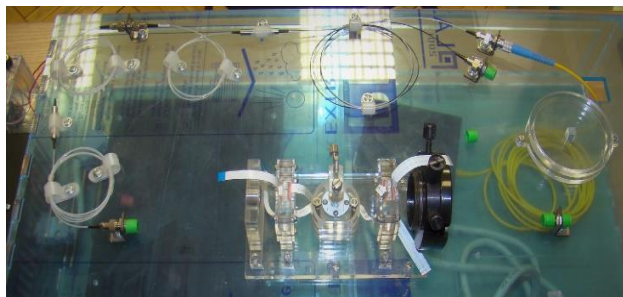


Рис. 10 – Фото макета волоконного лазера с НЭП. Лаб. «Фотоника», кафедра ФЛИ, ХНУРЭ

На сегодняшний день заканчиваются работы по измерениям основных выходных параметров данного лазера. В Украине впервые реализован лазер такого типа.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторами выражается благодарность сотруднику Института химии новых материалов НАН Беларуси

А.А. Муравскому за предоставление базы института для проведения экспериментов с ЖК-ячейками.

## Providing Mode Locking in Fiber Ring Lasers

A.S. Gnatenko, Yu.P. Machekhin, Yu.S. Kurskoy, V.P. Obozna

*Kharkiv National University of Radio Electronics, 14, Nauka Ave., 61166 Kharkiv, Ukraine*

In this paper, the authors proposed a new optical scheme for providing passive mode locking in a fiber ring laser. The idea is to use a liquid crystal display (LC) cells for the realization of nonlinear polarization evolution. Also, in the work theoretically investigated the dispersion of optical fibers of different types to construct fiber lasers with ring resonators. Was studied the stability of polarization to ensure nonlinear evolution polarization, by solving the Ginzburg-Landau equation, and also the control of the polarization of the radiation by the LC cell using the Oseen-Frank equation.

**Keywords:** Optical fiber, Laser, Liquid crystal cell, Mode locking, Dispersion, Transmittance, Polarization, Wave plates.

## Забезпечення синхронізації мод в волоконних кільцевих лазерах

О.С. Гнатенко, Ю.П. Мачехін, Ю.С. Курський, В.П. Обозна

*Харківський національний університет радіоелектроніки, пр. Науки, 14, 61166 Харків, Україна*

У даній роботі автори запропонували нову оптичну схему забезпечення пасивної синхронізації мод в кільцевому волоконному лазері. Ідея полягає у використанні рідкокристалічних (РК) комірок для реалізації нелінійної еволюції поляризації мод. Також в роботі теоретично досліджена дисперсія оптичних волокон різного типу для побудови кільцевих резонаторів волоконних лазерів, стабільність поляризації для забезпечення нелінійної еволюції поляризації мод, шляхом вирішення рівняння Гінзбурга-Ландау, досліджено управління поляризацією випромінювання за допомогою РК комірки, рішенням рівняння Озеена-Франка.

**Ключові слова:** Оптичне волокно, Лазер, Рідкокристалічна комірка, Синхронізація мод, Дисперсія, Коефіцієнт пропускання, Поляризація, Хвильові пластини.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРЫ

1. M. Nikodem, K. Abramski, *Opt. Commun.* **283**, 109 (2010).
2. L.M. Zhao, C. Lu, H.Y. Tam, P.K. Wai, D.Y. Tang, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **21**, 724 (2009).
3. J. Chen, J.W. Sickler, E.P. Ippen, F.X. Kärtner, *Opt. Lett.* **32**, 1566 (2007).
4. M. Hofer, M.H. Ober, F. Haberl, M.E. Fermann, *IEEE J. Quantum Electron.* **28** No 3, 720 (1992).
5. S.L. Brunton, X. Fu, J.N. Kutz, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20** No 5, 1101408 (2014).
6. S.L. Brunton, X. Fu, J.N. Kutz, *IEEE J. Quantum Electron.* **49** No 10, 852 (2013).
7. R.I. Woodward, E.R. Kelleher, *Sci. Rep.* **6** No 1, 37616 (2016).
8. X. Shen, W. Li, M. Yan, H. Zeng, *Opt. Lett.* **37** No 16, 3426 (2012).
9. U. Andral, J. Buguet, R. Si Fodil, F. Amrani, F. Billard, E. Hertz, P. Grellu, *J. Opt. Soc. Am. B* **33** No 5, 825 (2016).
10. M. Karlsson, J. rentel, P.A. Andrekson, *J. Lightwave Technol.* **18** No 7, 941 (2000).
11. D. Radnatarov, S. Khripunov, S. Kobtsev, A. Ivanenko, S. Kukarin, *Opt. Express* **21** No 18, 20626 (2013).
12. G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Elsevier Inc: 2013).
13. A.S. Gnatenko, I.V. Guryev, I.A. Sukhoivanov, V.I. Lipkina, *Telecommunications and Radio Engineering* **67** No 9, 833 (2008).
14. K. Tamura, C.R. Doerr, L.E. Nelson, H.A. Haus, E.P. Ippen, *Opt. Lett.* **19** No 1, 46 (1994).
15. M.E. Fermann, I. Hartl, *Nat. Photon.* **7**, 868 (2013).
16. M. Salhi, H. Leblond, F. Sanchez, *Phys. Rev. A* **67**, 013802 (2003).
17. K.M. Spaulding, D.H. Yong, A.D. Kim, J.N. Kutz, *J. Opt. Soc. Am. B* **19** No 5, 2002 (1045).
18. A.S. Gnatenko, Y.P. Machekhin, *Telecommunications and Radio Engineering* **74** No 7, 641 (2015).