

Расчет и экспериментальная проверка коллиматора с керровской линзой для синхронизации мод волоконного лазера

Я.В.Захаров, А.Г.Кузнецов, Е.В.Подivilов, С.А.Бабин

Представлен расчет и экспериментальная проверка работы коллиматора, вводящего пучок излучения в оптоволокно, который включает нелинейную пластинку As_2S_3 . Показано, что керровская линза, формирующаяся в пластинке с увеличением пиковой мощности импульса, приводит к росту коэффициента ввода излучения примерно на 15%, что может быть использовано для пассивной синхронизации мод волоконного лазера.

Ключевые слова: керровская линза, волоконный лазер, ультракороткие импульсы, синхронизация мод.

1. Введение

Генерация импульсов лазерного излучения предельно короткой длительности представляет большой интерес как для промышленности, так и для науки. Высокие пиковые мощности излучения импульсных лазеров позволяют производить обработку различных материалов: резку, сверление, микропрофилирование [1], при этом качество изготавливаемых изделий значительно возрастает по сравнению с механической обработкой. Ультракороткие лазерные импульсы дают возможность регистрировать предельно малые временные интервалы, что необходимо, например, при изучении быстропротекающих процессов и создании новых стандартов частоты [2].

В последнее время благодаря своей простоте, надежности и мобильности для генерации лазерных ультракоротких импульсов (УКИ) все чаще применяются волоконные лазеры [2]. Для генерации УКИ в лазере должна обеспечиваться синхронизация фаз резонаторных мод, которая может осуществляться активными или пассивными методами. В активном варианте осуществляется акусто- или электрооптическая модуляция добротности резонатора синхронно с периодом обхода светового импульса. Пассивная синхронизация мод основана на использовании различных насыщающихся поглотителей, таких как SESAM [3], углеродные нанотрубки [4], графен [5], а также керровской нелинейности, приводящей к амплитудной самомодуляции за счет эффекта нелинейного вращения поляризации (NPE) [6] или керровской линзы [7]. Метод синхронизации мод в лазере с помощью керровской линзы основан на эффекте самофокусировки излучения в средах с квадратичной зависимостью показателя преломления от напряженности поля. Керровская

линза широко применяется для синхронизации мод твердотельных лазеров, в частности титан-сапфировых, где получены длительности порядка единиц фемтосекунд [7]. В работах [8, 9] численно смоделирована керровская линза для оптоволоконного лазера в одной из возможных конфигураций ввода пучка излучения в световод через нелинейную пластинку, однако возможность практического применения керровской линзы в волоконных лазерах до сих пор не изучена.

Цель настоящей работы – проведение расчета и экспериментальной проверки возможности использования нелинейного коллиматора на основе керровской линзы для синхронизации мод волоконного лазера.

2. Модель

Для теоретического анализа была рассмотрена нелинейная деформация гауссова пучка, имеющего в линейном пределе перетяжку посередине нелинейной пластинки из As_2S_3 (рис. 1), в рамках первого порядка теории возмущений нелинейного уравнения Шредингера. Анализ показал, что после прохождения самофокусирующей среды пучок сохраняет свою форму, однако положение перетяжки вышедшего пучка сдвигается с ростом мощности вперед вдоль направления распространения излучения за счет нелинейного увеличения оптического пути. Согласно расчетам величина сдвига Δ определяется следующим выражением (см. Приложение):

$$\Delta(P, z_{R,0}) = 2 \frac{P}{P_{cr,G}} h \frac{z_{R,0}^2}{h^2/2n + z_{R,0}^2}, \quad (1)$$

где h – толщина нелинейной пластинки; n – линейная часть показателя преломления; $z_{R,0} = kw_0^2/2$ – рэлеевская длина пучка в вакууме; w_0 – радиус перетяжки; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $P_{cr,G} = \lambda^2/(2m_2)$ – критическая мощность самофокусировки для гауссова пучка; n_2 – нелинейная часть показателя преломления.

Данный эффект можно использовать для получения амплитудной самомодуляции в волоконном лазере, что требует наличия коллиматора для ввода лазерного излучения в оптоволокно, содержащего нелинейный элемент (см. рис.1). Отметим, что конфигурация предложенного

Я.В.Захаров, Е.В.Подivilов, С.А.Бабин. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова 2; e-mail: YZWL92@gmail.com

А.Г.Кузнецов. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1

Поступила в редакцию 7 апреля 2017 г., после доработки – 25 июля 2017 г.

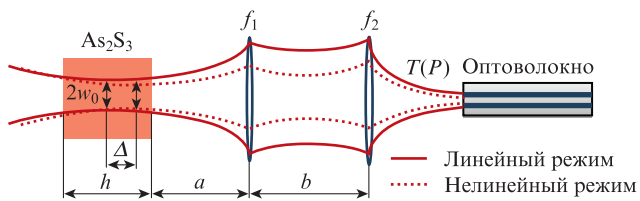


Рис.1. Изменение положения перетяжки пучка Δ в нелинейной пластинке (в линейном случае перетяжка пучка w_0 находится в середине пластинки) и соответствующее изменение коэффициента ввода пучка в оптоволокно $T(P)$ с помощью коллиматора, состоящего из нелинейной пластинки и двух линз.

нами коллиматора отличается от рассчитанной в [8, 9]. Коэффициент ввода $T(a, b, z_{R,0}, x)$ пропорционален интегралу перекрытия моды оптоволокна и падающего пучка (с параметром $z_{R,0}$), который в линейном случае определяется параметрами объектива (a, b) и продольной отстройкой оптоволокна x от положения, соответствующего максимуму ввода.

С ростом мощности излучения положение перетяжки пучка в пластинке сдвигается в сторону линз, что равносильно изменению расстояния между нелинейной пластинкой и первой линзой (см. Приложение). Это приводит к тому, что коэффициент ввода T начинает зависеть от мощности P и вычисляется через интеграл перекрытия $I(a + hln - \Delta(P, z_{R,0})/n, b, z_{R,0}, x)$ (см. формулу (П24)).

3. Эксперимент

Для проверки расчетов была собрана экспериментальная установка (рис.2).

В эксперименте использовался Nd:YAG-лазер (Standa STA01-07), генерирующий излучение на длине волны 1064 нм с длительностью импульсов 0.6 нс и пиковой мощностью до 140 кВт. Линзы 2, 3 и 5 регулировались по трем осям и углам с помощью соответствующих подвижек. Элементы 8 и 9 позволяли регулировать мощность проходящего пучка путем поворота полуволновой пластинки вокруг оси распространения луча. В этом случае направление поляризации излучения, выходящего из полуволновой пластинки, поворачивается, призма Глана пропускает только линейную поляризацию, а вторую компоненту поляризации выводит в перпендикулярном направлении. Линза 7 была зафиксирована и не имела

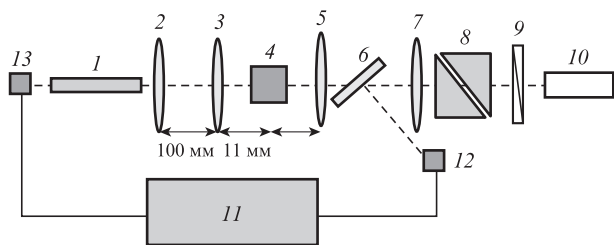


Рис.2. Схема эксперимента по вводу лазерного излучения в оптоволокно с помощью коллиматора, содержащего нелинейный элемент:

1 – оптоволокно 1060xp; 2 – асферическая линза Thorlabs F240FC-C ($f = 8$ мм); 3 и 5 – асферические линзы Thorlabs A397TM-C ($f = 11$ мм); 4 – пластинка As_2S_3 толщиной 1.1 мм; 6 – зеркало с пропусканием 10%; 7 – сферическая линза ($f = 11$ см); 8 – призма Глана; 9 – полуволновая пластинка; 10 – Nd:YAG-лазер ($\lambda = 1064$ нм, длительность импульса $\tau = 0.6$ нс); 11 – консоль Orhir с фотодетекторами 12 и 13.

регулировки по осям и углам. Далее пучок попадал на фильтр 6, который часть излучения отражал, а часть – пропускал вперед. Излучение, отраженное под углом, попадало на фотодетектор 12. Прошедшая часть пучка фокусировалась в нелинейную пластинку линзой 5. Поскольку эта линза асферическая, то она закреплялась в оправке с угловой подвижкой, помещенной на линейные подвижки по трем осям, настроенные так, что пучок попадал в центр линзы. Прошедший через нелинейную пластинку пучок коллимировался линзой 3, идентичной линзе 5. Она также устанавливалась на юстировочные подвижки. Нелинейную пластинку можно было перемещать вдоль направления распространения пучка. Затем пучок попадал на асферическую линзу 2, установленную на подвижки, для ввода пучка в оптоволокно 1, которое также можно было перемещать вдоль направления распространения пучка.

Экспериментальная схема сначала юстировалась без нелинейного элемента на максимум коэффициента ввода, после чего осуществлялась калибровка фотодетекторов 12 и 13, измеряющих мощность на входе и выходе световода, и вычислялся коэффициент ввода. Далее устанавливался нелинейный элемент (см. рис.2) и снова проводилась настройка на максимум ввода излучения путем подстройки линз 3 и 5 по углам.

В качестве нелинейной среды использовалась пластинка As_2S_3 толщиной $h = 1.1$ мм с линейной и нелинейной частями показателя преломления $n_0 = 2.5$ и $n_2 = 2.5 \times 10^{-18}$ м²/Вт соответственно [10]. В этом случае расчетная критическая мощность $P_{cr,G} = 27$ кВт [11]. Максимальный нелинейный эффект следует ожидать при

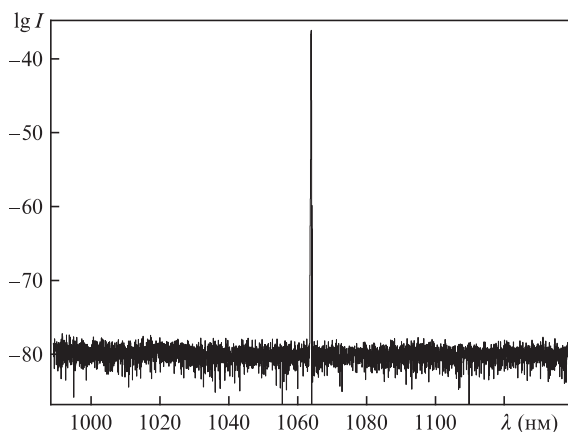
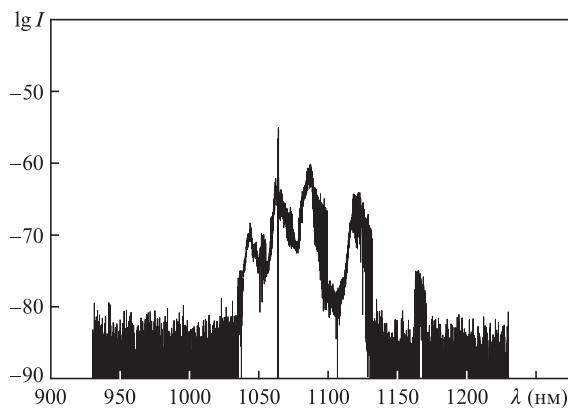


Рис.3. Спектр излучения на выходе длинного отрезка оптоволокна (а) и отрезка оптоволокна (после его укорочения) длиной 10 см (б). Мощность входного излучения $P = 10$ кВт.

$n_0 h = 2z_{R,0}$, когда перетяжка пучка находится внутри нелинейного стекла. Для нашего образца максимальный эффект достигается при радиусе перетяжки $w_0 = 8.5$ мкм.

Также следует иметь в виду, что при больших мощностях излучения в оптоволокне возникает вынужденное комбинационное рассеяние. Спектр излучения на выходе достаточно длинного отрезка оптоволокна, снятый с помощью спектроанализатора OSA YOKOGAWA 6370, показан на рис.3,а. Для того чтобы избавиться от влияния ВКР, мы укоротили длину волокна до 10 см. Спектр прошедшего излучения в этом случае показан на рис.3,б.

4. Результаты

Результаты измерений коэффициента ввода пучка в оптоволокно с помощью коллиматора с нелинейной пластинкой и без нее представлены на рис.4. Видно, что для схемы без пластинки потери на объемной оптике при вводе пучка в оптоволокно составляют около 44% и практически не зависят от мощности. После установки пластинки из-за френелевского отражения через пластинку проходит примерно 66%, а увеличение оптического пути пучка приводит к сдвигу вперед максимума ввода примерно на 0.2 мм. Вследствие этого потери на ввод возрастают, однако коэффициент ввода с ростом мощности увеличивается.

На рис.5,а приведена экспериментальная зависимость коэффициента ввода от мощности, нормированная на коэффициент ввода при малой мощности (при мощности, близкой к нулевой, большую погрешность вносят шумы). На рис.5,б представлены расчетные зависимости коэффициента ввода от мощности, нормированные на коэффициент ввода при нулевой мощности, для разных продольных смещений торца оптоволокна от положения, соответствующего максимуму ввода. Как видно из рис.5,б, расчетные кривые $T(P)$ монотонно возрастают при $x = 0.05$ и 0.1 мм и относительная амплитуда нелинейной модуляции достигает 15% при $P/P_{cr,G} \approx 0.5$, что примерно соответствует экспериментально снятому графику (см. рис.5,а) с учетом того, что $P = 16$ кВт составляет около половины расчетной критической мощности. Отметим, что экспериментальный и расчетные графики имеют различную кривизну, что может говорить о наличии начальной отстройки перетяжки пучка от центра пластинки. В целом, для лучшего сравнения расчетов с экспериментом требуется точное знание параметров экспериментальной установки.

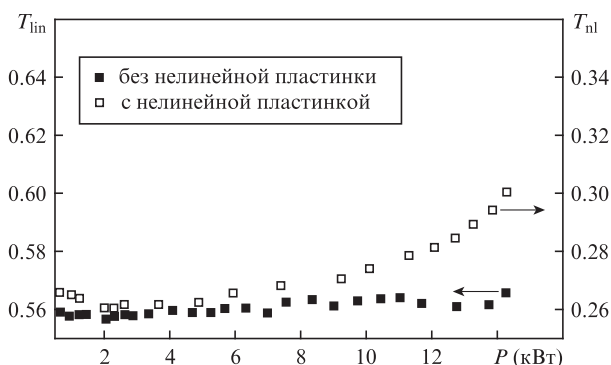


Рис.4. Зависимость коэффициента ввода в оптоволокно от мощности, подаваемой на нелинейную пластинку. Левая вертикальная ось соответствует $T_{in}(P)$ без пластинки. Правая вертикальная ось соответствует зависимости $T_{nl}(P)$ с пластинкой.

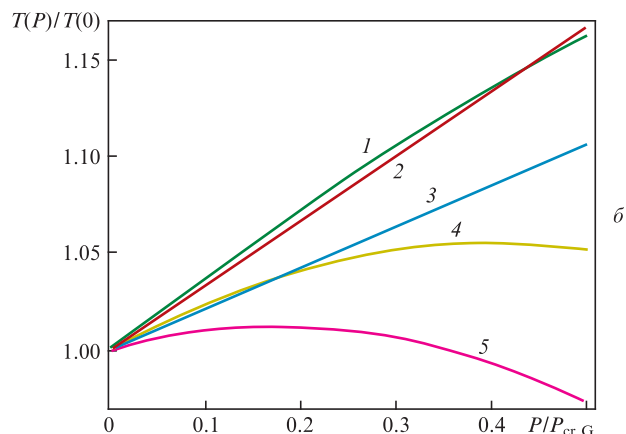
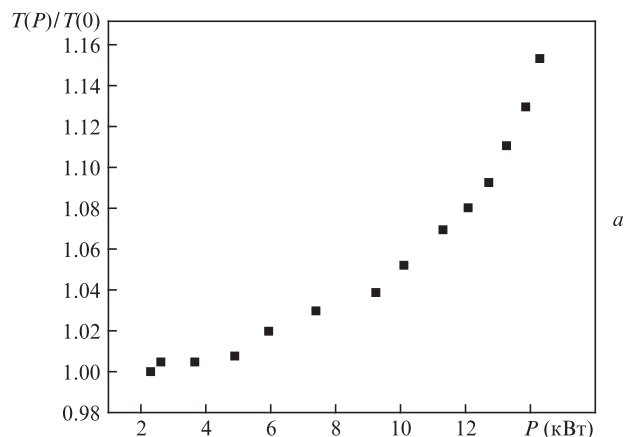


Рис.5. Экспериментальная зависимость коэффициента ввода в оптоволокно, нормированная на коэффициент ввода при малой мощности (а), и расчетные зависимости $T(P)/T(0)$ для разных значений отстройки оптоволокна $x = 0.05$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3), 0.3 (4) и 0.4 мм (5) (б).

5. Заключение

Таким образом, расчет и эксперимент удовлетворительно согласуются между собой. Качественно совпадают поведение коэффициента ввода с увеличением мощности и его рост на 15% при мощности 16 кВт, равной половине критической мощности. Полученные результаты демонстрируют возможность создания волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод с помощью нелинейного коллиматора на основе керровской линзы. Отметим, что это наиболее простой вариант применения керровской линзы в лазере на основе обычного одномодового волокна. Его относительным недостатком является необходимость использования объемной оптики в схеме резонатора. В литературе теоретически рассмотрены и полностью волоконные варианты лазера с керровской линзой (см., напр., [12]), однако в этом случае необходимо иметь активный световод сложной конструкции.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 14-22-00118).

Приложение. Расчет нелинейного коллиматора

В стекле с керровской нелинейностью диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от амплитуды электрического поля $E = U(r, z) \exp(i\omega t - inkz)$ как [13]

$$\varepsilon = (n + n_2 I)^2 \approx n^2 + 2nn_2 |U|^2. \quad (\text{П1})$$

Тогда поведение излучения в нелинейной среде описывается следующим уравнением:

$$\Delta_{\perp} U - 2inkU_z + \frac{4\pi}{P_{\text{cr,G}}} |U|^2 U = 0, \quad (\text{П2})$$

где согласно [11] $P_{\text{cr,G}} = \lambda^2/(2\pi n_2)$ – критическая мощность, при которой по теореме Таланова [13] эффект самфокусировки становится сильнее дифракционного расплывания гауссова пучка. Пусть на нелинейную пластинку падает гауссов пучок вида

$$U_0 = A \exp\left(-\frac{ik}{2q_0} r^2\right) \exp(-iF_0), \quad (\text{П3})$$

где k – волновой вектор в вакууме; F_0 – вещественная фаза; $q = z_0 + iz_{\text{R},0}$; z_0 – положение перетяжки пучка с обратным знаком; $z_{\text{R},0} = kW_0^2/2$ – рэлеевская длина пучка в вакууме; w_0 – радиус моды в перетяжке.

Решение будем искать в виде

$$U = A \exp\left(-\frac{ink}{2q(z)} r^2\right) \exp(-iF(z)),$$

после чего уравнение (2) принимает вид

$$-\frac{2ink}{q} - r^2 \frac{n^2 k^2}{q^2} + r^2 \frac{n^2 k^2}{q^2} q' - 2n^2 k F' + \frac{4\pi}{P_{\text{cr,G}}} |U|^2 = 0. \quad (\text{П4})$$

Будем рассматривать задачу при мощностях меньше критической $P_{\text{cr,G}}$, тогда можно воспользоваться методом последовательных приближений. Устремив $P_{\text{cr,G}}$ к бесконечности и разделив члены при r^0 и r^2 , получим линейное приближение

$$q_{\text{lin}}(z) = z - z_0 + nq_0, \quad (\text{П5.1})$$

$$F_{\text{lin}}(z) = -i \ln\left(\frac{q_{\text{lin}}}{nq_0}\right) + F_0. \quad (\text{П5.2})$$

Теперь подставим вместо $|U|^2$ линейное решение и заменим его параболой по r с равной площадью и высотой

$$|U|^2 \approx |U_{\text{lin}}|^2 \Rightarrow A^2 \left(1 - \frac{nk \operatorname{Im} q_{\text{lin}}}{2|q_{\text{lin}}|^2} r^2\right) \frac{|nq_0|^2}{|q_{\text{lin}}|^2}. \quad (\text{П6})$$

В этом случае уравнение (П4) принимает следующий вид:

$$-\frac{2ink}{q} - r^2 \frac{n^2 k^2}{q^2} + r^2 \frac{n^2 k^2}{q^2} q' - 2n^2 k F' + \frac{4\pi}{P_{\text{cr,G}}} A^2 \left(1 - \frac{nk \operatorname{Im} q_{\text{lin}}}{2|q_{\text{lin}}|^2} r^2\right) \frac{|nq_0|^2}{|q_{\text{lin}}|^2} = 0. \quad (\text{П7})$$

Здесь также можно разделить члены при r^0 и r^2 , т.е. пучок остается гауссовым, но с нелинейной поправкой к q :

$$-\frac{k}{q^2} + \frac{k}{q^2} q' - \frac{2\pi}{P_{\text{cr,G}}} A^2 \frac{n \operatorname{Im} q_{\text{lin}} |q_0|^2}{|q_{\text{lin}}|^4} = 0, \quad (\text{П8})$$

$$-\frac{2ink}{q} - 2n^2 k F' + \frac{4\pi}{P_{\text{cr,G}}} A^2 \frac{|nq_0|^2}{|q_{\text{lin}}|^2} = 0. \quad (\text{П9})$$

Оставим только первое уравнение, так как второе содержит только фазу и нормировку на мощность. Выразим A^2 через мощность P :

$$P = \int_0^{\infty} |U_0|^2 2\pi r dr = \pi A^2 \frac{|q_0|^2}{kz_{\text{R},0}}, \quad (\text{П10})$$

$$A^2 = \frac{Pkz_{\text{R},0}}{\pi |q_0|^2}. \quad (\text{П11})$$

Тогда уравнение (П8) принимает вид

$$q' = 1 + \frac{2P}{P_{\text{cr,G}}} \frac{n^2 z_{\text{R},0}^2}{|q_{\text{lin}}|^4} q^2 \approx 1 + \frac{2P}{P_{\text{cr,G}}} \frac{n^2 z_{\text{R},0}^2}{(q_{\text{lin}}^*)^2}. \quad (\text{П12})$$

Отсюда получаем

$$q = q_{\text{lin}} - \frac{2P}{P_{\text{cr,G}}} n^2 z_{\text{R},0}^2 \left(\frac{1}{q_{\text{lin}}^*} - \frac{1}{nq_0^*}\right) = q_{\text{lin}} + \frac{2P}{P_{\text{cr,G}}} \frac{nz_{\text{R},0}^2}{|q_0|^2} \frac{(z - z_0)q_0}{q_{\text{lin}}^*}, \quad (\text{П13})$$

так что после слоя толщиной h с наружной стороны границы

$$q = \frac{h}{n} + q_0 + 2 \frac{P}{P_{\text{cr,G}}} \frac{z_{\text{R},0}^2}{|q_0|^2} \frac{(h/n)q_0}{(h/n + q_0^*)}. \quad (\text{П14})$$

Сразу заметим, что нелинейная поправка будет вещественной, если $z_0 = -h/(2n)$, т.е. тогда, когда в линейном случае положение перетяжки находится точно посередине пластинки.

В случае вещественной добавки

$$q = (z - z_0 - h) + \frac{h}{n} - 2 \frac{P}{P_{\text{cr,G}}} \frac{z_{\text{R},0}^2}{|q_0|^2} \frac{h}{n} + iz_{\text{R},0} \quad (\text{П15})$$

и изменяется только положение перетяжки гауссова пучка (она будет сдвигаться вперед, как показано на рис.1).

Отстройка внутри стекла

$$\Delta(P, z_{\text{R},0}) = 2 \frac{P}{P_{\text{cr,G}}} h \frac{z_{\text{R},0}^2}{h^2/2n + z_{\text{R},0}^2}, \quad (\text{П16})$$

а после стекла смещение равно Δ/n .

Пусть пучок проходит через нелинейную пластинку, а дальше двумя линзами фокусируется в оптоволокно (см. рис.1), и допустим, что перетяжка при малой мощности излучения находится посередине пластинки. Линза с фокусным расстоянием f преобразует параметр гауссова пучка q следующим образом [14]:

$$\frac{1}{q_1 + a} - \frac{1}{f} = \frac{1}{q_2 - b}. \quad (\text{П17})$$

Если q_1 имеет вид

$$q_1 = \frac{h}{n} - \frac{\Delta(P, z_{\text{R},0})}{n} + iz_{\text{R},0}, \quad (\text{П18})$$

тогда действительная часть q_1 может быть интерпретирована как изменение величины a :

$$\frac{1}{iz_{R,0} + a + (h/n)(\Delta(P, z_{R,0})/n)} - \frac{1}{f} = \frac{1}{q^2 - b}. \quad (\text{П19})$$

Пусть

$$\gamma = a + \frac{h}{n} - \frac{\Delta(P, z_{R,0})}{n}. \quad (\text{П20})$$

Тогда параметры пучка до входа в оптоволокно имеют следующий вид. Мнимая часть q

$$\begin{aligned} \text{Im } q &= Z_{R,\text{new}}(\gamma, b, z_{R,0}) \\ &= \frac{z_{R,0} f_1^2 f_2^2}{[\gamma(\gamma - f_2^2) - f_1(\gamma + b - f_1)]^2 + z_{R,0}^2(-b + f_1 + f_2)^2}, \end{aligned} \quad (\text{П21})$$

а действительная часть

$$\begin{aligned} \text{Re } q &= d_{\text{new}}(\gamma, b, z_{R,0}) \\ &= \frac{f_2[-b(\gamma^2 + z_{R,0}^2)(b - f_2) - f_1^2((\gamma + b)^2 + z_{R,0}^2 - (\gamma + b)f_2)]}{[\gamma(\gamma - f_2^2) - f_1(\gamma + b - f_1)]^2 + z_{R,0}^2(-b + f_1 + f_2)^2} \\ &+ \frac{f_2 f_1 [2b(\gamma^2 + 2\gamma b + z_{R,0}^2) - (\gamma^2 + 2\gamma b + z_{R,0}^2)f_2]}{[\gamma(\gamma - f_2^2) - f_1(\gamma + b - f_1)]^2 + z_{R,0}^2(-b + f_1 + f_2)^2}. \end{aligned} \quad (\text{П22})$$

Рассчитаем интеграл перекрытия поля вводимого излучения U с полем моды, выходящей из оптоволокна, которая аппроксимируется гауссовым профилем:

$$U_f = B \exp\left(-\frac{kr^2}{2z_{R,i}}\right), \quad (\text{П23})$$

где $z_{R,i}$ – параметр пучка, выходящего из оптоволокна. Тогда интеграл перекрытия $I = \langle U|U_f\rangle^2 / [\langle U|U\rangle \langle U_f|U_f\rangle]$ принимает вид

$$I(\gamma, b, z_{R,0}, x) = \frac{4z_{R,i}Z_{R,\text{new}}(\gamma, b, z_{R,0})}{(x + d_{\text{new}}(\gamma, b, z_{R,0}))^2 + (z_{R,i} + Z_{R,\text{new}}(\gamma, b, z_{R,0}))^2}, \quad (\text{П24})$$

где x – отстройка оптоволокна от положения, соответствующего максимуму коэффициента ввода.

Величину $z_{R,0}$ можно найти из измеренного при малой мощности коэффициента ввода T_{meas} , решив уравнение

$$I\left(a + \frac{h}{n}, b, z_{R,0}, 0\right) = T_{\text{meas}}. \quad (\text{П25})$$

В итоге, в эксперименте мы будем иметь коэффициент ввода, прямо пропорциональный интегралу перекрытия

$$I\left(a + \frac{h}{n} - \frac{\Delta(P, z_{R,0})}{n}, b, z_{R,0}, x\right). \quad (\text{П26})$$

1. Osellame R., Cerullo G., Ramponi R. *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials* (Springer Science & Business Media, 2012).
2. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 95 (2001)].
3. Keller U. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2**, 435 (1996).
4. Zhang M. et al. *Opt. Lett.*, **36**, 3984 (2011).
5. Sotor J. et al. *Opt. Express*, **22**, 5536 (2014).
6. Fermann M.E. et al. *Opt. Lett.*, **18**, 894 (1993).
7. Morgner U. et al. *Opt. Lett.*, **24**, 411 (1999).
8. Wang L. et al. *Opt. Commun.*, **383**, 292 (2016).
9. Wang L. et al. *Opt. Commun.*, **383**, 386 (2017).
10. Smektala F. et al. *J. Non-Crystal. Solids*, **239**, 139 (1998).
11. Turitsyn S.K. et al. *Opt. Express*, **15**, 14750 (2007).
12. Kalosha V.P., Liang Chen, Xiaoyi Bao. *Proc. SPIE*, **7099**, 70990S (2008).
13. Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 6 (1970).
14. Ярив А. *Введение в оптическую электронику* (М.: Высшая школа, 1983).