

Самогетеродинамирование обратнорассеянного излучения в одномодовом волоконном эрбиевом лазере для задач доплеровской спектроскопии и измерения скоростей

А.К.Дмитриев, А.Н.Коновалов, В.А.Ульянов

Экспериментально исследован эффект самогетеродинамирования в одномодовом многочастотном волоконном эрбиевом лазере при попадании в его резонатор обратнорассеянного излучения от внешнего движущегося объекта. Для устранения возникающих хаотических пульсаций лазера предложен метод подавления обратнорассеянного сигнала с использованием для доставки излучения многомодового волокна. Установлено, что многочастотный режим генерации лазера приводит к сильным флуктуациям амплитуды регистрируемого доплеровского сигнала, а также к немонотонной зависимости амплитуды от расстояния до рассеивающего объекта. Несмотря на данные особенности, сигнал самогетеродинамирования регистрировался с высоким (более 10^2) отношением сигнал/шум при рассеянии излучения вращающимся диском, а доплеровский сдвиг частоты, определяемый как центр тяжести спектра, обладал высокой (0.15%) стабильностью и линейностью по отношению к скорости вращения. Показано, что эффект самогетеродинамирования в волоконных лазерах данного типа может быть использован для определения скоростей движения рассеивающих объектов, а также в задачах доплеровской спектроскопии для контроля процессов лазерного испарения материалов и биотканей.

Ключевые слова: волоконные лазеры, эффект самогетеродинамирования, автодинный эффект, доплеровская спектроскопия.

1. Введение

Известно, что обратнорассеянное (обратноотражённое) излучение от внешнего движущегося объекта инициирует в лазерах эффект самогетеродинамирования, или автодинный эффект, проявляющийся в модуляции лазерного излучения. В ряде случаев этот эффект относят к разряду «паразитных» явлений, поскольку нарушается стабильная работа лазерного источника. При слабых возмущениях, вносимых обратным сигналом, данный эффект может быть использован для получения информации о внешнем движущемся объекте: в задачах по измерению скоростей [1], для регистрации малых колебаний [2], при определении расстояний [3], при исследовании лазероиндуцированных процессов массопереноса методами доплеровской спектроскопии [4]. Этот эффект используется при создании лазерных хирургических систем с обратной связью, в которых осуществляется оперативный и бесконтактный контроль процесса лазерного испарения биотканей [5]. Эффект самогетеродинамирования наблюдался и исследовался в лазерах разного типа: полупроводниковых [6], газовых [1, 7], твердотельных (Nd:YAG) [8] и др.

За последние 10–15 лет область применения волоконных лазеров существенно расширилась, они стали широко использоваться в обработке материалов и лазерной медицине благодаря высоким (вплоть до киловаттного уровня) выходным мощностям при высоком качестве лазерного пучка [9, 10]. Волоконные лазеры начинают применяться для задач измерения скоростей и для доплеров-

ской спектроскопии (с использованием схемы оптического гетеродинамирования) [11]. Для этого, как правило, служат одномодовые одночастотные волоконные лазеры малой мощности (до 1 Вт). Использование волоконных лазеров для измерения скоростей и для доплеровской спектроскопии по схеме самогетеродинамирования освещено в известных публикациях крайне слабо [12, 13]. Вместе с тем применение этого эффекта в волоконных лазерах может открыть значительные возможности в ряде прикладных задач, поскольку схема самогетеродинамирования, или, как её ещё называют, автодинный приём, гораздо проще и не требует внесения дополнительных оптических элементов и создания специальной оптической схемы. В частности, интерес представляет использование этого эффекта для оперативного контроля процессов лазерной обработки материалов, а также для создания канала обратной связи в лазерных хирургических установках, аналогично тому, как это было осуществлено применительно к CO₂-лазерам [4, 5].

Однако волоконным лазерам присущ ряд особенностей, которые значительно влияют на возможность применения автодинного эффекта. Во-первых, это высокая чувствительность к обратнорассеянному излучению, что может приводить к сбою генерации лазера. В ряде случаев для устранения этого паразитного эффекта используют фарадеевские изоляторы, блокирующие обратноотражённый сигнал. Во-вторых, такие лазеры принципиально являются многочастотными, поскольку при широкой спектральной полосе усиления активной среды имеют большую длину резонатора (2–10 м), что создаёт условия для генерации на многих продольных модах. В-третьих, для реализации измерений методом автодинного приёма обратнорассеянного излучения немаловажным фактором являются амплитудные шумы лазера, их величина и спектральный диапазон. В связи с этими особенностями встает вопрос о принципиальной возможности применения

А.К.Дмитриев, А.Н.Коновалов, В.А.Ульянов. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2; e-mail: vaul595@mail.ru

Поступила в редакцию 20 сентября 2013 г., после доработки – 5 декабря 2013 г.

эффекта самогетеродинамирования в волоконных лазерах в прикладных задачах.

Целью настоящей работы является исследование эффекта самогетеродинамирования в одномодовом многочастотном волоконном эрбиевом лазере и анализ возможности его использования в задачах измерения скоростей и доплеровской спектроскопии.

2. Эксперимент

Использовался одномодовый многочастотный волоконный эрбиевый лазер (НТО «ИРЭ-Полус») с длиной волны 1.54 мкм и мощностью до 5 Вт. Дистальная часть волокна имеет коллиматор, формирующий плоскопараллельный пучок диаметром 2 мм. В лазер был встроены волоконный Y-ответвитель, который позволял часть выходного излучения подавать на фотоприёмник для исследования шумовых характеристик лазера и регистрации сигнала биений, возникающего в результате эффекта самогетеродинамирования. Ослабление ответвителя составляло 40 дБ. Сигнал с фотоприёмника после усиления подавался на АЦП, сопряжённый с компьютером, для записи и последующего анализа регистрируемого сигнала (рис.1).

В экспериментах измерялись амплитудные шумы, долговременная стабильность, а также оптический спектр генерируемого лазером излучения. Долговременная стабильность выходной мощности излучения, измеренная в течение 10 мин непрерывной работы, была $\pm 5\%$ от среднего её значения, при этом амплитудные шумы в диапазоне частот 1 кГц–1 МГц составляли $\pm 0.15\%$. На рис.2 и 3 показаны спектры амплитудных шумов лазера при различных мощностях и три реализации оптического спектра генерации, измеренные с помощью спектроанализатора OSA AQ6330 ANDO. Ширина спектра составила 0.5 нм. Отметим, что центральная частота и ширина спектра не зависели существенно от выходной мощности, а сама форма спектра была нестабильна и флуктуировала.

Для исследования эффекта самогетеродинамирования в волоконном лазере в качестве источника обратнорассеянного излучения использовался вращающийся диск. Установлено, что лазер весьма чувствителен к обратнорассеянному сигналу. При рассеянии излучения поверхностью неподвижного диска или при малых скоростях его вращения лазер переходил в пульсирующий, хаотический режим генерации со 100%-ной модуляцией. При больших скоростях и дополнительном ослаблении выходного лазерного пучка наблюдался доплеровский сигнал с достаточно высоким отношением сигнал/шум. На рис.4 приве-

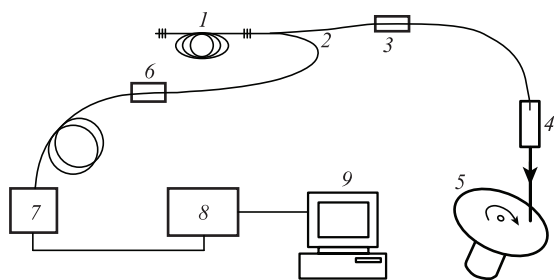


Рис.1. Схема эксперимента по исследованию эффекта самогетеродинамирования в одномодовом многочастотном волоконном эрбиевом лазере:

1 – лазер; 2 – Y-разветвитель; 3, 6 – оптоволоконный разъём; 4 – коллиматор; 5 – вращающийся диск; 7 – фотоприёмник; 8 – АЦП; 9 – компьютер.

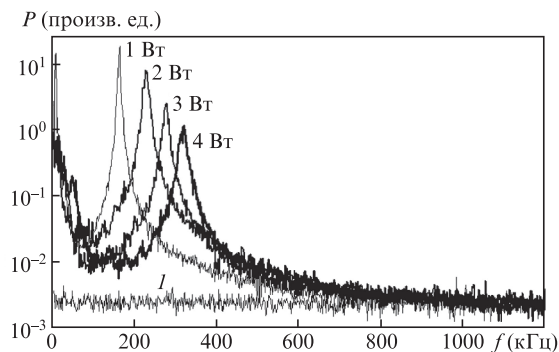


Рис.2. Спектры мощности амплитудных шумов волоконного одномодового эрбиевого лазера при различных мощностях излучения, а также шум, регистрируемый при выключенном лазере (1).

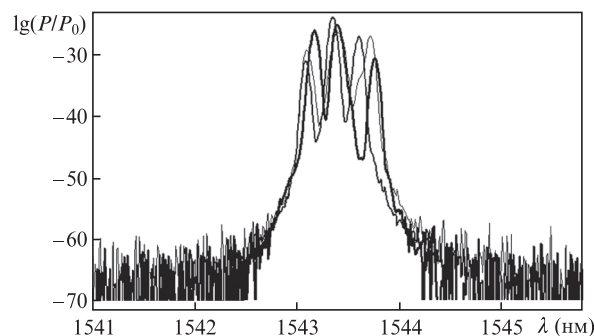


Рис.3. Оптические спектры излучения волоконного одномодового эрбиевого лазера при выходной мощности 2 Вт.

дён типичный спектр автодинного сигнала в этих условиях эксперимента.

Такое поведение лазера обусловлено резонансным характером его чувствительности к обратнорассеянному излучению, что типично для лазеров класса В [14, 15], имеющих релаксационные колебания (см. ниже). Высокая чувствительность волоконного лазера в резонансе приводит к сбою стационарной генерации, когда доплеровский сдвиг частоты попадает в полосу резонанса. Для устранения хаотических пульсаций было опробовано два метода ослабления обратнорассеянного излучения. В первом использовался стандартный фарадеевский изолятор, позволяющий ослаблять излучение на 40 дБ. Несмотря на это ослабление, автодинный сигнал регистрировался. Спектр

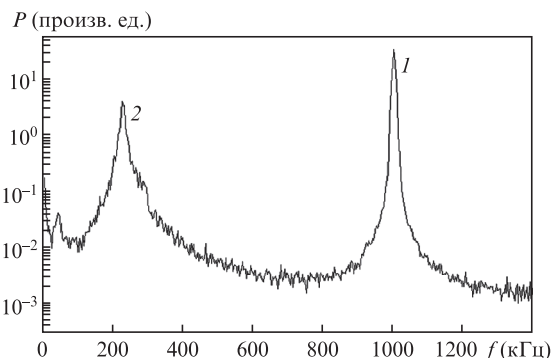


Рис.4. Спектр мощности автодинного сигнала, возникающего в лазере при рассеянии излучения вращающимся диском:

1 – автодинный сигнал, возникающий вследствие самогетеродинамирования сдвинутого по частоте обратнорассеянного излучения с основным излучением лазера; 2 – шумы лазерного излучения в области резонанса.

сигнала аналогичен показанному на рис.4, но его отношение сигнал/шум ниже. Поскольку стандартные фарадеевские изоляторы имеют большой коэффициент ослабления, был предложен и испытан второй метод ослабления обратнорассеянного излучения, основанный на использовании многомодового волокна для доставки излучения до объекта [16]. В этом случае основное излучение, которое подводится к объекту, имеет малые потери, тогда как рассеянное излучение, попадающее обратно в резонатор лазера, сильно ослабляется за счёт того, что только малая доля обратного сигнала, выходящего из многомодового волокна, попадает в одномодовое волокно лазера. Преимуществом такого метода ослабления обратного сигнала является его простота и возможность легко изменять уровень ослабления в зависимости от начального уровня обратного рассеяния объекта.

На рис.5 показан спектр мощности автодинного сигнала при рассеянии вращающимся диском в случае ослабления многомодовым волокном, который сильно уширен по сравнению со спектром, получаемым без ослабления или при использовании фарадеевского изолятора. Уширение обусловлено тем, что выходящий из многомодового волокна пучок имеет большую расходимость, поэтому приёмная угловая апертура становится значительно больше, чем в случае параллельного пучка, выходящего из коллиматора. Это приводит к тому, что регистрируется рассеянное излучение, направленное под разными углами относительно вектора скорости поверхности диска.

Установлено, что эти два метода ослабления позволяют регистрировать сигнал от вращающегося диска во всём диапазоне частот, включая узкую полосу резонанса, без сбоя генерации. Несмотря на сильное ослабление, отношение сигнал/шум достаточно высокое, чтобы регистрировать сигнал от вращающегося диска в диапазоне доплеровских сдвигов частот до 1.5 МГц, соответствующем скоростям до 1 м/с. Следует отметить, что при необходимости измерения больших скоростей этот диапазон можно заметно увеличить. Достаточно обойтись без ослабления обратнорассеянного сигнала, тогда чувствительность возрастёт примерно на четыре порядка и, следовательно, расширится диапазон частот принимаемого сигнала.

Установлено, что амплитуда регистрируемого автодинного сигнала сильно флуктуирует (амплитуда сигнала изменялась более чем в 10 раз) (рис.6). Наблюдаемые

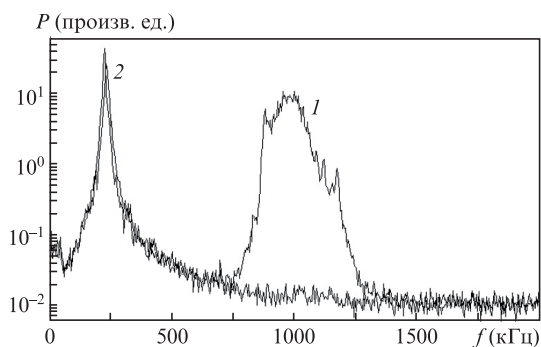


Рис.5. Спектр мощности автодинного сигнала, возникающего в лазере при рассеянии излучения вращающимся диском и доставке излучения многомодовым волокном:

1 – автодинный сигнал, возникающий вследствие самогетеродинамирования сдвинутого по частоте обратнорассеянного излучения с основным излучением лазера; 2 – шумы лазерного излучения в области резонанса.

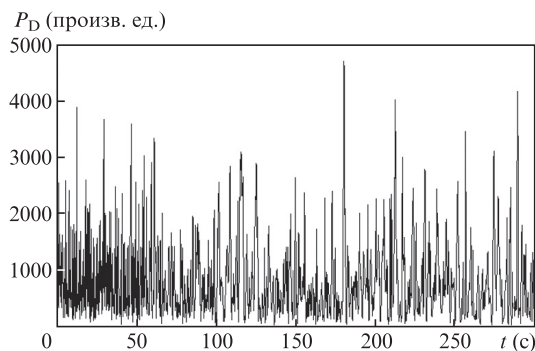


Рис.6. Временное поведение мощности автодинного сигнала, возникающего в лазере при рассеянии вращающимся диском.

флуктуации мощности доплеровского сигнала имели явную нестационарную природу. Частота флуктуаций сразу после включения лазера составляла десятки герц и по мере работы лазера падала, после 2 мин непрерывной работы достигая долей герца. На рис.7 представлена динамика средневзвешенной частоты автодинного сигнала \bar{f}_D (рассчитана в частотном диапазоне 500–1500 кГц) при рассеянии вращающимся диском. Видно, что измеряемая таким образом частота достаточно стабильна, несмотря на сильные флуктуации амплитуды доплеровского сигнала (рис.6). Среднеквадратичное отклонение средневзвешенной частоты от среднего значения составляло 1 кГц, что соответствует точности измерения доплеровского сдвига частоты при рассеянии вращающимся диском 0.1%.

Известно, что доплеровский сдвиг частоты f_D , определяемый методом оптического гетеродинамирования [11], и линейная скорость перемещения v рассеивающего объекта в направлении вдоль оси зондирования связаны формулой: $f_D = 2v/\lambda$, где λ – длина волны излучения. На этом соотношении основаны классические методы измерения скорости. В наших экспериментах доплеровский сдвиг частоты определялся по частоте биений лазерного излучения. В отличие от оптического гетеродинамирования этот сигнал формируется в результате влияния обратнорассеянного излучения на процесс генерации лазера. В связи с этим представляет интерес установить, насколько наблюдаемая в экспериментах частота линейна относительно скорости вращения диска. Для этого была получена зависимость доплеровского сдвига частоты от частоты вращения диска (рис.8). При этом в качестве рассеивателя использовался диск с 64 прорезями, со встроенным светодиодом и фотодетектором, который регистрировал оптический сигнал, поступающий со светодиода. Частота вращения диска $f_{rot} = f_s/64$, где f_s – частота сигнала с фотодетектора. Погрешность определения f_{rot} составляла 0.2%. Из зависимости $f_D(f_{rot})$ методом наименьших квадратов была найдена аппроксимационная линейная зависимость.

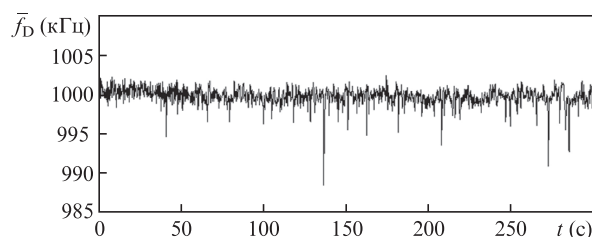


Рис.7. Динамика средневзвешенной частоты автодинного сигнала, возникающего в лазере при рассеянии вращающимся диском.

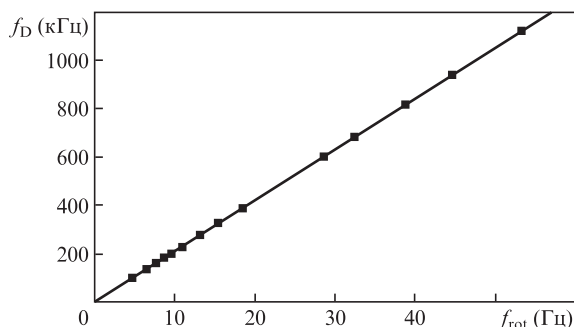


Рис.8. Зависимость доплеровского сдвига частоты (центр тяжести спектра автодинного сигнала) от частоты вращения диска: точки — эксперимент; прямая — линейная зависимость, полученная аппроксимацией методом наименьших квадратов.

При этом отличие измеренных значений f_D от значений аппроксимационной зависимости не более 0.3%.

Измерена средняя мощность (время усреднения 1 мин) автодинного сигнала в зависимости от расстояния от коллиматора до поверхности вращающегося диска l_d (рис.9). При этом фокусировка не производилась и, следовательно, уровень обратного рассеяния должен падать квадратично с расстоянием. Это должно приводить к такой же квадратичной зависимости мощности автодинного сигнала, поскольку мощность сигнала в случае линейного режима автодинного приёма пропорциональна мощности обратнорассеянного излучения [15]. Как видно из рис.9, зависимость эта явно не монотонная и имеет максимум при $l_d \approx 45$ см.

3. Обсуждение результатов

Самогетеродинирование вызывается двумя процессами: смешением обратнорассеянного излучения с основным генерируемым излучением и усилением попавшего в резонатор лазера излучения. Усиление излучения обуславливает зависимость амплитуды формируемого автодинного сигнала от доплеровского сдвига частоты обратнорассеянного излучения — амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) автодинного приёма. Для лазеров класса В такая зависимость носит резонансный характер с максимумом на релаксационной частоте лазера [14, 15]. Причём чувствительность таких лазеров к обратнорассеянному

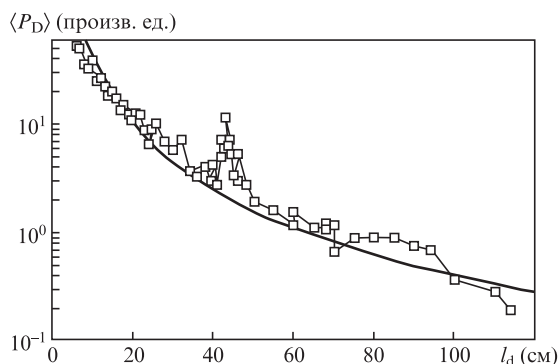


Рис.9. Зависимость средней мощности (время усреднения 1 мин) автодинного сигнала от расстояния между коллиматором и поверхностью вращающегося диска: точки — эксперимент, кривая — обратноквадратичная зависимость $4000/l_d^2$. Доплеровский сдвиг частоты $f_D = 250$ кГц.

излучению в области резонанса может значительно превышать чувствительность, реализующуюся при обычном гетеродинировании. Автодинное усиление, которое характеризует отношение амплитуд автодинного и гетеродинного сигналов при одинаковых условиях, может достигать 100 и более [15]. Этот факт объясняет сильную чувствительность волоконного лазера к обратнорассеянному излучению.

Поскольку используемый лазер был многочастотным, то это определяет ряд дополнительных особенностей эффекта самогетеродинирования, которые наблюдались в экспериментах. Начнем с сильных флуктуаций автодинного сигнала (рис.6). Вообще говоря, флуктуации доплеровского сигнала при рассеянии от поверхности вращающегося диска — обычное явление, которое, как правило, обусловлено неоднородностью диска, вследствие чего обратнорассеянное излучение формирует пространственную спекл-структуру, изменяющуюся при вращении диска. Однако наблюдавшиеся в эксперименте флуктуации нельзя объяснить возникновением спекл-структуры. Во-первых, флуктуации доплеровского сигнала, вызванные спекл-структурой обратнорассеянного излучения, должны быть значительно меньше среднего уровня мощности сигнала, поскольку средний размер спеклов намного меньше приёмной апертуры ($D = 2$ мм). Действительно, средний размер спеклов ϵ на выходе коллиматора можно оценить по следующей формуле [17]:

$$\epsilon \approx 3\lambda l_d / D \approx 0.2 \text{ мм}, \quad (1)$$

где расстояние от коллиматора до поверхности вращающегося диска $l_d = 10$ см. Во-вторых, такие флуктуации должны носить хаотический стационарный характер, тогда как в экспериментах их частота менялась от десятков до долей герц после нескольких минут непрерывной работы лазера. Таким образом, наблюдавшиеся флуктуации мощности доплеровского сигнала, регистрируемого методом самогетеродинирования, обусловлены внутренней динамикой многочастотного волоконного лазера.

Второй особенностью является немонотонная зависимость мощности автодинного сигнала от расстояния до поверхности вращающегося диска (рис.9).

Можно показать, что два эти фактора в поведении автодинного сигнала в волоконном лазере обусловлены особенностями интерференции многочастотного лазерного излучения. Мощность сигнала, выделяемого на фотоприёмнике (не учитывая АЧХ автодинного приёма) при смешении основного и рассеянного излучения, запишем как

$$P = S \left\langle \left| \sum_j E_j \exp[-i(\omega_0 + j\delta)t] + \beta \sum_m E_m \exp[-i(\omega_0 + m\delta)(t - \frac{z}{c})] \right|^2 \right\rangle, \quad (2)$$

где S — параметр, зависящий от чувствительности фотодетектора; $E_{j(m)}$ — амплитуда электрического поля j -й (m -й) продольной моды; β — амплитудный коэффициент обратного рассеяния; δ — частотное расстояние между продольными модами; c — скорость света; $z = 2l_d$ — разность хода между основным и обратнорассеянным от объекта излучением; ω_0 — центральная оптическая частота лазерного излучения; усреднение в (2) производится за

времена, значительно большие периода оптических колебаний $2\pi/\omega_0$ и периода межмодовых биений $2\pi/\delta$.

Из (2) получим мощность выделяемого доплеровского сигнала (переменную составляющую) в виде

$$P_D = 2S \left\langle \operatorname{Re} \left(\beta \sum_j E_j \exp(-i(\omega_0 + j\delta)t) \times \sum_m E_m^* \exp[i(\omega_0 + m\delta)(t - \frac{z}{c})] \right) \right\rangle \\ = 2S\beta \operatorname{Re} \left[\exp(-i\omega_0 \frac{z}{c}) \sum_j |E_j|^2 \exp(-ij\delta \frac{z}{c}) \right]. \quad (3)$$

В (3) учтено, что члены, сформированные произведением $E_j E_m$ при $j \neq m$, дают ноль при усреднении за время, значительно большее, чем время межмодовых биений. Первый член в произведении окончательного выражения в (3) формирует биения на доплеровской частоте при движении объекта со скоростью v , т.е. при $z = 2(l_d + vt)$. Второй член определяет амплитуду этого доплеровского сигнала, которая является функцией расстояния z , но, по сравнению с первым членом, более медленной, поскольку $j\delta \ll \Delta\omega = \delta n_0 \ll \omega_0$, где $\Delta\omega$ – ширина спектра лазерного излучения, а n_0 – количество генерируемых продольных мод. Таким образом, второй член формирует зависимость амплитуды доплеровского сигнала от расстояния до объекта l_d . Причём эта зависимость периодическая и период её $l_0 = L$, где L – длина резонатора.

При $l_d = nl_0$, где $n = 0, 1, 2, 3 \dots$ будут формироваться максимумы сигнала, поскольку все интерферирующие продольные моды будут иметь сдвиг фаз 2π . Этот факт объясняет немонокотный спад мощности автодинного сигнала от расстояния до поверхности диска. По всей видимости, максимум при $l_d \approx 45$ см связан с первым максимумом ($n = 1$) в данной периодической зависимости.

Из (3) также следует, что формируемый сигнал смешения многочастотного лазерного излучения может дополнительно флуктуировать по амплитуде. Действительно, во втором члене (3), который определяет амплитуду доплеровского сигнала, содержится интенсивность ($|E_j|^2$) каждой продольной моды. В случае нестабильности формы спектра лазерного излучения, как это нами наблюдалось (рис.3), интенсивность каждой моды имеет временную зависимость $|E_j(t)|^2$, что в итоге и приводит к модуляции амплитуды доплеровского сигнала. Следует отметить, что многочастотный режим волоконного лазера, исходя из (3), влияет только на амплитуду наблюдаемого сигнала, тогда как сам доплеровский сдвиг при этом стабилен и определяется как $2\omega_0 v/c$. Этот факт – высокая стабильность ($\sim 0.1\%$) средневзвешенной частоты спектра автодинного сигнала – нами наблюдался экспериментально. Линейная зависимость (рис.8) также свидетельствует о том, что самогетеродинирование в волоконном многочастотном лазере не вносит каких-либо искажений в измеряемый доплеровский сдвиг частоты.

Несмотря на перечисленные особенности эффекта самогетеродинирования, на низкую когерентность и экстремальную чувствительность волоконного эрбиевого лазера к обратнорассеянному излучению, можно утверждать, что лазеры подобного типа могут быть использованы в задачах измерения скоростей движения объектов методом автодинного приёма обратнорассеянного излучения. К тому же подобные лазеры имеют относительно высокую выходную мощность, что открывает перспекти-

вы использования эффекта самогетеродинирования в лазерной хирургии для бесконтактного оперативного контроля процесса деструкции биотканей, аналогично тому, как это было реализовано для CO_2 -лазеров [4,15]. В этих приложениях ключевую роль играет не амплитуда автодинного сигнала, а его спектр, который определяет скорость движения рассеивающего объекта или процессы массопереноса, развивающиеся в области лазерного воздействия на поглощающую среду.

4. Выводы

Исследован эффект самогетеродинирования в одномодовом многочастотном волоконном эрбиевом лазере с точки зрения его использования в задачах измерения скоростей и доплеровской спектроскопии. Для устранения эффекта хаотических пульсаций волоконного лазера предложен метод подавления обратнорассеянного излучения на основе использования для доставки излучения многомодового волокна. Этот метод позволяет выбрать такой режим, при котором не возникает срыва стационарной генерации лазера, но который в то же время позволяет наблюдать доплеровский сигнал самогетеродинирования с высоким отношением сигнал/шум.

Установлено, что многочастотный режим используемого лазера приводит к сильным флуктуациям регистрируемого доплеровского сигнала, а также к немонокотной зависимости его амплитуды от расстояния до рассеивающего объекта. Несмотря на данные особенности, сигнал регистрируется с высоким отношением сигнал/шум, а доплеровский сдвиг частоты, определяемый как центр тяжести его спектра, обладает высокой стабильностью (0.1%) и линейностью (0.3%) относительно скорости вращения диска. Таким образом, в условиях наших экспериментов погрешность измерения скорости составляла 0.3% .

Это позволяет сделать заключение о возможности применения эффекта самогетеродинирования в лазерах данного типа для измерения скоростей движения объектов и для оперативного контроля процессов лазероиндуцированного массопереноса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-08-01095-а и 13-08-12121 офи_м).

- Choi J.W., Yu M.J., Kopica M. *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum.*, **5240**, 230 (2004).
- Scalise L., Paone N. *Opt. Lasers Eng.*, **38**, 173 (2002).
- Koganov G.A., Shuker R., Gordov E.P. *Appl. Opt.*, **44**, 3105 (2005).
- Гордиенко В.М., Дмитриев А.К., Коновалов А.Н. и др. *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*, № 3, 14 (2002).
- Варев Г.А., Гейниц А.В., Дмитриев А.К., Коновалов А.Н. и др. *Альманах клинической медицины*, **XVII**, ч. 2, 164 (2008).
- Giuliani G. et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, S283 (2002).
- Koganov G.A., Shuker R., Gordov E.P. *Appl. Opt.*, **44**, 3105 (2005).
- Mak A.A., Orlov O.A., Ustyugov V.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1121**, 485 (1989).
- Вудс С., Дака М., Флин Г. *Фотоника*, **4**, 6 (2008).
- Jeong Y., Sahu J.K., Payne D.N., Nilsson J. *Opt. Express*, **12**, 6088 (2004).
- Gordienko V.M., Koryabin A.V., et al. *Laser Phys. Lett.*, **5**, 390 (2008).
- Laroche M., Kerveyan L., Gilles H., Girard S., Shahu J.K. *Appl. Phys. B*, **80**, 603 (2005).
- Laroche M., Bartolacci C., et al. *Opt. Lett.*, **33**, 2746 (2008).
- Laudon R., Harris M. *Phys. Rev. A*, **48**, 681 (1993).
- Гордиенко В.М., Коновалов А.Н., Ульянов В.А. *Квантовая электроника*, **41**, 433 (2011).
- Дмитриев А.К., Коновалов А.Н., Юсупов В.И. Патент РФ № 117046; *Изобретения. Полезные модели*, №16 (2012).
- Рябухо В.П. *Соросовский образовательный журнал*, **7**, 102 (2001).