

О воспроизведении в процессе нестационарного ВРМБ параметров квазигауссовых пучков накачки

А.С.Дементьев, Е.К.Косенко, Э.Мураускас, В.Гирдаускас

Для гладких, близких к гауссовым, сфокусированных пучков накачки с коэффициентом распространения $M_{sp}^2 \leq 1.2$ проведено измерение методом моментов радиусов и радиусов кривизны стоксовых пучков вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ). Показано, что при достаточно глубокой фокусировке излучения накачки коэффициент распространения M_{sS}^2 стоксовых пучков вблизи порога нестационарного ВРМБ меньше M_{sp}^2 и приближается к нему с увеличением энергии импульсов накачки. Установлено также, что на выходе из нелинейной среды радиусы стоксовых пучков меньше радиусов пучков накачки, а радиусы кривизны волнового фронта близки (по модулю) к радиусам кривизны волнового фронта пучков накачки.

Ключевые слова: вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, лазерные пучки, коэффициент распространения пучка.

1. Введение

Обращение волнового фронта (ОВФ) было открыто в 1971 г. при исследовании вынужденного рассеяния света на гиперзвуке и детально описано в монографиях и обзорах [1–6]. Еще ранее в некоторых экспериментах для гладких пучков было замечено (см. [1–6] и цитируемую там литературу), что расходимость вынужденно рассеянного в обратном направлении излучения близка к расходимости возбуждающего излучения. Поскольку прямое измерение распределения интенсивностей и волновых фронтов (ВФ) в возбуждающем и стоксовом пучках и в настоящее время представляет определенные трудности, то для наглядной и убедительной демонстрации ОВФ при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) было предложено на пути возбуждающего излучения дифракционного качества помещать «хаотическую» фазовую пластинку, приготавливаемую травлением в плавиковой кислоте плоскопараллельной стеклянной пластинки [5]. Таким способом регистрация ОВФ пучков со сложной конфигурацией ВФ была сведена к измерению расходимостей и диаметров возбуждающего и отраженного пучков.

Следует отметить, что без помещения в пучок накачки амплитудных транспарантов утверждать о воспроизведении пространственных распределений амплитуды пучка накачки в ближней зоне лишь по измерениям в дальней зоне долей энергии в заданных углах затруднительно [4, 7]. Однако традиционно «под ОВФ в нелинейной среде понимают такой иницируемый падающей волной физический процесс, в результате которого формируется новая волна, направленная навстречу исходной и имеющая то же самое распределение амплитуды, но комплексно-сопряженную фазу» [2]. Таким образом, используя термины «фазовое сопряжение» и «обращение волнового фронта», мы имеем в виду учет не только фазы ВФ отраженного пучка, но и его амплитуды. Для когерентных пучков с гладкими распределениями амплитуды и фазы это может приводить к определенным недоразумениям. Так, в приближении заданного поля гауссова пучка накачки в [8] было показано, что на выходе из нелинейной среды пучок рассеянного излучения уже пучка накачки, а его радиус кривизны при глубокой фокусировке асимптотически стремится к радиусу кривизны ВФ излучения накачки. Однако в традиционном толковании воспроизведение кривизны ВФ не есть ОВФ [9].

Лазерные системы с ОВФ и сжатием импульсов при ВРМБ в настоящее время уже производятся коммерческими фирмами и широко используются [10]. Следует, однако, отметить, что в таких системах практически редко применяются фазовые пластинки, т. к. их наличие либо снижает общую эффективность системы, либо не позволяет, например, реализовать режим сжатия импульсов. Поэтому для разработчиков лазерных систем с ОВФ и сжатием импульсов актуальным остается вопрос об изменении параметров гладких пучков после отражения от ВРМБ-зеркала.

Международная организация стандартов рекомендует измерять радиусы и угловые расходимости пучков на основе метода вторых моментов распределения плотности энергии в поперечных сечениях пучка [11, 12]. При определении поверхности ВФ также используется распределение плотности энергии в поперечном сечении пучка [13, 14].

В настоящей работе представлены результаты сравнения измеренных методом моментов параметров пучка накачки и стоксова пучка при нестационарном ВРМБ. Для реализации этой методики в пучке накачки перед фокусирующей линзой ВРМБ-зеркала формировалась дополнительная перетяжка. В стоксовом пучке соответ-

A.S.Dement'ev, E.K.Kosenko, E.Murauskas. Institute of Physics, Non-linear Optics and Spectroscopy Laboratory, Lithuania, LT-02300 Vilnius, Savanoriu av. 231; e-mail: aldemant@ktl.mii.lt
V.Gidrauskas. Vytautas Magnus University, Physics Department, Lithuania, LT-44404 Kaunas, Vileikos 8

Поступила в редакцию 25 января 2006 г., после доработки – 27 апреля 2006 г.

ствующая перетяжка формировалась автоматически. Измеряя с помощью CCD-камеры распределения плотностей энергии в достаточном числе поперечных сечений по направлению распространения лазерного и стоксова пучков, с использованием оригинального программного обеспечения [15] мы определяли размеры и положение перетяжек так называемых встроенных гауссовых пучков [16–18], вычисляли коэффициенты распространения M_σ^2 лазерного и стоксовых пучков. Эти результаты позволяют рассчитать и сравнить обобщенные радиусы и радиусы кривизны лазерного и стоксова пучков во входной плоскости ВРМБ-зеркала и, следовательно, оценить точность воспроизведения параметров гладких квазигaussian пучков накачки.

2. Постановка эксперимента

Для сравнения параметров пучка накачки и стоксова пучка обычно измеряют их размеры в ближней зоне и угловую расходимость излучения в дальней зоне. В большинстве случаев линза, фокусирующая излучение накачки, располагается непосредственно на входе в нелинейную среду. Фокусирующая линза может находиться и на достаточно большом расстоянии от ВРМБ-кюветы, однако при этом не всегда четко указываются положения самой линзы и плоскостей измерения соответствующих параметров.

В данной работе измерялись методом моментов параметры лазерного и стоксова пучков, а именно: радиусы перетяжек пучков и положения плоскостей, в которых они расположены, а также коэффициенты распространения пучков M_σ^2 . При этом следует иметь в виду, что в свободном пространстве для определенных методом моментов (см., напр., [16–18] и цитируемую там литературу) обобщенных радиуса пучка $w_\sigma(z)$, радиуса кривизны $R_\sigma(z)$ и комплексного параметра пучка

$$\frac{1}{q_\sigma} = \frac{1}{R_\sigma} + \frac{i\lambda M_\sigma^2}{\pi w_\sigma^2} \quad (1)$$

выполняются соответствующие соотношения для гауссовых пучков [19], в том числе соотношение для угловой расходимости θ_σ :

$$\theta_\sigma = \frac{w_\sigma}{|q_\sigma|} = \left[\left(\frac{w_\sigma}{R_\sigma} \right)^2 + \left(\frac{\lambda M_\sigma^2}{\pi w_\sigma^2} \right)^2 \right]^{1/2} = \frac{\lambda M_\sigma^2}{\pi w_{\sigma 0}}, \quad (2)$$

где λ – длина волны в вакууме; $M_\sigma^2 = 1$ для гауссовых пучков; $w_{\sigma 0}$ – радиус пучка в реальной или «воображаемой» перетяжке.

Отметим, что обобщенные радиусы кривизны R_σ , определяемые методом моментов [16–18], совпадают с радиусами кривизны параболических поверхностей, аппроксимирующих поверхность ВФ согласно стандарту ISO 15367-1 [13]. Поэтому рассчитанные по экспериментально измеренным коэффициентам M_σ^2 обобщенные радиусы кривизны волнового фронта R_σ в различных поперечных сечениях пучка как раз соответствуют требованиям стандарта [13]. Для гауссовых пучков введенные согласно стандарту [13] аппроксимирующие ВФ параболические поверхности и радиусы кривизны совпадают с обычными [16, 17]. Напомним, что «встроенными» гауссовыми пучками называются не обязательно реальные пучки, у которых в каждой плоскости радиус пучка определяется

соотношением $w_{\sigma \text{emb}} = w_\sigma/M_\sigma$ (см. [18] и цитируемую там литературу).

Итак, согласно формуле (2) полная угловая расходимость пучка определяется так называемыми геометрической ($\theta_{\sigma g} = w_\sigma/|R_\sigma|$) и дифракционной ($\theta_{\sigma d} = \lambda M_\sigma^2/(\pi w_\sigma)$) расходимостями пучка [19]. Обсудим этот вопрос несколько подробнее на основе полученных в работе [8] в приближении заданного поля гауссова пучка накачки выражений для радиуса и радиуса кривизны ВФ рассеянного излучения:

$$\tilde{w}_S(z) = \beta w_p(z), \quad \tilde{R}_S(z) = -\alpha(\beta, z) R_p(z), \quad (3)$$

где коэффициенты $0 < \beta < 1$ и $0 < \alpha(\beta, z) < 1$ зависят от параметров пучка накачки. Величины со знаком тильда соответствуют стоксовому пучку в ВРМБ-среде, который отличается от обычного гауссова пучка в линейной среде. Полученное в [8] решение для распространяющегося в положительном направлении оси z стоксова пучка в каждом сечении нелинейной среды представляет собой гауссов пучок, однако его параметры (радиус пучка, радиус кривизны, интенсивность и т. д.) изменяются иначе, чем в свободном пространстве. Действительно, положение минимального радиуса этого пучка в среде совпадает с положением перетяжки «нормального» гауссова пучка накачки, которая, однако, не является перетяжкой пучка в стандартном понимании. И только на выходе из ВРМБ-среды данный пучок превращается в «нормальный» гауссов пучок и окончательно формируются его параметры. Из полученных в [8] формул следует, что при $z \gg z_d = k w_p^2(0)/2$ (где k – волновое число; перетяжка пучка накачки находится в плоскости $z = 0$) ВФ рассеянного излучения достаточно точно ($\alpha(z) \rightarrow 1$) воспроизводит ВФ гауссова пучка накачки: $|R_S(z)| = |-R_p(z)|$.

Необходимый для правильной постановки эксперимента анализ угловой расходимости рассеянного излучения начнем с особо простого случая, когда на линзу ВРМБ-зеркала, расположенную непосредственно на входе в кювету, падает гауссов пучок накачки с плоским ВФ. Тогда и ВФ рассеянного излучения, прошедшего через линзу, становится плоским при его идеальном восстановлении на выходе из нелинейной среды. Однако из-за радиального поджатия ($w_S < w_p$) рассеянного пучка [8] его угловая расходимость $\theta_S = \lambda/(\pi w_S)$, определяемая в этом случае только дифракционной частью, больше угловой расходимости пучка накачки, падающего на линзу ВРМБ-зеркала. Поэтому поперечные размеры стоксова пучка в дальней зоне ($d \gg d_S$) будут больше размеров пучка накачки. Здесь d – расстояние от фокусирующей линзы ВРМБ-зеркала до плоскости измерения, $d_S = \pi w_S^2/\lambda$ – дифракционная длина стоксова пучка при учете того, что при ВРМБ длина волны рассеянного излучения меняется очень мало. При измерении радиусов пучков в ближней зоне ($d \leq d_S$), наоборот, радиусы пучка накачки будут больше радиусов стоксова пучка.

В случае неплоского ВФ пучка накачки на фокусирующей линзе, помещенной вплотную к кювете, ситуация более сложная. Поскольку $|R_S| \leq |R_p|$ [8], то на выходе из ВРМБ-среды (еще до фокусирующей линзы) геометрическая часть расходимости стоксова излучения $\theta_{Sg} = w_S/|R_S|$, а не полная расходимость, как неявно утверждается в [8], меньше геометрической же расходимости пучка накачки. Вопрос о полной расходимости стоксова пучка, определяемой формулой (2), требует более детального обсуждения.

Рассмотрим вначале для простоты гауссов пучок накачки ($M_\sigma^2 = 1$, $\lambda = 1.064$ мкм), который на фокусирующей линзе может иметь различные радиусы кривизны. На рис.1 приведены рассчитанные по формуле (2) зависимости полной расходимости такого пучка от его радиуса для трех радиусов кривизны. При заданном радиусе R_σ кривизны ВФ полная расходимость пучка минимальна при радиусе пучка $w_\sigma = (\lambda|R_\sigma|/\pi)^{1/2}$. Поэтому восстановление радиуса кривизны ВФ и уменьшение радиуса стоксова пучка может приводить (при сохранении коэффициента распространения $M_\sigma^2 = 1$) в зависимости от радиуса кривизны пучка накачки как к уменьшению, так и к увеличению полной расходимости стоксова пучка по сравнению с пучком накачки (на рис.1 точки P_1, P_2, P_3 соответствуют пучку накачки, а точки S_1, S_2, S_3 – стоксову пучку ВРМБ). При малых радиусах кривизны ($|R_\sigma| < \pi w_p^2/\lambda$) основной вклад в угловую расходимость вносит ее геометрическая часть – правая часть кривой 1 (рис.1). В связи с этим полная угловая расходимость стоксова пучка в данном случае меньше угловой расходимости пучка накачки. Именно такая ситуация обычно и реализуется за фокусирующей линзой с фокусным расстоянием $f < \pi \times w_p^2/\lambda$. Поэтому хотя и не «всегда», как утверждается в [8], но «обычно» – расходимость стоксова пучка на выходе из ВРМБ-среды (до линзы) меньше расходимости пучка накачки (при выполнении условия $z \gg z_d$). После прохождения фокусирующей линзы расходимость стоксова пучка (рис.1) может быть как меньше (при достаточно малых радиусах кривизны пучка накачки – точки P_1, S_1), так и больше (точки P_3, S_3) расходимости пучка накачки. Кроме того, при определенных радиусе пучка и радиусе кривизны ВФ возможна ситуация, когда заметного отличия расходимости стоксова пучка от расходимости пучка накачки не будет наблюдаться (точки P_2, S_2). Отметим, что при большом радиусе кривизны ВФ (кривая 3 на рис.1) полная угловая расходимость пучка также имеет минимум, который достигается при сравнительно больших радиусах пучка (~ 6 мм).

Нам представляется, что на особенности полной расходимости стоксова пучка в зависимости от радиуса кривизны ВФ пучка накачки было достаточно четко указано еще в работе [20]. Однако и в относительно новых работах [10, 21, 22] соотношения типа (1)–(3) используются не вполне корректно, поэтому представляется целесо-

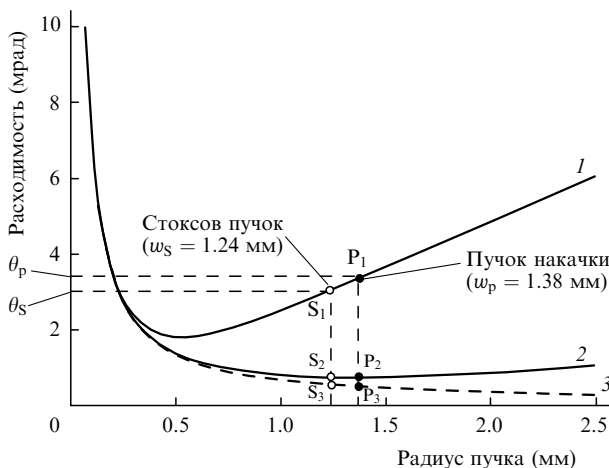


Рис.1. Угловые расходимости гауссова пучка в зависимости от радиуса пучка для радиусов кривизны волнового фронта 0.829 (1), 5 (2) и 100 м (3).

образным сделать ряд уточняющих замечаний. В свете вышеизложенного следует считать, что при ВРМБ гауссовых пучков в определенных условиях (например, в приближении заданного поля накачки) может реализовываться обращение кривизны ВФ, а не полное фазовое сопряжение пучка накачки. Однако при этом часто забывают о требовании $|z| \gg z_d$, при котором оно реализуется [8]. Данное требование заключается в том, что перетяжка пучка накачки должна находиться на достаточной глубине в ВРМБ-зеркале и ее длина должна быть много меньше расстояния до выходного окна ВРМБ-кюветы.

Недостаточное внимание к данному требованию часто приводит к тому, что в работах не указываются четко такие параметры ВРМБ-зеркала, как фокусное расстояние фокусирующей линзы, ее положение относительно кюветы, размеры последней и пр. В связи с этим требование достаточно глубокой фокусировки может быть и не выполнено в определенных условиях эксперимента. А это означает, что при отражении от ВРМБ-зеркала кривизна ВФ должна определяться более общей формулой (3), из которой следует, что модуль радиуса кривизны стоксова пучка всегда меньше модуля радиуса кривизны пучка накачки и только асимптотически к нему стремится при увеличении координаты z выходной плоскости. Поэтому и геометрическая, и, тем более, полная расходимости стоксова пучка могут превышать расходимость пучка накачки.

Следовательно, на фокусирующей линзе, отстоящей от кюветы на достаточно большое расстояние, радиус стоксова пучка может превышать радиус пучка накачки. Такая ситуация с неглубокой фокусировкой в ВРМБ-кювету ($z \geq z_d$) была специально реализована в наших экспериментах, и в этом случае радиус стоксова пучка на фокусирующей линзе значительно превышал радиус пучка накачки. Может быть именно такие условия реализовывались, например, и в работе [21]. Поэтому надо иметь в виду, что в лучевой матрице для ВРМБ-зеркала [10, 21–23] от параметра β должно зависеть не только выражение для радиуса стоксова пучка, но и выражение для его радиуса кривизны, которое в общем случае зависит и от отношения z/z_d [8].

Для исследования точности воспроизведения параметров пучка накачки при нестационарном ВРМБ использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис.2. В качестве источника накачки применялся Nd:YAG-лазер 1 с пассивной модуляцией добротности, работавший на одной продольной моде. Ирисовая диафрагма 2 позволяла блокировать слабое дифракционное кольцо от внутрирезонаторной диафрагмы, использовавшейся для селекции основной поперечной моды. Энергия лазерных импульсов W_L составляла ~ 3.5 мДж при их длительности $\tau_L \sim 3$ нс. Плавное изменение энергии импульсов накачки осуществлялось при помощи полуволновой пластинки 3 и тонкопленочного поляризатора 4. Сферической линзой 5 создавалась необходимая для измерений коэффициент распространения дополнительная перетяжка пучка накачки. Подбором фокусного расстояния линзы 5 и расстояний до ВРМБ-кюветы 13 менялись параметры пучка накачки на фокусирующей линзе 12, помещаемой вплотную к кювете 13. В качестве нелинейной среды нами использовалась широко применяемая в ВРМБ-зеркалах жидкость CCl_4 , порог вынужденного рассеяния W^* в которой в нашем случае равнялся ~ 0.9 мДж.

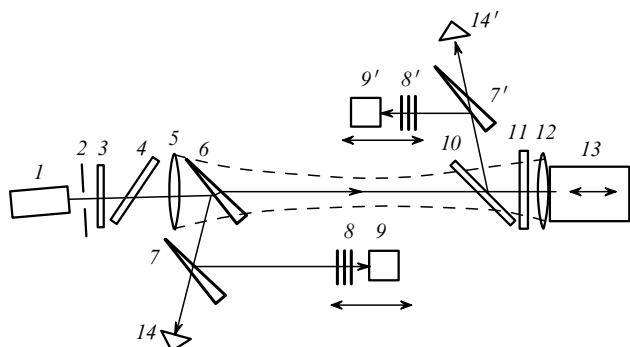


Рис.2. Схема экспериментальной установки для измерения пространственных параметров пучка накачки и стоксовых пучков при нестационарном ВРМБ сфокусированных квазигaussian пучков: 1 – Nd:YAG-лазер; 2 – диафрагма; 3 – полуволновая пластинка; 4 – поляризатор; 5 – сферическая линза; 6 – оптический клин; 7, 7' – дополнительные оптические клинья; 8, 8' – нейтральные фильтры; 9, 9' – CCD-камеры; 10 – поляризатор; 11 – четвертьволновая пластинка; 12 – фокусирующая линза; 13 – кювета; 14, 14' – фотодиоды.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Измерения параметров импульсов накачки проводились при частоте их следования ~ 1 Гц. Поскольку при такой частоте следования с течением времени не наблюдалось изменений параметров падающего и отраженного импульсов, то измерения выполнялись последовательно: вначале для импульсов накачки, а затем – для отраженных импульсов. Индикационный оптический клин *б* отводил часть излучения накачки на калиброванный фотодиод *14* для измерения энергии импульсов накачки. После отражения от дополнительного оптического клина *7* часть излучения накачки после прохождения нейтральных фильтров *8* поступала в CCD-камеру *9* для измерения пространственных параметров. Тонкопленочный диэлектрический поляризатор *10* и четвертьволновая пластинка *11* использовались для вывода стока излучения в аналогичное плечо для измерения пространственных характеристик стока пучка. Наборы нейтральных фильтров *8, 8'* применялись для обеспечения линейного режима работы CCD-камеры.

Распределения плотности энергии по сечению пучков накачки и стока пучка измерялись CCD-камерой Elestrim 1000N согласно требованиям стандарта [12]. Обработка экспериментальных результатов проводилась при помощи оригинального программного обеспечения [15]. Поперечное распределение излучения накачки было гладким, близким к распределению TEM_{00} -моды (коэффициент распространения пучка $M_{sp}^2 \approx 1.2$). Поперечное распределение плотности энергии стоксовых пучков было также гладким.

На рис.3 для одной из плоскостей измерения представлены распределения плотности энергии по сечению стока пучка вдоль осей *x* и *y* (соответствующие строка и столбец из CCD-камеры пересекаются вблизи максимума плотности энергии пучка). Видно, что распределение плотности энергии является осесимметричным и гладким (близким к гауссову). Это позволяет использовать ISO стандарт [12] для стигматичных пучков и соответствующие определения для радиусов пучков w_σ [18].

Как уже отмечалось, сферическая линза *5* (рис.2) позволяла изменять параметры пучка накачки на входе в ВРМБ-зеркало, которое состояло из сферической линзы

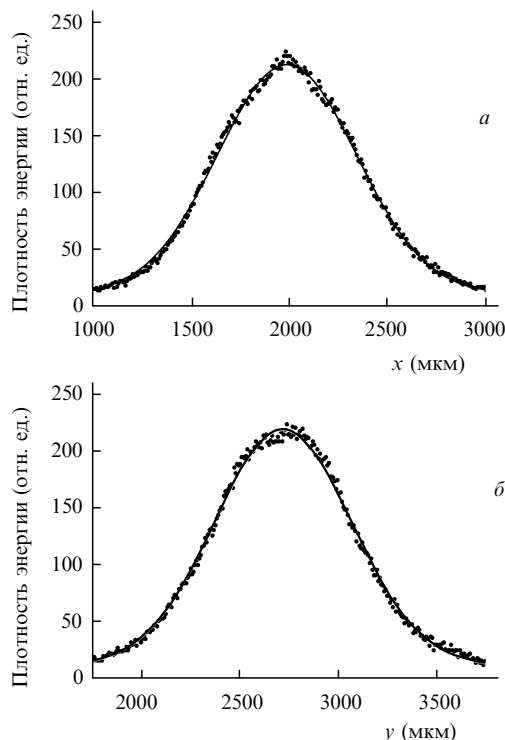


Рис.3. Распределения плотности энергии по координатам *x* (а) и *y* (б) сечения стока пучка.

12 и кварцевой кюветы *13*, заполненной жидкостью CCl_4 , подвергавшейся дополнительной очистке. Вначале был сформирован пучок накачки с перетяжкой в плоскости линзы *12*, фокусное расстояние *f* которой в этом случае было равно 100 мм. Результаты измерений радиусов пучка накачки w_{sp} и стоксовых пучков w_{sS} вдоль направления распространения пучков (начало оси *z* совмещено с положением линзы *5*) для двух энергий лазерных импульсов представлены на рис.4. Видно, что для обеих энергий накачки радиусы стоксовых пучков на линзе (ее положение отмечено штриховой линией) меньше радиуса пучка накачки. В то же время, если выбрать плоскость измерения для стока пучка на некотором расстоянии *d* от фокусирующей линзы *12*, можно получить диаметр пучка, больший, чем у пучка накачки. Расчеты методом мо-

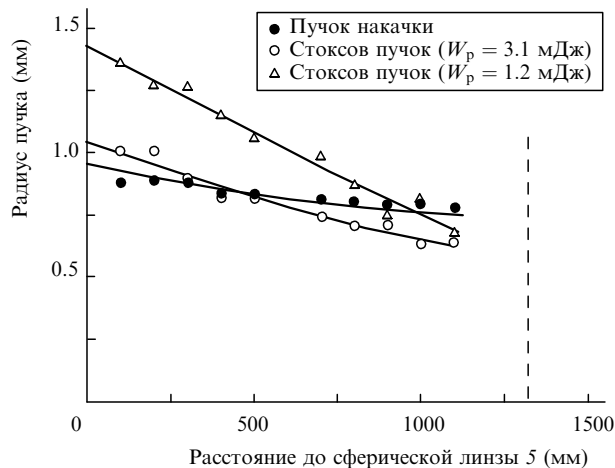


Рис.4. Радиусы пучка накачки и стоксовых пучков для различных энергий импульсов накачки в зависимости от расстояния до линзы *5* в случае, когда перетяжка пучка накачки находится на линзе *12*, положение которой отмечено штриховой линией.

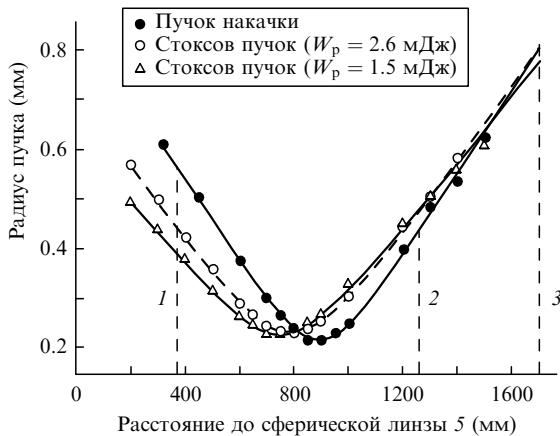


Рис.5. Радиусы пучка накачки и стоксовых пучков для различных энергий импульсов накачки в зависимости от расстояния до линзы 5 в случае, когда на линзе 12 расходящийся пучок накачки имеет радиус кривизны $R_{\sigma p} = 832$ мм; 1, 2 – положения затемняющих дисков, 3 – положение линзы 12.

ментов радиусов и радиусов кривизны пучков по формулам

$$w_{\sigma}(z) = w_{\sigma 0} \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda M_{\sigma}^2 (z - z_{\sigma 0})}{\pi w_{\sigma 0}^2} \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

$$|R_{\sigma}(z)| = |z - z_{\sigma 0}| \left\{ 1 + \left[\frac{\pi w_{\sigma 0}^2}{\lambda M_{\sigma}^2 (z - z_{\sigma 0})} \right]^2 \right\}, \quad (5)$$

где $w_{\sigma 0}$ и $z_{\sigma 0}$ – радиус и положение перетяжки пучка с коэффициентом распространения M_{σ}^2 , показывают, что перетяжки прошедших линзу 12 пучков находятся за ней (на стороне кюветы), а после прохождения линзы ВФ стоксовых пучков уже не является плоским.

Однако определение положения и радиуса перетяжки стоксова пучка в этом случае не является точным, т. к. при такой геометрии накачки радиусы стоксова пучка можно измерять только с одной стороны от перетяжки. Поэтому с помощью линзы 5 формировалась дополнительная перетяжка, отстоящая от линзы 12 на достаточно большое расстояние, что позволяло промерять всю каустику стоксовых пучков. В этом случае фокусное расстояние линзы 12 было равно 120 мм. Результаты измерений радиусов пучков для двух энергий накачки представлены на рис.5. Экспериментальные данные о радиусах пучков аппроксимировались формулой (4). Методом наименьших квадратов определялись положения и радиусы перетяжек, коэффициенты распространения M_{σ}^2 и (по формуле (2)) – угловые расходимости пучков. Значения полученных параметров приведены в табл.1.

Из табл.1 видно, что коэффициент распространения M_{σ}^2 для стоксова пучка меньше, чем для пучка накачки при незначительном превышении порога ВРМБ, и увеличивается с увеличением энергии импульсов накачки, приближаясь к коэффициенту распространения пучка накачки. При этом положение перетяжки стоксова пучка не со-

впадает с положением перетяжки пучка накачки и для энергии накачки вблизи порога ВРМБ смещено в сторону лазера накачки. Увеличение энергии импульсов накачки приводит к сближению перетяжки стоксова пучка с перетяжкой пучка накачки.

Используя параметры пучков, приведенные в табл.1, можно с помощью формулы (5) определить обобщенные радиусы кривизны ВФ пучков на фокусирующей линзе 12 (со стороны лазера накачки). Для пучка накачки радиус кривизны ВФ $R_{\sigma p}$ был равен 832 мм. При энергии импульсов накачки W_p , близкой к пороговой ($W_p = 1.7W^*$), радиус кривизны ВФ стоксова пучка после прохождения линзы 12 в обратном направлении $R'_{\sigma s}$ был равен -991 мм, а при превышении порога в ~ 2.9 раза он составил -943 мм. Используя формулу преобразования радиуса кривизны ВФ тонкой сферической линзой $1/R'_\sigma = 1/R_\sigma - 1/f$ (где R_σ и R'_σ – радиусы кривизны ВФ на входе и выходе из линзы) [16], можно рассчитать радиусы кривизны ВФ пучков на входе в нелинейную среду. Рассчитанные радиусы кривизны ВФ до и после фокусирующей линзы приведены в табл.1.

Видно, что модуль радиуса кривизны ВФ стоксова пучка на выходе из среды отличается не более чем на 3 % от модуля радиуса кривизны ВФ пучка накачки на входе в среду. Регистрация столь малых различий в радиусах кривизны ВФ его прямыми измерениями в ближней зоне, например с помощью сенсоров типа Шака – Гартмана [14], представляет значительные трудности. Поэтому о точности обращения ВФ часто судят по измерениям доли энергии, попадающей в определенную апертуру [1–6] или, наоборот, проходящей мимо затемняющего диска [9]. Из рис.5 видно, что на выходе из нелинейной среды радиус стоксова пучка меньше радиуса пучка накачки и приближается к нему с увеличением энергии накачки. Рассчитанные с помощью формулы (4) радиусы пучков на линзе 12 приведены в табл.1. Однако в зависимости от выбора положения плоскости измерения можно получить радиус стоксова пучка как больше, так и меньше радиуса пучка накачки. Так, затемняющий диск, помещенный в положение, сопряженное положению 1 на рис.5, практически не пропустил бы стоксовые пучки. В то же время мимо затемняющего диска, помещенного в положение 2, прошла бы значительная доля энергии стоксовых импульсов. Следовательно, измеряемая в работе [9] с помощью затемняющего диска доля энергии «необращенного излучения», вообще говоря, не является достоверным (однозначным) параметром качества ОВФ. Конечно, ВРМБ при широкополосной накачке имеет свои особенности [9, 24, 25]. Однако нам представляется, что в работе [9] недостаточно обоснованно, исходя лишь из косвенных измерений, утверждается, что «... на выходе из среды стоксов пучок ушрен по отношению к поперечным размерам пучка накачки...».

Отметим также, что в работе [26] со ссылкой на работу [9] указывается, что в численных расчетах не выявлено сколько-нибудь существенного увеличения ширины рассеянного пучка относительно падающего пучка,

Табл.1. Параметры пучка накачки и стоксовых пучков.

Пучок	W_p (мДж)	M_{σ}^2	$w_{\sigma 0}$ (мм)	$z_{\sigma 0}$ (мм)	θ_{σ} (мрад)	w_{σ} (мм)	R_{σ} (мм)	R'_{σ} (мм)
накачки	3.5	1.17	0.23	892	1.68	1.38	+832	-140
стоксов	1.5	1.07	0.26	745	1.39	1.35	-991	+137
стоксов	2.6	1.14	0.26	791	1.48	1.37	-943	+138

характерного для ОВФ широкополосной накачки. Проведенные нами численные расчеты для стационарного [20] и существенно нестационарного [27–30] ВРМБ сфокусированных гауссовых пучков в режиме генерации, начинающейся от уровня шумов спонтанного рассеяния, показали, что нормированные распределения плотности энергии стоковых импульсов на выходе из среды всегда уже таковых для импульсов накачки. Однако имеются работы [31, 32], в которых и для узкополосных импульсов накачки численные расчеты дают стоковые пучки с практически гауссовым поперечным распределением и большим, чем у пучков накачки, радиусом на выходе из среды.

В работе [31] рассматривался случай стационарного ВРМБ сфокусированного гауссова пучка и использовалось разложение полей по модам Эрмита–Гаусса, а в [32] – режим нестационарного ВРМБ длинных импульсов и использовалось разложение полей по модам Лагерра–Гаусса. В [31] утверждается, что радиус стокова пучка на выходе из среды вблизи порога больше радиуса пучка накачки в 1.9 раза, а при десятикратном превышении порога – в 1.3 раза. Авторы [31] сами отмечают, что стоковые пучки бывают и уже пучков накачки. Может быть полученный в [31] результат является следствием использованных при численном решении приближений. В работе [32] радиус пучка на выходе из среды рассчитывался методом моментов с использованием усредненной по времени интенсивности. Из представленных в [32] результатов следует, что радиус стокова импульса в 1.8 раза больше радиуса пучка накачки. Необходимо отметить, что в последующих работах [33, 34] с участием тех же авторов четких указаний о размерах стоковых пучков уже не имеется.

Поскольку вопрос о соотношении радиусов стокова и лазерного пучков на выходе из ВРМБ-среды имеет важное значение, приведем здесь без детального описания результаты численного расчета радиуса стокова импульса, определяемого формулой [18]

$$w_{\sigma S}(z, t) = 2 \left[\frac{\pi}{P_S} \int_0^{\infty} r^3 |e_S|^2 dr \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где $e_S(r, z, t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда стокова импульса. Выражения для мгновенных мощности $P_S(t)$ и коэффициента распространения $M_{\sigma S}^2(t)$ стокова пучка через комплексную амплитуду $e_S(r, z, t)$ приведены в работах [18, 30]. Пространственно-временная структура сжатых стоковых импульсов имеет сложный вид [27–30], и поэтому мгновенные мощность, радиус и коэффициент распространения пучка сильно изменяются во время импульса. В связи с этим имеет смысл вместо мгновенных значений ввести их усредненные по времени значения с мгновенной мощностью в качестве весовой функции. Тогда усредненный радиус пучка задается выражением

$$\langle w_{\sigma S}(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\sigma S}(t) P_S(t) dt / \int_{-\infty}^{\infty} P_S(t) dt$$

и аналогичным способом определяется усредненный коэффициент распространения $\langle M_{\sigma S}^2(t) \rangle$ [30].

Изменение во времени мощности, радиуса и коэффициента распространения стокова пучка на выходе из нелинейной среды представлено на рис.6, где приведены также значения усредненных параметров. Расчеты вы-

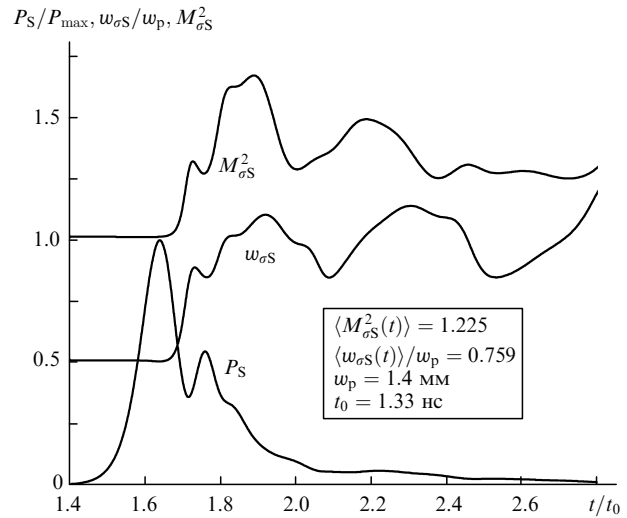


Рис.6. Временные зависимости нормированных мгновенных мощности P_S , радиуса $w_{\sigma S}$ и коэффициента распространения $M_{\sigma S}^2$ стокова пучка на выходе из ВРМБ-среды.

полнены с помощью алгоритма и программы, описанных в работе [30], для тяжелого фреона в качестве ВРМБ-среды и следующих параметров импульсов накачки: $\tau_p = 2$ нс – длительность импульса, $W_p = 4$ мДж – энергия импульса, $w_p = 1.4$ мм – радиус гауссова пучка на линзе и $f = 19$ см – фокусное расстояние линзы. Из рис.6 видно, что в режиме ВРМБ-компрессии радиус стокова пучка превышает радиус пучка накачки лишь на заднем фронте импульсов, когда мгновенная мощность импульса невелика, а пространственное распределение его интенсивности имеет кольцеобразный характер, увеличивая тем самым радиус, определяемый методом моментов. Поэтому усредненный по времени (с мгновенной мощностью в качестве весовой функции) радиус стокова пучка существенно меньше радиуса пучка накачки.

4. Заключение

На основе известных формул для радиуса и радиуса кривизны ВФ стоковых пучков стационарного ВРМБ, полученных в приближении заданного гауссова пучка накачки [8], проведен анализ его размеров на фокусирующей линзе и угловой расходимости как до линзы, так и после нее. Для точного измерения радиусов и радиусов кривизны ВФ пучков методом моментов предложено создать перед фокусирующей линзой ВРМБ-зеркала дополнительную перетяжку пучка накачки. Тогда рассеянное в обратном направлении стоково излучение автоматически образует перетяжку, положение и размер которой зависят от параметров пучка накачки. Для близких к гауссовым сфокусированных пучков накачки с коэффициентом распространения $M_{\sigma p}^2 \leq 1.2$ проведено измерение методом моментов радиусов и радиусов кривизны стоковых пучков, образующихся при нестационарном ВРМБ. Показано, что при достаточно глубокой фокусировке излучения накачки, когда перетяжка пучка накачки в среде отстоит на много дифракционных длин от входной плоскости ВРМБ-зеркала, коэффициент распространения $M_{\sigma S}^2$ стоковых пучков вблизи порога нестационарного ВРМБ меньше $M_{\sigma p}^2$ и приближается к нему с увеличением энергии импульсов накачки. Установлено также, что на выходе из нелинейной среды радиусы стоко-

вых пучков меньше радиусов пучков накачки, а радиусы кривизны ВФ близки (по модулю) к радиусам кривизны ВФ пучков накачки.

Работа выполнена при поддержке Литовского фонда науки и образования (грант Е! 2359 СНОСЛАВ II, V-05048).

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
2. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1986).
3. Басов Н.Г., Ефимов В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Труды ФИАН*, **172**, 10 (1986).
4. Sokolovskaya A.I., Brekhovskikh G.L., Kudryavtseva A.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 1332 (1987).
5. Рагульский В.В. *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М.: Наука, 1990).
6. Дмитриев В.Г. *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта* (М.: Наука, 2003).
7. Балькявичюс П.Й., Дементьев А.С., Лукошнос Й.П., Малдугис Э.К., Тарулис В.П. *Liet. Fiz. Rink.*, **24**, 81 (1984); Балькявичюс П., Дементьев А.С., Косенко Е.К., Малдугис Э. *Liet. Fiz. Rink.*, **24**, 123 (1984).
8. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. *Квантовая электроника*, **4**, 115 (1977).
9. Глазков Д.А., Гордеев А.А., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **19**, 286 (1992).
10. *Phase Conjugate Laser Optics*. Ed. by A.Brignon, J.-P.Huignard (Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2004).
11. European Standard EN ISO 11145 (November 2001).
12. International Standard ISO 11146-1 (first edition 2005-01-15).
13. European Standard EN ISO 15367-1 (September 2003).
14. International Standard ISO 15367-2 (first edition 2005-03-15).
15. Buzelis R., Dement'ev A., Vaicekauskas R., Ivanauskas F., Radavičius M. *Lithuanian Phys. J.*, **38**, 159 (1998).
16. Hodgson N., Weber H. *Optical Resonators. Fundamentals, Advanced Concepts and Applications* (London: Springer-Verlag, 1997).
17. Alda J., in *Encyclopedia of Optical Engineering* (New York: Marcel Dekker, Inc., 2003, p. 999).
18. Дементьев А.С., Йовайша А., Шилко Г., Чегис Р. *Квантовая электроника*, **35**, 1045 (2005).
19. Anan'ev Yu. *Laser Resonators and the Beam Divergence Problem* (Bristol: Adam Hilger, 1992).
20. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С., Косенко Е.К., Норвайшас С.А., Чегис Р.Ю. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **54**, 1084 (1990).
21. Kir'yanov A.V., Aboites V., P'ichev N.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 11 (2000).
22. Su H., Tang S-h., Qin Y-q., Zhang W-j., Liu A-l. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 2102 (2004).
23. Giuliani G., Denariez-Roberge M.-M., Belanger P.-A. *Appl. Opt.*, **21**, 3719 (1982).
24. Балькявичюс П.Й., Дементьев А.С., Косенко Е.К., Лукошнос Й.П., Малдугис Э.К., Тарулис В.П. *Письма в ЖТФ*, **7**, 385 (1981).
25. Балькявичюс П., Дементьев А.С., Лукошнос Й., Малдугис Э., Тарулис В. *Письма в ЖТФ*, **8**, 816 (1982).
26. Туморин В.В., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **31**, 203 (2001).
27. Buzelis R., Dement'ev A., Hamal K., Kubecek V., Prochazka I., Valach P. *Experim. Techn. Physik*, **4/5**, 327 (1991).
28. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С., Косенко Е.К., Чегис Р.Ю., Шейбак М.С. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 270 (1991).
29. Girdauskas V., Dement'ev A.S., Kairyte G., Chiegis R. *Lithuanian Phys. J.*, **37**, 269 (1997).
30. Dement'ev A., Girdauskas V., Vrublevskaia O. *Nonlinear Analysis: Modelling and Control*, **7**, 3 (2002). www.lana.lt/journals/issues.php.
31. Moore T.R., Boyd R.W. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **5**, 387 (1996).
32. Atshaarvahid S., Munch J. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **10**, 1 (2001).
33. Moore T.R., Fisher G.L., Boyd R.W. *J. Mod. Opt.*, **45**, 735 (1998).
34. Atshaarvahid S., Heuer A., Menzel R., Munch J. *Phys. Rev. A*, **64**, 043803 (2001).