«Квантовая электроника», 14, № 5 (1987) УДК 621.373.826

Э. Гайжаускас, А. Пискарскас, В. Смильгявичюс, К. Сталюнас

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА УКИ, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ ВСТРЕЧНОМ ВР ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Теоретически исследована пространственно-временная структура световых импульсов, формируемых при встречном ВРМБ-рассеянии фокусируемых лазерных пучков с учетом неоднородного распределения интенсивностей в поперечных сечениях. Установлено, что полученные в условиях максимального сжатия и эффективного ВРМБ-отражения лазерные импульсы обладают сложным пространственно-временным распределением интенсивностей. Временная структура отраженных импульсов при большом угле фокусировки обусловлена сглаживанием квазипериодической временной субструктуры стоксова импульса вследствие перераспределения интенсивностей взаимодействующих пучков в поперечном сечении. Рассчитаны коэффициенты отражения и ВРМБ-сжатия в зависимости от превышения интенсивности накачки над порогом и угла фокусировки. Отмечено хорошее согласие с экспериментом.

Введение

В последнее время внимание исследователей привлекает ВР света в газах и жидкостях в связи с открывающимися уникальными возможностями сжатия наносекундных лазерных импульсов до трудно осваиваемых другими методами субнаносекундных длительностей. В экспериментальных [1—4] и теоретических [5, 6] работах указывалось на перспективность использования для этих целей ВРМБ фокусируемых пучков, анализировались условия экстремального сжатия и отражения лазерных импульсов. Отметим, однако, что в имеющихся к настоящему времени теоретических исследованиях не учтен ряд существенных особенностей взаимодействия фокусируемых пучков.

Во-первых, при теоретическом анализе оптимальных условий сжатия не учитывается неоднородное распределение энергии в поперечном сечении пучков. В то же время для обычных экспериментальных исследований ВРМБ-сжатия используются лазерные пучки с гауссовым поперечным распределением (мода TEM_{00} лазерного излучения). Последнее обстоятельство не является тривиальным, поскольку распространяющееся в среде встречное стоксово излучение в этом случае имеет неоднородный пространственный профиль усиления и фокусируется по этой причине к оси пучка накачки. Очевидно, что указанное взаимодействие пучка накачки и стоксова излучения в реальной экспериментальной ситуации существенным образом влияет на эффективность сжатия и отражения и должно быть учтено при теоретическом рассмотрении.

Во-вторых, введение переменного коэффициента связи $\Gamma(z)$ для описания усиления стоксовой волны в фокусированном пучке накачки, как это делалось в предыдущих работах, правомерно лишь в области $|z|\gg z_0$, где $z_0=\lambda f^2/\pi n r_0^2$ (f — фокусное расстояние линзы, r_0 — радиус пучка на входе в среду). В то же время в большинстве случаев, представляющих практический интерес, стоксово излучение формируется именно в области фокальной перетяжки. Поэтому, несмотря на то, что качественная картина ВРМБ-сжатия к настоящему времени достаточно хорошо понята, для практических приложений важно установить условия предельного ВРМБ-сжатия лазерных импульсов и эффективной перекачки энергии в стоксово излучение с учетом реального распределения интенсивности в поперечном сечении пучка накачки, а также исследовать поперечную структуру отраженного стоксова излучения. Настоящая работа посвящена теоретическому анализу данных вопросов.

1. Основные уравнения и метод решения

Предположим, что лазерный пучок радиусом r_0 фокусируется в ВРМБ-активную среду линзой с фокусным расстоянием f. Представим электромагнитное поле в среде в виде суммы отраженной (стоксовой) и падающей (накачки) волн с медленно меняющимися во времени амплитудами E_S, E_L:

$$\mathbf{E}=\mathbf{e}_x\,[E_S\exp(i\omega_S t-ikz)+E_L\exp(i\omega_L t+ikz)+\text{компл. сопр.}], \qquad (1)$$

$$\left|\frac{\partial E_{S,L}}{\partial t}\right|\ll\omega_{S,L}\,|E_{S,L}|,\quad \left|\frac{\partial E_{S,L}}{\partial z}\right|\ll|k_{S,L}E_{S,L}|,$$

где система координат выбрана так, что направление оси Z совпадает с направлением распространения отраженной волны, а оси X — с направлением поляризации; $k_{S,L}$ — волновые числа для частот $\omega_{S,L}$. Далее будем предполагать, что время релаксации гиперзвуковой волны меньше длительности стоксова импульса τ_S, т. е. звук не распространяется, и изменение плотности следит за электрическим полем в среде $(p\sim E_L E_S^*)$. В этом случае (квазистационарный режим ВРМБ) из уравнений гидродинамики для изменений плотности среды и уравнений Максвелла [7] с учетом условий медленности огибающих импульсов взаимодействие пучка накачки со стоксовым излучением описывается укороченными уравнениями

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial z}+\frac{i}{2k}\nabla_\perp^2\right)E_S=\Gamma|E_L|^2E_S,\quad \left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}-\frac{\partial}{\partial z}-\right.$$

$$\left.-\frac{i}{2k}\nabla_\perp^2\right)E_L=-\Gamma|E_S|^2E_L, \qquad (2)$$

где $\nabla_\perp$ — оператор дифференцирования по поперечным координатам; $k=|k_S|=|k_L|$; Γ — коэффициент усиления стоксовой волны при $E_L=1$.

Решение уравнения (2) для осесимметричных невзаимодействующих пучков, как известно [8, 9], выражается в виде суммы полиномов Гаусса — Лаггера:

$$\frac{\mathscr{L}_p(2r^2/\omega^2)}{\omega}\exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2}\mp\frac{ikr^2}{2R}\pm i(2p+1)\operatorname{arctg}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right],$$

где $r^2=x^2+y^2$; $\omega(z)=\sqrt{2z_0(1+(z/z_0)^2)/k}$; $R(z)=z_0(z/z_0+z_0/z)$ — ширина и радиус пучка; $z_0=\lambda f^2/\pi n r_0^2$; верхние знаки соответствуют стоксовому пучку, нижние — пучку накачки. Удобно представить поэтому искомое поле накачки и отраженной волны в виде суммы:

$$E_{S,L}(r,z,t)=\sum_{p=0}^{\infty}\mathscr{E}_p^{S,L}(z,t)\,\frac{\mathscr{L}_p(2r^2/\omega^2)}{\omega}\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2}\mp\frac{ikr^2}{2R}\pm i(2p+1)\operatorname{arctg}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]. \qquad (3)$$

Мы ограничивались первыми 15 коэффициентами, так как влияние членов более высокого порядка оказалось ничтожно малым.

Из (3) следует, что те пучки света, распределения полей которых в поперечном сечении соответствуют собственным решениям (модам) в (3), сохраняют свою пространственную структуру при фокусировке. Из них в реальной экспериментальной ситуации реализуется лишь гауссов пучок ($p=0$). В остальных случаях (пучки с гипергауссовым и прямоугольным распределениями интенсивности), как видно из (3), распределение полей формируемых пучков в значительной степени изменяется в области каустики ($|z|\leqslant z_0$).

Численное решение системы уравнений (2) проводилось на сетке координат z и t методом суммарной аппроксимации. Изменение огибающих E_S и E_L на каждом шаге исчислялось в два этапа. На первом этапе учитывалось нелинейное взаимодействие волн и при неизменной координате

z уравнения (2) интегрировались во времени. На следующем этапе исчислялось перераспределение полей в поперечном сечении без учета их нелинейного взаимодействия. При этом, используя ортогональность полиномов Гаусса — Лаггера, мы находили коэффициенты $\mathscr{E}_p^S$ и $\mathscr{E}_p^L$ в разложении (3) распространяющихся пучков.

Численное исследование ВРМБ-генерации стоксовых УКИ проводилось для гауссова во времени импульса накачки, начальное распределение интенсивности в поперечном сечении которого считалось либо гауссовым ($\sim\exp(-2r^2)$), либо гипергауссовым ($\sim\exp(-\pi r^4)$), либо прямоугольным (~ 1 при $r \leqslant \sqrt{2}/2$ и ~ 0 при $r > \sqrt{2}/2$).

Для сравнения мы также провели анализ ВРМБ-сжатия без учета поперечного распределения интенсивности пучков. Тепловые флуктуации плотности полагались равномерно распределенными по объему среды, начальная интенсивность рассеянного поля $I_S^0 = I_L \exp(-M)$, где $M=30$ — пороговый инкремент ВРМБ.

2. Результаты расчета

В результате численного решения системы уравнений (2) получены зависимости эффективности отражения и сжатия импульсов от превышения энергии импульсов накачки над порогом генерации (рис. 1), от угла фокусировки (рис. 2), а также исследована пространственная стуктура формируемых УКИ (рис. 3).

Как видно из рис. 1, коэффициент отражения по энергии $R = W_S/W_L$, где $W_{S,\,L}$ — энергии стоксова импульса и импульса накачки, слабо зависит от распределения интенсивности в поперечном сечении пучка (кривые *1—3* на рис. 1). Небольшие отличия есть лишь в области, где $W_L \geqslant 4W_L^0$ (W_L^0 — пороговое значение энергии накачки). Отметим, однако, что при больших энергиях импульса накачки эффективному отражению препятствуют конкурирующие с ВРМБ нелинейные процессы (ВКР и пробой среды). Исследования ВРМБ-сжатия лазерных импульсов во времени также не обнаруживают явной зависимости от поперечного распределения интенсивности фокусируемых пучков (кривые *4—6* на рис. 1), по крайней мере, в области разумных интенсивностей накачки, хотя предпочтение здесь следует отдать импульсам с гауссовым поперечным распределением.

Соответствующие пунктирные кривые на рис. 1 получены из уравнения (2) при отбрасывании производных по пространственным координатам. При этом фокусировка пучков учитывалась, как и в [3, 4], введением переменного коэффициента связи $\Gamma(z) = \Gamma_0/[1+(z/z_0)^2]$. Видно, что оцененный таким образом коэффициент отражения значительно (на 20 %) завышен в области оптимальных для сжатия накачек по сравнению с таковыми, рассчитанными с учетом перераспределения взаимодействующих полей в поперечном сечении. Следует отметить, что обычно наблюдаемые в экспериментах по ВРМБ-сжатию коэффициенты отражения составляют 60—70 % [1, 2, 6], что хорошо согласуется с нашими расчетами. Отметим также хорошее согласие наших расчетов (кривая *4* на рис. 1) с экспериментально наблюдаемым увеличением длительности стоксовых импульсов при превышении энергии накачки над оптимальной, когда $W_L > W_L^0$. Последний эффект не может быть объяснен без учета пространственно-временного взаимодействия встречных лазерных пучков (пунктир).

На рис. 2 приведены результаты исследований зависимости ВРМБ-сжатия лазерных импульсов от угла фокусировки. Как известно [1, 3, 5], существование оптимального угла фокусировки β_{opt} обусловлено тем, что при больших β интенсивность стоксова излучения вдали от фокуса недостаточна для эффективного съема энергии накачки. Наши расчеты показали, что оптимальный для эффективного ВРМБ-сжатия угол фокуси-

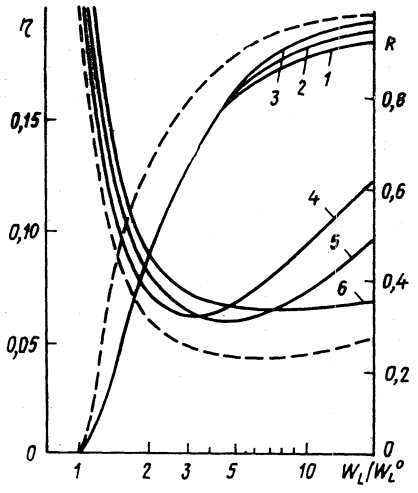

Рис. 1. Зависимости коэффициентов отражения R (*1—3*) и ВРМБ-сжатия $\eta = \tau_S/\tau_L$ (*4—6*) от превышения энергии накачки над пороговой для гауссова (*1*, *4*), гипергауссова (*2*, *5*) и прямоугольного (*3*, *6*) распределений интенсивности в поперечном сечении пучка с учетом (сплошные кривые) и без учета (пунктир) распределения интенсивности пучков в поперечном сечении (τ_L — длительность импульса накачки)

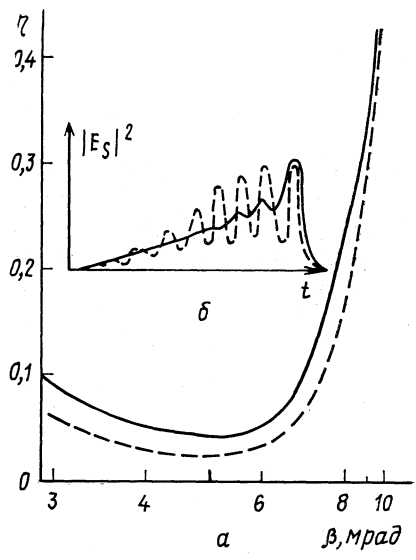

Рис. 2. Зависимость коэффициента ВРМБ-сжатия от угла фокусировки (*а*) и характерные временные распределения стоксова импульса при большом угле фокусировки (*б*) с учетом (сплошные кривые) и без учета (пунктир) распределения интенсивности пучков в поперечном сечении

ровки не зависит от распределения интенсивности пучков в поперечном сечении и для лазерных импульсов одинаковой энергии определяется их длительностью. Последнее обстоятельство легко понять, заметив, что при заданном угле фокусировки эффективный съем энергии осуществляется при определенной крутизне переднего фронта импульса накачки. При нарушении данного условия часть энергии импульса накачки дополнительно проходит в фокальную область, формируя второй отраженный импульс, и т. д. На рис. 2, *б* приведены расчетные временные зависимости интенсивности стоксова излучения с учетом (сплошная кривая) или без учета (пунктир) поперечной структуры формируемых полей. Как видно, последовательный учет перераспределения интенсивностей полей в поперечном сечении приводит к «сглаживанию» временной субструктуры отраженного стоксова излучения. Отметим, что именно такая временная форма отраженного импульса (с крутым передним фронтом) наблюдалась в экспериментальных работах [1—3].

Рассмотрим теперь пространственно-временную структуру светового импульса, сформированного при оптимальных условиях ВРМБ-сжатия. Под оптимальными условиями обычно подразумевают эффективное отражение энергии пучка накачки и максимальную степень сжатия во времени. На рис. 3 приведены пространственно-временные распределения интенсивностей отраженных импульсов для гауссова и прямоугольного поперечных распределений пучков накачки. Наблюдаемое на рис. 3 распределение интенсивностей объясняется сложным характером формирования стоксова излучения в фокальной области пучка. Так, передний фронт светового импульса на рис. 3, *а* обусловлен эффективным усилением стоксова излучения в центральной части пучка накачки в предфокальной области.

Возникающая субструктура в поперечном распределении является следствием неравномерного истощения накачки. Действительно, передняя часть стоксова импульса распространяется в приосевой области и, кроме того, фокусируется к оси вследствие усиления в пучке накачки с гауссо-

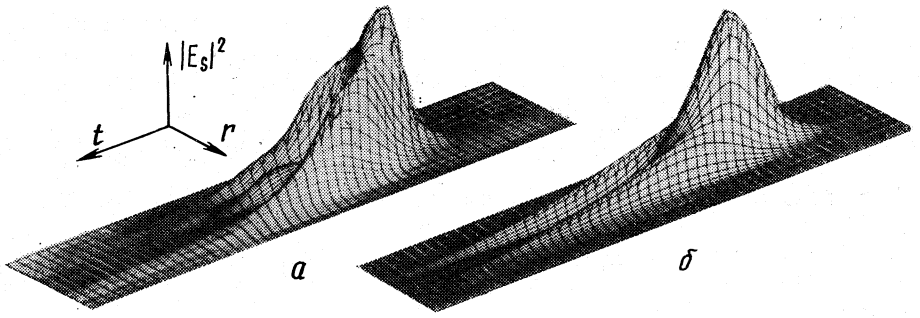

Рис. 3. Пространственно-временная структура стоксова импульса, сформированного при ВРМБ-сжатии для накачки с гауссовым (*а*) и прямоугольным (*б*) распределениями интенсивности в поперечном сечении

вым поперечным распределением интенсивности, истощая ее главным образом на оси. Поэтому задняя часть стоксова импульса, усиливаясь в поле накачки, центральная часть которой истощена, приобретает форму «кольца» в поперечном сечении. Кроме того, пространственно-временная картина еще усложняется дифракционным перераспределением интенсивностей в поперечных сечениях обоих пучков.

Формируемая при встречном ВРМБ пространственно-временная структура в случае накачки с прямоугольным распределением интенсивности в поперечном сечении (рис. 3, *б*) не имеет ярко выраженной субструктуры вблизи максимума, что, безусловно, предпочтительнее для научно-технических приложений коротких световых импульсов, сформированных ВРМБ-сжатием.

Интересно отметить, что интегральная картина распределения интенсивностей в поперечном сечении стоксовых пучков (полученная интегрированием по времени пространственно-временного распределения интенсивности) почти не различается для пучков накачки разного поперечного распределения и во всех случаях близка к гауссовой. Интегральное временное распределение (полученное интегрированием интенсивности по поперечным сечениям) также близко к гауссову во всех случаях. Таким образом, для наблюдения эффектов, описанных в настоящей работе, требуется постановка специального эксперимента.

Отметим также, что указанная выше пространственно-временная структура наблюдается лишь при энергиях импульса накачки, близких и превышающих энергию, соответствующую оптимальным условиям, когда взаимодействие встречных пучков существенно нелинейно.

Заключение

Выявленные в рамках приведенного теоретического анализа особенности (пространственно-временная неоднородность) импульсов света, формируемых при ВРМБ-сжатии лазерных пучков, могут быть нежелательными в ряде научно-технических и технологических приложений. Поэтому для генерации мощных субнаносекундных импульсов света с требуемым (например, гауссовым) распределением интенсивностей должны быть приняты специальные меры. С этой целью, по-видимому, предпочтительнее использовать импульсы накачки с энергией, не достигающей оптимальной $(W_L \lesssim 2W_L^0)$, а для достижения более чем десятикратного сжатия применить схемы с двумя и более каскадами ВРМБ-сжатия и усиления. Кроме того, для улучшения пространственно-временной структуры формируемых лазерных импульсов могут быть использованы пучки накачки с близким к прямоугольному распределением интенсивностей в поперечном сечении.

Интересно сравнить полученные нами результаты с имеющимися экспериментальными. Так, в [2] минимальная длительность отраженных импульсов достигалась примерно при 2—3-кратном превышении энергии накачки над порогом генерации, что хорошо согласуется с результатами рис. 1. Более того, максимальное сжатие по нашим расчетам наблюдается при $z_0/c\tau_L \approx 0{,}02$, что для экспериментальных условий [2] ($r_0=1{,}4$ мм, $\lambda=1{,}06$ мкм, $\tau_L=3$ нс) соответствует длине фокусировки $f=30$ см. В упомянутой выше работе минимальная длительность стоксова импульса достигалась при фокусировке линзой с $f=40$ см и возрастала для линзы с $f=18$ см. Хорошее согласие проведенных нами расчетов получено также с результатами работы [1].

В заключение отметим, что выявленные выше особенности формирования пространственно-временной структуры световых импульсов будут проявляться также и при других видах взаимодействия встречных пучков с неоднородным распределением интенсивности в поперечном сечении.

Найденные нами решения поставленной задачи в квазистационарном приближении, по-видимому, будут промодулированы во времени вследствие когерентного характера взаимодействия волн при конечном времени релаксации гиперзвуковой волны T_p. Тем не менее указанные эффекты не могут существенно изменить найденные нами решения для интересных в экспериментальном плане ситуаций, когда $\tau_S \sim T_p$.

1. С. Б. Паперный, В. Ф. Петров, В. Р. Старцев. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46**, 1594 (1982).
2. Б. И. Галаган, А. А. Маненков, Г. А. Матюшин, В. С. Нечитайло. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 1782 (1984).
3. I. V. Tomov, R. Fedosejevs, D. C. D. McKen. *Optics Letts*, **9**, 405 (1984).
4. Р. Р. Бузялис, А. С. Дементьев, Е. К. Косенко. *Квантовая электроника*, **12**, 2024 (1985).
5. В. А. Горбунов. *Квантовая электроника*, **11**, 1581 (1984).
6. В. А. Горбунов, В. Б. Иванов, С. Б. Паперный, В. Р. Старцев. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 1580 (1984).
7. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский. *УФН*, **98**, 441 (1969).
8. H. Kogelnik, T. Li. *Appl. Optics*, **5**, 1550 (1966).
9. B. N. Perry, P. Rabinowitch, M. Newstein. *Phys. Rev.*, **27**, 1989 (1983).

Вильнюсский государственный
университет им. В. Капсукаса

Поступила в редакцию
5 мая 1986 г.

E. Gaižauskas, A. Piskarskas, V. Smilgevičius, K. Staliūnas. **The Spatial-Temporal Structure of Ultrashort Light Pulses Formed Under Counterrunning Stimulated Scattering of Laser Beams.**

The spatial-temporal structure of light pulses formed by counterrunning SBS of focused laser beams has been investigated theoretically taking into account the inhomogeneous intensity distribution in beam cross sections. It has been found that the laser pulses obtained under conditions of the maximal compression and efficient SBS reflection feature the complex spatial-temporal intensity distribution. The temporal structure of reflected pulses at the great focusing angle results from smoothing of the quasi-periodic temporal substructure of the Stokes pulse due to the intensity redistribution in cross sections of the interacting beams. Coefficients of reflection and SBS compression have been calculated as functions of the value by which the pump intensity exceeds the threshold and of the focusing angle. Good agreement with experimental results is emphasized.