

УДК 621.373.826.0.38.823

В.Ф. Лосев, Ю.Н. Панченко

ДЛИТЕЛЬНОСТЬ СТОКСОВА СИГНАЛА ПРИ ВРМБ ПУЧКА ХеСІ-ЛАЗЕРА

Приведены результаты экспериментального исследования возможности ВРМБ в течение импульса пучка накачки ХеСІ-лазера с длительностью $\tau_{1/2} = 80$ нс. Показано, что длительность стоковского сигнала зависит от поглощения нелинейной среды. При использовании гептана стоковский сигнал имеет длительность $\tau_{1/2} \sim 15$ нс, SF_6 $\tau_{1/2} \sim 70$ нс. Наиболее вероятной причиной получения малой длительности стоковского сигнала является нарушение фазового синхронизма процесса ВРМБ.

Одним из путей получения высокой направленности излучения эксимерных лазеров является создание лазерных систем с использованием ОВФ за счет ВРМБ. Известно, что длительность импульсов эксимерных лазеров может быть как десятки, так и сотни наносекунд. Однако до настоящего времени все исследования, посвященные ВРМБ пучка эксимерных лазеров и реализации при этом ОВФ, в основном проводились с длительностью импульса излучения на полувывоте амплитуды не более 15 нс [1–5]. В работе [6] исследовалось ОВФ пучка ХеСІ-лазера с длительностью импульса $\tau_{1/2} = 35$ нс. При этом длительность стоковского сигнала также не превышала 15 нс. Более короткую длительность импульса, рассеянного нелинейной средой, авторы [6] объяснили пороговыми условиями процесса ВРМБ. Во всех отмеченных работах в качестве нелинейной среды использовались жидкости (гептан, гексан, этанол и др.).

В настоящей статье экспериментально исследуется возможность ВРМБ в течение импульса пучка накачки ХеСІ-лазера с длительностью на полувывоте амплитуды $\tau_{1/2} = 80$ нс.

Оптические схемы, используемые в экспериментах, приведены на рис. 1. В случае, показанном на рис. 1, а, исследовалась лазерная система, состоящая из трех электроразрядных ХеСІ-лазеров. Один лазер выполнял функцию задающего генератора, второй работал в режиме инжекционной синхронизации, активный объем третьего служил усилителем. Задающий генератор формировал дифракционный пучок с шириной спектральной линии $(0,01\text{--}25)$ см⁻¹ [7]. Данный пучок инжектировался в неустойчивый генератор второго лазера через выпуклое зеркало с коэффициентом отражения $R = 80\%$ и радиусом кривизны $r = 134$ см. В качестве второго зеркала резонатора использовалось плоское зеркало с супергауссовым профилем коэффициента

отражения [8]. Увеличение резонатора $M = 7$. При этом лазер обеспечивал импульс излучения длительностью $\tau_{1/2} = 80$ нс с энергией 80 мДж и шириной спектральной линии, соответствующей инжектируемому сигналу. Около 60% энергии излучения лазера содержалось в дифракционном угле. После коллимирования выходного излучения лазера линзой 9 с фокусным расстоянием $F = 2$ м оно проходило поляризационную развязку и направлялось в активную среду усилителя с активным объемом $3,5 \times 2,5 \times 70$ см³. Длительность импульса возбуждения усилителя составляла 140 нс. После усилителя пучок фокусировался в кювету с нелинейной средой 14, в качестве которой использовался гептан либо газообразный SF_6 при давлении 9 атм. Интенсивность пучка в кювете варьировалась от 5×10^7 Вт/см² до 10^{10} Вт/см² за счет изменения фокусного расстояния линзы 13.

В случае, показанном на рис. 1, б, использовался только последний лазер с плоскопараллельным резонатором, образованным кварцевой пластиной и полупрозрачным зеркалом ($R = 20\text{--}50\%$). Со стороны кварцевой пластины излучение лазера фокусировалось в нелинейную среду (гептан). В эксперименте исследовались характеристики излучения в оптическом тракте между кюветой и лазером, а также после полупрозрачного зеркала, в зависимости от степени обратной связи между нелинейной средой и полупрозрачным зеркалом, которая изменялась разъюстировкой кварцевой пластины.

Форма импульсов излучения в экспериментах регистрировалась фотодиодом ФЭК22-СПУ и осциллографом 6ЛЮР. Энергия излучения измерялась с помощью измерителя ИМО-2Н, ширина спектральной линии – с помощью интерферометра ИТ28-30 и спектрографа СТЭ-1. Расходимость излучения определялась по энергии, прошедшей через калиброванные диафрагмы в фокальном пятне линзы 15 с фокусным расстоянием 8 м.

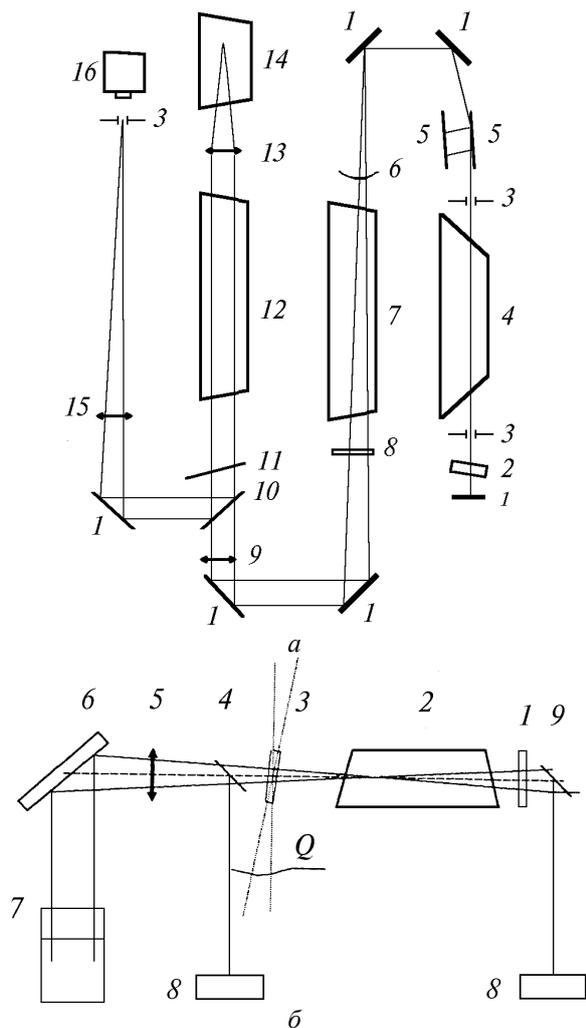


Рис. 1. Оптические схемы эксперимента: *a* (1 – алюминиевое зеркало; 2 – эталон Фабри-Перо, $h = 10$ мм; 3 – диафрагма $\varnothing 1,5$ мм; 4, 7, 12 – активная среда XeCl-лазеров; 5 – дифракционная решетка 2400 штр/мм; 6 – мениск с зеркальным покрытием; 8 – супергауссово зеркало; 9 – линза с $F = 9$ м; 10 – пленочный поляризатор; 11 – $\lambda/4$ -пластина; 13 – линза с $F = 1$ м; 14 – кювета с нелинейной средой; 15 – линза с $F = 10$ м; 16 – фотоприемник); *б* (1 – зеркало с $R = 30\%$; 2 – активная среда XeCl-лазера; 3 – плоскопараллельная кварцевая пластина; 4, 9 – делительная кварцевая пластина; 5 – линза с $F = 1$ м; 6 – алюминиевое зеркало; 7 – кювета с нелинейной средой; 8 – фотоприемник)

На рис. 2, *a* приведена форма импульсов излучения пучка накачки, стокового сигнала и прошедшего излучения через нелинейную среду для экспериментов с гептаном согласно оптической схеме рис. 1, *a*. Амплитудная модуляция пучка накачки была обусловлена конкуренцией поперечных мод в неустойчивом резонаторе второго лазера [9]. Для всего интервала интенсивностей пучка накачки в области максимума его амплитуды интенсивность стокового сигнала резко уменьшилась (примерно на два порядка величины) и на полувысоте амплитуды его длительность импульса не превышала 15 нс. Изменение ширины спектральной линии практически не

влияло на временную форму стокова сигнала. Так как пучок накачки имел крутой передний фронт импульса ~ 5 нс, время запаздывания возникновения стокова сигнала только незначительно сокращало длительность его переднего фронта.

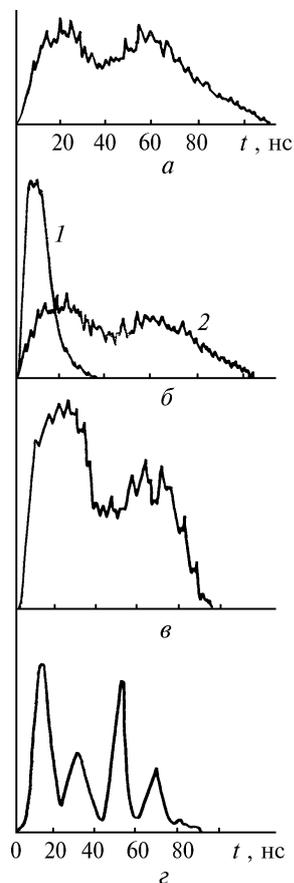


Рис. 2. Временная форма импульсов излучения пучка накачки до кюветы (*a*) и прошедшего через кювету с гептаном (*б* – кривая 2), стокова сигнала при использовании кюветы с гептаном (*б* – кривая 1) и с SF₆ (*в*) и одного из пучков лазера, образованных в оптической схеме рис. 1, *б*, *г*

Одной из возможных причин получения малой длительности импульса ВРМБ могло бы быть возникновение другого конкурирующего вида вынужденного рассеяния, например ВТР. Однако этот тип рассеяния в данных средах возникает при интенсивностях существенно выше $0,1$ ГВт/см² [4, 5] и, как показано в работе [5], может существовать параллельно с ВРМБ, не срывая его, а только уменьшая его долю с ростом интенсивности накачки.

Второй причиной может быть нарушение фазового синхронизма процесса ВРМБ, обусловленного изменением показателя преломления среды вследствие ее нагрева [10]. Нагрев может происходить за счет линейного и двухфотонного поглощения излучения накачки нелинейной средой. Оценка величины коэффициента двухфотонного поглощения при интенсивности накачки $I \leq 0,1$ ГВт/см² дает достаточно малую величину $\gamma = 0,03$ см⁻¹. Измеренный в наших эксперимен-

тах коэффициент линейного поглощения гептана составил $\alpha = 0,053 \text{ см}^{-1}$. В работе [4] был рассчитан критический коэффициент поглощения для $\lambda = 308 \text{ нм}$, при котором может возникать нарушение фазового синхронизма. Его величина составила $\alpha \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, наиболее вероятной причиной получения малой длительности стокова сигнала является нарушение фазового синхронизма процесса ВРМБ, обусловленного поглощением нелинейной средой излучения накачки.

В связи с этим в наших экспериментах гептан был заменен на SF_6 , линейный коэффициент которого составлял $\alpha = 0,0007 \text{ см}^{-1}$. В этом случае порог ВРМБ достигался при интенсивности $I_{\text{пор}} = 0,18 \text{ ГВт/см}^2$, а при интенсивности 75 ГВт/см^2 в фокальной перетяжке наступал оптический пробой в газе. Из рис. 2, в видно, что ситуация существенно изменилась. Длительность стокова сигнала увеличилась до 70 нс на полувысоте амплитуды и практически повторяла форму импульса пучка накачки. Рассеянный импульс имел более сильную амплитудную модуляцию, связанную, на наш взгляд, с пороговым характером ВРМБ. Коэффициент отражения ВРМБ средой пучка накачки составлял при этом $\sim 50\%$.

При использовании нелинейной среды SF_6 нами было реализовано ОВФ пучка с сохранением практически всей его длительности импульса. Точность ОВФ, рассчитанная как $K = K_s(\theta_d)/K(\theta_d)$, где $K_s(\theta_d) = E_s(\theta_d)/E_s$ и $K(\theta_d) = E(\theta_d)/E$ – доли энергии стокова излучения и пучка накачки в дифракционном угле θ_d , составила 70%. При наблюдении изображения маски в излучении стокова сигнала ее изображение было не совсем четким, что говорит о наличии в стоковом сигнале и необращенной компоненты.

В работе [11] нами была показана возможность повторного рассеяния гептаном короткого импульса. В связи с этим были проведены эксперименты с гептаном по получению цуга стоковых импульсов в течение всей длительности импульса накачки. Оптическая схема приведена на рис. 1, б. В случае съюстированного резонатора лазера нелинейная среда рассеивала один короткий импульс, имеющий длительность $\tau_{1/2} \sim 15 \text{ нс}$. При разъюстировке кварцевой пластинки на угол $Q \sim 3 \text{ мрад}$ в конкуренции между световыми потоками начинает превалировать обратная связь между нелинейной средой и полупрозрачным зеркалом. Причем в гептане начинают работать попеременно две области, разнесенные в пространстве. Первоначально образованный стоков сигнал, имеющий спектральную

ширину линии $\sim 0,3 \text{ см}^{-1}$ [12], совершив обход резонатора, фокусируется уже в другом месте в гептане. Повторно рассеиваясь и приобретая бриллюэновский сдвиг частоты $\sim 0,3 \text{ см}^{-1}$, он совершает обход резонатора и возвращается в первоначальную область в гептане, снова отражаясь и испытывая частотный сдвиг. Чередование областей в нелинейной среде с постоянным изменением частоты сигнала позволяет отражать от гептана цуг коротких импульсов в течение импульса накачки длительностью около 100 нс. На выходе лазера регистрируются два пучка, располагающихся под углом Q друг к другу и представляющих собой цуг импульсов (рис. 2, з). При дальнейшей разъюстировке резонатора приходим к ситуации, которая была описана в [11], когда на выходе лазера формируется цуг импульсов, первоначально возникших из спонтанных шумов активной среды лазера без какого-либо участия кварцевой пластинки. При этом суммарная энергия лазера снижается в несколько раз.

Таким образом, в настоящей статье показано, что длительность стокова сигнала при ВРМБ пучка ХеСл-лазера зависит от поглощения нелинейной среды. Использование сред с малым коэффициентом поглощения ($\alpha \sim 0,0007 \text{ см}^{-1}$) позволяет сохранять процесс ВРМБ в течение всей длительности импульса накачки ($\sim 80 \text{ нс}$). В поглощающих средах ($\alpha \sim 0,05 \text{ см}^{-1}$) возможно реализовать повторное рассеяние короткого стокова импульса ($\tau_{1/2} \sim 15 \text{ нс}$) и образовать из этих импульсов цуг в течение всей длительности импульса пучка накачки.

1. Gower M.C., Caro R.G. // Optics Lett. 1982. V. 7. N. 4. P. 162–164.
2. Chen J.W., Nassisi N., Perrone M.R. // Optics Comms. 1990. V. 79. N. 5. P. 381–385.
3. Davis G.M. and Gower M.C. // IEEE J. QE-27. 1991. V. 27. N. 3. P. 496–501.
4. Карпов В.Б., Коробкин В.В., Долгоненко Д.А. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. N 11. С. 1350–1353.
5. Бычков Ю.Б., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. // Квантовая электроника, 1992. Т. 19. N 7. С. 688–690.
6. Sugii M., Okabe M., Watanabe F., Sasaki K. // IEEE J. QE-24. 1988. V. 24. N 11. P. 2264–2269.
7. Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. // Квантовая электроника. 1994. Т. 21. N 1. С. 55–56.
8. Kovalenko S.E., Losev V.F., and Perrone M.R. // Appl. Optics. 1994. V. 33. N 18. P. 4082–4086.
9. Иванов Н.Г., Коваленко С.Е., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 11. С. 1590–1594.
10. Григорьев С.Ф., Заскалько О.П., Кузьмин В.В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. N 4. С. 1246–1255.
11. Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. N 5. С. 475–476.
12. Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. N 5. С. 473–474.

Институт сильноточной электроники СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
15 октября 1997 г.

V.F. Losev, Yu.N. Panchenko. Duration of Stokes Signal at SBS of XeCl-laser Beam.

The experimental findings on SBS possibility during the course of a pulse of XeCl-laser pumping beam ($\tau_{1/2} = 80 \text{ ns}$) are presented. The duration of the Stokes signal is shown to depend on the nonlinear medium absorbability. With heptane, the Stokes signal's duration $\tau_{1/2} \sim 15 \text{ ns}$, with SF_6 $\tau_{1/2} \sim 70 \text{ ns}$. The most probable cause of the Stokes signal duration is a disturbance in the phase synchronism of the SBS process.