

**ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА ИЗЛУЧЕНИЯ  
СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА В СЖАТОМ КСЕНОНЕ**

С. А. Буйко, С. М. Куликов, В. Н. Новиков\*, С. А. Сухарев

*Российский федеральный ядерный центр (РФЯЦ-ВНИИЭФ)  
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 17 июня 1999 г.

Впервые экспериментально продемонстрировано вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) и обращение волновых фронтов излучения СО<sub>2</sub>-лазера в сжатом ксеноне (59 атм при 21°С), помещенном в низкодобротный резонатор самого лазера. Воздействие на нелинейную среду осуществлялось встречными сфокусированными пучками многомодового излучения. Разность между частотами продольных мод резонатора устанавливалась равной частоте звуковой волны ( $\nu_s = 32.2 \pm 0.3$  МГц), возбуждаемой при ВРМБ излучением с длиной волны 9.584 мкм. Длительность импульса излучения  $\tau_L$  была близка к времени жизни звуковых фононов ( $\tau_L < \tau_{ph} \approx 3 \cdot 10^{-6}$  с). Возбуждение ВРМБ в экспериментах проявлялось в синхронизации продольных мод, в росте мощности и энергии, а также в увеличении длительности генерации лазерного излучения и в уменьшении расходимости до дифракционного предела.

PACS: 42.65.Es, 42.60.Fc

В настоящее время вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) для обращения волновых фронтов лазерного излучения используется практически во всем диапазоне излучения мощных современных лазеров, от эксимерных ( $\lambda_L = 0.2\text{--}0.3$  мкм) до химических ( $\lambda_L = 2.5\text{--}4.5$  мкм) [1–4]. В области излучения СО<sub>2</sub>-лазера основным и наиболее изученным способом получения обращения волновых фронтов до сих пор остается четырехволновое смешение в нелинейных средах. По сравнению с четырехволновым смешением применение низкопорогового ВРМБ существенно упростило бы техническую задачу создания устройств по обращению волновых фронтов для СО<sub>2</sub>-лазеров и расширило бы возможности по формированию пространственной структуры лазерных пучков. Однако, несмотря на изученность процесса ВРМБ в освоенном диапазоне спектра, ВРМБ излучения в десятимикронной области экспериментально получено только в водородной плазме при высокой интенсивности  $10^{11}\text{--}10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [5, 6]. Возможности применения такого ВРМБ в плазме для обращения волновых фронтов до сих пор не ясны. О возбуждении ВРМБ в конденсированных или газообразных средах надежных сообщений нет. Это можно объяснить конкуренцией со стороны других нелинейных явлений: оптического пробоя, поглощения излучения [7, 8]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования ВРМБ излучения СО<sub>2</sub>-лазера в сжатом ксеноне (59 атм при  $T = 21^\circ\text{C}$ ).

Сжатый ксенон является довольно универсальной ВРМБ-средой из-за прозрачности в широком диапазоне длин волн, высокого коэффициента усиления стоксова из-

\*E-mail: novikov@otd13.vniief.ru

лучения и малого стокова сдвига. При выбранном давлении скорость звука в ксено-не минимальна ( $v_s = 1.44 \cdot 10^4$  см/с, частота звуковой волны  $\nu_s = 32.2$  МГц) и в то же время стационарный коэффициент усиления стокова излучения максимален ( $g \approx 1.15 \cdot 10^{-7}$  см/Вт) [9]. Однако при переходе в средний ИК-диапазон излучения и в область высоких давлений газа время жизни звуковых фононов увеличивается пропорционально плотности и квадрату длины волны излучения ( $\tau_{ph} \propto \rho \lambda^2$ ). В результате для импульсных CO<sub>2</sub>-лазеров при выбранном давлении ксенона время жизни звуковых фононов превосходит длительность импульса излучения  $\tau_L$ . При  $\tau_{ph} > \tau_L$  процесс возбуждения ВРМБ носит существенно нестационарный характер и для его возбуждения по сравнению со стационарным режимом необходимо увеличивать интенсивность накачки, что ухудшает ситуацию с оптическим пробоем. Пороговая интенсивность возбуждения существенно нестационарного ВРМБ при импульсной накачке нелинейной среды сфокусированным гауссовым пучком определяется следующим образом (см. [10]):

$$I_{thr} \geq \frac{M^2}{8\pi g l_d} \frac{\tau_{ph}}{\tau_L}, \quad M \approx \ln \frac{I_L}{I_n}, \quad l_d = \frac{\lambda}{\pi} \left( \frac{F}{r_0} \right)^2,$$

где  $I_L$ ,  $I_n \propto 1/\lambda^4$  — соответственно интенсивности накачки и шумового стокова излучения,  $\lambda$  — длина волны накачки,  $F$  — фокусное расстояние фокусирующей линзы,  $r_0$  — радиус гауссова пучка на линзе. В этом случае для  $M = 36$ ,  $\tau_L \approx \tau_{ph}$ ,  $F = 146$  см,  $r_0 = 2.5$  см,  $g = 1.15 \cdot 10^{-7}$  см/Вт величина пороговой интенсивности равна  $I_{thr} \approx 4 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Интенсивность оптического пробоя ксенона из оценок по результатам работ [11, 12] составляет  $10^7$ – $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. При накачке нелинейной среды сфокусированным пучком получить ВРМБ излучения CO<sub>2</sub>-лазера не удастся. По-видимому, условие, при котором пороговая интенсивность возбуждения ВРМБ была бы ниже интенсивности оптического пробоя сжатого ксенона, в экспериментах, проведенных по традиционной схеме, действительно не выполняется. Понизить вероятность оптического пробоя нам удалось за счет значительного снижения порога возбуждения ВРМБ при увеличении входного стокова сигнала (уменьшения  $M$ ) при накачке нелинейной среды сфокусированными встречными полихроматическими пучками с разностью частот между монохроматическими компонентами, равной частоте звуковой волны, при помещении нелинейной среды в резонатор лазера [13]. Такой способ возбуждения ВРМБ позволяет почти на два порядка уменьшить пороговую интенсивность до  $I_{thr} \approx 5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

Оптическая схема экспериментов приведена на рис. 1. В экспериментах в качестве источника лазерного излучения использовался химический CO<sub>2</sub>-лазер с передачей возбуждения от молекул DF\* молекулам CO<sub>2</sub>. Лазер работал на одном колебательно-вращательном переходе ( $P(24)$ , колебательный переход (001–020)). Ширина контура усиления активной среды нашего лазера по полувысоте равна  $\approx 700$  МГц. Длительность импульса излучения  $\tau_L$  была близка времени жизни фононов ( $\tau_L < \tau_{ph} \approx 3 \cdot 10^{-6}$  с). ВРМБ-кювета представляла собой металлический цилиндр с внутренним диаметром 40 мм, длиной 760 мм с окнами из ВаF<sub>2</sub> толщиной 40 мм. Уплотнение окон осуществлялось с помощью индия. Заполнение кюветы ксеноном проводилось через фильтр с эффективностью очистки 99.99999% от примесных частиц размером больше 0.1 мкм.

Резонатор CO<sub>2</sub>-лазера составлялся из зеркала 6 и кольцевого интерферометра Саян-ьяка. Интерферометр образовывался делительной пластиной 4, в нашем случае плоскопараллельной пластиной из ВаF<sub>2</sub>, установленной под углом Брюстера, и медными зеркалами 5. ВРМБ-кювета устанавливалась в фокальную область линзы 3. Начальная

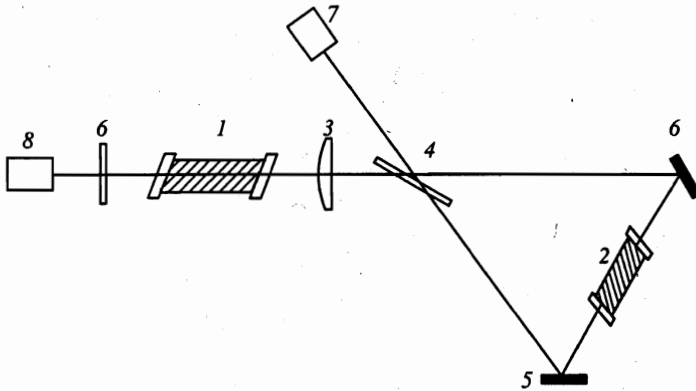


Рис. 1. Оптическая схема  $\text{CO}_2$ -лазера с ВРМБ-нелинейностью в резонаторе: 1 — лазерная среда; 2 — ВРМБ-кювета, заполненная ксеноном до 59 атм при  $21^\circ\text{C}$ ; 3 — линза с фокусным расстоянием 146 см; 4 — плоскопараллельная пластина из  $\text{BaF}_2$  толщиной 2 см, установленная под углом Брюстера; 5 — медные зеркала; 6 — плоское зеркало резонатора; 7 — регистрация мощности и энергии излучения; 8 — регистрация мощности, энергии, расходимости и спектрального состава излучения

добротность резонатора устанавливалась изменением коэффициента отражения зеркала 6. В качестве зеркала 6 служили плоскопараллельные пластины из  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{ZnSe}$  и  $\text{NaCl}$  с нанесенным диэлектрическим покрытием с коэффициентом отражения 0.28. Для эффективного возбуждения ВРМБ оптическая длина резонатора  $L_R$  (длина кругового обхода) устанавливалась из условия равенства разности частот продольных мод резонатора частоте звуковой волны, а именно,  $L_R = L_{SBS} = c/\nu_s \approx (931 \pm 1)$  см. Отличие разности частот продольных мод от частоты звуковой волны должно быть меньше полуширины частотного контура спонтанного рассеяния, т. е. точность установки длины резонатора должна быть лучше  $\Delta L_{SBS} \approx L_{SBS}^2/2c\tau_{ph} = c/2\tau_{ph}\nu_s^2 \approx 5$  см. Следует отметить, что при изменении длины резонатора по факту возбуждения или невозбуждения ВРМБ из последнего соотношения можно оценить величину  $\tau_{ph}$ . В случае возбуждения ВРМБ коэффициент отражения излучения со стороны интерферометра Саньяка будет увеличиваться и, следовательно, будет увеличиваться добротность резонатора, что должно проявляться в характере излучения  $\text{CO}_2$ -лазера.

В экспериментах регистрировались энергия, мощность, спектральный состав и расходимость излучения. Энергия регистрировалась калориметрами ИМО-2, мощность — фотоприемником ФП-1 (временное разрешение  $\approx 0.7$  нс) [14]. Сигнал с фотоприемника заводился на осциллограф Tektronix TDS-540B (500 МГц). Расходимость излучения регистрировалась с помощью 50%-зеркального клина в фокусе линзы ( $F = 146$  см).

В экспериментах, в которых выполнялось условие резонанса стокова излучения с продольными модами резонатора  $L_R = L_{SBS}$ , всегда наблюдалось возбуждение ВРМБ независимо от начальной добротности резонатора. ВРМБ не возбуждалось в случае отсутствия резонанса, когда длина резонатора равнялась  $L_R = L_{SBS} - 18$  см,  $L_R = L_{SBS} + 80$  см. При удалении ксенона из ВРМБ-кюветы независимо от длины резонатора эффекты, связанные с возбуждением ВРМБ, также не регистрировались.

При возбуждении ВРМБ в течение импульса генерации наблюдается рост количе-

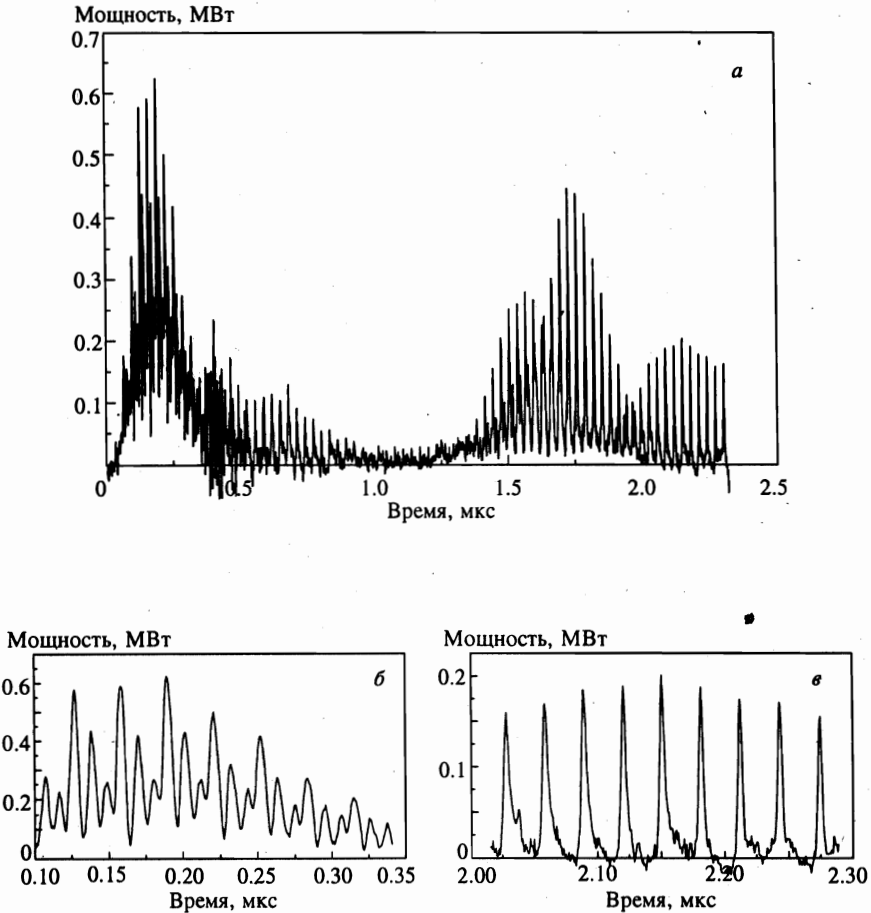


Рис. 2. Временной профиль мощности излучения  $\text{CO}_2$ -лазера при возбуждении ВРМБ (а) и тонкая структура импульса в начале (б) и конце генерации (в)

ства мод (от 4 до 10) и их постепенная фазировка вплоть до полной синхронизации. Если в начале импульса (рис. 2) наблюдается биение четырех мод с произвольными фазами, то к концу импульса наблюдается регулярная последовательность мощных пиков длительностью 6 нс с периодом следования  $1/\nu_s = 31$  нс, т.е. наблюдается синхронизация  $\approx 10$  мод. Самосинхронизация мод на ВРМБ-нелинейности энергетически выгодна [15], так как в этом случае все моды участвуют в создании одной звуковой решетки, что приводит к увеличению добротности резонатора. В результате временной рост добротности увеличивает мощность излучения и его длительность (ср. рис. 2 и рис. 3). Энергия излучения  $\text{CO}_2$ -лазера при возбуждении ВРМБ увеличивалась вдвое.

При отсутствии ВРМБ начало импульса также промодулировано четырьмя модами с произвольными фазами, но в дальнейшем биения уменьшаются, профиль импульса выглаживается за счет увеличения числа мод и отсутствия их синхронизации, т.е. импульс имеет обычную форму для  $\text{CO}_2$ -лазера в режиме свободной генерации (рис. 3).

Возбуждение ВРМБ и возникновение эффекта обращения волновых фронтов осо-

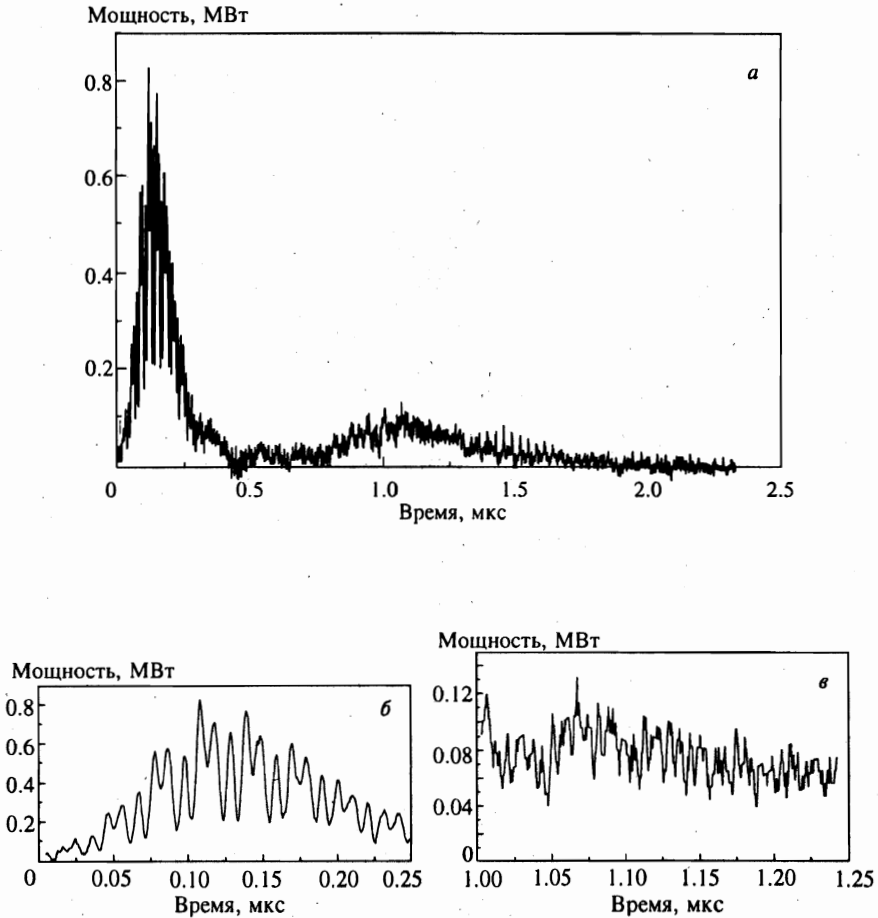


Рис. 3. Временной профиль мощности излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в отсутствие ВРМБ (а) ( $L_R = L_{SBS} - 18$  см) и тонкая структура импульса в начале (б) и конце генерации (в)

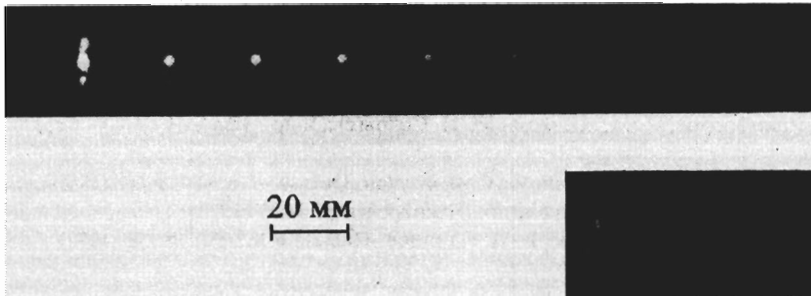


Рис. 4. Регистрограммы дальней зоны в фокусе линзы  $F = 146$  см, полученные с помощью 50%-клина: сверху — при возбуждении ВРМБ ( $L_R = L_{SBS}$ ), энергия излучения 1.6 Дж; внизу — в отсутствие ВРМБ ( $L_R = L_{SBS} + 80$  см), энергия излучения 0.6 Дж

бенно ярко проявляются в изменении расходимости лазерного излучения (рис. 4). Если при отсутствии ВРМБ расходимость излучения равнялась восьми дифракционным пределам, то при возбуждении ВРМБ и реализации эффекта обращения волнового фронта расходимость лазерного излучения уменьшалась практически до дифракционного предела, яркость излучения лазера увеличивалась в 64 раза. Еще важно заметить, что при возбуждении ВРМБ выбранная оптическая схема резонатора позволила получить излучение дифракционного качества при большом числе Френеля ( $N \approx 10$ ).

В данной работе мы продемонстрировали возможность создания низкопорогового ВРМБ-зеркала для длинноволнового излучения, где влияние конкурирующих процессов особенно велико. Однако область применения полученных результатов не ограничивается  $\text{CO}_2$ -лазерами. В частности, рассмотренная схема лазера может оказаться полезной для СО- и йодно-кислородных лазеров, для исследования других видов вынужденного рэлеевского рассеяния. Для лазерных сред с однородно уширенным контуром усиления по динамике синхронизации мод можно получать дополнительную информацию о температуре инверсной среды, кинетике процессов, приводящих к лазерному эффекту, а также с помощью ВРМБ-нелинейности осуществлять селекцию продольных мод.

## Литература

1. С. С. Алимпов, В. С. Букреев, С. К. Вартапетов и др., Квант. электр. **18**, 89 (1991).
2. M. T. Duignan, B. J. Feldman, and W. T. Whitney, Opt. Lett. **12**, 111 (1987).
3. С. Д. Великанов, Ю. В. Долгополов, В. В. Егоров и др., Изв. АН СССР, Сер. физ. **52**, 553 (1988).
4. Е. Н. Воронцов, Ю. В. Долгополов и др., Квант. электр. **17**, 317 (1990).
5. A. Ng, L. Pitt, D. Salzman, and A. A. Offenberger, Phys. Rev. Lett. **42**, 307 (1979).
6. R. Fedosejevs, W. Tighe, D. C. D. McKen, and A. A. Offenberger, Optics Comm. **40**, 35 (1981).
7. Н. Г. Басов, В. И. Ковалев, Ф. С. Файзулов, в сб. *Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах*, под ред. В. И. Беспалова, ИПФ АН СССР, Горький (1982).
8. В. В. Рагульский, *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света*, Наука, Москва (1990).
9. L. I. Zykov, S. A. Buiko, Yu. V. Dolgopolv et al., in *Optical Resonators-Science and Engineering*, ed. by R. Kossovsky et al. Kluwer Academic Publishers, Netherlands (1998), p. 233.
10. Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов, *Обращение волнового фронта*, Наука, Москва (1985).
11. Ю. П. Райзер, *Лазерная искра и распространение разрядов*, Наука, Москва (1974).
12. Ю. В. Долгополов, С. М. Куликов, М. Н. Соловьева и др., Изв. АН СССР, Сер. физ. **52**, 549 (1988).
13. А. З. Грасюк, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзулов, Письма в ЖЭТФ **9**, 11 (1969).
14. П. М. Валов, К. В. Гончеренко и др., Квант. электр. **4**, 95 (1977).
15. Ф. А. Королев, О. М. Вохник, В. И. Одинцов, Письма в ЖЭТФ **18**, 58 (1973).