

Н.Г. Иванов, С.Е. Коваленко, В.Ф. Лосев, Ю.Н. Панченко, В.Е. Прокопьев

О СПЕКТРАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВКР ПУЧКА ХеСІ-ЛАЗЕРА В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Приведены результаты экспериментального исследования спектральной яркости излучения ВКР в парах свинца при накачке широкополосным (2 линии шириной 3 см^{-1}) и узкополосным ($0,1$ и $0,01 \text{ см}^{-1}$) излучением ХеСІ-лазера с расходимостью, близкой к дифракционному пределу.

Показано, что ширина линии ВКР ограничивается доплеровским уширением, эффективность ВКР для узкополосного пучка накачки возрастает в 2 раза, а расходимость излучения ВКР по энергии в дифракционном угле превышает расходимость излучения накачки в 3–4 раза.

Одним из наиболее перспективных способов получения мощного когерентного излучения в видимой области спектра является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) излучения эксимерных лазеров в парах металлов [1–5]. Наибольшая эффективность преобразования при этом достигнута в парах свинца [4–6]. Однако вопрос о степени когерентности преобразования излучения остается мало изученным.

В [5] автор использовал узкополосный пучок накачки ХеСІ-лазера с шириной линии $0,1 \text{ см}^{-1}$. Согласно его измерениям ширина линии стоксова сигнала была несколько уже линии излучения накачки. Уширение линии за счет эффекта Доплера или наличия различных изотопов свинца не было замечено. В [2] использовался пучок ХеСІ-лазера со спектральной шириной $0,03 \text{ см}^{-1}$ для реализации обратного ВКР в парах свинца и компрессии стоксова сигнала. К сожалению, автор не сообщает о спектральной ширине преобразованного излучения. Работы, в которых исследовалась бы расходимость излучения ВКР в парах металлов, на данный момент в литературе отсутствуют.

В настоящей статье приводятся результаты экспериментального исследования расходимости и спектральной ширины линии излучения ВКР в парах свинца на длине волны 458 нм с целью определения предельных их значений.

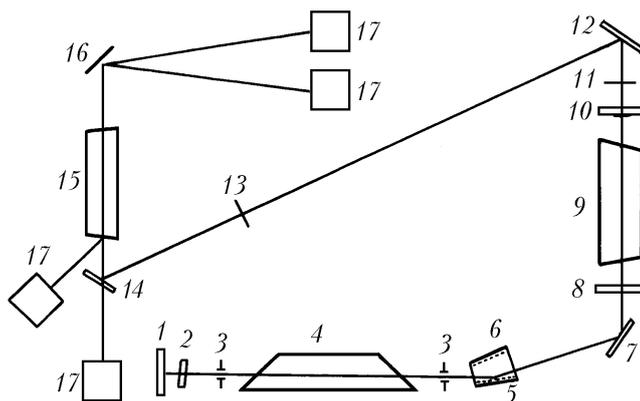


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента: 1, 7, 12, 16 – зеркала с алюминиевым покрытием; 2 – твердотельный эталон; 3 – диафрагма; 4, 9 – активная среда ЗГ и управляемого лазера; 5, 6, 16 – дифракционные решетки 2400 шпр/мм; 8 – полупрозрачный мениск; 10 – супергауссово зеркало; 11, 13 – положительная линза ($F = 2$ и 3 м); 14 – диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения 95% на $\lambda = 308 \text{ нм}$ и 25% на $\lambda = 458 \text{ нм}$; 15 – кювета с парами металлов; 17 – система регистрации

Оптическая схема эксперимента приведена на рис. 1. Пучок накачки формировался в лазерной системе, состоящей из задающего генератора (ЗГ) и ХеСІ-лазера, работающего в режиме инжекционной синхронизации (ИС). Задающий генератор был создан на базе электроразрядного

ХеСl-лазера с активным объемом $0,7 \times 2 \times 60 \text{ см}^3$. Возбуждение его активной среды осуществлялось от накопительной емкости 100 нФ, собранной из керамических конденсаторов К15-10 (40 кВ, 10 нФ). Емкость заряжалась до напряжения 30 кВ и через 6 искровых разрядников, включенных параллельно, коммутировалась на лазерный промежуток. Параллельно промежутку была подключена емкость 6 нФ, состоящая из 13 керамических конденсаторов К15-4 (40 кВ, 470 пФ).

Зарядка этой емкости осуществлялась через разряд по поверхности диэлектрика, выполняющего функцию одного из электродов разрядного промежутка. На смеси Ne:Хе:НСl = 800:10:1 при давлении 4 атм с плоскопараллельным резонатором лазер генерировал импульс излучения длительностью 100 нс с энергией 0,3 Дж. Селекция поперечных мод ЗГ осуществлялась двумя диафрагмами диаметром 1,4 мм. Уменьшение ширины спектральной линии обеспечивалось двумя дифракционными решетками (2400 штр/мм) и твердотельным эталоном (область дисперсии – $0,5 \text{ см}^{-1}$, резкость – 12). Одна из решеток работала в скользящем падении (первый порядок дифракции), вторая – в автоколлимационном режиме.

Вывод излучения из резонатора осуществлялся через нулевой порядок дифракции первой решетки. В такой схеме выходной лазерный пучок ЗГ имел расходимость, близкую к дифракционному пределу, спектральную ширину линии $0,01 \text{ см}^{-1}$, степень поляризации, близкую к 1, длительность импульса 50 нс и энергию 1 мДж [7]. В оптической схеме без твердотельного эталона ширина спектральной линии излучения ЗГ составляла $0,1 \text{ см}^{-1}$.

Второй лазер имел два активных объема $1,5 \times 3,5 \times 32 \text{ см}^3$, расположенных в одной камере на оптической оси [8]. Один объем мог включаться с запаздыванием относительно второго, что позволяло увеличивать длительность импульса генерации. В качестве предыонизации, как и в ЗГ, использовался разряд по поверхности диэлектрика. С плоскопараллельным резонатором на смеси Ne:Хе:НСl = 1000:5:1 при давлении 4 атм лазер производил импульс генерации длительностью 110 нс на полувысоте амплитуды с энергией 120 мДж, частотный спектр излучения при этом состоял из двух линий шириной 3 см^{-1} , расположенных на расстоянии 28 см^{-1} друг от друга.

В экспериментах по преобразованию излучения использовался неустойчивый резонатор, который был образован выпуклой гранью мениска (коэффициент отражения 80%) с радиусом кривизны 134 см и супергауссовым зеркалом, напыленным на плоскую кварцевую пластину. Размер зеркальной поверхности был 3,8 мм, максимальный коэффициент отражения в центре зеркала 37%, порядок супергауссианы 4,3. Для уменьшения шумовой компоненты пучка у выпуклого зеркала устанавливалась диафрагма диаметром 10 мм. С таким резонатором лазер производил импульс излучения длительностью до 100 нс и энергией 80 мДж. Излучение ЗГ инжектировалось в резонатор второго лазера через полупрозрачный мениск δ . Точность синхронизации двух лазеров составляла $\pm 5 \text{ нс}$. Излучение второго лазера коллимировалось линзой *11* и затем фокусировалось в кювету с парами металла. Рабочий объем кюветы, изготовленной из бериллиевой керамики длиной 50 см и диаметром 2 см, мог разогреваться электропечью до температуры 1400°C . Для удержания паров кювета наполнялась неоном до давления 10 кПа.

Регистрация параметров излучения пучка накачки осуществлялась по части излучения, отраженного от входного окна ВКР кюветы. Попутное излучение ВКР и излучение накачки, прошедшее кювету, разделялись дифракционной решеткой *16* и затем регистрировались. Параметры излучения ВКР назад измерялись после прохождения им полупрозрачного (для $\lambda = 458 \text{ нм}$) зеркала *14*. Форма импульсов излучения регистрировалась с помощью фотодиодов ФЭК 22-СПУ и осциллографа 6ЛОР-04, энергия – измерителем мощности и энергии ИМО-2Н, спектральные характеристики – интерферометром ИТ-28-30. Распределение энергии излучения в дальней зоне определялось с помощью линзы ($F = 3 \text{ м}$) и калиброванных диафрагм.

Как было показано в [5], а также в нашей предыдущей работе [6], эффективность преобразования излучения ХеСl-лазера при ВКР в парах свинца резко возрастает с использованием режима ИС. Однако при этом оставалась неопределенность в том, по какой причине это происходит, ибо в режиме ИС ширина линии накачки уменьшается, но увеличивается ее интенсивность за счет меньшей расходимости. В данных экспериментах расходимость пучка накачки была практически неизменной для режима свободной генерации (без ЗГ) и режима ИС, при этом около 60% энергии содержалось в дифракционном угле. Таким образом, при одной и той же интенсивности накачки можно было наблюдать параметры излучения ВКР для различных значений ее ширины линии. Измерения энергии излучения ВКР показали, что в режиме ИС с шириной линии $0,01$ и $0,1 \text{ см}^{-1}$ эффективность преобразования при оптимальной температуре возрастала примерно вдвое по сравнению с режимом свободной генерации.

На рис. 2 приведены интерферограммы излучения накачки при двух ширинах линии ($0,01$ и $0,1 \text{ см}^{-1}$) и соответствующие им интерферограммы излучения ВКР. В обоих случаях наблюдалось уширение линии преобразованного излучения. Так, в первом случае ширина линии на $\lambda = 458 \text{ нм}$ составляла $0,05 \pm 0,06 \text{ см}^{-1}$, что, по нашим оценкам, близко к доплеровскому уширению, равному $0,045 \text{ см}^{-1}$. Во втором случае уширение линии до $0,2 \text{ см}^{-1}$, возможно, также происходило за счет эффекта Доплера. Изменение давления буферного газа от 2 до 70 кПа не влияло на ширину линии излучения ВКР, что позволяет говорить о незначительной роли столкновительного уширения. Для пучка накачки с шириной линии $0,01 \text{ см}^{-1}$ наблюдалось обратное ВКР, при этом ширина линии стоксова сигнала была практически такой же, как и при попутном ВКР.

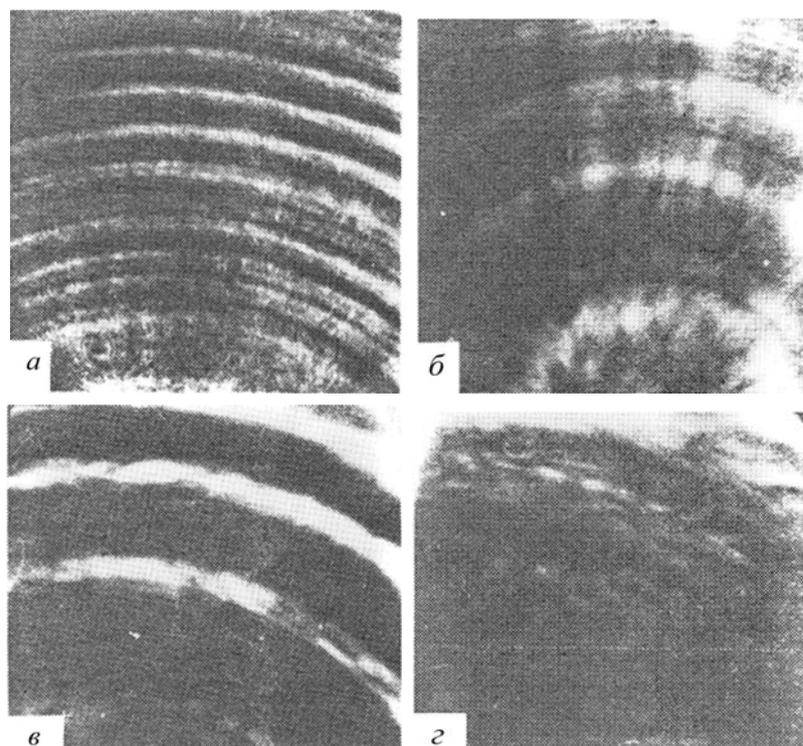


Рис. 2. Фрагменты интерферограмм пучка накачки с шириной линии $0,01 \text{ см}^{-1}$ (а), $0,1 \text{ см}^{-1}$ (б) и соответствующего излучения ВКР (в, з). Область дисперсии эталона равна $0,07 \text{ см}^{-1}$ (а), $0,25 \text{ см}^{-1}$ (б, в, з)

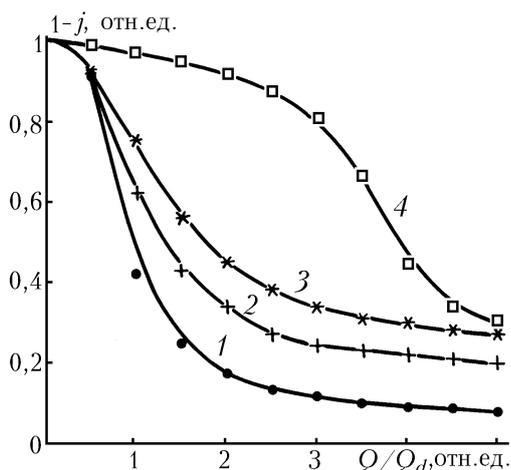


Рис. 3. Энергетическое угловое распределение излучения пучка накачки, прошедшего холодную кювету (кривая 1), кювету с парами металла при $T = 850$ (2) и 1300°C (3), а также излучения ВКР (4). j – доля энергии излучения в соответствующем угле d относительно полной энергии; Q_d – дифракционный угол

Контроль расходимости пучка накачки, прошедшего через кювету, показал, что она зависит от плотности паров металла. Так, при температуре 850°C, что соответствовало началу ВКР, расходимость прошедшего пучка накачки менялась незначительно. Однако с дальнейшим ростом температуры наблюдалось заметное ее ухудшение (рис. 3). Кроме того, происходило увеличение размера пучка накачки непосредственно на выходе из кюветы в 3–4 раза и изменение его формы из прямоугольной в овальную.

Как следует из рис. 3, где проводится также угловое распределение излучения ВКР, расходимость преобразованного излучения не повторяет расходимость пучка накачки: исчезает дифракционный kern, а 60% энергии содержится в угле $4 \cdot 10^{-4}$ рад, в 4 раза превышающем дифракционный угол.

На рис. 4 приведены осциллограммы импульсов излучения узкополосного пучка накачки, попутного и обратного ВКР. Как видно из фотографий, излучение ВКР представляет собой набор коротких импульсов различной длительности, что, вероятно, связано с эффектом насыщения процесса ВКР вследствие малой концентрации паров металла в кювете.

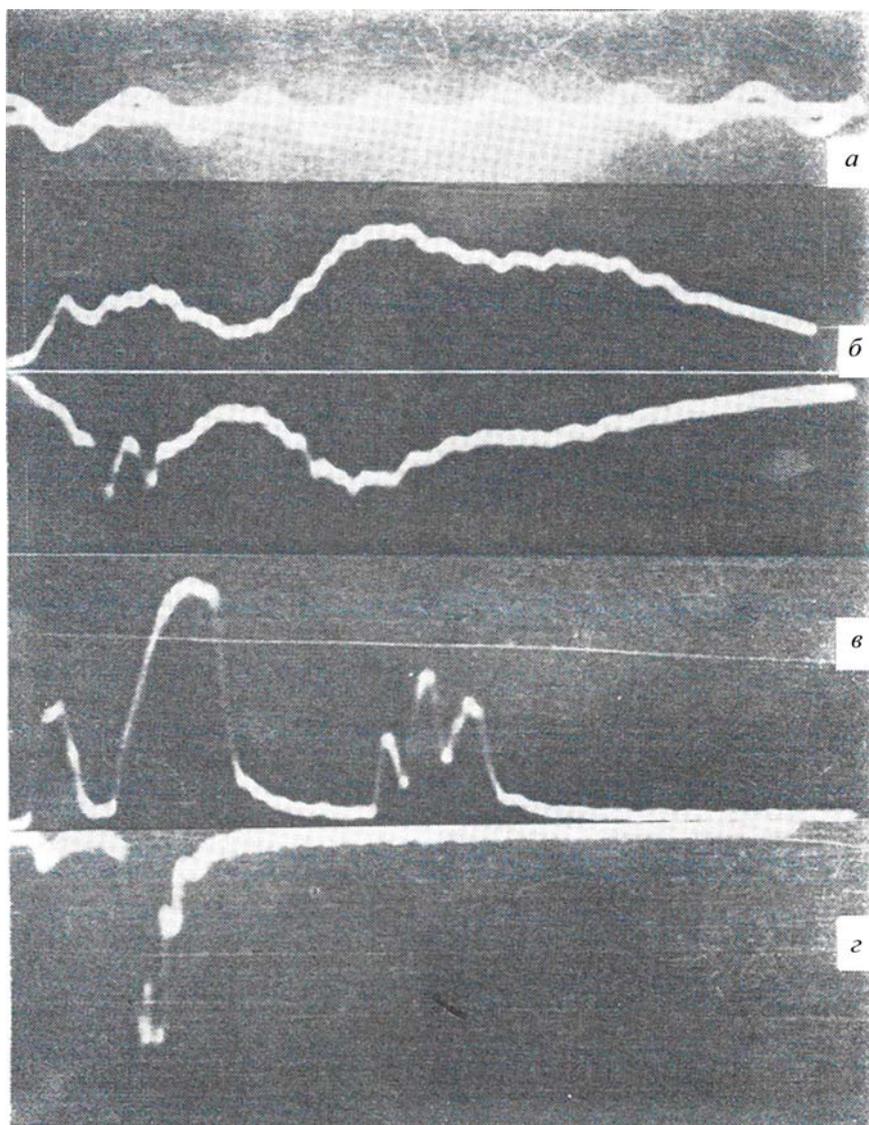


Рис. 4. Осциллограммы импульсов излучения падающего (*а*) и прошедшего (*б*) пучков накачки, излучения попутного (*в*) и обратного (*г*) ВКР. Период калибровки – 20 нс

Дополнительное исследование ВКР в парах бария показало, что преобразованное излучение также состоит из набора коротких импульсов, а значения расходимости и ширины линий

излучения ВКР сравнимы с измеренными в парах свинца.

Таким образом, в настоящей статье показано, что эффективность преобразования излучения XeCl-лазера при ВКР в парах свинца не зависит от ширины линии накачки в случае, если она не превышает доплеровского уширения линии. Последнее задает минимально возможную спектральную ширину рассеянного излучения. При превышении ширины линии накачки доплеровского уширения эффективность преобразования уменьшается. Расходимость преобразованного излучения существенно превышает расходимость излучения накачки относительно энергии, содержащейся в дифракционном керне, однако при этом она на порядок меньше геометрической, задаваемой формой каустики фокусируемого пучка.

1. Djeu N. and Burnham R. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 30. P. 473–475.
2. Djeu N. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. P. 663–665.
3. Tomov I. V., Fedosejevs R., McKen D. C. D., Domier C. and Offenberger A. A. // Optics Letters. 1983. V. 8. N 1. P. 9–11.
4. Rieger H. // IEEE J. Quantum. Electron. 1986. QE–22. N 3. P. 405–409.
5. Rieger H. // IEEE J. Quantum. Electron. 1989. QE–25. N 5. P. 913–916.
6. Vyckov Yu. I., Ivanov N. G., Kovalenko S. E., Losev V. F., Panchenko Yu. N. and Prokop'ev V. E. // J. Russian Laser Research. 1994. V. 15. N 1. P. 18–24.
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.

Институт сильноточной электроники СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
17 октября 1995 г.

N. G. Ivanov, S. E. Kovalenko, V. F. Losev, Yu. N. Panchenko,
V. E. Prokop'ev. **About Spectral Brightness of XeCl Laser SRS Beam in Metal Vapors.**

The experimental results are presented of investigation of SRS radiation spectral brightness in Pb vapor pumped by broadband (2 lines of 3 cm^{-1} width) and narrowband ($0,1 \text{ cm}^{-1}$ and $0,01 \text{ cm}^{-1}$) radiation of XeCl laser when the divergence is close to diffractive limit.

The SRS linewidth is shown to be limited by Doppler widening; in the case of narrowband pumping beam the SRS efficiency increases two-fold and the energy in the diffractive angle of the SRS radiation divergence is three or four times as large as the pumping radiation divergence.