

УДК 621.373.826.038.823

МНОГОЦВЕТНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ПРОЕКЦИОННЫЙ МИКРОСКОП С ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫМ УСИЛИТЕЛЕМ ЯРКОСТИ НА ОСНОВЕ ДИМЕРОВ СЕРЫ

В. Ю. Ануров, В. М. Каслин, О. Ф. Якушев

Новая активная среда на основе оптически накачиваемых димеров серы использована для усилителей яркости изображения. Получено изображение микрообъекта с увеличением в 560 раз.

В настоящее время разработано значительное количество систем, использующих усилители яркости на основе активных сред лазеров на парах металлов [1 - 4]. Тем не менее, остается потребность в разработке активных элементов усилителей, способных генерировать излучение во всем видимом диапазоне спектра с высоким усилением. Наиболее подходящей активной средой для этой цели, на наш взгляд, являются пары димеров серы. В работах [5, 6] измерены большие коэффициенты усиления активной среды на основе двухатомной серы. Настоящая работа посвящена разработке и исследованию лазерного проекционного микроскопа с оптически накачиваемым S_2 -услителем яркости.

Для изучения свойств усилителя яркости был собран макет лазерного проекционного микроскопа, схема которого представлена на рис. 1. Излучение эксимерного лазера ($\lambda = 308 \text{ нм}$) при помощи призмы 12 и зеркала 5 вводилось в активную среду, содержащуюся в двухзонной кварцевой кювете 4. Излучение сверхсветимости S_2 -усилителя фокусировалось 8^X -объективом 2 на поверхность объекта 1, в качестве которого использовались полупроводниковая микросхема или никелевая сетка, и усиленный свет направлялся на экран 10, откуда считывалось увеличенное изображение объекта. Фильтры 8 позволяли выделять отдельные участки спектра излучения S_2 -усилителя шириной до 20 нм в трех диапазонах с $\lambda = 449, 516$ и 568 нм. Спектр сверхсветимости контролировался при помощи спектрографа ДФС-13. Изображение регистрировалось на фотопленку РФ-3. Для накачки использовалось излучение эксимерного лазера с

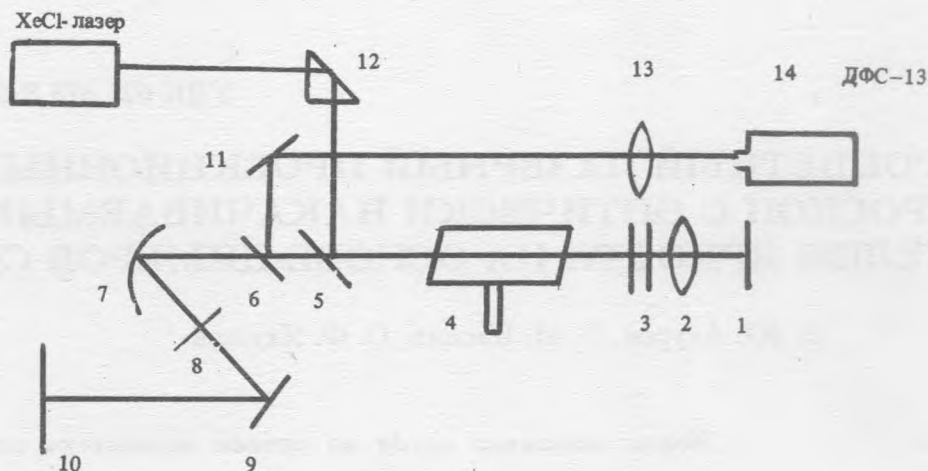


Рис. 1. Блок-схема усилителя яркости.

энергией в импульсе 93 мДж. Применение двухзонной кюветы позволило произвольно регулировать плотность паров серы в резервуаре R_1 , изменяя температуру резервуара R_2 . Рабочая температура в объеме R_2 варьировалась в пределах 500-1000°C, а в R_1 – от 0 до 250°C. Высокая температура в резервуаре R_2 определялась необходимостью термически разрушить многомеры типа S_{3-8} до S_2 . Уже при температуре выше 500°C в перегретом паре серы содержится до 92% S_2 [5].

Результаты проведенных исследований контраста изображения микрообъекта (никелевая сетка) представлены в виде графиков, показанных на рис. 2. Коэффициент контраста K вычислялся по формуле:

$$K = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2),$$

где I_1 – освещенность светлой части изображения объекта (поверхность металлической сетки), I_2 – освещенность изображения в районе отверстия металлической сетки.

Было получено изображение отдельного отверстия в сетке с увеличением в 560 раз. Изображение получалось как в многоцветном, так и в монохромном режимах. Максимальный контраст изображения отверстия достигнут в желтом цвете ($\lambda = 568$ нм). На наш взгляд, появление экстремумов на кривых зависимости контраста от плотности активного вещества обуславливается следующими причинами. Прежде всего, увеличение плотности активного вещества приводит к росту инверсной заселенности и насыщению лазерных переходов, что, в свою очередь, создает условия для выравнивания выходных

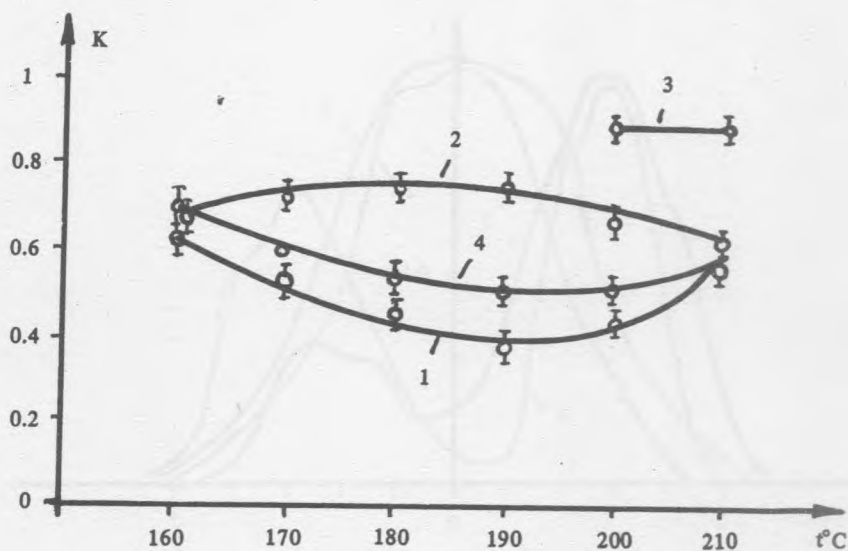


Рис. 2. Зависимость коэффициента контраста от температуры бокового отростка для различных длин волн $\lambda = 448$ нм (1), $\lambda = 516$ нм (2), $\lambda = 568$ нм (3), многоцветный режим (4).

мощностей слабых и сильных входных пучков. Кроме того, значительное рассеяние излучения в сине-зеленой области спектра от стенок отверстия создает нежелательный фон, усиливаемый в активной среде и мешающий формированию качественного изображения. Особенно сильно этот эффект проявляется на $\lambda = 448$ нм. Иначе говоря, микрообъект был выбран неудачно, поскольку диаметр и глубина отверстия практически равны по величине. По-видимому, в желтой области спектра данный объект отражает и рассеивает излучение хуже, чем на более коротких длинах волн, что и объясняет наилучший контраст изображения для $\lambda = 568$ нм.

Изучение поперечной структуры пучка сверхсветимости усилителя яркости проводилось по схеме, изображенной на рис. 1, в отсутствие объекта и объектива. Изображение регистрировалось на фотопленку и фотометрировалось. Измерения проводились в условиях, близких к оптимальным для генерации на переходах в районе $\lambda = 568$ нм ($t = 200^\circ\text{C}$). Результаты измерений приведены на рис. 3. Интенсивности линий генерации нормированы к единице. Из графиков видно, что для линий с $\lambda = 516$ и 568 нм распределение интенсивности имеет явно выраженный провал в центре поперечного сечения лазерного пучка. Для линии $\lambda = 448$ нм распределение интенсивности

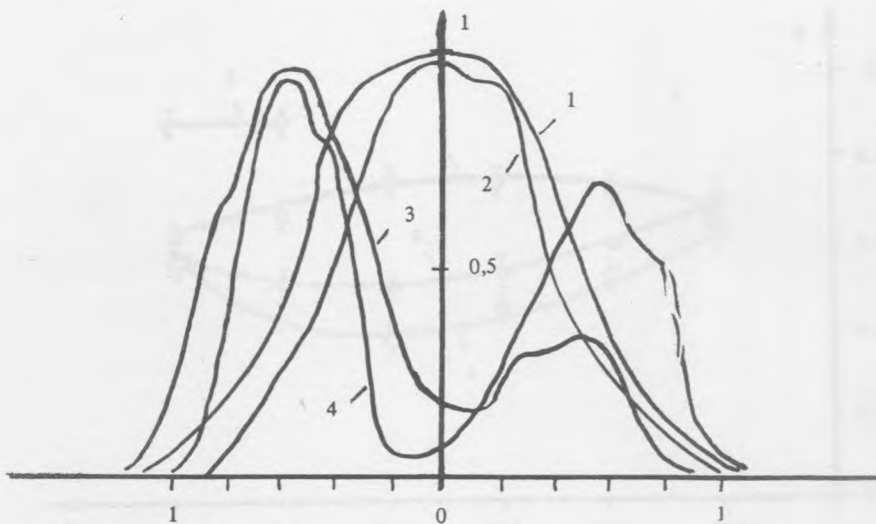


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения накачки ($\lambda = 308$ нм) и сверхсветимости S_2 -усилителя по поперечному сечению светового пучка для $\lambda = 308$ нм (1), $\lambda = 448$ нм (2), $\lambda = 516$ нм (3), $\lambda = 568$ нм (4).

генерации S_2 -усилителя по сечению пучка повторяет распределение интенсивности накачки, которая в данном случае составляла 20 МВт/см². Причиной обнаруженного явления могут быть селективные потери, возникающие в процессе накачки активной среды. Вполне вероятно, что комплексы типа S_4 , образующиеся в процессе фоторекомбинации из молекул S_2 в возбужденных колебательных состояниях основного терма, являются причиной "наведенного поглощения" [7]. Наличие сильного поглощения для $\lambda = 448$ нм на переходах комплекса S_4 подтверждается результатами исследований в работе [8]. Безусловно, более детальное изучение обнаруженного явления было бы интересно. Несмотря на неоднородность пучка сверхсветимости по сечению, нами получено удовлетворительное изображение микрообъекта во всем видимом диапазоне спектра излучения S_2 -усилителя.

Исследование эффективного усиления активной среды на основе молекулярной серы проводилось на установке, схема которой изображена на рис. 4. Объектив 2 фокусировал излучение сверхсветимости активного элемента 6 на объект 1, который расположен вблизи фокальной плоскости объектива. Входной сигнал, несущий изображение интегральной микросхемы, формировался при отражении излучения сверхсветимости от объекта 1 и его последующего прохождения через объектив 2, диафрагму 4 и полупрозрачное зеркало 5. Часть излучения (50%) отводилась через затвор 12, зеркало 11

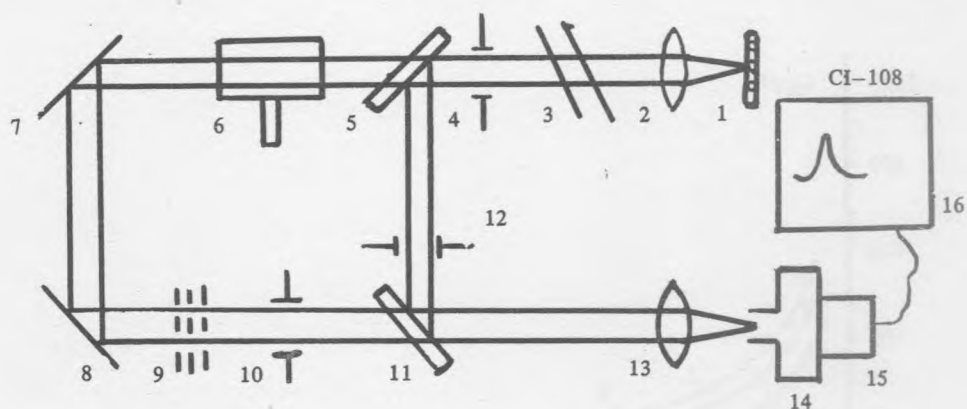


Рис. 4. Схema экспериментальной установки для изучения усилительных характеристик активной среды S_2 -лазера.

(50%) и фокусировалось объективом 13 на входную щель монохроматора МДР-3. Вторая часть излучения направлялась в усилитель, формирующий выходной сигнал. Усиленный сигнал через поворотные зеркала 7, 8, фильтры 9, затвор 10, зеркало 11 и объектив 13 фокусировался на входную щель монохроматора МДР-3. Механические затворы 10 и 12 служили для раздельного измерения входного и выходного сигналов. Фильтры 3 и 9 позволяли регулировать величину сигнала сверхсветимости до уровня, позволяющего ФЭУ-36 (15) работать в линейном режиме. Регистрирующая система была отградуирована для измерения световых импульсов в пределах от 10^{-8} до 10^{-3} Дж. Значение эффективного усиления измерялось в оптимальных условиях работы усилителя, генерирующего излучение в диапазоне длин волн от 358 до 580 нм.

Результаты измерений приведены в виде графиков на рис. 5. Эффективное усиление вычислялось как отношение выходного сигнала к входному. Коэффициент усиления рассчитывался для малых входных сигналов по формуле:

$$\kappa = (1/L) \cdot \ln(I_{out}/I_{in}),$$

где κ – коэффициент усиления слабого сигнала, L – длина активной зоны, I_{out} – интенсивность сигнала на выходе усилителя, I_{in} – интенсивность сигнала на входе усилителя.

Из графиков видно, что при малых уровнях входного сигнала величина усиления достигала 10^3 . С дальнейшим ростом величины I_{in} быстро достигалось насыщение активной среды. Тем не менее, эффективное усиление достаточно велико, что позволяет практически на два порядка снизить освещенность исследуемого объекта. Это может

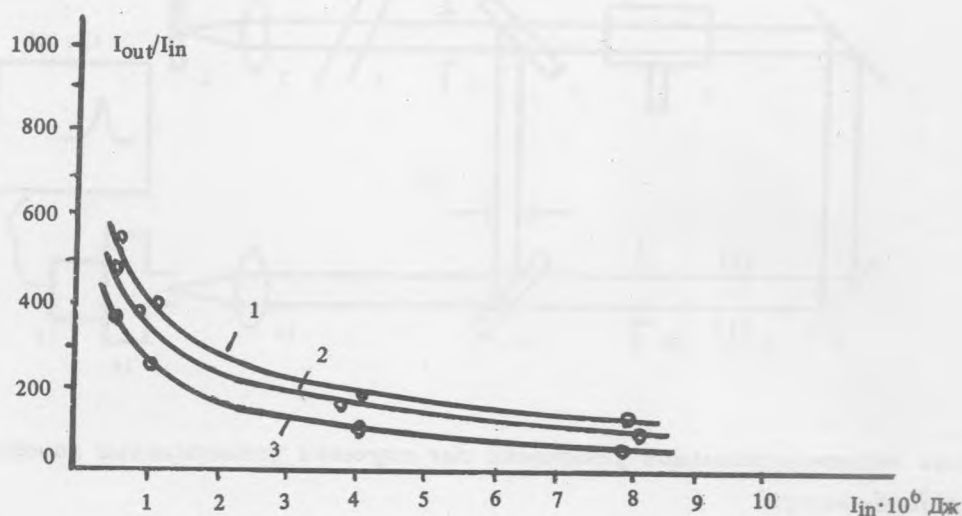


Рис. 5. Зависимость эффективного усиления от входного сигнала для различных длин волн $\lambda = 448$ нм (1), $\lambda = 516$ нм (2), $\lambda = 568$ нм (3).

быть полезно при изучении биологических объектов.

Т а б л и ц а 1

Основные характеристики S_2 -усилителя

Длина волны генерации нм	Лазерный переход $\nu' \rightarrow \nu''$	Относительные интенсивности	Коэффициент усиления $см^{-1}$
448.6	2 - 15	1	0.14
516.0	4 - 21	0.5	0.13
568.6	4 - 25	0.3	0.14

Измеренные коэффициенты усиления для исследованных лазерных переходов (Табл. 1) позволили оценить максимальное значение инверсной заселенности, которое удается достичь при оптической накачке излучением ХеСl лазера. Оно составило около $5 \times 10^{11} см^{-3}$ для перехода $\nu' = 4 \rightarrow \nu'' = 21$ с $\lambda = 516$ нм.

Из проведенных исследований следует, что активная среда на основе димеров серы представляет практический интерес для создания систем с усилителями яркости, работающих как в многоцветном так и в монохромном режимах.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Земсков К. И. и др. Квантовая электроника, **3**, 35 (1976).
- [2] Земсков К. И. и др. Квантовая электроника, **1**, 14 (1974).
- [3] Блинов И. Г. и др. Электронная промышленность, **N3**, 28 (1976).
- [4] Земсков К. И. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, **N5**, 34 (1976).
- [5] Wellegehausen B., IEEE J. of Quant. Electronics, **QE-15**, 1108 (1976).
- [6] Girardean-Mountaun J.P. and Moreon G., Appl. Phys. Lett., **36** (7), 509 (1980).
- [7] Башкин А. С., Куприянов Н. А., Ораевский А. Н. Квантовая электроника, **5**, 421 (1978).
- [8] Billmers R. I. and Smith A. L., J. Phys. Chem., **95**, 4242 (1991).

Поступила в редакцию 16 июля 1993 г
После переработки 14 февраля 1994 г.