

3. Terhune R. W., Maker P. D., Savage C. M. Optical harmonic generation in calcite.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, N 10, p. 404.
4. Bjorkholm J. E., Siegman A. E. Accurate CW measurements of optical second-harmonic generation in ammonium dihydrogen phosphate and calcite.— Phys. Rev., 1967, v. 154, N 3, p. 851.
5. Строганов В. И. Нелинейная металлооптика.— Новосибирск: Наука, 1977.
6. Бломберген Н., Ченг Р., Юха С., Ли Ч. Генерация второй гармоники в оптической области при отражении от среды с центром инверсии.— В кн.: Нелинейные свойства твердых тел. Сер. Новости физики твердого тела. Вып. 1. М.: Мир, 1972, с. 118—142.
7. Pershan P. S. Nonlinear optical properties of solids.— Phys. Rev., 1963, v. 130, N 3, p. 919.
8. Bey P. P., Giuliani J. F., Rabin H.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, N 15, p. 819.
9. Chang R. K., Galbraith L. K.— Phys. Rev., 1968, v. 171, N 3, p. 993.
10. Miles R. B., Harris S. E.— IEEE J. of Quant. Electron., 1973, v. QE-9, N 4, p. 470.
11. Кузнецова Т. И., Кузнецов Д. Ю. Взаимодействие пространственно-модулированной волны сложной структуры с плоской волной в квантовом усилителе.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 8.
12. Кривошеков Г. В., Самарин В. И. Внутррезонаторное возбуждение второй гармоники при воздействии внешнего сигнала на кольцевой твердотельный лазер с модуляцией добротности.— Квант. электроника, 1982, т. 9, № 11.

Поступила в редакцию 17 октября 1983 г.

УДК 621.378.9 : 535.82

А. Г. ВЕРХОГЛЯД, Ю. П. КУЛЕШОВ, П. Ф. КУРБАТОВ

(Новосибирск)

УСИЛИТЕЛЬ ЯРКОСТИ ИК-ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОГО КСЕНОНА

$\lambda = 3,51 \text{ мкм}$

Квантовые усилители яркости изображения находятся на начальной стадии своей практической реализации, и, поэтому возможности таких систем недостаточно изучены. Они могут найти широкое применение при решении различных научных и технических задач. В частности, необходимость в таких усилителях возникает при обработке изображений, при построении «оптических» вычислительных машин из-за наличия потерь в оптических трактах. Упомянутые системы обладают уникальными возможностями, так как позволяют вести параллельную обработку двумерных массивов данных. Однако дальнейший прогресс в развитии рассматриваемых методов и систем, по-видимому, невозможен из-за отсутствия подходящих компактных усилителей яркости, не вносящих заметных искажений, с достаточно высоким коэффициентом усиления ($\sim 0,1 \div 1 \text{ см}^{-1}$).

Использование усилителей в видимом диапазоне спектра с активным элементом на парах меди [1] дает возможность не только решить проблему эффективного контроля и выбраковки заготовок микросхем, но и автоматизировать данный технологический процесс в будущем. Применение усилителей в ИК-области, где основные материалы микроэлектроники (Ge, Si и др.) прозрачны, позволило бы контролировать не только поверхностную топологию микросхем, но и внутреннюю структуру изделий. Некоторые трудности, возникающие на пути развития оптических систем с усилителями яркости, и возможные применения этих усилителей изложены в обзорной статье [1]. Для ИК-диапазона нет усилителей с достаточно большими коэффициентами усиления и малой потребляемой мощностью.

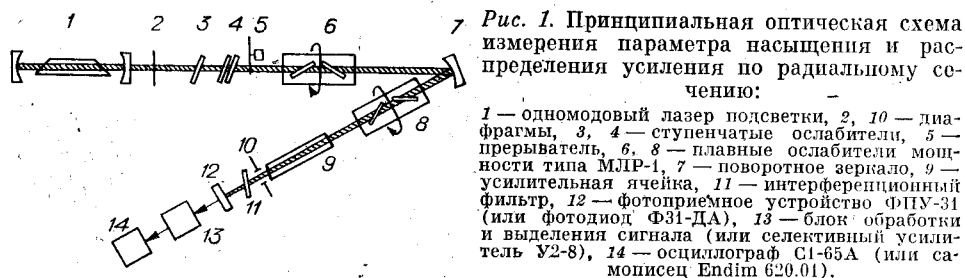


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема измерения параметра насыщения и распределения усиления по радиальному сечению:

1 — одномодовый лазер подсветки, 2, 10 — диафрагмы, 3, 4 — ступенчатые ослабители, 5 — прерыватель, 6, 8 — плавные ослабители мощности типа МЛР-1, 7 — поворотное зеркало, 9 — усилительная ячейка, 11 — интерференционный фильтр, 12 — фотоприемное устройство ФПУ-31 (или фотодиод Ф31-ДА), 13 — блок обработки и выделения сигнала (или селективный усилитель У2-8), 14 — осциллограф С1-65А (или самонисец Endim 620.01).

Существующие в настоящее время лучшие образцы фотоприемных устройств имеют в ИК-диапазоне удельную обнаружительную способность D^* , не превышающую $5 \cdot 10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ [2]. Такая низкая чувствительность этих фотоприемников по сравнению с чувствительностью приемников видимого диапазона ограничивает область возможного их применения. Использование лазерных линий нейтрального ксенона (2,026; 3,51; 5,57 — мультиплет $5d - 6p$) позволяет надеяться на достижение нужных коэффициентов усиления и тем самым на построение усилителей яркости ИК-изображения с приемлемыми габаритами и соответствующими источниками накачки. Такие лазерные предусилители дают возможность существенно снизить порог обнаружения гибридной системы усилитель — фотоприемное устройство в полосе усиления ИК-усилителя [3].

Благодаря высокому коэффициенту усиления [4] и хорошей шумовой характеристике He — Xe-среды, на переходе с $\lambda = 3,51 \text{ мкм}$ [5] можно создать уникальные оптические устройства.

Усиление слабого сигнала. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Экспериментальная установка. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Она состоит из одномодового лазера подсветки 1 с перестройкой по частоте, ступенчатых ослабителей мощности 3, 4, плавных ослабителей мощности типа МЛР-1 6, 8, усилительной ячейки 9, фотоприемного устройства ФПУ-31 с блоком обработки и выделения сигнала 12, 13 (или фотодиода Ф31-ДА с селективным усилителем У2-8) и осциллографа. Диафрагмы 2, 10 и интерференционный фильтр 11 позволяют исключить тепловую фоновую засветку. Усилительная ячейка имеет длину разрядного промежутка $l = 250 \text{ мм}$ и внутренний диаметр 5,5 мм. Поворотное зеркало 7 фокусирует гауссов пучок таким образом, что диаметр пучка меняется незначительно по длине ячейки 9, а шейка пучка находится в центре ячейки 9. Измерения параметра насыщения проводились в приосевой области площадью $0,16 \text{ мм}^2$ зондирующим гауссовым пучком лазера (диаметр $\approx 2 \text{ мм}$). Роль входной диафрагмы играла приемная площадка фотодиода из InSb с линейным размером 400 мкм. Контроль зондирующих пучков и направлений при измерении усиления, параметров насыщения и разрешения производился пучком гелий-неонового лазера, фотоприемным устройством ФПУ-31 и фильтром. Сильный катафоретический эффект в разряде постоянного тока в He — Xe-смеси компенсировался с помощью обводного канала. Входные окна кварцевой усилительной ячейки изготавливались из лейкосапфира и наклонялись под углом $\approx 2^\circ$ относительно друг друга, чтобы предотвратить самовозбуждение ячейки. Система наполнения и откачки газа позволяла подбирать оптимальные составы газовых смесей. В экспериментах использовался спектрально чистый ксенон естественно-изотопического состава, ^3Ne с изотопическим обогащением 99,96% и ^4Ne с обогащением 99,99%.

Оптимальные параметры возбуждения и состав газовых смесей. Рассмотрим основные параметры, которые измерялись в эксперименте. Пусть ось z направлена вдоль оптической оси ячейки и $I(x, y, z=0) = I_{\text{вх}}(x, y)$ — интенсивность излучения в плоскости входного зрачка усилителя. Тогда интенсивность $I(x, y, z=l) = I_{\text{вых}}(x, y)$ в плоскости выходного зрачка

находится из решения дифференциального уравнения

$$\frac{dI(x, y, z)}{dz} = \frac{\alpha_0(x, y) I(x, y, z)}{1 + \beta I(x, y, z)} \quad (1)$$

при начальном условии $I(x, y, z=0) = I_{\text{вх}}(x, y)$. Величина $\alpha(x, y, z) = \alpha_0(x, y) / (1 + \beta I(x, y, z))$ — локальный насыщенный коэффициент усиления, а $\alpha_0(x, y)$ — локальный коэффициент усиления слабого сигнала. В наиболее интересной с практической точки зрения области интенсивностей $I(x, y, z) \ll 1/\beta$ входная и выходная интенсивности связаны простым соотношением

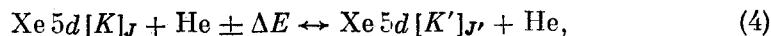
$$I_{\text{вых}}(x, y) = I_{\text{вх}}(x, y) \exp(\alpha_0(x, y)l). \quad (2)$$

Параметр β в уравнении (1) является параметром насыщения по аналогии с теорией лазерной генерации [6]. Величину $k(x, y) = \exp(\alpha_0(x, y)l)$ назовем локальным усилением.

Коэффициент усиления, приводимый, например, в работе [7], представляет собой усиление, усредненное по сечению ячейки. Так как усиление и входной сигнал являются переменными функциями координат, то средний коэффициент усиления

$$\bar{k} = \frac{\iint k(x, y) I_{\text{вх}}(x, y) dx dy}{\iint I_{\text{вх}}(x, y) dx dy} = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}, \quad (3)$$

где $P_{\text{вх}}$ — мощность лазера на входе усилительной ячейки, $P_{\text{вых}}$ — выходная мощность, интегрирование проводится по входному и выходному зрачкам соответственно. На рис. 2—5 представлены зависимости усиления \bar{k} от различных параметров. Сравним некоторые данные, известные из литературы, с соответствующими данными, полученными нами при тех же условиях. Максимальный коэффициент усиления слабого сигнала, усредненный по сечению ячейки, в естественно-изотопической смеси при оптимальном токе достигает 84 дБ/м, что совпадает с максимумом усиления для изотопа ^{136}Xe [7]. Известное максимальное значение коэффициента усиления для естественно-изотопической смеси составляет 54 дБ/м [8]. Характерные зависимости коэффициентов усиления от давления ксенона в разряде и от давления буферных газов ^3He и ^4He в смеси представлены на рис. 3—5. В разряде ксенона коэффициент усиления максимален в интервале давлений от 13 до 30 Па. Как и ожидалось, коэффициент усиления для ^3He оказался больше, чем для ^4He . Это связано с проявлением изотопического эффекта в реакциях мультиплетного перемешивания [9]



где ΔE — изменение кинетической энергии частиц-партнеров в результате столкновения. Скорость реакции (4) для изотопа ^3He больше скорости реакции и для ^4He при одинаковых экспериментальных условиях

$$\mu_{^3\text{He}} / \mu_{^4\text{He}} = 2 / \sqrt{3}. \quad (5)$$

При разрядном токе 6 мА и потребляемой мощности ≈ 6 Вт нами получено усиление $\bar{k} \approx 406$ для изотопа ^3He и $\bar{k} \approx 290$ для изотопа ^4He , а средний коэффициент усиления слабого сигнала — $\alpha_0 \approx 0,25 \text{ см}^{-1}$. Коэффициент усиления слабого сигнала для центра линии усиления определяется выражением

$$\alpha(\lambda) = (\lambda^2 / 8\pi) (A_{ik} / \Delta\nu) \Delta N, \quad (6)$$

где λ — длина волны, A_{ik} — вероятность рабочего перехода, $\Delta\nu$ — ширина полосы усиления, ΔN — инверсная населенность. Для спектрального мультиплета $5d - 6p$ под ΔN следует понимать населенность верхнего уровня $5d$, так как в разряде ксенона при давлениях (1 ÷ 10) Па при одной и той же скорости возбуждения населенностью нижних уровней $6p$ можно пренебречь из-за сильного различия в радиационных временах

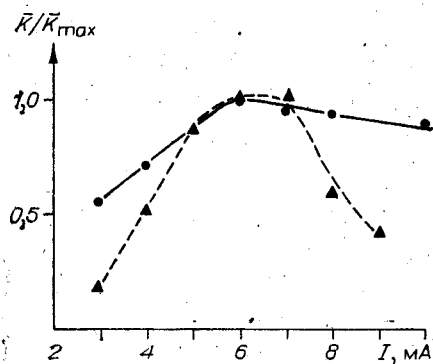


Рис. 2. Зависимость усиления \bar{K}/\bar{K}_{\max} от разрядного тока:

в чистом ксеноне (парциальное давление Хе $P_{\text{Xe}}=13$ Па) — точки, в смеси Не—Хе (парциальное давление $P_{\text{Xe}}=13$ Па, $P_{\text{Xe}+\text{He}}=400$ Па) — треугольники.

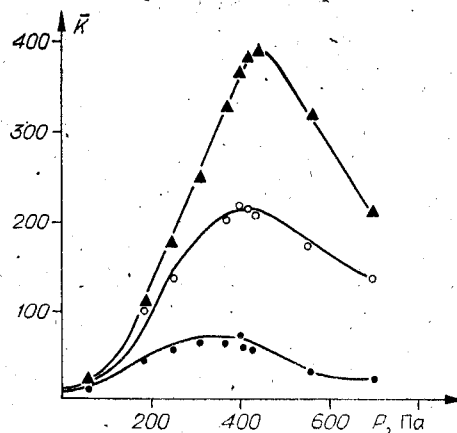


Рис. 4. Зависимость усиления \bar{K} от давления буферного газа ^3He :

$I_{\text{H}}=6$ мА (треугольники), $I_{\text{H}}=10$ мА (кружки), $I_{\text{H}}=3$ мА (точки). Парциальное давление Хе $P_{\text{Xe}}=13$ Па.

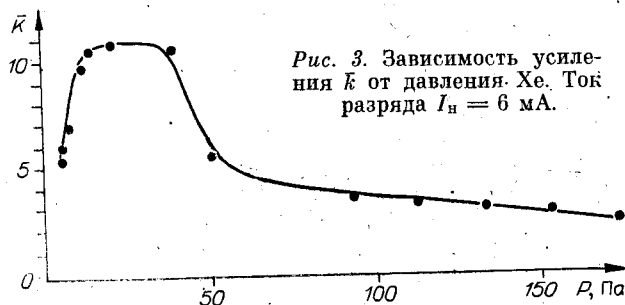


Рис. 3. Зависимость усиления \bar{K} от давления Хе. Ток разряда $I_{\text{H}}=6$ мА.

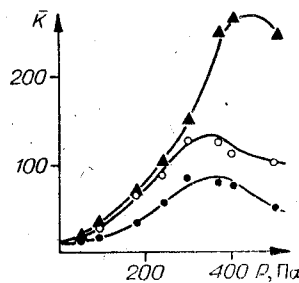


Рис. 5. Зависимость усиления \bar{K} от давления буферного газа ^4He : $I_{\text{H}}=6$ мА (треугольники), $I_{\text{H}}=10$ мА (кружки), $I_{\text{H}}=3$ мА (точки). Парциальное давление Хе $P_{\text{Xe}}=13$ Па.

распада (более чем в 30 раз) [10]. При добавлении буферного газа и оптимальных условиях по коэффициенту усиления населенность верхнего уровня для перехода с $\lambda=3,51$ мкм также значительно превосходит населенность нижнего [11]. Из (6) видно, что для достижения высоких значений коэффициента усиления нужно иметь большую величину инверсной населенности, а это требует высокой скорости возбуждения, т. е. подводимой мощности. Простые оценки, сделанные в предположении благоприятных условий создания инверсии [1], показывают, что скорости возбуждения должны быть весьма велики и получение необходимых значений инверсной населенности составляет наиболее трудную задачу при создании квантовых усилителей. Однако уже в первых работах [4, 7] сообщалось о достаточно высоких коэффициентах усиления для линий Хе I даже при умеренных скоростях возбуждения в условиях тлеющего разряда. Причины такой аномалии до настоящего времени были неизвестны. Обнаруженный ранее в [9] канал мультиплетного перемешивания верхней группы уровней спектрального мультиплета $5d-6p$ при участии Не позволяет объяснить эффект получения таких высоких коэффициентов усиления.

Для перехода с $\lambda=3,51$ мкм это связано в первую очередь с увеличением эффективной накачки уровня, так как верхний уровень $5d[7/2]_3^0$ не возбуждается электронным ударом из основного состояния 1S_0 Хе. Эффективность возбуждения при подключении канала мультиплетного перемешивания сравнивается с эффективностью возбуждения уровней $5d[3/2]_1^0$ и $5d[1/2]_1^0$, связанных дипольно-разрешенным переходом с

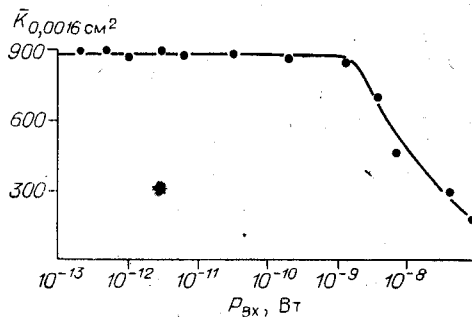


Рис. 6. Зависимость усиления от входной мощности для центральной области усилителя.

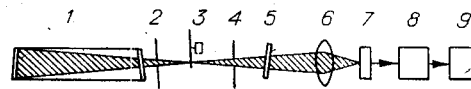


Рис. 7. Схема измерения спонтанного шума усилителя в телесном угле, формирующем изображение:

1 — усилительная ячейка, 2, 4 — диафрагмы, 3 — прерыватель, 5 — интерференционный фильтр, 6 — собирающая линза, 7 — фотодиод ФЭ1-ДА, 8 — селективный усилитель У2-8, 9 — осциллограф С1-65А.

основным состоянием. Вырождение верхнего уровня $5d[7/2]_3^0$ по полному моменту и резкая зависимость коэффициента усиления (6) от λ ($\sim \lambda^3$) приводят к тому, что коэффициент усиления для $\lambda = 3,51$ мкм больше, например, коэффициента усиления для $\lambda = 2,026$ мкм:

$$\alpha(3,51 \text{ мкм})/\alpha(2,026 \text{ мкм}) \approx (5 \div 10). \quad (7)$$

Для линий видимого диапазона спектра умеренной накачки в тлеющем разряде явно недостаточно, чтобы переходы были сверхизлучательными. Однако для некоторых переходов инфракрасного диапазона такой накачки вполне достаточно для получения пучковых коэффициентов усиления. Как уже ранее отмечалось, для линии с $\lambda = 3,51$ мкм при оптимальных условиях по давлению и току получено значение коэффициента усиления слабого сигнала $\alpha \approx 0,25 \text{ см}^{-1}$.

Параметр насыщения. Важными характеристиками усилителя являются параметр насыщения или насыщающая выходная мощность, так как они определяют динамический диапазон усилителя. Мощность, проходящую через единичную площадку ΔS , для которой коэффициент усиления уменьшается в 2 раза, называют обычно насыщающей мощностью P_s , а обратную ей величину $\beta = \Delta S/P_s$ — параметром насыщения в соответствии с формулой (1). Параметр насыщения можно вычислить из графика зависимости коэффициента усиления от входной или выходной мощности излучения в присоединенной области усилителя площадью $0,16 \text{ мм}^2$. На рис. 6 приведена зависимость усиления от входной мощности при максимальном усилении $k \approx 903$. Мощность на выходе усилителя $I_{вх}$ связана с входной мощностью $I_{вх}$ соотношением

$$I_{вх} = k(I_{вх})I_{вх}, \quad (8)$$

где $k = \exp\left(\int_0^l \frac{\alpha_0 dz}{1 + \beta I(z)}\right)$ — формальное решение уравнения (1). Рас-

смотрим участок графика на рис. 6, где насыщение мало, т. е. реализуется неравенство $\beta I(l) \ll 1$. Тогда, раскладывая подынтегральное выражение по параметру βI до третьего члена включительно и подставляя его в экспериментальные данные, получаем $\beta = (3,5 \div 0,6) 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$, близкую к значениям, приводимым в [12, 13] для чистого ксенона при таком же полном давлении, что и в исследуемой смеси.

Спонтанные шумы. Оптический сигнал, несущий изображение, формируется в основном в телесном угле $\Omega = \pi d^2/4l^2$, где d — внутренний диаметр ячейки, l — ее длина. Поэтому имеет смысл измерять шум только в этом телесном угле. На рис. 7 показана схема измерения шума. Шумовой сигнал, выделяемый в телесном угле Ω двумя диафрагмами, собирался линзой из CaF_2 на приемную площадку ФЭ1-ДА, выходной сигнал которого подавался на селективный усилитель У2-8. Пороговая чувствительность используемого экземпляра фотодиода равна $1,1 \cdot 10^{-11} \text{ Вт}$ в

полосе частот 100 Гц. Излучение с длиной волны 3,51 мкм выделялось от тепловой фоновой засветки и шума на других линиях интерференционным фильтром с полушириной полосы пропускания 0,1 мкм. Уровень шума на выходе оптического усилителя при оптимальном давлении 13 Па в чистом ксеноне составлял $(1 \pm 0,1)10^{-10}$ Вт, а в присутствии буферного газа ^3Ne при оптимальном полном давлении 400 Па — $(3,3 \pm 0,3)10^{-9}$ Вт. Шум, приведенный ко входу усилителя, оказался равным $P_{\text{ст}} = (1 \pm 0,1)10^{-11}$ Вт для чистого ксенона и $(0,75 \pm 0,08)10^{-11}$ Вт в присутствии буферного газа. Именно такие усилительные среды и представляют наибольший интерес, так как спонтанный шум в них, приведенный ко входу, не увеличивается, а усиление растет.

Усиление ИК-изображения и разрешающая способность усилителя. Опеним разрешающую способность квантового усилителя яркости изображения. Поле излучения в параболическом приближении (для простоты опустим вторую поперечную координату) удовлетворяет уравнению [14]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2ik} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\alpha_0}{1 + \beta EE^*} E, \quad (9)$$

где E — амплитуда поля, несущего изображение; z — продольная координата в активной среде $0 \leq z \leq l$; x — поперечная координата; k — волновой вектор на частоте излучения.

В качестве граничного условия при $z=0$ возьмем δ — источник ($-E(x, 0) = A\delta(x)$) — и проведем оценку разрешения в точке $z=l$, используя критерий Рэлея [15]. В приближении $\alpha_0 k / 4\eta^2 \ll 1$, когда усиление пространственных частот равномерно по угловой апертуре усилителя, усиление волны, имеющей периодическую структуру, рассмотрено в [13].

Поскольку $\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{i\eta x} d\eta$, то можно решить задачу преобразования системы промодулированных по амплитуде косинусообразных волн $(A/\pi) \cos(\eta x) e^{ikz}$. Параметр A становится функцией длины l и его зависимость от l определяется из равенства

$$\frac{2}{\pi^2} (A^2 - A_0^2) + \sqrt{1 + \frac{4A^2}{\pi^2}} - \sqrt{1 + \frac{4A_0^2}{\pi^2}} + \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{4A^2}{\pi^2}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{4A_0^2}{\pi^2}} - 1} = \alpha_0 z, \quad (10)$$

где $A_0 = A(z=0)$. Тогда, пренебрегая рассеянным на стенке излучением, амплитуду поля E на выходе усилителя можно записать

$$E(x, l) = \frac{A(l)}{2\pi} \int_{-\frac{dk}{2l}}^{\frac{dk}{2l}} e^{i\eta x} d\eta = \frac{A(l)}{x\pi} \sin\left(\frac{dxk}{2l}\right), \quad (11)$$

т. е. первый боковой минимум структуры, являющейся изображением точечного источника, реализуется при $x = 2\pi l / dk \approx 0,15$ мм. Расчетная разрешающая способность должна быть $1/x \approx 6,6$ штрих/мм. Реально коэффициент усиления по сечению неоднороден, и поэтому эту разрешающую способность можно считать предельной.

Экспериментально разрешение усилителя исследовалось по принципиальной схеме, показанной на рис. 8. Лазерный пучок освещает тестовый объект (одномерная решетка с периодом 150 мкм на плавленом кварце) и далее попадает на усилитель. Согласование между фотоприемным устройством типа ФПУ-31 и тест-объектом проводилось телескопическим объективом из двух линз (материал CaF_2 , линейное увеличение $m \approx 4$) с тем

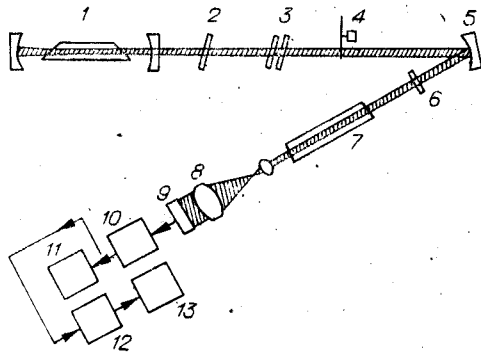


Рис. 8. Принципиальная схема измерения разрешения усилителя: 1 — лазер подсветки, 2, 3 — ослабители, 4 — прерыватель, 5 — поворотное зеркало, 6 — тест-объект, 7 — усилительная ячейка, 8 — телескопический объектив, 9 — фотоприемное устройство ФПУ-31, 10 — блок обработки и выделения сигнала, 11 — осциллограф С1-65А, 12 — селективный усилитель У2-8, 13 — самонисец Ендим 620.01.

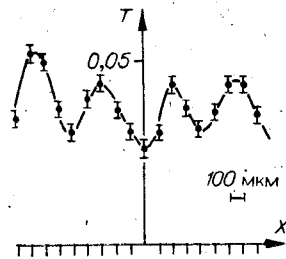


Рис. 9. Профиль пропускания одномерной тестовой пространственной структуры с периодом 150 мкм. Увеличение ≈ 4 .

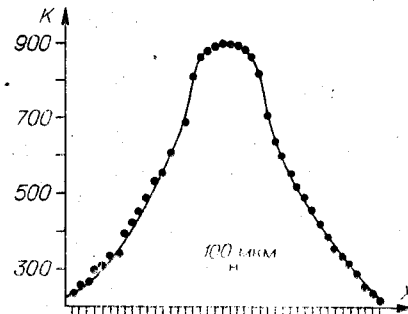


Рис. 10. Радиальное распределение локального усиления.

расчетом, чтобы на период тестовой структуры укладывалось 5—6 точек фотоприемного устройства. Так как при линейном увеличении мощность, приходящаяся на один элемент фотоприемного устройства, падает, то для увеличения отношения сигнал/шум использовалась собирающая цилиндрическая линза. Как видно из рис. 9, расчетное значение линейного разрешения, оценка которого приведена выше, соответствует экспериментальному значению. Изображенный на рис. 9 график функции пропускания имеет периодическую структуру с периодом первой пространственной гармоники, равным 150 мкм. Это означает, что число разрешаемых точек усилителя ≈ 2000 .

Чтобы сравнивать между собой усилители с различными информативными возможностями, необходимо ввести параметр $P'_{\text{ш}}$ — величину шума, приходящегося на один разрешаемый элемент (аналог универсального параметра — удельной обнаружительной способности). Для исследованного усилителя $P'_{\text{ш}} = 3,7 \cdot 10^{-15}$ Вт. При такой настройке точечного приемника, когда он воспринимает один разрешаемый элемент, монохроматическая пороговая чувствительность системы преусилитель + фотоприемник + селективный усилитель будет не хуже $3,7 \cdot 10^{-15}$ Вт. Распределение коэффициента усиления слабого сигнала по сечению ячейки показано на рис. 10.

Заключение. Получено значение среднего по сечению коэффициента усиления $\alpha \approx 200$ дБ \cdot м $^{-1}$, а в приосевой области — 240 дБ \cdot м $^{-1}$. Эти значения превосходят данные, приведенные в [7, 8], соответствующие 140 дБ \cdot м $^{-1}$. Динамический диапазон усилителя ≥ 120 дБ. Резюмируя вышеизложенное и учитывая весьма низкий уровень спонтанного шума для данной лазерной линии, можно утверждать, что модификации таких усилителей перспективны для тех применений, где необходимо усиливать монохроматические световые потоки, попадающие в полосу усиления среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петраш Г. Г. Усилители яркости для оптических приборов.— Вестник АН СССР, 1982, № 2, с. 66—75.
2. Бодэ Д. Е.; Буткевич А. Г., Трищенко М. И. Спектральные характеристики фотоприемников. Фотоэлектрические полупроводниковые приемники излучения.— В кн.: Справочник по лазерам. М.: Сов. радио, 1978, т. 2, с. 133—136, 174—184.
3. Логинов В. И., Царьков В. А. Расчет параметров малошумящего оптического усилителя бегущей волны, работающего на смеси.— Квант. электроника, 1976, т. 3, № 1, с. 55—59.
4. Patel C. K. N., Faust W. L., McFarlane R. A. High gain gaseous (Xe—He) optical maser.— Appl. Phys. Lett., 1962, v. 1, N 4, p. 84—85.
5. Kluver J. W. Laser amplifier noise at 3,5 microns in helium—xenon.— J. Appl. Phys., 1966, v. 37, N 8, p. 2987—3000.
6. Лэмб У. Теория оптических мазеров.— В кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М.: Мир, 1966, с. 280—376.
7. Александров Е. Б., Кулясов В. И., Мамырин А. Б. Усиление на линиях 3,51 и 5,57 мкм в разряде ^{136}Xe .— Опт. и спектр., 1971, т. 31, вып. 2, с. 315—317.
8. Clark P. O. Investigation of the operating characteristics of 3,5 micron xenon laser.— IEEE J. Quant. Electron., 1965, v. QE-1, N 3, p. 109—113.
9. Верхогляд А. Г., Кривощев Г. В., Курбатов П. Ф. Обнаружение неупругого канала столкновений, инициируемого гелием, между состояниями возбужденного $\text{Xe } 5d[3/2]_1^0$ и $5d[7/2]_3^0$.— Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 34, вып. 8, с. 434—436.
10. Allen L., Jones D. G. C., Schofield D. G. Radiative lifetimes and collisional cross sections for XeI and XeII .— JOSA, 1969, v. 59, N 7, p. 842—847.
11. Александров Е. Б. и др. Характеристическое преобразование спектра флуктуаций излучения, проходящего через резонансную среду.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 6 (12), с. 2259—2269.
12. Carperson L. Saturation and power in a high-gain gas laser.— IEEE J. Quant. Electron., 1973, v. QE-9, p. 250—252.
13. Nella J., Szeto S.-Y., Rabinowitz P., Laiourrette J. T. Saturated Spectroscopy Applied to xenon at 3,5 μm .— IEEE J. Quant. Electron., 1976, v. QE-12, N 9, p. 543—547.
14. Кузнецова Т. И. О взаимодействии двух плоских волн, распространяющихся в нелинейно-усиливающей среде.— Квант. электроника, 1982, т. 9, № 4, с. 790—793.
15. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию 1 декабря 1983 г.;
окончательный вариант — 6 февраля 1984 г.

УДК 621.385.832.24

З. Д. ГРИЦКИВ

(Львов)

ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНЫХ ОТКЛОНЯЮЩИХ СИСТЕМ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ПРИБОРОВ

В работе [1] рассмотрены разновидности и дана классификация известных магнитных отклоняющих систем (МОС) для электронно-лучевых приборов различного назначения, а также отмечено, что, будучи сложным узлом, МОС характеризуются большим числом различных параметров.

Целью настоящей работы является возможно более полная систематизация параметров и характеристик МОС, что важно для многих задач, таких, например, как составление технического задания на разработку МОС и сопрягаемые с ними узлы аппаратуры (схемы разверток, усилители отклонения, стабилизаторы токов питания), сравнение различных вариантов выполнения МОС на этапе их экспериментальной проверки, контроль МОС при их производстве, входной контроль МОС при их поставках.

Все параметры, характеризующие МОС, целесообразно разделить на три большие группы: электрические, электронно-оптические и конструктивные. В каждой группе известно свыше десятка параметров, т. е. об-