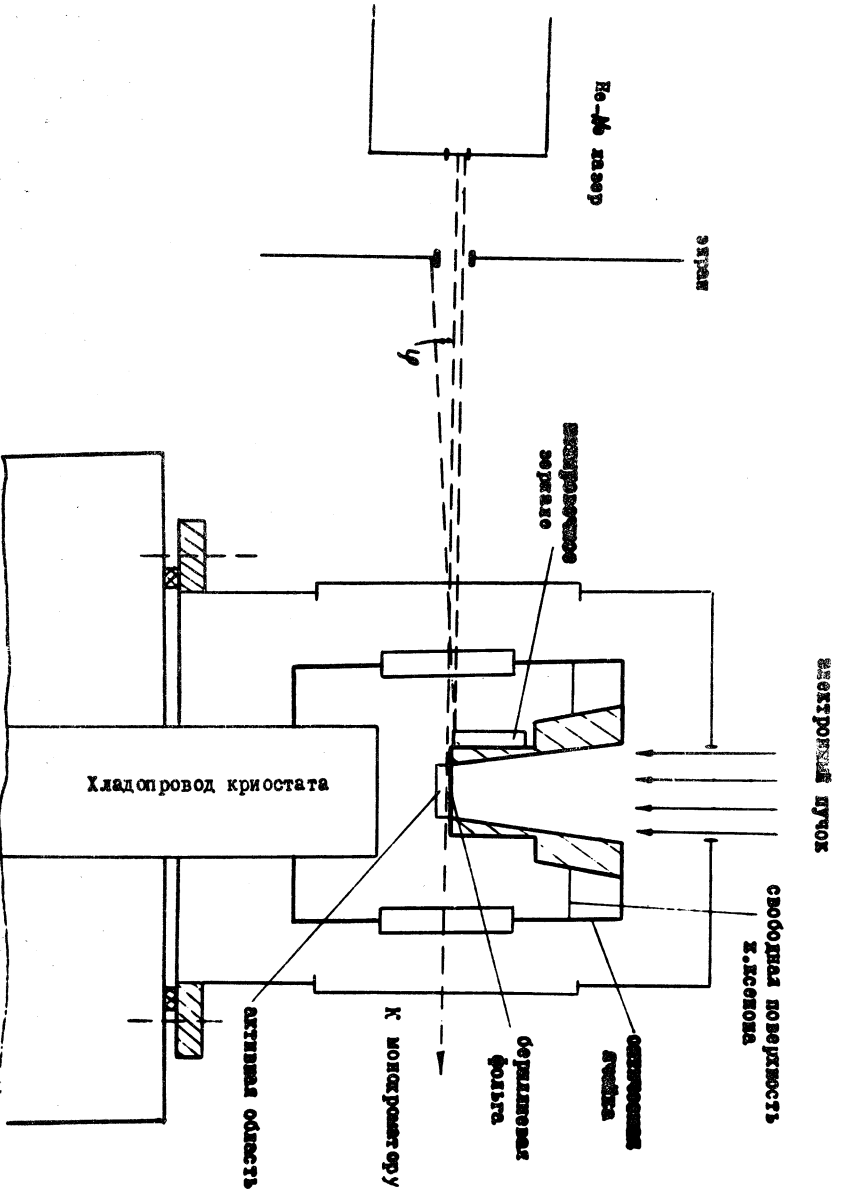


СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО КСЕНОНА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, В. А. Данилычев,
Г. Н. Кашников, О. М. Керимов, Н. П. Ланцов

В работах¹⁻² рассмотрен механизм катодолюминесценции конденсированного ксенона и предполагается, что ксенон и его смеси с другими благородными газами можно использовать как рабочее вещество лазера, работающего по четырехуровневой схеме. В настоящей работе обнаружено сверхизлучение ($\lambda = 1760 \text{ \AA}$) жидкого ксенона, возбуждаемого мощным электронным пучком.

На рисунке 1 показана схема эксперимента. Ксенон конденсировался в оптической ячейке, конструкция которой описана в работе¹. Жидкий ксенон возбуждается в слое, непосредственно прилегающем к бериллиевой фольге, через которую пучок быстрых электронов проводится в оптическую ячейку (рис. 1). Поэтому для изменения угла φ наклона плоскости активной зоны по отношению к оптической оси монохроматора можно менять наклон оптической ячейки. Толщина активного слоя определяется глубиной проникновения быстрых электронов в конденсированный ксенон ($d = 0.1 \text{ мм}$ для электронов с энергией 600 кэВ), длина — размером пучка, прошедшего через фольгу ($L = 10 \text{ мм}$). Предельная плотность тока электронного пучка, полученного с помощью ускорителя ЭЛИТ-1, составляла $j = 26 \text{ а/см}^2$ при ускоряющем напряжении $U = 600 \text{ кэВ}$ и длительности импульса $t = 50 \text{ нсек}$. Излучение регистрировалось монохроматором (разрешение 5 \AA , высота



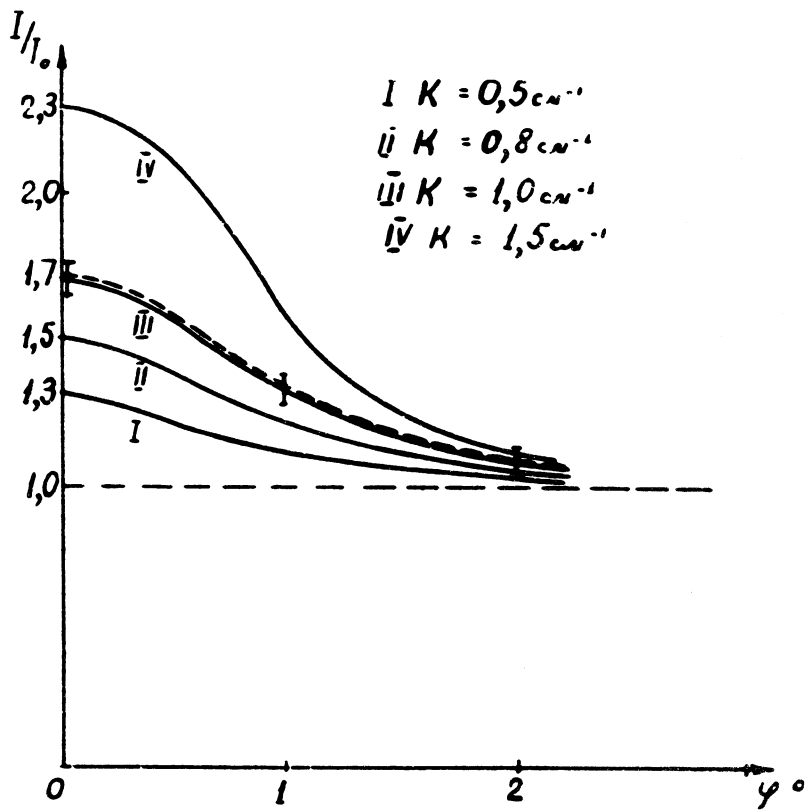
Р и с. 1. Схема эксперимента.

щели 0,6 см) с фотоумножителем ФЭУ-39, входное окно которого было покрыто салициловокислым натрием. Электрическая схема регистрации приведена в работе¹. Освещенность щели монохроматора измерялась с точностью $\sim 10\%$. На рис. 2 показана полученная экспериментально (пунктирная линия, Ш) зависимость освещенности приемника (в относительных единицах) от угла φ при плотности тока накачки $j = 23 \text{ а/см}^2$ (предельная плотность тока с учетом потерь в бериллиевой фольге). Как следует из рис. 2, при указанной плотности тока отношение значений освещенности для $\varphi = 0$ и $\varphi = 2^\circ$ равно 1,5. При токах менее 15 а/см^2 направленность излучения не обнаружена. Спектральное сужение линии излучения, распространяющегося вдоль активного слоя длиной $L = 10 \text{ мм}$ ($\varphi = 0$), соизмеримо с величиной ошибки, возникающей за счет нелинейности регистрирующей аппаратуры ($\sim 10\%$).

При сверхизлучении коэффициент усиления в активной области соизмерим с потерями. В работе³ рассчитана пороговая плотность тока накачки ($j_{\text{пор}} = 6 \text{ а/см}^2$ при экситонном механизме люминесценции конденсированного ксенона) с учетом потерь за счет нерезонансного поглощения на примесях¹ ($\alpha_n = 0,15 \text{ см}^{-1}$) и потерь в зеркалах ($R_1 = R_2 = 0,5$). Поскольку в настоящей работе усиление излучения наблюдается при значительно больших плотностях тока, по-видимому, в активной среде существуют дополнительные потери, связанные с фотоионизацией экситонов собственным излучением. Введем полный коэффициент усиления активной среды K , определяемый соотношением

$$K = \alpha - \alpha_\phi - \alpha_n, \quad (1)$$

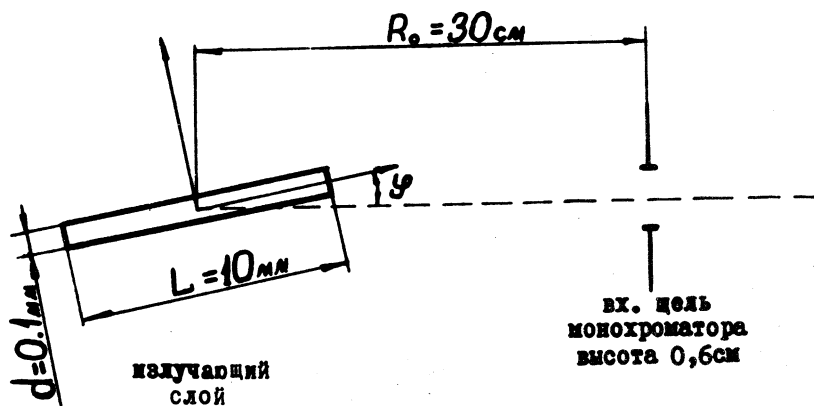
где α - коэффициент усиления, α_ϕ - коэффициент поглощения, возникающего из-за фотоионизации локализованных экситонов собственным излучением. На рис. 3 показана двумерная модель реальной активной зоны. Если полный коэффициент усиления среды K равен 0, то нетрудно показать, что с точностью до членов вто-



Р и с. 2. Диаграмма направленности излучения жидкого ксенона при возбуждении электронным пучком.

————— рассчитана для нескольких значений полного коэффициента усиления (K) активной области;
 - - - - - получена экспериментально при плотности тока накачки $j = 23 \text{ а/см}^2$

рого порядка малости по $\frac{L}{R_0}$, $\frac{d}{L}$ освещенность приемника, не зависит от угла наклона плоскости активной зоны к оптической оси приемника. Однако при $K > 0$ появляется определенная направленность излуче-



Р и с. 3. Двумерная модель активной области.

ния с максимумом, соответствующим $\varphi = 0$. На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости освещенности приемника от угла наклона φ при различных значениях полного коэффициента усиления K . Отсюда можно оценить значение K при плотности тока накачки $j = 23 \text{ а/см}^2$, соответствующей экспериментальной кривой Ш (рис. 2). Для указанной плотности тока $K \approx 1 \text{ см}^{-1}$. При предположении, что кривые, описывающие излучение и поглощение, имеют гауссову форму, можно оценить сужение спектра излучения. Для излучения, распространяющегося через активную область длиной 1 см, и имеющую коэффициент усиления $K = 1 \text{ см}^{-1}$, сужение линии составляет $\sim 13\%$, что находится в пределах ошибки экспериментального определения полуширины линии излучения.

Оценим сечение фотоионизации σ_ϕ локализованных экситонов. Так как $\mathcal{E}_\phi = \sigma_\phi \cdot N_{\text{эк}}$, то из выражения (1)

$$\sigma_{\bullet} = \frac{\alpha - \kappa - \alpha_n}{N_{\text{exc}}}, \quad (2)$$

где N_{exc} - концентрация локализуемых экситонов. Для гауссовой формы линии излучения коэффициент усиления имеет вид

$$\alpha = \frac{1}{8\pi n} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\lambda_0^2}{\tau \Delta\nu} N_{\text{exc}}. \quad (3)$$

В формуле (3) λ_0 - длина волны, соответствующая центру линии люминесценции, $\Delta\nu$ - ширина линии люминесценции по полувысоте, τ - радиационное время жизни локализованного экситона, n - показатель преломления. Концентрацию экситонов можно оценить по формуле

$$N_{\text{exc}} = \frac{j\tau}{3e\Delta E} \frac{dE}{dx}, \quad (4)$$

где $\frac{dE}{dx}$ - плотность ионизационных потерь, ΔE - минимальная энергия оптического кванта, необходимая для перевода связанных электронов в жидком ксеноне в непрерывный спектр, e - заряд электрона. Для жидкого ксенона¹ $dE/dx = 25$ Мэв/см, $\Delta E = 9$ эв, $\lambda_0 = 1760 \text{ \AA}$, $\Delta\nu = 1,4 \cdot 10^{14}$. Считая, что время жизни локализованного экситона по порядку величины совпадает с временем жизни состояния 3P_1 , для атома ксенона ($\tau = 4 \cdot 10^{-9}$ сек⁴) можно оценить N_{exc} , α и σ_{\bullet} . Для плотности тока накачки $j = 23$ а/см²

$$N_{\text{exc}} = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad \alpha = 2,17 \text{ см}^{-1}, \quad \sigma_{\bullet} = 1,4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

Расчет сечения фотоионизации свободных экситонов ($\Gamma(3/2)$, $n = 1$) в конденсированном ксеноне по формулам, полученным в работе⁵, дает значение $\sigma_{\bullet} = 4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Значительное увеличение сечения фотоионизации

в случае локализованных экситонов, полученное в настоящей работе, по-видимому, связано с тем, что локализованный экситон имеет структуру, близкую структуре возбужденной молекулы Xe_2^6 .

В заключение авторы выражают благодарность Ю. М. Попову за полезное обсуждение результатов, А. Г. Молчанову за помощь в проведении количественных оценок и Ф. В. Бункину за ценные замечания при редактировании статьи.

Поступила в редакцию 9 апреля 1970 г.
После переработки 11 мая 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Богданкевич О. В., Данилычев В. А., Кашников Г. Н., Керимов О. М., Ланцов Н. П. Препринт ФИАН, № 9, 1970.
2. Basov N. G., Balashov E. M., Bogdankevitch O. V., Danilychev V. A., Kashnikov G. N., Iantsov N. P., Khodkevitch D. D. Journal of Luminescence, 1, 900 (1969).
3. Молчанов А. Г., Полуэктов И. А., Попов Ю. М. ФТТ, 9, 3363 (1967).
4. D. Kent Anderson. Phys. Rev., 137, 21 (1965).
5. Хаджи П. И. Оптика и спектроскопия, 24, 646 (1968).
6. Jortner J., Meyer L., Rice S. A., Wilson E. G. J. Chem. Phys., 42, 4250 (1965).