

ЛАЗЕР С ВЫРОЖДЕННОЙ ПО ЧАСТОТЕ НАКАЧКОЙ НА КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

С.Г.Одулов, М.С.Соскин

Впервые осуществлена генерация при вырожденном по частоте четырехволновом взаимодействии пучков излучения гелий-кадмиевого лазера в кристаллах ниобата лития на нелокальных нелинейностях, связанных с перераспределением объемного заряда при диффузии фотовозбужденных носителей, либо вследствие пространственно-осциллирующих фотогальванических токов.

1. Взаимодействие двух когерентных световых пучков в среде с нелокальным откликом приводит к стационарному энергообмену даже в случае вырождения по частоте¹. На этом основан механизм усиления когерентных световых пучков в процессе дифракции на записанной ими динамической голографической решетке (см., например²) с коэффициентом усиления Γ от десятков (LiNbO_3 , LiTaO_3) до сотен (BaTiO_3 , SrBaNbO_3) обратных сантиметров²⁻⁴. Уникально большой коэффициент усиления $\Gamma \gtrsim 10^2 \text{ см}^{-1}$ в BaTiO_3 позволил недавно реализовать самовозбуждение генерации в данном материале во внешнем резонаторе с одним когерентным пучком накачки⁵⁻⁷. В настоящей работе получена генерация подобного типа в кристаллах ниобата лития, легированных железом, при возбуждении непрерывным излучением He – Cd-лазера. Использовалась та же, что и в кристаллах BaTiO_3 "диффузионная" нелинейность^{8,9}, либо специфичная для активированных кристаллов нелокальная нелинейность, связанная с пространственно-осциллирующими фотогальваническими токами¹⁰⁻¹². Генерационноспособными оказались схемы с динамическими решетками как пропускающего, так и отражательного типов.

2. Для получения генерации, как известно, необходимо обеспечение положительной обратной связи и компенсация потерь за счет усиления (фазовое и амплитудное условия). В нашем случае резонатор был образован отполированными гранями кристалла (коэффициен-

ты отражения $R = 15$ и 17% для волн с обыкновенной и необыкновенной поляризацией). Пучок накачки фокусировался в образец линзой с фокусным расстоянием 25 см. Возникающая в освещенной области нелинейная линза способствовала формированию добротных мод с частотой, строго совпадающей с частотой накачки.

Пороговое условие для голографического лазера имеет вид

$$R_1 R_2 \exp[(\Gamma_{\text{п}} - 2\alpha - 2\gamma)l] = 1, \quad (1)$$

где R_1, R_2 — коэффициенты отражения зеркал, $\Gamma_{\text{п}}$ — пороговый коэффициент усиления, α — коэффициент поглощения, γ — прочие потери, l — толщина образца. В (1) учтено, что в использованных схемах усиление происходит только на одном проходе вследствие анизотропии механизма записи решеток и асимметрии накачки. Для нашего лазера $\gamma \ll \alpha \approx 1 \text{ см}^{-1}$, откуда $\Gamma_{\text{п}} \approx 11 \text{ см}^{-1}$.

3. В случае фоторефрактивных кристаллов коэффициент усиления

$$\Gamma = 2\pi\Delta n / \lambda \cos\theta = -\pi n^3 E_{\text{пз}} / \lambda \cos\theta, \quad (2)$$

где r и n — соответствующие компоненты тензоров линейного электрооптического эффекта и показателя преломления, λ — длина волны излучения, 2θ — угол схождения пучков в среде. Глубина модуляции показателя преломления Δn , в отличие от обычных сред с кубической нелинейностью, зависит не от интенсивности света, а от напряженности поля пространственного заряда $E_{\text{пз}}$. При диффузионной нелинейности $E_{\text{пз}}^{\text{Д}} = 2\pi kT/e\Lambda$, где e — заряд электрона, а период решетки $\Lambda = \lambda/2n \sin\theta$. В кристаллах ВаТiО₃ $\Gamma \approx 10^2 \text{ см}^{-1}$ был достигнут при сравнительно небольшом диффузионном поле $E_{\text{пз}}^{\text{Д}} = 1,2 \text{ кВ/см}$ ($2\theta = 8^\circ$) за счет исключительно большого электрооптического коэффициента $r_{42} = 920 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$. Для получения необходимых коэффициентов усиления на диффузионной нелинейности в ниобате лития с максимальным электрооптическим коэффициентом $r_{33} = 30 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$ надо уменьшать Λ .

В схеме с записью пропускающих решеток в кристалле Y -среза вектор решетки лежал в плоскости, содержащей C -ось кристалла, а волны накачки и возникающей генерации были поляризованы необыкновенным образом (рис. 1, а). При падении пучка накачки на кристалл под углом Брюстера $2\theta = 22^\circ$ расчетное значение $\Gamma = 18 \text{ см}^{-1}$. Наибольшее диффузионное поле $E_{\text{пз}}^{\text{Д}} = 19 \text{ кВ/см}$ при $\Lambda = \lambda/2n = 0,09 \text{ мкм}$ возникало при записи отражательных решеток в кристаллах Z -среза рис. 1, б. Хотя в этой геометрии $r_{13} = 8,6 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$, расчетное значение $\Gamma = 64 \text{ см}^{-1}$.

Другой путь получения больших стационарных коэффициентов усиления в ниобате лития состоит в использовании больших полей $E_{\text{пз}}^{\text{ФГ}}$, возникающих из-за возбуждения пространственно-осциллирующих токов, связанных с мнимой компонентой тензора фотогальванического эффекта $\beta_{15}^{a, 10, 11}$ (схема рис. 1, в):

$$E_{\text{пз}}^{\text{ФГ}} = -j \Phi_{\Gamma} / \sigma = -(\beta_{15}^a \sqrt{I_1 I_2} \cos\varphi) / \sigma, \quad (3)$$

где I_1 и I_2 — интенсивности ортогонально поляризованных пучков, $\sigma = \kappa(I_1 + I_2)$ — фотопроводимость кристалла. Угол φ между направлением тока и вектором решетки $\varphi = \text{arctg } x \times [(n_0 - n_e \cos 2\theta) / n_e \sin 2\theta]$. По данным работы ¹², $\beta_{15}^a \approx 10^{-9} \text{ А/Вт}$, откуда с учетом $r_{51} = 28 \cdot 10^{-10} \text{ см/В}$ для $2\theta = 10^\circ$ ($\varphi = 20^\circ$) получим $\Gamma = 20 \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, во всех предложенных схемах генерации рис. 1 пороговое условие (1) должно с запасом выполняться.

4. Генерация была получена во всех трех обсужденных выше схемах на плоскопараллельных образцах восстановленных кристаллов ниобата лития с примесью железа $0,03$ вес.% толщиной $0,4$ см. Во всех случаях вначале наблюдался резкий рост светоиндуцированного рассеяния излучения накачки, которое является аналогом сверхлюминесценции в обычных лазерных системах. Затем на фоне рассеянного света постепенно развивалось более яркое пят-

но, соответствующее пучку генерации, ориентированному по нормали к торцам образца. Интенсивность излучения, рассеянного под другими углами при этом сильно уменьшалась. Угловая расходимость генерационного пучка в большинстве случаев составляла $\sim 5^\circ$, однако он был структурным и часто содержал выделенный kern с расходимостью, близкой к расходимости пучка накачки $\approx 30'$.

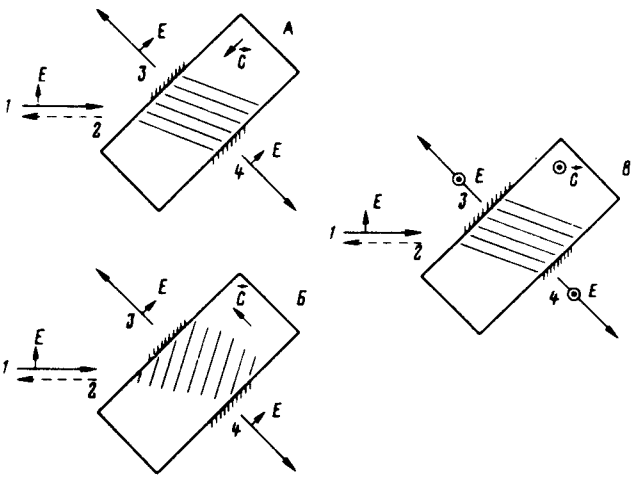


Рис. 1. Схемы генерации $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$. В начальный момент времени на кристалл падает единственная волна накачки 1. В стационарном состоянии появляются волны 3, 4 – генерация, и волна 2, распространяющаяся навстречу накачке

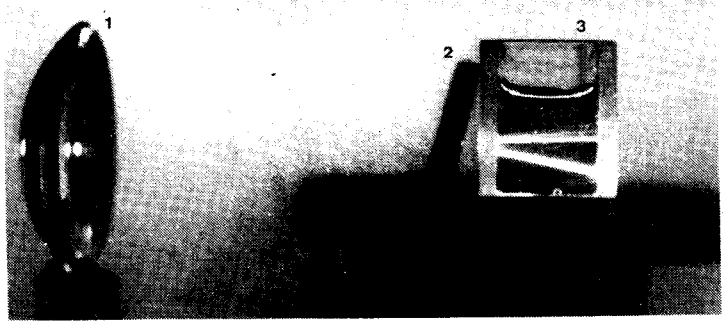


Рис. 2

На рис. 2 показана схема генерации, соответствующая рис. 1, в. Пучок накачки, поляризованный в плоскости рисунка, распространялся слева направо и фокусировался линзой 1 на наклоненный кристалл 2, оптическая ось которого ориентирована по нормали к рисунку. За кристаллом на столике установлена кювета 3 с раствором красителя, в которой виден след проходящего пучка накачки и генерационный пучок, распространяющийся по нормали к поверхностям образца. Видно, что генерационный пучок содержит большую часть интенсивности накачки (35% от падающей на кристалл интенсивности при угле $2\theta = 10^\circ$ по сравнению с 4% в проходящем пучке накачки).

Установившееся квазистационарное состояние время от времени нарушалось скачкообразным изменением интенсивности проходящего пучка накачки и генерационных пучков и сравнительно быстрым возвращением к исходному состоянию. Наиболее вероятной причиной

ной этих скачков является электрический пробой образца из-за накопления крупномасштабных полей пространственного заряда ^{13, 14}, однако не исключено также, что скачки связаны с многозначностью решений для интенсивности обращенной волны при четырехволновом взаимодействии (оптическая бистабильность) ^{15, 16}.

5. При вырожденном по частоте встречном взаимодействии амплитуда четвертой волны пропорциональна произведению амплитуд волн накачки $E_1 E_2$ и сигнальной волны E_3^* . В рассматриваемом случае генерации волны E_3 и E_4 переходят друг в друга при отражении от зеркал резонатора, т. е. дифракционная эффективность возникающей динамической решетки для слабого сигнала линейно зависит от уже имеющейся интенсивности в генерируемой моде. Здесь проявляется аналогия с процессом вынужденного излучения в инвертированной среде, где вероятность вынужденного процесса пропорциональна числу фотонов в моде. Аналогия становится еще более полной, если учесть, что каждый рождающийся квант излучается в одном и том же направлении, определяемом условием брэгговской дифракции и с нужной фазой, поскольку для нелокальных механизмов нелинейности все четыре взаимодействующих волны связаны простым фазовым условием

$$\varphi_4 = -\varphi_3 + \varphi_1 + \varphi_2 + p\pi, \text{ где } p = 0, 1 \text{ для } \Gamma \geq 0, \quad (4)$$

независимо от соотношения их интенсивностей ¹⁷.

Наиболее близким по физическому принципу оптическим генератором является лазер на мандельштам-бриллюэновском рассеянии, в котором дифракция происходит на бегущих динамических решетках и, как следствие, возникает частотный сдвиг.

Частота генерации голографического лазера строго совпадает с частотой накачки, однако вместе с ней она может перестраиваться в широких пределах (для ниобата лития с диффу-

зионным процессом записи — практически во всем видимом диапазоне). Кроме того, для этих лазеров существуют вполне определенные полосы усиления по пространственным частотам, т. е. диапазоны углов, в которых конкретный механизм нелинейности обеспечивает достаточное усиление.

В заключение подчеркнем, что лазеры, основанные на принципах динамической голографии, открывают новые возможности в коррекции волновых фронтов лазерных пучков в реальном времени и эффективной генерации пучков с заданной пространственно-угловой структурой.

Литература

1. Стаселько Д.И., Сидорович В.Г. ЖТФ, 1974, 44, 580.
2. Markov V., Odoulov S., Soskin M. Optics & Laser Techn., 1979, 11, 95.
3. Feinberg J. Hellwarth R. Optics Lett., 1980, 5, 519.
4. Воронов В., Дорош И., Кузьминов Ю., Ткаченко Н. Квантовая электроника, 1980, 7, 2313.
5. White J.O., Cronin-Golomb M., Fisher B., Yariv A. Appl. Phys. Lett., 1982, 40, 450.
6. Cronin-Golomb M., Fisher B., Nilsen J., White J.O., Yariv A. Appl. Phys. Lett., 1982, 41, 219.
7. Cronin-Golomb M., Fisher B., White J.O., Yariv A. Appl. Phys. Lett., 1982, 41, 689.
8. Staebler D.L., Amodei J.J. J. Appl. Phys., 1973, 43, 1042.
9. Kukhtarev N., Markov V., Odoulov S., Soskin M., Vinetski V. Ferroelectrics, 1979, 22, 949.
10. Belinitcher V. Phys. Lett., 1978, 66A, 213.
11. Стурман Б.И. Квантовая электроника, 1980, 7, 483.
12. Одулов С.Г. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 10.
13. Avakian E.M., Bielabaev K.G., Kaminski A.A., Sarkisov V.K. Phys. Stat. Solidi, 1976, A 36, K25.
14. Шварц К.К. Известия АН СССР, сер. физ., 1977, 41, 788.

15. *Winful H., Marburger J.* Appl. Phys. Lett., 1980, 36, 613.

16. *Кухтарев Н.В., Старков В.Н.* Письма в ЖТФ, 1981, 7, 692.

17. *Кухтарев Н.В., Одулов С.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 6.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
1 февраля 1983 г.