

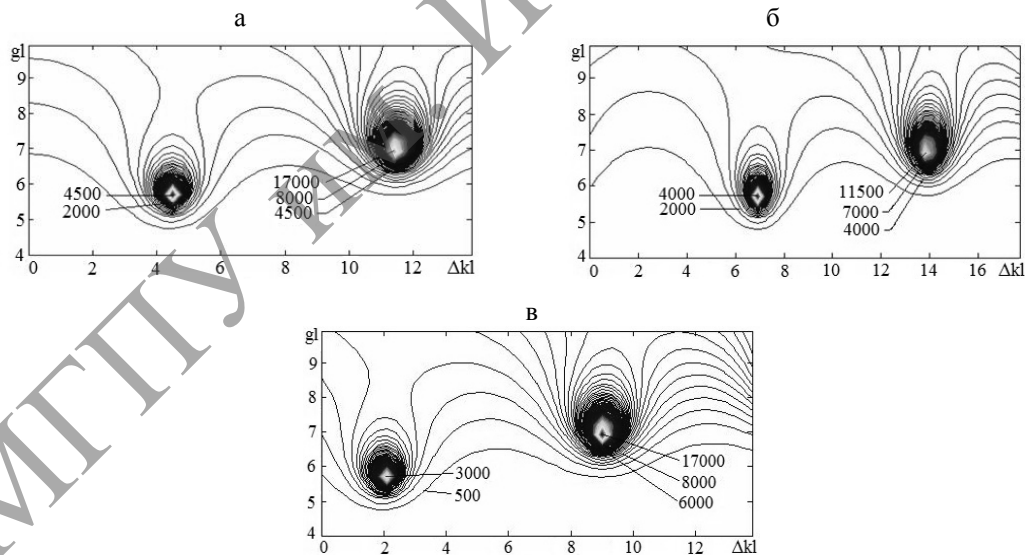
Т. В. НИКОЛАЕНКО

МГПУ им. И.П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРАХ С АКУСТИЧЕСКИ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НА ОСНОВЕ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ

В настоящей работе исследованы особенности генерации лазеров с акустически распределенной обратной связью (АРОС) на основе гиротропных одноосных и кубических кристаллов. При этом направления световых и ультразвуковых волн близки к направлениям оптических осей одноосных кристаллов или кристаллографических направлений кубических кристаллов [1].

Были исследованы (рисунок 1) зависимости относительной интенсивности дифрагированного света $\eta = |\vec{E}_1|^2 / (|A_{10}|^2 + |A_{20}|^2)$ от безразмерных величин Δkl , gl при наличии гиротропии ($\rho \neq 0$) и в отсутствие её ($\rho = 0$). Зависимости $\eta(\Delta kl, gl)$ построены с использованием кривых (номограмм), соответствующих разным уровням усиления света. Выявлено, что при увеличении величин Δkl и gl наблюдается увеличение эффективности дифракции в областях максимального усиления. Для кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$ удельному вращению $\rho = 7$ град/мм ($\lambda_0 = 1,0716$ мкм) [2] соответствует $\rho l = 1,2$ ($l = 1$ см). При распространении света и ультразвука вдоль кристаллографической оси второго порядка того же кристалла нормированной постоянной связи $\chi l = 0,4$ соответствует интенсивность ультразвука $I_a = 30$ Вт/см².



а – негиротропная среда; б – левовращающеполяризованная волна $\eta_- = \eta(A_{10} = 0)$;
в – правовращающеполяризованной волны $\eta_+ = \eta(A_{20} = 0)$; $\chi l = 0,4$; $\rho l = 1,2$

Рисунок 1 – Зависимость относительной интенсивности η от gl и Δkl

В соответствии с результатами работы [3], условия генерации право- и левовращающеполяризованных волн имеют вид:

$$a_{1,2} - \frac{1}{2}(g - i\Delta k_{\pm})th(a_{1,2}l) = 0. \tag{1}$$

На рисунке 1, а представлены зависимости относительных интенсивностей дифрагированных волн η от Δkl и gl в отсутствие гиротропии. На рисунках ясно видны две области максимального усиления, в которых выполняются условия генерации (1). С учетом гиротропии, как показано на рисунках 1, б, и 1, в, области максимального усиления смещены вправо для левоциркулярнополяризованной волны и влево для правоциркулярнополяризованной волны по отношению к аналогичным областям максимального усиления в отсутствие гиротропии. Из этого можно сделать вывод о том, что генерация света на брэгговской частоте в лазерах с АРОС на основе гиротропной среды возможна для правоциркулярнополяризованной моды. При этом смещение области максимального усиления может достигнуть значения $\Delta k = 0$. Благодаря данным результатам, расширяются имеющиеся возможности применения лазеров с РОС и АРОС. Заметим, что для линейно поляризованных собственных мод негиротропной среды генерация на брэгговской частоте невозможна [4, 5].

При условии $g \gg |\chi|$ энергетические условия генерации лазеров для право- и левоциркулярнополяризованных волн имеют вид [1, 3]:

$$\frac{|\chi|^2 e^{g_m l}}{[g_m^2 + (\Delta k_{\pm})^2]} = 1, \quad (2)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Вблизи брэгговской частоты $\omega_0 = \pi c / n\Lambda$, то есть при $\Delta k_{\pm} \ll g$ и $g \gg |\chi|$ получаем частоты генерируемых право- и лево-циркулярнополяризованных продольных мод [1]:

$$\omega_m = \omega_0 \pm \Omega \mp \omega_p + \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi c}{nl}, \quad (3)$$

где $\omega_p = \rho c / n$ – сдвиг частоты излучения, обусловленный гиротропией кристалла. Для реализации акустически распределенной обратной связи и ультразвуковой волны, распространяющейся навстречу (в направлении) падающей световой волне, частоты генерируемых волн ω_m следует увеличить (уменьшить) на величину частоты ультразвука $\Omega = 4\pi\nu/\lambda_0$.

Таким образом, частоты правоциркулярнополяризованных мод уменьшаются на величину ω_p по сравнению с частотами в негиротропном кристалле, а частоты левоциркулярнополяризованных волн – увеличиваются на такую же величину. Данный физический эффект объясняется относительным изменением фазовых скоростей световых волн в гиротропной среде. При этом фазовая скорость левоциркулярнополяризованной волны больше фазовой скорости правоциркулярнополяризованной волны. Порог лазерной генерации, как следует из выражения (3), для правоциркулярнополяризованных мод превышает порог генерации левоциркулярно поляризованных мод. В отличие от известных результатов для негиротропной среды [4, 5], в гиротропном кристалле возможна генерация оптического излучения на

брэгговской частоте $\omega_0 \pm \Omega$. Для этого должны выполняться соотношения: $\pm \omega_p = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi c}{nl}$.

Например, для основной продольной моды с $m = 0$ и длиной волны $\lambda_{sc} = 1,0716$ мкм в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$ [6] генерация на брэгговской частоте возможна при ширине активного слоя $l = 1,3$ см.

В работе [7] теоретически и экспериментально исследованы частотные биения, которые возникают при суперпозиции синхронизованных по фазе лазерных мод, соответствующих двум собственным циркулярным состояниям поляризации лазера во внешнем магнитном поле. При этом циркулярная поляризация света обусловлена эффектом Фарадея. По-видимому, аналогичные биения должны наблюдаться и в естественно гиротропной среде. При $\omega_0 \gg \Omega$ и $\lambda_{sc} = 1,0716$ мкм частота биений для кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$ должна составить 28,6 ГГц. Данный эффект легко наблюдать с использованием статических фазовых решёток в гиротропной среде.

При исследовании особенностей генерации света в лазерах на основе гиротропных одноосных и кубических кристаллов с акустически распределенной обратной связью выявлено их существенное отличие от особенностей генерации в негиротропной среде. При этом энергетические и фазовые условия генерации собственных циркулярнополяризованных мод различны. Полученные результаты найдут применение при создании лазеров с распределенной обратной связью на основе гиротропных кристаллов. Следует отметить, что исследование условий генерации для лазеров с АРОС на основе двuosных гиротропных кристаллов существенно усложняется явлением внутренней конической рефракции при распространении световых пучков вдоль бинормалей [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаенко, Т.В. Генерация лазеров на основе гиротропных кристаллов с акустически распределенной обратной связью / Т.В. Николаенко // Журн. прикл. спектр. – 2008. – Т. 75, № 3. – С. 331–335.
2. Кизель, В.А. Гиротропия кристаллов / В.А. Кизель, В.И. Бурков – М.: Наука, 1980. – 304 с.

3. Кулак, Г.В. Особенности генерации лазеров с распределенной обратной связью на основе гиротропных кубических кристаллов / Г.В. Кулак // Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27, № 9. – С. 25–30.
4. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
5. Ярив, А. Введение в оптическую электронику / А. Ярив. – М.: Высшая школа, 1983. – 398 с.
6. Каминский, А.А. Первое наблюдение генерации стимулированного излучения и ВКР в кубических ацентрических кристаллах $Bi_{12}SiO_{20} : Nd^{3+}$ / А.А. Каминский, С.Н. Багаев, Х. Гарсиа-Золе // Квант. электрон. – 1999. – Т. 26, № 2. – С. 6–8.
7. Vallet, M. Polarization self-modulated lasers with circular eigenstates / M. Vallet, M. Brunel, F. Bretenaker, [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1999 – Vol. 74, № 22. – С. 3266–3268.
8. Кулак, Г.В. Коллинеарное акустооптическое взаимодействие световых пучков в условиях внутренней конической рефракции / Г.В. Кулак // ЖПС. – 2001. – Т. 68, № 4. – С. 496–500.

МГТУ им. И.П.Шамякина