

где $E_\omega(z)$ — амплитуда поля, γ — обратное время жизни возбужденного электронно-колебательного состояния. Положим $\gamma \approx 0.5 \cdot 10^{10}$ сек.⁻¹ и найдем максимально допустимое поле из условия

$$\frac{d^2 E_\omega(z)_{\max}^2}{\hbar^2 \gamma \Gamma} = 0.1. \quad (9)$$

Тогда, например, при коэффициенте усиления $|\alpha_1| = 1$ см⁻¹ (при этом $\omega = \omega_0 - \varepsilon$, $\varepsilon \ll \Gamma$) и длине образца $z = 10$ см интенсивность падающей волны $I_\omega(0)$ не должна превышать $5 \cdot 10^{-3}$ вт/см². В этом случае интенсивность волны утроенной частоты, согласно формуле (3), оказывается порядка 10^{-7} вт/см². Если же мы примем $\omega = \omega_0$, т. е. $\alpha_1 = 0$, то на выходе получим ничтожно малую величину $\sim 10^{-31}$ вт/см². При $\alpha_1 = 0$ и при интенсивности $I_\omega(0) = I_\omega(z) \approx 10^6$ вт/см² получается для $z = 10$ см $I_{3\omega}(z) \approx 10^{-3}$ вт/см².

Из этих оценок видно, что при наличии усиления падающей волны условие согласования фазовых скоростей является менее существенным; не имеет смысла добиваться лучшего выполнения этого условия, чем $|\Delta k| \approx |\Delta \alpha|$. Заметим также, что величина $\delta n_1(\omega)$ мало меняется в окрестности частоты ω_0 , тогда как для коэффициента усиления уже весьма малый сдвиг частоты ω является существенным (см. рисунок).

Авторы благодарят Л. И. Альперовича, П. Н. Занадворова, В. М. Рысакова и Д. Ф. Смирнова за весьма полезное обсуждение работы.

Литература

- [1] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. Изд. «Мир», М., 1966.
- [2] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. Изд. ВИНТИ, М., 1964.
- [3] P. D. Maker, R. W. Terhune. Phys. Rev., 137, A804, 1965.
- [4] P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage. Quant. Electron. Proc. of the Third Intern. Congress, Paris, vol. 2, p. 1559. N. Y., 1964 (перев. в сб. «Оптические квантовые генераторы». Изд. «Мир», М., 1966).
- [5] P. P. Bey, J. F. Giuliani, H. Rabin. Phys. Rev. Lett., 19, 819, 1967.
- [6] P. P. Bey, J. F. Giuliani, H. Rabin. IEEE J. Quant. Electr., QE-4, № 11, 932, 1968.
- [7] R. K. Chang, L. K. Galbraith. Phys. Rev., 171, 993, 1968.
- [8] К. К. Ребане. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов. Изд. «Наука», М., 1968.
- [9] В. И. Пермогоров, Л. А. Сердюкова, М. Д. Франк-Каменецкий. Опт. и спектр., 25, 77, 1968.
- [10] Е. Д. Трифонов, А. С. Трошин, Э. Е. Фрадкин. ФТТ, 9, 2061, 1967.
- [11] E. D. Trifonov, A. S. Troshin. Phys. Stat. Solidi, 26, 519, 1968.

Поступило в Редакцию 7 июля 1969 г.

УДК 621.375.9 : 535

ИССЛЕДОВАНИЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ЛАЗЕРА НА $D_2O + D_2$

А. Ф. Крупнов

В предыдущих работах [1, 2] нами было получено увеличение мощности субмиллиметровых лазеров на H_2O и D_2O при добавлении в разряд соответственно водорода и дейтерия. На $H_2O + H_2$ при этом был получен отпаянный режим. Ввиду отсутствия в то время в нашем распоряжении газообразного дейтерия в опытах использовалось лишь незначительное обогащение паров D_2O дейтерием за счет реакции Лавуазье [2].

В настоящей заметке описывается работа лазера на D_2O с достаточно большой добавкой D_2 (на той же экспериментальной установке). При этом получено следующее.

1. Увеличение мощности генерации в несколько десятков раз, так что порядки мощности лазеров на $H_2O + H_2$ ($\lambda = 0.1186$ мм) и $D_2O + D_2$ ($\lambda = 0.1716$ мм) сравнялись.
2. Отпаянный режим работы лазера на $D_2O + D_2$ в течение 3 час.
3. Генерация линии 0.1077 мм (ранее полученная в [2]), которая наблюдалась при замене одного из стеклянных покрытых золотом зеркал лазера на матовое медное;

это свидетельствует, по-видимому, о конкуренции этой линии с другой, намного более коротковолновой. На рисунке приведена запись генерации лазера на $\lambda=0.1716$ и $\lambda=0.1077$ мм, полученная при перемещении одного из зеркал лазера.

Автор благодарит Б. В. Громова, Е. Н. Карякина, С. А. Зарубина за помощь в эксперименте.

Литература

- [1] А. Ф. Крупнов, В. А. Скворцов, Л. А. Синегубко. Изв. вузов, радиофизика, 11, 778, 1968.
- [2] А. Ф. Крупнов, В. А. Скворцов, Л. А. Синегубко. Радиотехн. и электрон., 14, 1345, 1969.
- [3] W. W. Muller, G. T. Flesher. Appl. Phys. Lett., 8, 247, 1966.

Поступило в Редакцию
1 октября 1969 г.

УДК 621.375.9 : 535

ДИФРАКЦИОННОЕ РАСПЩЕПЛЕНИЕ ЧАСТОТ В ЛАЗЕРЕ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 3.39 МКМ

А. Д. Валуев, С. А. Савранский,
А. Ф. Савушкин и Б. А. Шожин

Исследуется расщепление частот встречных волн, возникающее при внесении диафрагмы в резонатор лазера. Делается попытка связать наблюдаемое расщепление частот с нелинейной деформацией встречных волн.

Среди причин, вызывающих нелинейные эффекты в неон-гелиевом лазере бегущей волны, работающем на длине волны 3.39 мкм, особое место занимает дифракция, что подтверждается приводимыми ниже экспериментальными результатами.

Установка представляла собой лазер, работающий в режиме генерации одной продольной моды, трехзеркальный резонатор которого имел периметр 80 см.

Вначале лазер юстировался таким образом, чтобы расщепление частот встречных волн отсутствовало. Мощность генерации при этом оказывалась максимальной.

Введение в резонатор диафрагм приводило к появлению расщепления частот $\Delta\nu$, которое было максимально, если диафрагма располагалась вблизи кюветы с активной средой. При удалении диафрагмы от кюветы (вдоль луча) $\Delta\nu$ монотонно убывало и в точке, приблизительно равноудаленной от концов кюветы, обращалось в нуль. Переход через эту точку сопровождался изменением знака $\Delta\nu$, а его величина вновь нарастала и достигала максимума, если диафрагма приближалась к другому концу кюветы.

Введение двух диафрагм симметрично с разных сторон активной среды приводило к компенсации дифракционных явлений.

С увеличением кривизны зеркал резонатора расщепление частот возрастает (рис. 1, а).