

В. В. КУРЫЛЕВ, К. Я. СЕНАТОРОВ

## СПЕКТРАЛЬНО-ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Известно, что спектры излучения и распределение интенсивности излучения твердотельных лазеров в ближней и дальней зонах обладают чрезвычайно сложной структурой, если активное вещество лазера неоднородно, хотя бы в слабой степени [1]. В случае инжекционных лазеров оптическая неоднородность активной области значительна и в основном определяет спектрально-пространственную структуру излучения.

В работе [2] описана методика определения изменения показателя преломления вдоль  $p-n$ -перехода инжекционного лазера перпендикулярно направлению распространения излучения. Там же высказывается гипотеза, что образование канала генерации наиболее вероятно в том месте, где вдоль  $p-n$ -перехода имеется максимум показателя преломления.

На рис. 1, *a* представлена спектрально-пространственная картина сверхизлучения диффузионного лазерного диода. Наблюдалась та же картина, как и в работе [2].

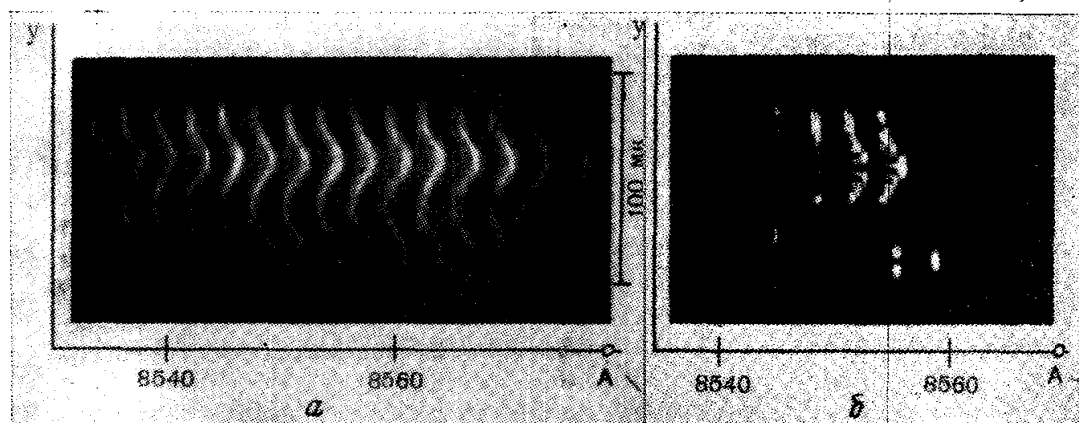


Рис. 1. Спектрально-пространственные картины: *a* — сверхизлучения и *б* — когерентного излучения инжекционного лазера

Изменение длины волны моды сверхизлучения пропорционально изменению показателя преломления. На рисунке отчетливо видны два максимума показателя преломления, которым должны соответствовать каналы генерации при работе лазера в режиме когерентного излучения.

Теоретически установим количественную связь спектрально-пространственной структуры излучения с неоднородностью активной области инжекционного лазера.

Рассчитаем спектр собственных частот канала генерации и распределение интенсивности излучения на торцах резонатора в окрестности одного из максимумов показателя преломления. В принятой системе координат ось  $x$  перпендикулярна  $p-n$ -переходу, излучение распространяется по оси  $z$ . По направлению  $x$  при переходе из  $n$  в  $p$ -область вместе с электрическими сильно меняются и оптические характеристики материала. При этом показатель преломления имеет максимум в середине  $p-n$ -перехода [3, 4, 5]. Относительная величина максимума 1—2%. По направлению  $y$  изменение показателя преломления определяется по спектрально-пространственной картине сверхизлучения (рис. 1, *a*). Учитывая максимумы показателя преломления по направлениям  $x$  и  $y$ , аппроксимируем зависимость диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  от координат следующим выражением:

$$\varepsilon(x, y) = \varepsilon_0 (1 - \bar{a}^2 x^2 - b^2 y^2), \quad (1)$$

где типичное значение  $a=0,1-0,2$  1/мк, а значение  $b$  получим из картины, представленной на рис. 1, *a*. Например, для первого максимума показателя преломления  $b \approx 1,7 \cdot 10^{-3}$  1/мк.

Из уравнений Максвелла [6] получаем волновое уравнение для векторного потенциала  $\vec{A}$

$$\Delta \vec{A} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(x, y) \vec{A} = 0. \quad (2)$$

Членами пропорциональными граде пренебрегаем, учитывая, что на расстояниях порядка длины волны  $\varepsilon$  меняется мало. Для определенной поляризации ищем решение уравнения (2) в виде  $A(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$ . Электрические и магнитные поля выражаются через векторный потенциал  $\vec{A}$  обычным образом [6]. С учетом (1) уравнение (2) допускает разделение переменных. Постоянные разделения обозначим  $k_x^2, k_y^2, k_z^2$ . Они должны удовлетворять соотношению

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 = 0. \quad (3)$$

В результате, произведя замену переменных  $\tau = x \sqrt{2\omega/c \sqrt{\varepsilon_0 a}}$  и  $\xi = y \sqrt{2\omega/c \sqrt{\varepsilon_0 b}}$ , получим три уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d^2 X}{d\tau^2} + \left( \frac{k_x^2}{2k_0 a} - \frac{\tau^2}{4} \right) X &= 0, \\ \frac{d^2 Y}{d\xi^2} + \left( \frac{k_y^2}{2k_0 b} - \frac{\xi^2}{4} \right) Y &= 0, \\ \frac{d^2 Z}{dz^2} + k_z^2 Z &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}.$$

При выполнении условий

$$\frac{k_x^2}{2k_0 a} = m + \frac{1}{2}; \quad \frac{k_y^2}{2k_0 b} = n + \frac{1}{2}, \quad (5)$$

где  $m$  и  $n$  — целые числа, уравнения (4) имеют решения в виде произведения функций Гаусса и полиномов Эрмита, хорошо известные в теории конфокальных резонаторов [7]. Также описываемое этими функциями распределение интенсивности излучения наблюдалось на инжекционных лазерах, изготовленных фирмой Bell с помощью специальной технологии [8]. Из (5) и (3), учитывая наличие зеркал резонатора, совпадающих с плоскостями, пересекающими ось  $z$  в точках  $z = \pm l$ , получаем следующее соотношение, характеризующее спектр собственных частот рассматриваемого резонатора:

$$\omega_{mnq} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}} \left[ \frac{\pi q}{2l} + a \left( m + \frac{1}{2} \right) + b \left( n + \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (6)$$

Собственные функции запишутся в следующем виде:

$$A_{mnq}(x, y, z) = 2 \frac{-(m+n)}{2} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2}\right) H_m\left(\frac{\tau}{\sqrt{2}}\right) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) H_n\left(\frac{\xi}{\sqrt{2}}\right) \sin \frac{\pi q z}{2l}, \quad (7)$$

где  $H_n$  и  $H_m$  — полиномы Эрмита.

Размеры областей, заключающих поля мод с индексами  $m$  и  $n$ , определяются следующими соотношениями:

$$2x_m = 2 \sqrt{\frac{2m+1}{k_0 a}}, \quad 2y_n = 2 \sqrt{\frac{2n+1}{k_0 b}}. \quad (8)$$

Для указанных величин  $a$  и  $\lambda_0 = 0,84$  мк размер светящейся области вдоль направления  $x$  для первой моды  $m=0$  будет  $2x_0 = 1,2 \div 0,8$  мк. Светящаяся область второй моды

уже состоит из двух пятен и их суммарный размер составит  $2x_1 = 2x_0 \sqrt{3}$ . Добротность этой моды будет значительно меньше добротности первой моды ( $m=0$ ) из-за того, что максимумы интенсивности не совпадают с центром активной области. В направлении  $y$  (вдоль  $p$ - $n$ -перехода) может возбудиться много поперечных мод, так как их добротность отличается незначительно.

На рис. 1, б представлена спектрально-пространственная картина когерентного излучения рассматриваемого лазерного диода при токе накачки, превышающем пороговый. Как и следовало ожидать, возбудились два канала генерации, соответствующие двум максимумам показателя преломления. В верхнем канале возбудились четыре группы мод с разными продольными индексами  $q$ . Первая группа справа состоит из поперечных мод с четными индексами  $n$  ( $n=0, 2, 4, 6$ ). Во второй группе возбудились поперечные моды с нечетными индексами  $n$  ( $n=1, 3, 5, 7$ ). Третья и четвертая группы состоят только из поперечных мод с большими индексами  $n$ . В нижнем канале возбудились моды  $n=0, q, n=1, q-1, n=2, q-2, n=3, q-3$ .

Структура каналов генерации хорошо согласуется со спектрально-пространственной картиной, рассчитанной для верхнего канала, которая представлена на рис. 2. Интервал между соседними поперечными модами составляет  $\sim 0,36 \text{ \AA}$ , что хорошо

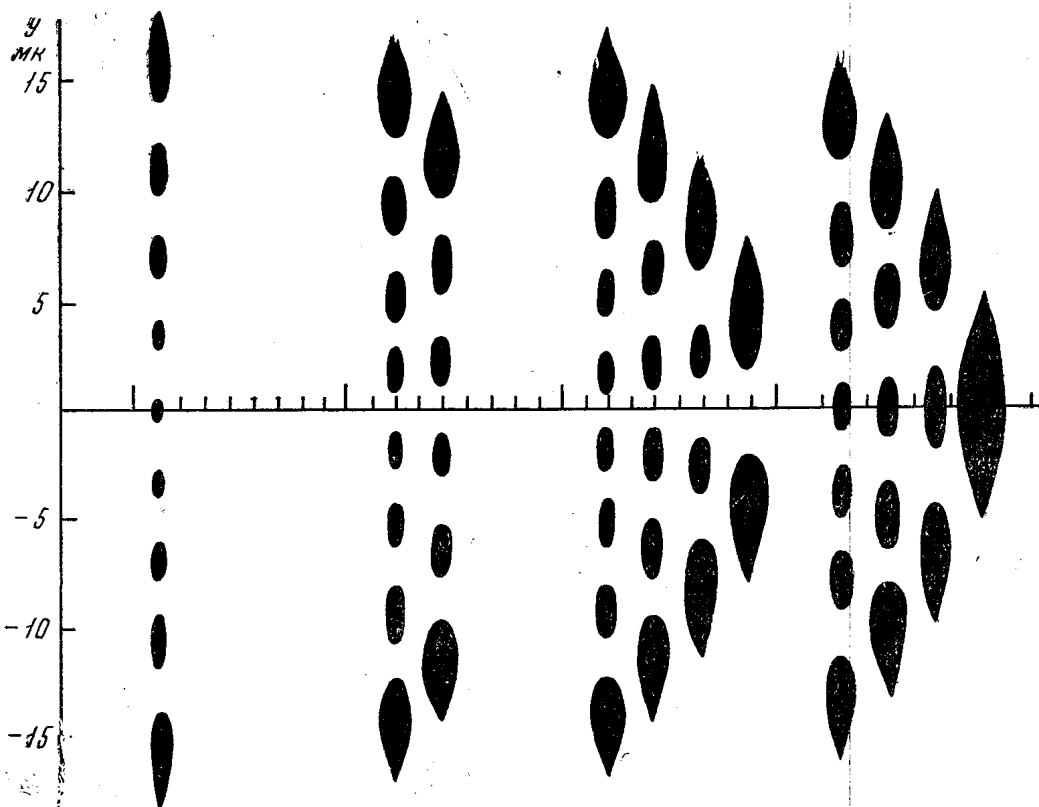


Рис. 2. Спектрально-пространственная картина когерентного излучения интерференционного лазера

согласуется с экспериментально измеренным интервалом между поперечными модами, составляющим  $0,36 \pm 0,05 \text{ \AA}$ . Тот факт, что на коротковолновом конце спектра возбуждаются только моды с большим индексом  $n$ , можно объяснить зависимостью усиления от координаты  $y$ . Как показано в работе [2], изменение показателя преломления связано с изменением ширины запрещенной зоны. Из-за этого максимум усиления в центре канала генерации будет смещен в длинноволновую область по сравнению с максимумом усиления по краям канала генерации. Это и приводит к отмеченной выше особенности спектрально-пространственных картин излучения каналов генерации. Кроме этого, наличие зависимости коэффициента усиления от  $y$  приводит к перераспределению величин максимумов функции Эрмита—Гаусса. Величины тех максимумов, которые совпадают с максимумом коэффициента усиления, увеличиваются по сравнению с теми максимумами, которые попадают в область с малым коэффициентом усиления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бирнбаум Дж. Оптические квантовые генераторы. М., «Мир», 1968.
2. Курылев В. В., Логгинов А. С., Сенаторов К. Я. Письма в ЖЭТФ, 8, 6, 317, 1968.

3. Stern F. Pvoc 7th Intern. Conf. Phys. Semicond. Paris, p. 165, 1964.
4. Anderson W. IEEE Journ. Quant. Electronics., QE-1, 228, 1965.
5. Hatz J., Mohr E. IEEE Journ. Quant. Electronics, QE-3, 656, 1967.
6. Бреховских Л. Н. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
7. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., «Советское радио», 1967.
8. Dument J. C. Appl. Phys. Lett., 10, 84, 1967.

Поступила в редакцию  
16.5 1969 г.

Кафедра  
физики колебаний

УДК 621.8.0343

Л. К. ЗАРЕМБО, В. А. КРАСИЛЬНИКОВ, ТХАЙ ТХАНЬ ЛОНГ

## О НЕКОТОРЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Исследованию распространения нелинейных волн в диспергирующих средах за последние годы посвящено большое число работ. Это связано, в частности, с развитием нелинейной оптики и электродинамики. Нелинейные процессы для волн на поверхности жидкости имеют и самостоятельный интерес. Как известно, дисперсия капиллярных волн несколько более слабая (фазовая скорость  $\sim k^{1/2}$ , где  $k$  — волновое число), чем нормальная дисперсия световых волн ( $\sim k$ ). Для капиллярных волн относительно просто могут быть получены числа Маха  $M = v/c_1 \simeq 2\pi a/\lambda_1^2$  ( $v$  — амплитуда колебательной скорости,  $c_1$  — фазовая скорость первой гармоники,  $a$  — амплитуда волны,  $\lambda_1$  — ее длина) порядка дисперсионного числа  $D = (c_2 - c_1)/c_1$ , где  $c_2$  — фазовая скорость второй гармоники (для капиллярных волн на поверхности воды  $D = 0,26$ ). В нелинейной оптике этот случай пока не реализован.

Теория гравитационно-капиллярных и капиллярных волн конечной амплитуды развита в ряде работ [1—4]. Для стационарной капиллярной волны конечной амплитуды в [3] найдено точное решение для симметричной формы профиля волны, из которого следует закон дисперсии в виде  $\omega^2 = \sigma k^3/\rho [1 + (ka)^2/4]^{-1/2}$ , где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $\rho$  — плотность жидкости. В работе [5] (см. также [6]) было показано, что нелинейные волны неустойчивы к малым изменениям амплитуды и фазы при  $a^2 \left( \frac{\partial \omega}{\partial a^2} \right)_0 / \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \right)_0 < 0$ . Капиллярные волны, так же как и гравитационные, согласно этому критерию неустойчивы. О некоторых особенностях распространения капиллярных волн в условиях, при которых нелинейные явления играют существенную роль, и будет идти речь в этой заметке.

Капиллярные волны возбуждались на поверхности воды легким  $T$ -образным бойком, прикрепленным к диффузору звукового динамика. Для приема использовался поляризованный электрод: поверхности воды касалась тонкая железная проволока. В воде под проволокой располагался медный электрод; на проволоку и электрод подавалось постоянное поляризующее напряжение. Под действием капиллярной волны изменялась глубина погружения проволоки, в результате чего менялось сопротивление промежутка между ней и электродом. Возникающее при этом переменное напряжение усиливалось. Имелась возможность работать так же, как в режиме широкополосного усиления — наблюдать форму профиля волны, так и в узкополосном режиме на разных частотах, т. е. выделять различные гармоники. Нелинейные эффекты наблюдались на частотах 40—300 гц; в области 40—80 гц амплитуды  $a$  были порядка десятых—сотых долей сантиметра. На рис. 1 показана зависимость амплитуды второй гармоники  $A_{2\omega}$  в логарифмическом масштабе (при основной частоте, равной 80 гц) от расстояния до источника волны  $x$ ; на записи острые выбросы вверх — метки расстояния, отстоящие друг от друга на 1,5 см. Из-за дисперсии, как и следовало ожидать, амплитуда осциллирует. Период осцилляции близок к теоретическому  $\Delta = 2\pi/(2k_1 - k_2)$ , на частоте 80 гц теоретическое значение  $\Delta = 1$  см. Можно было наблюдать и более высокие гармоники, вплоть до пятой, которые также имели пространственные осцилляции. Нелинейное искажение волны происходит достаточно сильно (вторая гармоника в пер-

<sup>1</sup> Для характеристики капиллярных волн часто используется безразмерный параметр  $a/\lambda_1$ . Но для сравнения различных типов волн более удобно использование числа  $M$ .