

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В LiNbO_3

Ю. А. Горохов, Д. П. Криндач, В. С. Майоров и В. С. Шевера

В работе экспериментально исследуется влияние неоднородного нагрева кристалла LiNbO_3 проходящим излучением аргонового лазера на спектральные характеристики одномерного параметрического рассеяния. Изучена зависимость сдвига частоты и искажение формы линии рассеянного излучения от мощности P_0 и радиуса пучка a основного излучения. Отклонение от расчетных величин связывается с упругими напряжениями, возникающими в кристалле.

Использование непрерывно действующих лазеров для осуществления трехчастотных взаимодействий волн в средах с квадратичной нелинейностью имеет свою специфику. В частности, нагрев нелинейной среды проходящим лазерным пучком приводит к изменению ее дисперсионных характеристик

$$\Delta h(\nu, r) = \frac{dn}{dT}(\nu) \Delta T(r), \quad (1)$$

где $\Delta T(r)$ — возникшее в среде неоднородное распределение температуры. Это в свою очередь вызывает изменение условия синхронизма во взаимодействии волн

$$k_0 = k_1 + k_2, \quad (2)$$

где $k_i = 2\pi\nu_i n_i$ ($i = 0, 1, 2$), $\nu_0 = \nu_1 + \nu_2$.

Можно выделить два типа тепловых эффектов, влияющих на характеристики параметрических взаимодействий. Первый связан с общим повышением температуры нелинейной среды в месте прохождения пучка лазера. Это приводит к сдвигу частот сигнального ν_1 и холостого ν_2 излучений в случае параметрического рассеяния и требует изменения рабочей температуры кристалла, измеренной по поверхности, для эффективного сложения или удвоения частот. Второй связан с неоднородностью распределения температуры в пределах области взаимодействия. Благодаря этому условие (2) оказывается различным для различных точек кристалла в сечении пучка в радиальном направлении. Этот эффект должен приводить к изменению формы линии параметрического рассеяния [3] и к уменьшению прироста мощности и насыщению КПД преобразования при генерации гармоники [1, 2].

Предметом настоящего сообщения является обсуждение результатов экспериментального исследования обоих тепловых эффектов в случае параметрического рассеяния света в кристалле LiNbO_3 . Исследовалась зависимость свойств рассеянного света на сигнальной частоте ν_1 от распределения интенсивности, величины радиуса a и мощности P_0 лазерного пучка.

Выбор вида нелинейного взаимодействия (параметрическое рассеяние) связан с удобством проведения эксперимента и чувствительностью спектральных характеристик сигнального излучения к изменению коэффициента преломления нелинейной среды [3].

Для проведения опытов использовался аргоновый лазер, $\lambda_0 = 4880 \text{ \AA}$, $P_0 \ll 1$ Вт, работающий как в многомодовом, так и в одномодовом режимах. Излучение лазера слабо фокусировалось, так что поперечный размер пучка менялся не более чем на 15% на длине кристалла ($l = 10 \text{ мм}$).

Параметрическое рассеяние происходило в 90-градусном кристалле LiNbO_3 . Измеренный коэффициент поглощения образца оказался $\delta \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_0 = 4880 \text{ \AA}$), коэффициент теплопроводности $\text{LiNbO}_3 - \kappa = 3.34 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град} [6]$. Чтобы избежать оптически индуцированного изменения показателя преломления, кристалл нагревался однородно по объему до $T_0 \sim 280^\circ \text{ С}$. В течение опытов рабочая температура на поверхности кристалла поддерживалась постоянной с точностью до 0.01° С и могла контролироваться с помощью термопары.

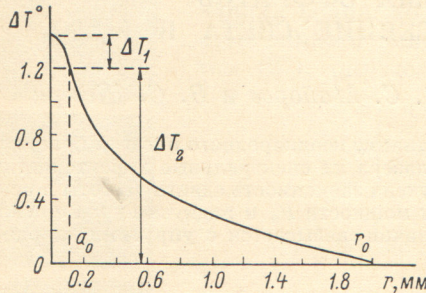


Рис. 1. Распределение температуры, возникающее в кристалле LiNbO_3 .
 $a = 0.1 \text{ мм}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $\delta l = 0.07$.

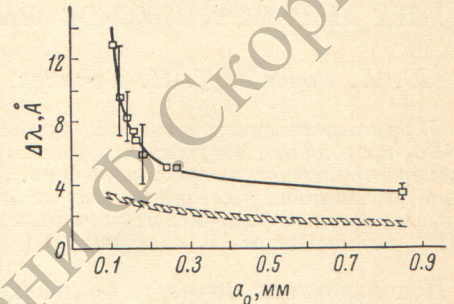


Рис. 2. Зависимость величины спектрального смещения линии одномерного параметрического рассеяния $\Delta\lambda_1$ от радиуса лазерного пучка a .

Штриховыми линиями показана расчетная зависимость $\Delta\lambda_1(a)$, сделанная по формуле (5) при $r_0 = b\sqrt{2}$ (верхняя кривая) и $r_0 = b$ (нижняя кривая); $P_0 = 1 \text{ Вт}$.

Положение в спектре и ширина линии параметрического рассеяния измерялась с помощью спектрографа СТЭ-1.

Неоднородное распределение температуры, возникающее в среде при прохождении через нее светового пучка, рассчитывалось из решения стационарного уравнения теплопроводности.

$$\kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\delta c n}{8\pi} A^2(r) = 0, \quad (3)$$

где $A(r)$ — распределение поля в пучке.

Предполагалось, что пучок имеет прямоугольное распределение поля по радиусу: $A = E_0$ при $r \leq a$, $A = 0$ при $r > a$. Это приблизительно соответствует многомодовому режиму работы лазера.

Среда рассматривалась однородной, слабопоглощающей ($\delta l \ll 1$), с поперечными размерами больше радиуса пучка ($r > a$).¹ Потерями тепла с торцов пренебрегали ($l \gg a$).

Считалось, что поверхность среды находится при постоянной температуре T_0 .

Тогда решением (3) будет распределение температуры $T(r)$, которое можно записать в виде

$$\Delta T(r) = T(r) - T_0 = \begin{cases} \frac{\delta P_0}{4\pi\kappa} \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) + \frac{\delta P_0}{4\pi\kappa} \ln \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 & \text{для } r < a, \\ \frac{\delta P_0}{4\pi\kappa} \ln \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 & \text{для } a < r < r_0. \end{cases} \quad (4)$$

Таким образом, при названных ограничениях (в общем соответствующих условиям эксперимента) в кристалле в месте прохождения пучка

¹ Ради наглядности уравнение (3) написано для среды, имеющей круглое сечение радиуса r_0 . Кристалл LiNbO_3 имел квадратное сечение со стороной $2b = 4 \text{ мм}$. Однако численная оценка показывает, что при подстановке вместо r_0 величин b или $b\sqrt{2}$ прирост температуры на оси пучка меняется не более чем на 10%.

должно возникнуть параболическое распределение температуры $\Delta T_1 (r^2)$, а в остальной части, в направлении к боковым стенкам, температура будет уменьшаться по логарифмическому закону $\Delta T_2 (\ln r)$ (рис. 1). Температура на оси пучка линейно растет с мощностью P_0 и слабо, как $\ln a$, зависит от радиуса пучка. Существенно, что $\Delta T_1^{\max} = \delta P_0 / 4\pi\chi$ от радиуса пучка не зависит.

Эксперимент проводился следующим образом. В одно и то же место кристалла, находящегося в одних и тех же условиях, пропускалось излучение аргонового лазера, характеристики которого — распределение интенсивности по сечению, радиус пучка или мощность — менялись.

Исследование величины спектрального смещения $\Delta \lambda_1$, обусловленного локальным нагревом кристалла, показало, что она практически не зависит от вида распределения интенсивности по сечению. Экспериментально полученная зависимость $\Delta \lambda_1 (P_0)$ имела линейный характер, как это и следует из (4). Результаты соответствующих измерений здесь не приводятся. Зависимость же $\Delta \lambda_1 (a)$, оказалось, имеет нетривиальный характер (рис. 2).

Величина смещения $\Delta \lambda_1$ может быть рассчитана путем дифференцирования условия синхронизма, в котором $\lambda_0 = \text{const}$. Тогда, если считать справедливым линейный закон изменения коэффициента преломления с температурой (1) и учесть, что в LiNbO_3 при $T_0 \sim 280^\circ \text{C}$ $dn_0^e/dT \gg dn_{1,2}^o/dT$ [4], можно получить, пренебрегая членами второго порядка малости

$$\Delta \lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1 - n_2} \frac{dn_0^e}{dT} \tilde{\Delta T}, \quad (5)$$

где $\tilde{\Delta T}$ — температурная добавка, усредненная по сечению лазерного пучка

$$\tilde{\Delta T} = \frac{1}{2} \Delta T_1^{\max} + \Delta T_2^{\max} = \left(\frac{\delta P_0}{4\pi\chi} \right) \left[\frac{1}{2} + 2 \ln \left(\frac{r_0}{a} \right) \right].$$

Экспериментальная зависимость $\Delta \lambda_1 (a)$ лишь качественно подтверждает расчетную и только для больших значений радиуса пучка a . При малых значениях a величина спектрального смещения резко возрастает. Максимальная величина смещения достигает 13 \AA , что значительно превышает ширину линии параметрического рассеяния, обусловленную допустимой расстройкой условия синхронизма (1) — 1.8 \AA .

Изучение формы линии параметрического рассеяния показало, что с ростом мощности основного излучения линия, действительно, уширяется. Величина уширения η приблизительно линейно зависит от мощности при $P_0 \leq 0.5$ вт и достигает 30%.

Для оценки порядка величины уширения можно воспользоваться формулой (5), где вместо $\tilde{\Delta T}$ подставить величину ΔT_1^{\max} . Оценка показывает, что уширение не зависит от радиуса пучка и должно быть около 20% при $P_0 = 0.5$ вт.

Как показал эксперимент, зависимость $\eta (a)$ существует (рис. 3). Небольшое изменение величины η при больших радиусах пучка, по-видимому, не имеет принципиального значения и связано скорее всего с отличием реального распределения интенсивности по радиусу пучка от прямоугольного. При $a < 0.3$ мм наблюдается быстрое уменьшение η вплоть до нуля. Этот спад трудно объяснить расхождением расчета с условиями постановки эксперимента.

Наиболее вероятным объяснением «необыкновенной» зависимости спектральных характеристик параметрического рассеяния от радиуса пучка является дополнительное изменение коэффициентов преломления

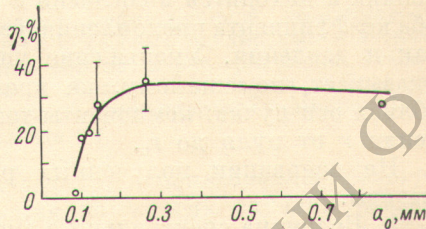


Рис. 3. Зависимость величины уширения линии одномерного параметрического рассеяния η от радиуса лазерного пучка a ; $P_0 = 0.5$ вт.

Ф. СКОРИНЫ

LiNbO_3 благодаря упругим напряжениям σ , возникающим вблизи места прохождения лазерного пучка из-за неоднородности нагрева кристалла. В этом случае в выражении (1) полную производную dn/dT нельзя рассматривать, как постоянную, но $\Delta h = (\partial h / \partial T) \Delta T + (\partial n / \partial \sigma)_{klmn} \Delta \sigma_{mn}$, где второе слагаемое является произведением тензоров четвертого и второго рангов.

Сделать численный расчет величины смещения $\Delta \lambda_1$, обусловленного этим явлением, к сожалению, не удастся из-за нехватки некоторых физических констант для LiNbO_3 . В [5] приводятся приближенные аналитические выражения для компонент соответствующего тензора напряжений в цилиндрической системе координат. Из этой работы, в частности, следует, что величины напряжений значительно быстрее растут с уменьшением радиуса пучка, нежели температура на его оси. Оценка порядка величин напряжений, возникающих в LiNbO_3 , показывает, что в процессе эксперимента в кристалле развивались давления до 50 кг/см^2 [7].

Если принять это объяснение, то рост смещения $\Delta \lambda_1$ при малых значениях a находится в согласии с [7], в которой отмечается, что в LiNbO_3 оба коэффициента преломления увеличиваются с ростом как температуры, так и давления. Уменьшение уширения η при малых радиусах пучка указывает, по-видимому, на противоположность знаков $\partial n_T / \partial r$ и $\partial h_\sigma / \partial r$ вблизи оси пучка: компоненты тензора $\Delta \sigma_2$ и $\Delta \sigma_\varphi$ меняют знак при изменении r от нуля до r_0 .

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Величина спектрального смещения линии параметрического рассеяния пропорциональна мощности основного излучения и, как можно видеть из рис. 2, обратно пропорциональна a^2 при малых значениях радиуса пучка. Величину температуры на оси пучка в первом приближении можно считать зависящей только от мощности (4). Поэтому в непрерывных трехчастотных взаимодействиях, требующих высокой плотности мощности (параметрическая генерация, удвоение частоты), определяющую роль в расстройке условия синхронизма в LiNbO_3 должны, по-видимому, играть именно напряжения, возникающие в кристалле, а не чистый температурный эффект.

2. Уменьшение уширения линии параметрического рассеяния в LiNbO_3 при малых радиусах пучка показывает возможность компенсации в этом кристалле температурного насыщения КПД для непрерывной генерации гармоник, предсказанного в [1].

В заключение статьи авторы выражают признательность Р. В. Хохлову за обсуждение результатов.

Литература

- [1] Т. В. Михина, А. П. Сухоруков, И. В. Томов. Ж. прикл. спектр., 15, 1001, 1971.
- [2] O. Masakatsu, I. Shogo. IEEE, QE-7, 469, 1971.
- [3] Д. П. Криндач, А. И. Холодных, А. А. Чуринов. Квантовая электроника, № 7, 71, 1972.
- [4] M. V. Hobden, J. Warner. Phys. Lett., 22, 243, 1966.
- [5] А. И. Портнягин. Автореф. канд. дисс., МГУ, 1972.
- [6] В. В. Жданова, В. П. Ключев, В. В. Леманов, И. А. Смирнов, В. В. Тихонов. ФТТ, 10, 1725, 1968.
- [7] K. Vedam, T. A. Davis. Appl. Phys. Lett., 12, 138, 1968.

Поступило в Редакцию 5 июня 1972 г.