



800000053 16404

57.659



ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР

Б.В.Бокуть, Н.А.Хило, П.А.Хило

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ
ДИФРАКЦИИ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА УЛЬТРАЗВУКЕ

Препринт № 352

КОНТРОЛЬНЫЙ ЭКЗЕМПЛЯР

Минск 1984

57.659

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

АКАДЕМИИ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР

Б.В.Бокуть, Н.А.Хило, П.А.Хило

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ
ДИФРАКЦИИ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА УЛЬТРАЗВУКЕ

Препринт № 352

7999-

Минск 1984

Рассмотрены особенности генерации второй оптической гармоники при дифракции одной из волн (основной или удвоенной частоты) на ультразвуке. Получены модифицированные условия фазового синхронизма, включающие параметры акустооптического взаимодействия. Показана возможность модуляции излучения второй оптической гармоники и коррекции угла фазового синхронизма изменением интенсивности ультразвуковой волны. Проведен сравнительный анализ эффективности генерации второй гармоники в условиях выполнения обычных и модифицированных условий фазового синхронизма.

ПЕЧАТАЕТСЯ ПО РЕШЕНИЮ РИСО ИФ АН БССР

© ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АН БССР

Допущено к
публикации
в БССР
ИФ АН БССР

В работе рассмотрены особенности генерации второй гармоники (ГВГ) в кристаллах в условиях, когда одна из световых волн (основной или удвоенной частоты) испытывает дифракцию на ультразвуке. Рассмотрение проведено для таких кристаллов (направлений в кристаллах), в которых обычные условия синхронизма не выполняются, а также для кубических кристаллов с аномально большими коэффициентами нелинейной восприимчивости (напр., $GaAs$, $GaSb$ и др.); Показано, что применение акустооптического взаимодействия в процессе нелинейного преобразования частоты лазерного излучения позволяет компенсировать фазовое расогласование Δk , обусловленное частотной дисперсией среды. Получены модифицированные условия фазового синхронизма, включающие параметры акустооптического взаимодействия. Показана возможность модуляции амплитуды второй оптической гармоники излучения лазера и коррекции угла фазового синхронизма в кристаллах посредством акустооптического управления волновой расстройкой при ГВГ. В приближении заданного поля световой волны основной частоты получены аналитические выражения для амплитуд поля второй гармоники при наличии акустооптического взаимодействия и для заданного расогласования показателей преломления Δn найдено значение мощности ультразвуковой волны, при которой происходит компенсация фазового расогласования и возрастание эффективности нелинейного процесса.

§ I ГВГ при коллинеарной дифракции световой волны на стоячей ультразвуковой волне

Для определенности рассмотрим процесс ГВГ в кристаллах тригональных классов (напр., $LiNbO_3$), у которых возможна коллинеарная дифракция при распространении световой и ультразвуковой волн в направлении перпендикулярном оптической оси. Считаем, что стоячая ультразвуковая волна возникает при отражении поперечной акустической волны, распространяющейся в направлении оси X_2 , от противоположной грани кристаллов

$$\vec{U} = \frac{1}{2} U_0 \vec{e}_i [\exp i(Ky - \Omega t) + \exp i(-Ky - \Omega t) + \text{н.с.}],$$

где U_0 , K , ω — амплитуда, волновое число и частота ультразвуковой волны, $\vec{e}_1$ — единичный вектор поляризации, совпадающий с направлением оси X_1 , а падающая световая волна поляризована как необыкновенная.

Система укороченных уравнений для комплексных амплитуд проходящей и дифрагировавшей волн имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dA_0}{dy} &= -\frac{\beta_1}{4} (A_0 + A_{0+}) \exp(-i\eta y), \\ \frac{dA_{0+}}{dy} &= \frac{\beta_2}{4} A_0 \exp(i\eta y), \end{aligned} \quad (I)$$

где A_0 — амплитуда проходящей световой волны частоты ω , A_{0+} — амплитуды дифрагировавших обыкновенных волн с частотами $\omega \pm \omega$, $\beta_{1,2} = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e \rho_{33} U_0 K / c^2 \kappa_{e,0}$, ρ_{33} — фотоупругая постоянная, ответственная за акустооптическое взаимодействие, $\eta = \kappa_e - \kappa_0 - \kappa_{\omega}$ — волновая расстройка при коллинеарной дифракции.

Решения системы (I) с учетом граничных условий $A_0(0) = A$, $A_{0+}(0) = 0$ имеют вид

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{A \exp(-i\eta y/2)}{2(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2}} \left\{ \left[(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} + \eta \right] \exp(i(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} y) + \left[(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} - \eta \right] \exp[-i(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} y] \right\}, \\ A_{0+} &= \frac{-i\beta_2 A}{4(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2}} \exp(i\eta y/2) \left\{ \exp(i(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} y) - \exp[-i(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} y] \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\eta^2 = \frac{1}{2} \beta_1 \beta_2$. Как видно из (2) амплитуда поля на основной частоте осциллирует по мере распространения волн в кристалле из-за перекачки энергии между проходящей и дифрагировавшими волнами. При этом период осцилляций зависит как от величины расстройки волновых векторов η , так и от амплитуды акустической волны и фотоупругих свойств среды. Рассмотрим влияние этих осцилляций на ГНГ дифрагировавшими волнами. Процесс нелинейного преобразования частот подчиняется укороченному уравнению

$$\frac{dA_{\omega}}{dy} = \frac{i\omega^2 \chi_{311} \beta_2 A^2}{4c^2 (\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} \kappa_{e,0}} \left[\exp(i(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} y) - 2 \cdot \exp[-i(\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} y] \right] \exp(i\eta y) \exp(-i\omega y), \quad (3)$$

где χ_{311} — компонента тензора нелинейной восприимчивости, $\Delta k = \kappa_{\omega} - \kappa_0$ — волновая расстройка. Аналогичные уравнения получаются и для волн с частотами $\omega \pm \omega$, $\omega \pm \omega$. Уравнение (3) имеет несколько резонансных решений, соответствующих различным экспонентам правой части. Например, при выполнении одного из условий

$$\eta \pm (\eta^2 + \beta_1^2)^{1/2} - \Delta k = 0, \quad \eta - \Delta k = 0 \quad (4)$$

амплитуда волны частоты ω будет содержать линейно возрастающее с длиной взаимодействия слагаемое. Следовательно, соотношение (4) можно назвать модифицированными условиями фазового синхронизма. Рассмотрим подробнее некоторые частные случаи:

а) коллинеарная дифракция световой волны основной частоты на акустической волне происходит в условиях пространственного синхронизма $\eta = 0$. Тогда уравнение (3) принимает вид

$$\frac{dA_{\omega}}{dy} = \frac{i\omega^2 \chi_{311} \beta_2 A^2}{4c^2 \eta^2 \kappa_{e,0}} \left[\exp(i\eta y/2) - \exp(-i\eta y/2) \right]^2 \exp(-i\omega y). \quad (5)$$

При выполнении одного из условий

$$\Delta k \pm \eta = 0 \quad (6)$$

из уравнения (5) с учетом граничного условия $A_{\omega}(0) = 0$ следует

$$A_{\omega}(l) = \frac{i\omega^2 \chi_{311} \beta_2 A^2 l}{4c^2 \eta^2 \kappa_{e,0}} \left[\exp(i\eta l) \sin \eta l - 2 \exp(-i\eta l/2) \sin \eta l/2 + 1 \right], \quad (7)$$

где $\sin x \equiv \sin x/x$. При значительных длинах взаимодействия осциллирующими членами в (7) можно пренебречь и выражение для комплексной амплитуды волны второй гармоники примет вид

$$A_{\omega}(l) = \frac{i\omega^2 \chi_{311} \beta_2 A^2 l}{2c^2 \beta_1 \kappa_{e,0}}.$$

Из (6) находим величину рассогласования показателей преломления $\Delta n = n_{\omega}^{\omega} - n_0^{\omega}$, которая может быть компенсирована при ГНГ за счет акустооптического взаимодействия

$$\Delta n = \frac{\Delta \epsilon}{2\sqrt{2} (n_0^{\omega} n_{\omega}^{\omega})^{1/2}}. \quad (8)$$

Используя (8) и известную связь между акустической мощностью и амплитудой деформации [1] получим выражение для интенсивности акустической волны, необходимой для компенсации фазового рассогласования

$$\frac{P_a}{S} = \frac{4 n_0^2 n_e^2 \omega^2 \Delta n^2 \rho v^3}{c_0^4 c_e^2 \rho s_0^2}, \quad (9)$$

где ρ — плотность кристалла, v — фазовая скорость упругой волны, S — площадь пьезопреобразователя. Из сравнения (8) с аналогичным соотношением работ [2] следует, что величина рассогласования показателей преломления Δn , которая может быть компенсирована за счет дифракции на стоячей акустической волне в 1 раз больше, чем в случае дифракции на бегущей волне той же интенсивности. Оценка интенсивности акустической волны, согласно (9), при $\Delta n = 1 \cdot 10^{-4}$, $\rho_{Si} = 0,3$, $n_0 = 2,24$, $n_e = 2,16$, $v = 3,93 \cdot 10^3$ м/с, $\lambda_{ac} = 1,05 \cdot 10^{-6}$ м дает $P_a = 1,1$ Вт/м²;

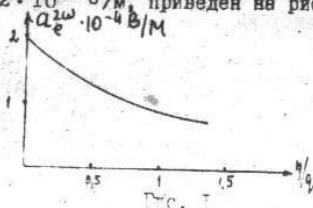
б) выполняется условие $\eta - \delta k = 0$. В приближении заданного поля световой волны основной частоты получим дифференциальное уравнение для комплексной амплитуды волны второй гармоники

$$\frac{dA_e^{2\omega}}{dy} = \frac{i \omega^2 \chi_{311} \beta_2^2 A^2}{2 c^2 \epsilon_0^2 (\eta^2 + q^2)} [\cos(\eta^2 + q^2) y - 1].$$

Выполняя интегрирование по длине нелинейного кристалла ℓ получим

$$A_e^{2\omega}(\ell) = \frac{i \omega^2 \chi_{311} \beta_2^2 A^2 \ell}{2 c^2 \epsilon_0^2 (\eta^2 + q^2)} [\sin(\eta^2 + q^2) \frac{\ell}{2} - 1]. \quad (10)$$

Как следует из (10), амплитуда волны второй гармоники зависит в этом случае от соотношения параметров η и q . График зависимости амплитуды $A_e^{2\omega}(\ell) = |A_e^{2\omega}(\ell)|$ при заданной величине δk и $\eta = 1,5 \cdot 10^2$ м⁻¹; $\ell = 2 \cdot 10^{-2}$ м; $\lambda = 1,06$ мкм; $n_0^{\omega} = 2,24$; $n_e^{\omega} = 2,16$, $n_e^{2\omega} = 2,25$; $\chi_{311} = 5,8 \cdot 10^{-12}$ м/в; $a = 2 \cdot 10^5$ В/м, приведен на рис. 1.



Из графика видно, что при заданных выше параметрах кристалла оспливающее слабое в (10) практически не сказывается на

ГВГ и эффективность монотонно возрастает с увеличением мощности ультразвуковой волны;

в) выполняется условие $(\eta^2 + q^2)^{1/2} + \eta - \delta k = 0$. Тогда выражение для комплексной амплитуды волны второй гармоники принимает вид

$$A_e^{2\omega}(\ell) = \frac{i \omega^2 \chi_{311} \beta_2^2 A^2 \ell}{2 c^2 (\eta^2 + q^2 + 1) \epsilon_0^2 \epsilon_e^2 \rho s_0^2},$$

а интенсивность акустической волны, необходимая для компенсации фазового рассогласования определяется соотношением

$$\frac{P_a}{S} = \frac{4 \Delta n (\frac{\omega}{c} \Delta n + \eta) n_0^2 n_e^2 \rho v^3}{c_0^4 \epsilon_0^2 \rho s_0^2}. \quad (11)$$

Примем, что $\eta = \delta k/4$, тогда из (11) получим

$$\frac{P_a}{S} = \frac{2 \Delta n^2 n_0^2 n_e^2 \rho v^3}{c_0^4 \epsilon_0^2 \rho s_0^2},$$

то есть интенсивность акустической волны может быть уменьшена в два раза по сравнению со случаем отсутствия расстройки при коллинеарной дифракции. Амплитуда волны второй гармоники убывает при этом незначительно

$$A_e^{2\omega}(\eta)/A_e^{2\omega} = \eta^2 / (\eta^2 + q^2) = 0,9,$$

где $A_e^{2\omega}(\eta)$ — амплитуда волны второй гармоники при наличии расстройки.

§ 2 ГВГ при коллинеарной дифракции на ультразвуковой волне в оптически гиротропных кристаллах

Известно, что в оптически гиротропных кристаллах получение фазосогласованной генерации второй гармоники за счет гиротропии затруднительно, так как типичная величина $\delta k/\delta \rho \sim 10$ [3]. Представляется целесообразным исследовать возможность компенсации фазового рассогласования в таких кристаллах за счет акустооптического взаимодействия. Особенностью гиротропных кристаллов является то, что в них возможно акустооптическое взаимодействие

при распространении волн вдоль оптической оси [4]. Частота упругой волны, удовлетворяющая условию пространственного синхронизма в гиротропной кристалле

$$f = \frac{v n_0^3 G_{33}}{\lambda} \quad (12)$$

низкая и, например, для кварца при $\lambda = 510 \text{ нм}$, $G_{33} = 13 \cdot 10^{-5}$, $v = 4,68 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $n_0 = 1,55$ порядка 4,2 $\mu\text{В}$, что позволяет пренебречь влиянием акустической гиротропии. В (12) G_{33} — компонента псевдотензора оптической активности.

При рассмотрении коллинеарной дифракции считаем, что плоская поперечная акустическая волна,

$$\vec{U} = \frac{1}{2} U_0 \vec{e}_1 \exp i(Kz - \Omega t) + \text{к.с.}$$

распространяющаяся вдоль оси X_3 , вызывает изменение тензора диэлектрической проницаемости

$$\delta \epsilon_{ij} = -\epsilon_{ijk} \epsilon_{jlm} U_{lm},$$

где ϵ_{ijk} — диэлектрическая проницаемость кристалла в отсутствие акустической волны, $U_{lm} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_m} \right)$, ϵ_{lmn} — компоненты тензоров деформаций и фотоупругих постоянных соответственно. Полагая, что падающая световая волна циркулярно поляризована влево (вправо)

$$\vec{E} = \frac{1}{2} A_- (\vec{e}_1 - i\vec{e}_2) \exp i(kz - \omega t) + \text{к.с.}$$

где $k_- = k - \rho$, ρ — удельное вращение плоскости поляризации, получим систему укороченных уравнений для проекций амплитуд, проходящей A_-^0 и дифрагированной A_-^+ волн

$$\frac{dA_-^+(z)}{dz} = \frac{i\alpha^2 A_-^+(z)}{4(k_+ + k_-)} - \frac{i\beta A_-^0(z)}{4(k_+ + k_-)}, \quad \frac{dA_-^0(z)}{dz} = \frac{i\beta A_-^+(z)}{4k_-} \quad (13)$$

Система уравнений для проекций A_-^+ и A_-^0 получается из (13) заменами $A_-^+ \rightarrow A_-^0$, $A_-^0 \rightarrow A_-^+$. Решение системы (13) с учетом граничных условий $A_-^+(0) = A_-^0$, $A_-^0(0) = 0$ имеет вид

$$A_-^+ = \frac{\beta A_-^0}{8(k_+ + k_-)} \exp i\omega z \left[\exp i\gamma z - \exp(-i\gamma z) \right], \quad A_-^0 = A_-^+ \quad (14)$$

$$A_-^+ = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\beta}{4} \right) \exp i\gamma z - \left(\frac{\beta}{4} \right) \exp(-i\gamma z) \right] \exp i\omega z, \quad A_-^0 = A_-^+$$

Таким образом дифрагированная волна оказывается поляризованной вправо (влево). В (14) $\rho = d^2/8(k_+ + k_-)$, $\gamma = d^2/8(k_+ + k_-) \left[1 + \frac{4\beta^2(k_+ + k_-)}{d^4 k_-} \right]^{1/2}$ — характеризует расстройку

условий пространственного синхронизма при дифракции.

Рассмотрим особенности ГВГ в условиях, когда циркулярно поляризованная световая волна основной частоты дифрагирует на ультразвуковой волне. Для этого запишем укороченные уравнения для проекций A_+ , A_y амплитуды волны частоты $2\omega + 2\Omega$

$$\frac{dA_+}{dz} = \frac{i\alpha^2 \omega^2 U_0 \beta^2 A_+ \exp i\omega z}{8\alpha^2(k_+ + k_-) \gamma^2 k_-^{1/2} d^2} \left[\exp i\gamma z - 2 + \exp(-i\gamma z) \right] \exp(-i(\Delta k - \Delta\rho)z}, \quad (15)$$

$$\frac{dA_y}{dz} = -i \frac{dA_+}{dz},$$

где $\Delta k = k_+ - k_- - 2k$. При выполнении одного из условий

$$\begin{aligned} -\Delta k + \Delta\rho + 2\rho \pm 2\gamma &= 0, \\ -\Delta k + \Delta\rho + 2\rho &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

амплитуда волны второй гармоники содержит линейно возрастающее с длиной взаимодействия слагаемое (см. также (4)) как и в условиях пространственного синхронизма. Последнее означает, что соотношения (16) являются модифицированными условиями фазового синхронизма, содержащими помимо параметра оптической активности ρ слагаемые $\rho \pm \gamma$, определяемые акустооптическим взаимодействием. Таким образом использование коллинеарной дифракции позволяет скомпенсировать расстройку фазовых скоростей и увеличить эффективность нелинейного процесса в оптически гиротропных кристаллах.

В случае выполнения условия пространственного синхронизма при коллинеарной дифракции ($\Delta = 0$) из (16) получим

$$-\Delta k + \Delta\rho \pm 2\gamma = 0, \quad (16 \text{ а})$$

$$-\Delta k + \Delta\rho = 0. \quad (16 \text{ б})$$

Соотношение (16 б), как указывалось выше, не может быть выполнено, поэтому проанализируем подробнее условие (16 а).

Проекция амплитуд волны второй гармоники находим интегрируя

(15) по длине взаимодействия l

$$A_x = \frac{i\omega^2 \chi_{11} \beta^2 A^2 l}{8\pi c^2 k^2 q^2 k^2 \omega^2 l} \left[\exp(-iql) \sin ql - 2 \exp(-iql) \sin ql - 1 \right], A_y = -iA_x$$

При значительных длинах взаимодействия осциллирующими членами можно пренебречь. Тогда

$$A_x = \frac{i\omega^2 \chi_{11} \beta^2 A^2 l}{8\pi c^2 k^2 q^2 k^2 \omega^2 l}, A_y = -iA_x$$

Величина расогласования показателей преломления Δn , которая может быть компенсирована в оптически активных средах определяется из соотношения (при $\Delta p/\Delta k = 0, 1$)

$$\Delta n = \frac{\Delta \epsilon}{3,6(n_1 n_2)^{1/2}}$$

где $\Delta \epsilon$ — максимальное изменение диэлектрической проницаемости кристалла, вызванное ультразвуковой волной.

§ 3 Эффективность ГНГ при выполнении модифицированных условий фазового синхронизма в условиях коллинеарной дифракции на ультразвуке

Выше было показано на ряде примеров (см. также [2]), что эффективность процесса ГНГ при наличии дифракции на ультразвуковой волне, определяется модифицированными условиями синхронизма. Представляет интерес сравнительный анализ эффективности ГНГ при выполнении обычных условий синхронизма в отсутствие ультразвука и модифицированных условий синхронизма.

Считаем для определенности, что волна второй гармоники генерируется в условиях коллинеарной дифракции световой волны основной частоты на поперечной ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль оси X_2 кристалла $XNbO_3$. Система укороченных уравнений для амплитуд прошедшей A_0 и дифрагированной A_e волн в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dA_0(y)}{dy} &= -\frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e p_{36} U_0 X}{4c^2 k_0} A_e(y), \\ \frac{dA_e(y)}{dy} &= \frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e p_{36} U_0 X}{4c^2 k_e} A_0(y), \end{aligned} \quad (17)$$

где p_{36} — фотоупругая постоянная, ответственная за акустооптическое взаимодействие. Решение системы (17) с учетом граничных условий $A_0(0) = A$, $A_e(0) = 0$ следующее

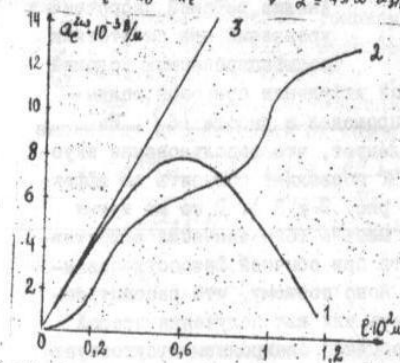
$$A_0 = \frac{A}{2} [\exp i\rho y + \exp(-i\rho y)],$$

$$A_e = -\frac{iA}{2} [\exp i\rho y - \exp(-i\rho y)],$$

где $\rho = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e p_{36} U_0 X / 4c^2 k_0$. Для вещественной амплитуды волны второй гармоники в случае, когда она генерируется проходящей и дифрагированной волнами при скалярном $oe-e$ взаимодействии, получим

$$A_e^{2\omega}(l) = \frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e p_{36} U_0 X}{4c^2 k_0} \left[\sin^2(2\rho - \Delta k) \frac{l}{2} + \sin^2(2\rho + \Delta k) \frac{l}{2} - 2 \sin(2\rho - \Delta k) \frac{l}{2} \times \right. \\ \left. \times \sin(2\rho + \Delta k) \frac{l}{2} \cos 2\rho \right]^{1/2}$$

где $\Delta k = k_e - k_0 - k_e^{2\omega}$, $\Delta = 4\pi \omega^2 \chi_{11} / c^2 k_e^{2\omega}$



На рис. 2 представлены зависимости амплитуды волны второй гармоники от длины взаимодействия l . Графики (1), (3) соответствуют ГНГ в отсутствие акустооптического взаимодействия при $\Delta k = 5 \text{ см}^{-1}$, $\Delta k = 0$. График (2) — ГНГ при выполнении модифицированного условия синхронизма ($2\rho - \Delta k$) = 0.

В случае коллинеарной дифракции волны удвоенной частоты на ультразвуке для амплитуд прошедшей и дифрагированной волн при выполнении модифицированных условий синхронизма получим соответственно

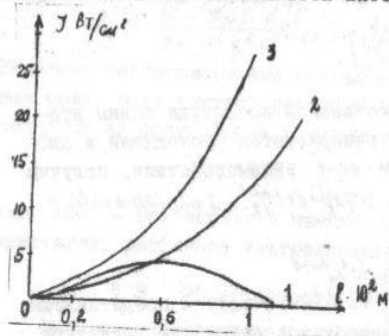
$$\begin{aligned} A_e^{2\omega}(l) &= \frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e p_{36} U_0 X}{4c^2 k_0} \left(1 + \sin^2 \Delta k l + 2 \sin \Delta k l \cos \Delta k l \right)^{1/2}, \\ A_0^{2\omega}(l) &= \frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e p_{36} U_0 X}{4c^2 k_e} \left(1 + \sin^2 \Delta k l - 2 \sin \Delta k l \cos \Delta k l \right)^{1/2} \end{aligned}$$

Учитывая, что прошедшая и дифрагированная на ультразвуке волны

второй гармоники поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях, суммарная интенсивность этих волн равна

$$J = J_e + J_o = \frac{cL^2 a^4 l^2}{32\pi n_e} \left[(n_o^4 + n_e^4) (1 + \sin^2 \Delta k l) + 2 \sin \Delta k l (n_e^4 - n_o^4) \right]$$

На рис.3 показаны зависимости интенсивности волны удвоенной



частоты от длины взаимодействия l . Кривые (I), (3) соответствуют ГНГ в отсутствие дифракции на ультразвуке при $\Delta k = 50 \text{ см}^{-1}$, $\Delta k = 0$. Кривая (2) - ГНГ при выполнении модифицированного условия синхронизма ($2\rho - \Delta k$) = 0. Анализ решений укороченных уравнений при отсутствии модифицированных условий

фазового синхронизма при брэгговской дифракции световой волны удвоенной частоты на ультразвуке проведен в работе [6]. Из приведенных на рис. 2,3 графиков следует, что использование акустооптического взаимодействия при ГНГ позволяет повысить ее эффективность (срав. кривые (2) и (I), рис. 2 и 3). В то же время эффективность нелинейного процесса меньше того значения эффективности, которое может быть достигнуто при обычной фазосогласованной ГНГ (кривые (3), рис. 2 и 3). Явно поэтому, что рассмотренный эффект целесообразно использовать или для получения второй гармоники в кристаллах, в которых обычный синхронизм отсутствует или для целей модуляции излучения второй гармоники.

§ 4 Акустооптическая модуляция лазерного излучения при ГНГ

Рассмотрим вопрос о модуляции амплитуды второй гармоники излучения лазера, осуществляемый посредством акустооптического управления волновой расстройкой при генерации второй гармоники в кристаллах.

Сущность метода поясним на конкретном примере ГНГ в условиях коллинейрной дифракции волны удвоенной частоты на ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль оси кристалла тригональной симметрии (см. также [2]). Соответствующая система укороченных уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dA_e^{2\omega}}{dy} &= i\alpha A_o^{2\omega} \exp(-i\alpha y) - \beta_1 A_o^{2\omega}(y), \\ \frac{dA_o^{2\omega}}{dy} &= \beta_2 A_e^{2\omega}(y), \end{aligned} \quad (18)$$

где $A_e^{2\omega}$, $A_o^{2\omega}$ - амплитуда прошедшей и дифрагировавшей волны второй гармоники, $A_o^{2\omega}$ - амплитуда волны основной частоты, $\alpha = 4\pi a k_o^2 / k_e^{2\omega}$, $\beta_{1,2} = k_o^2 \epsilon_e \rho_{56} U_o \chi / k_e^{2\omega}$, α , ρ_{56} - эффективная нелинейная восприимчивость и фотоупругая постоянная, ϵ_e , U_o , χ - главные значения тензора диэлектрической проницаемости, $k_e^{2\omega} = 2k_o n_e^{2\omega}$, $k_o = \omega/c$.

Решая уравнения (18) в приближении заданного поля находим амплитуду дифрагировавшей волны

$$A_o^{2\omega}(l) = |A_o^{2\omega}(l)| = \frac{\alpha A_o^{2\omega} \sqrt{\beta_2}}{2} \left[\sin^2 \Delta k \cdot l/2 + \sin^2 \Delta k \cdot l/2 - 2 \sin \Delta k \cdot l/2 \sin \Delta k \cdot l/2 \cos \rho l \right]^{1/2}, \quad (19)$$

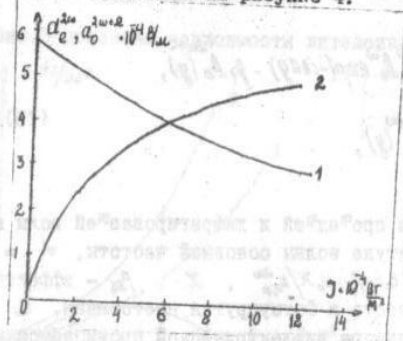
$$\alpha = |A_o^{2\omega}|, \quad \Delta k_{\pm} = \Delta k \pm \rho, \quad \rho = k_o (n_o^2 n_e^2)^{1/2} (3/2 \rho v^3)^{1/2},$$

J - интенсивность ультразвуковой волны, v - её фазовая скорость, ρ - плотность кристалла, и амплитуду прошедшей волны

$$A_e^{2\omega}(l) = \frac{\alpha A_o^{2\omega}}{2} \left[\left(\sin \Delta k \cdot l/2 \cos \Delta k \cdot l/2 + \sin \Delta k \cdot l/2 \cos \Delta k \cdot l/2 \right)^2 + (\Delta k l)^2 \sin^2 \Delta k \cdot l/2 \sin^2 \Delta k \cdot l/2 \right]^{1/2}. \quad (20)$$

Из выражений (19), (20) следует, что эффективность ГНГ в условиях акустооптического взаимодействия определяется, как уже отмечалось выше, "модифицированными" волновыми расстройками $\Delta k_{\pm}$.

величиной которых можно управлять модулируя интенсивность ультразвука. Графики зависимости $a_e^{2\omega+2}$, $a_e^{2\omega}$ на выходе модулятора от величины J для LiNbO_3 при $a = 2 \cdot 10^5 \text{ В/м}$, $\ell = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $\Delta k = 130 \text{ м}^{-1}$, $\lambda = 1,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $n_e^{2\omega} = 2,23$, $n_o^{2\omega} = 2,31$, $\rho_{36} = 0,1$, $\rho = 4,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\nu = 3,83 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $\chi = 5,8 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}$ приведены на рисунке 4.



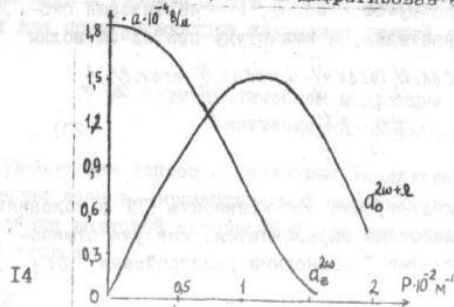
Линейные зависимости амплитуд прошедшей (кривая 1) и дифрагированной (кривая 2) волн от интенсивности ультразвуковой волны показывают, что для целей модуляции необходимо использовать дифрагированную волну, минимум интенсивности которой определяется шумами, а максимум достигается

уже при небольших плотностях мощности ультразвуковой волны.

Рассмотрим особенности модуляции амплитуды волны удвоенной частоты в условиях фазового синхронизма в отсутствие ультразвуковой волны, т.е. когда $\Delta k = 0$. Из (19), (20) получим

$$a_o^{2\omega+2}(\ell) = \Delta a^2 \ell^2 \sqrt{\frac{\rho_2}{\beta_1}} \sin \rho \ell / 2 \sin \rho \ell / 2, \quad a_e^{2\omega}(\ell) = \Delta a^2 \ell \sin \rho \ell.$$

На рисунке 5 представлены зависимости $a_o^{2\omega+2}$, $a_e^{2\omega}$ от параметра ρ при $a = 1 \cdot 10^5 \text{ В/м}$, $\ell = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $\Delta = 9,7 \cdot 10^5 \text{ В}^{-1}$, $\beta_2/\beta_1 = 0,98$. В этом случае может быть осуществлена 100% модуляция как проходящей, так и дифрагированной волн



14

Для разделения проходящей и дифрагированной волн необходимо использовать поляризационный анализатор. Предельная частота модуляции определяется временем пробега ультразвуком области акустооптического взаимодействия и в случае коллинеарной дифракции составляет величину $\sim 0,2 \text{ МГц}$.

§ 5 Коррекция угла фазового синхронизма в нелинейных кристаллах за счет акустооптического взаимодействия

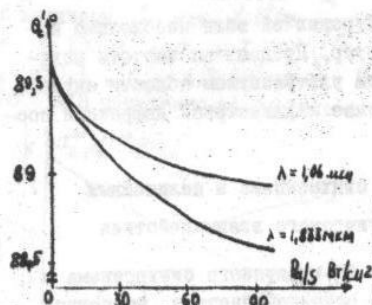
Рассмотрение проведем на примере 90-градусного синхронизма в кристалле LiNbO_3 . Световая волна основной частоты, поляризованная как обыкновенная, падает на нелинейный кристалл в направлении, отличающемся от направления 90-градусного синхронизма на некоторый малый угол φ , и генерирует вторую гармонику, которая дифрагирует на поперечной ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль оси X_2 кристалла. Процесс нелинейного преобразования частоты с учетом дифракции волны второй гармоники описывается системой уравнений (18). При этом $\Delta = 45 \cdot K_0^2 \lambda / K_e^{2\omega} \cos \varphi$, $\beta_{1,2} = K_0^2 \epsilon_0 \epsilon_e \rho_{36} a \chi / K_e^{2\omega} \cos \varphi$. При

$$\Delta k = (\beta_1 \beta_2)^{1/2} \quad (21)$$

амплитуде волны второй гармоники содержит слагаемое, линейно возрастающее с длиной взаимодействия ℓ , то есть имеет место модифицированный фазовый синхронизм. Связь акустически индуцируемого угла фазового синхронизма θ_c' с параметрами акустооптического взаимодействия находится из соотношения (21) и в рассматриваемом случае имеет вид

$$\cos^2 \theta_c' = \frac{1}{2} \frac{(n_o^{2\omega})^{1/2} \epsilon_0 \epsilon_e \rho_{36} (2 \rho a / \rho \nu^3)^{1/2}}{(n_o^{2\omega})^{1/2} [(n_o^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2] \cos \varphi},$$

где $\rho a / \nu$ — интенсивность ультразвуковой волны. Зависимости угла θ_c' от интенсивности ультразвуковой волны при генерации второй гармоники излучением неодимового лазера $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ и лазера на YAG Nd^{3+} ($\lambda = 1,833 \text{ мкм}$) в LiNbO_3 приведены на рисунке 6.



Как видно из рис. 6, достижимое изменение угла акустически индуцированного фазового синхронизма составляет $\sim 1 + 1,5^\circ$. Очевидно, что можно получить такое же изменение угла и при отклонении в другую сторону на угол от направления 90-градусного синхронизма. Время перестройки определяется временем пробега ультразвуковой волной области акустооптического взаимодействия и при $l = 2 \cdot 10^{-2}$ м составляет ~ 4 мкс.

В заключении авторы выражают благодарность КАЗАКУ Н.С. за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маглич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978г., 108 с.
2. Бокуть Б.В., Хило Н.А., Кондратенко В.И., Хило П.А. Тезисы XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Ереван, 1982 г., с. 557-558; ЛАН БССР, 1983, т. 27, № 2, с. II4-II6.
3. Ахманов С.А., Жариков В.И. Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, № 5, с. 644-648.
4. Сорока В.В. ФТТ, 1977, т. 19, в. II, с. 3327-3331.
5. Fukuda Susumi, Inada Shunji, Shiosaki Tadashi, Kawabata Akira. J. Jap. Appl. Phys., v 18, Suppl. № 1, 1979, p. 413-419.
6. Гелый В.Н., Казак Н.С., Миклавокая Е.М., Сергиенко М.И. ЖПС, 1983, т. 39, в. 2, с. 216-220.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
Введение.....	3
§ 1. ГВГ при коллинеарной дифракции световой волны на стоячей ультразвуковой волне.....	3-7
§ 2. ГВГ при коллинеарной дифракции на ультразвуковой волне в оптически гиrotропных кристаллах.....	7-10
§ 3. Эффективность ГВГ при выполнении модифицированных условий фазового синхронизма в условиях коллинеарной дифракции на ультразвуке.....	10-12
§ 4. Акустооптическая модуляция лазерного излучения при ГВГ.....	12-15
§ 5. Коррекция угла фазового синхронизма в нелинейных кристаллах за счет акустооптического взаимодействия.....	15-16
Литература.....	16

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
Введение.....	3
§ 1. ГВГ при коллинеарной дифракции световой волны на стоячей ультразвуковой волне.....	3-8
§ 2. ГВГ при коллинеарной дифракции на ультразвуке в оптически гиротропных кристаллах.....	8-10
§ 3. Эффективность процесса ГВГ при наличии дифракции на ультразвуковой волне.....	11-13
§ 4. Акустооптическая модуляция лазерного излучения при ГВГ.....	13-15
§ 5. Коррекция угла фазового синхронизма в нелинейных кристаллах за счет акустооптического взаимодействия.....	16-17
Литература.....	17

БОКУТЬ БОРИС ВАСИЛЬЕВИЧ
ХИЛО НИКОЛАЙ АНАТОЛЬЕВИЧ
ХИЛО ПЕТР АНАТОЛЬЕВИЧ

ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ
ДИФРАКЦИИ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА УЛЬТРАЗВУКЕ



57659

Подписано к печати 29.II.84. АТ № I4472. Формат 60х90
I/16. Тип бумаги типографская. Печать офсетная. Объем
I, I п.л., 0,65 уч. изд. л. Тираж 150. Заказ 486. Бесплатно.

Институт физики АН БССР
220602, Минск, ГСП, Ленинский пр., 70
Отпечатано на ротапринте ИФ АН БССР