

Потребуем, чтобы лагранжиан нелинейного спинорного поля вел себя как псевдоскаляр при P -преобразовании и T -преобразовании в отдельности. По-видимому, это требование не нарушает инвариантности лагранжиана относительно произведения S -, P -, T -преобразований. T -преобразование в этом случае будет иметь вид (3), а P -преобразование определим как произведение слабого отражения на T -преобразование (3). Требование псевдоскалярности лагранжиана относительно P - и T -преобразований приводит к тому, что из всех нелинейных спинорных уравнений инвариантным относительно этих преобразований является только уравнение (4) при нечетном n . Требование, связанное с изменением P - и T -преобразований, позволяет перенести все остальные преобразования линейной теории на нелинейный случай также без каких-либо изменений. Однако в данном случае мы теряем квантовые числа P -четность и T -четность и имеем PT -четность.

Рассмотрим инвариантность нелинейных спинорных уравнений относительно преобразования

$$\psi \rightarrow \gamma_5 \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} \gamma_5, \quad m \rightarrow -m, \quad g \rightarrow -g, \quad (5)$$

причем основания* для обращения констант при нелинейных членах [4, 5] те же, что и для обращения константы m [6]. Очевидно, что из всех нелинейных спинорных уравнений инвариантным относительно преобразования (5) является только уравнение (4) при нечетном n .

Предъявляя ряд требований к нелинейному члену лагранжиана, а также учитывая, что аргументом в пользу того, что функция ψ в спинорном управлении имеет четыре компонента, служит то обстоятельство, что у фермиона четыре степени свободы: два знака энергии и два спиновых состояния, мы устраняем произвол в выборе нелинейного члена и приходим к уравнению** (4) при нечетном n .

В заключение автор выражает глубокую благодарность проф. Д. Д. Иваненко, проф. Я. П. Терлецкому, а также Ю. М. Лоскутову, Г. А. Соколику и Д. Ф. Кургеландзе за интерес к работе и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чепурных Г. К. «Вестн. Моск. ун-та». сер. физ., астрон. № 5, 1964.
2. Иваненко Д. Д. Вступительная статья в сб. «Нелинейная квантовая теория поля». ИЛ, 1959.
3. Pauli W. Niels Bohr and the Development of Physics, New York, 1955. Нильс Бор и развитие физики, под ред. В. Паули, ИЛ, 1958.
4. Kustan V. J., Lomsadze Yn. M., Romanko G. D. Physics Letters, 2, 82, 1962.
5. Neisenberg W., Durr H., Mitter H., Schlieder S., Yamadzaki K. Zs Naturforsch 1959. Сб. «Нелинейная квантовая теория поля», под ред. Д. Д. Иваненко. ИЛ, 1959.
6. Tiomno I. Nuove Simpto, I, 226, 1955.

Поступила в редакцию
1. 6 1964 г.

Кафедра
теоретической физики

Ю. А. ГОЛЬДИН, В. Ф. МАРЧЕНКО

УДК 535.44

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ СВЕТА В ТОНКОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СЛОЕ

Одним из наиболее исследованных нелинейных оптических эффектов является генерация второй гармоники в кристаллах, в которых вектор нелинейной поляризации $\vec{P}^{2\omega}$,

* Гейзенбергом доказано [8], что выбор знака перед нелинейным членом совершенно не существен.

** Недостаток уравнения $i\gamma^m \frac{\partial \psi}{\partial x^m} \pm g\gamma^m \gamma_5 \psi (\bar{\psi} \gamma^m \gamma_5 \psi) = 0$, выбранного из инвариантности относительно преобразования Паули Гюрги и Тушека, состоит в том, что в этом случае [8] приходится изменять p - и s -преобразования. Причем само выбранное уравнение уже не является инвариантным относительно измененных p - и s -преобразований.

характеризуемый тензором $\hat{\chi}$, отличен от 0 [1]. Для того чтобы этот эффект носил накапливающийся с расстоянием характер, необходимо выполнение условия синхронизма, т. е. равенства показателей преломления интенсивной основной волны и возникающей волны гармоники $n(\omega, \Theta_0) = n(2\omega, \Theta_0)$ (Θ_0 — угол, характеризующий направление основной волны). Если $\Delta n = n(\omega, \Theta_0) - n(2\omega, \Theta_0) \neq 0$, монотонное нарастание амплитуды гармоники возможно лишь на так называемой когерентной длине $l_k = \frac{\lambda_0}{4|\Delta n|}$,

смысл которой ясен из рис. 1,а. Лишь у немногих кристаллов оптические и нелинейные свойства позволяют осуществить условия генерации, близкие к $|\Delta n| \approx 0$ (примером может служить KN_2PO_4); для большинства исследованных кристаллов найденная экспериментально величина l_k не превышает десятки микрон (см., например, [2]). Одной из возможностей существенно повысить эффективную когерентную длину таких кристаллов является использование их в системе, позволяющей осуществлять многократный отбор мощности второй гармоники на длинах, соизмеримых с l_k , и накапливать отбираемую мощность (см. рис. 1). Пример такой системы, являющейся по существу своеобразным интерферометром второй гармоники, показан на рис. 2. Луч основной волны испытывает полное внутреннее отражение в тонком слое нелинейного диэлектрика А. Возникающая при каждом отражении (например, в точке C_1) волна гармоники, угол распространения которой отличается от угла основной волны и определяется условием [3]

$$n(2\omega, \theta_1) \sin \theta_1 = n(\omega, \theta_0) \sin \theta_0, \quad (1)$$

выводится на следующей границе (точка C_2). Для разделения волн C_2 и C_2' необходимо использовать обрамляющий диэлектрик B ($P_B^{2\omega} = 0$), дисперсия которого позволяет, в принципе, создать оптимальные условия вывода второй гармоники (угол Брюстера). Определим эти условия для случая, когда в качестве диэлектрика А используется одноосный кристалл (очевидно, что отражение и преломление волн C_2 и C_2' происходит по законам линейной оптики).

1. Оптическая ось кристалла z' совпадает с осью z . Волна основной частоты является обыкновенной, волна гармоники — необыкновенной волной. Условие того, что волна гармоники падает на границу под углом Брюстера, имеет вид

$$\text{tg } \theta_1 = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_{1A}(2\omega) \varepsilon_B(2\omega) [\varepsilon_{2A}(2\omega) - \varepsilon_B(2\omega)]}{\varepsilon_{2A}^2(2\omega) [\varepsilon_{1A}(2\omega) - \varepsilon_B(2\omega)]}}. \quad (2)$$

Так как при этом необходимо, чтобы волна ω испытывала полное внутреннее отражение, на угол θ_1 наложится еще одно условие:

$$|\text{tg } \theta_1| > \sqrt{\frac{\varepsilon_{1A}(2\omega) \varepsilon_B(\omega)}{\varepsilon_{2A}(2\omega) [\varepsilon_{1A}(2\omega) - \varepsilon_B(\omega)]}}. \quad (3)$$

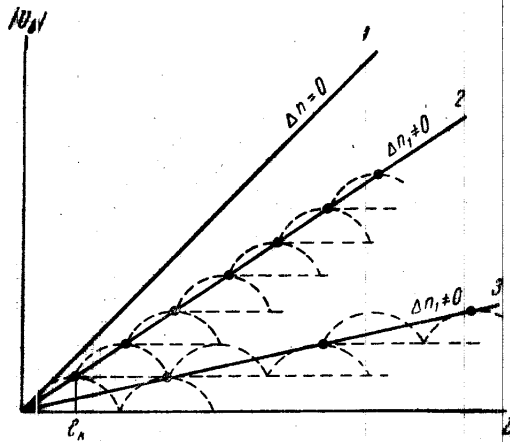
$\varepsilon_{1A}, \varepsilon_{2A}$ — главные значения тензора диэлектрической проницаемости кристалла А, ε_B — диэлектрическая проницаемость кристалла В, который для простоты предполагаем изотропным.

Исследование (2), (3) показывает, что лишь для положительного кристалла ($\varepsilon_{1A} > \varepsilon_{2A}$) существует область значений ε_B (на рис. 1,б заштрихована), удовлетворяющих (2), (3).

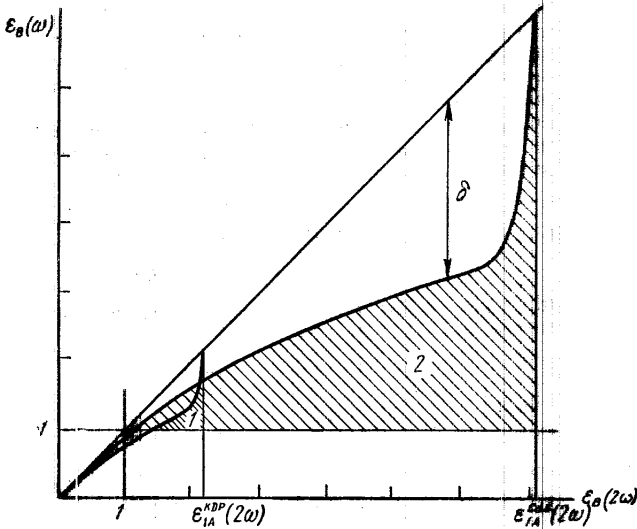
2. $z' \parallel x$. Поляризация волн такая же, как и в предыдущем случае. Условия (2), (3) сохраняют вид, если сделать замену $\varepsilon_{1A} \leftrightarrow \varepsilon_{2A}$. В соответствии с этим кристалл А должен быть отрицательным.

3. $z' \parallel y$. Основная волна — необыкновенная, волна гармоники — обыкновенная. В формулах (2), (3) необходимо положить $\varepsilon_{1A} = \varepsilon_{2A}$ (случай аналогичен изотропной среде). Область значений ε_B , удовлетворяющих (2), (3), существует, однако в этом случае обрамляющий кристалл должен обладать весьма сильной дисперсией ($\varepsilon_B(\omega) \sim \frac{1}{2} \varepsilon_B(2\omega)$). Отметим, что во всех перечисленных случаях дисперсия среды В должна быть нормальной.

Пусть в системе выполнены условия (2) и (3). Для определения амплитуды поля гармоники в среде В U_B можно воспользоваться известным из теории многолучевых интерферометров методом суммирования выходящих лучей (см., например, [6]). При этом нужно иметь в виду, что луч гармоники представляет собой неоднородную плоскую волну, амплитуда которой, являющаяся функцией z , в приближении заданно-



a



б

Рис. 1. а — рост амплитуды второй гармоники в бесконечном кристалле при условии $\Delta n = 0$ (кривая 1). Кривые 2 и 3 показывают нарастание амплитуды гармоники U_B при многократном отборе ее на длинах l_k и $3l_k$ (вклад поверхностного эффекта не учитывается), б — области значений v_B обрамляющего кристалла, позволяющих одновременно выполнить условия (2) и (3) при $\lambda_0 = 1,06 \mu$. Область 1 относится к случаю, когда кристаллом А служит KN_2PO_4 (положительный кристалл), область 2 — CdS (отрицательный кристалл). Величина δ характеризует требуемую дисперсию кристалла В

го поля может быть найдена в явном виде [1]. Обозначая через R_1 коэффициент отражения основной волны на каждом шаге и задаваясь длиной слоя L , получим после суммирования

$$U_B = \frac{8\pi P^{2\omega} \sin \frac{\omega}{c} \Delta n_2 d}{n^2(\omega, \theta_0) - n^2(2\omega, \theta_0)} \frac{1 - R_1^{4N} e^{2i\Phi_1 N}}{1 - R_1^4 e^{2i\Phi_1}}, \quad (4)$$

$$\Delta n_2 = n(2\omega, \theta_1) \cos \theta_1 - n(\omega, \theta_0) \cos \theta_0, \quad \Phi_1 = \frac{2\omega d}{c} n(\omega, \theta_0) \cos \theta_0,$$

где d — толщина слоя $N = \frac{L}{2d \operatorname{tg} \theta_0}$ — число интерферирующих лучей. Поверхностными эффектами на границах нелинейного слоя мы пренебрегаем; это оправдано, если $\frac{\omega}{c} \Delta n_2 d \approx 1$. Полагая $R_1 = e^{i\alpha}$, найдем интенсивность второй гармоники в обрамляющей среде:

$$S = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\varepsilon_B(2\omega)} \cos \theta_2^B U_B U_B^* = |G(d)|^2 \frac{\sin^2 N\psi}{\sin^2 \psi},$$

$$\psi = \Phi_1 + 2\alpha.$$

Максимум величины S имеет место при $\psi = \pi m$ ($m=0, 1, 2, \dots$). Таким образом, отбрасываемая мощность гармоники растет пропорционально квадрату расстояния L , т. е. точно так же, как и в бесконечном кристалле при выполнении условия $\Delta n = \theta$. Этот вывод иллюстрируется на рис. 1, а.

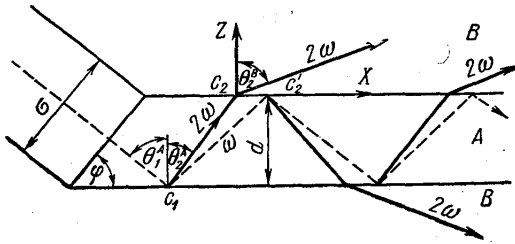


Рис. 2. Принципиальная схема системы, предназначенной для генерации второй гармоники

Практическая реализация условий (2), (3) вызывает некоторые трудности, поскольку кристаллы A и B , удовлетворяющие этим условиям, должны обладать значительной дисперсией и большим перепадом в показателях преломления. Перспективными для использования в качестве рабочих кристаллов A могут оказаться некоторые полупроводники (например, CdS , CdSe , GaAs и т. д.), имеющие, как правило, большие показатели преломления ($n \approx 2-3$) и обладающие более сильно выраженными нелинейными свойствами, чем кристаллы KN_2PO_4 [4], [5]. Влияние сильного поглощения в видимой части спектра (в области длин волн гармоники) при толщинах слоя порядка нескольких десятков микрон может оказаться несущественным (ср. [7]). В качестве примера рассмотрим расчет конкретной системы, предназначенной для $\lambda_0 = 1,06 \mu$, в которой рабочим кристаллом служит CdS (отметим, что в этом кристалле для данной волны не выполняются условия $\Delta n = 0$), а обрамляющим кристаллом — CaCO_3 . Характеристики кристаллов ($\varepsilon_{1A}(\omega) = 5,43$; $\varepsilon_{1A}(2\omega) = 7,02$; $\varepsilon_{1B}(2\omega) = 6,96$; $\varepsilon_{2B}(2\omega) = 2,84$; $\varepsilon_{2B}(\omega) = 2,18$) позволяют выбрать режим работы, близкий к оптимальному. Действительно, из (3) следует, что $\theta_1 \geq 34^\circ$, а угол Брюстера (2) равен $\theta_1 \approx 33^\circ$. Выбрав $\theta_1 = 34,5^\circ$, из формулы (1) найдем $\theta_0 = 40^\circ$ и определим затем величину когерентной длины $l_k = \frac{\lambda_0}{4|\Delta n_2|} \approx 0,65 \mu$. При заданных параметрах системы и выполнении условий $\psi = \pi m$, интенсивность второй гармоники S , как следует из формулы (5), будет возрастать

тать при $d \rightarrow 0$. Однако этот вывод базируется на представлении о лучах как о плоских волнах; для интерферометров с боковым входом световой пучок является принципиально ограниченным и роль дифракции необходимо учитывать [6]. Не решая строго дифракционной задачи, которая в нелинейном случае весьма сложна, мы ограничимся здесь качественными рассуждениями, позволяющими оценить тот минимальный размер слоя d_{\min} , при котором влияние дифракции входного пучка на интенсивность излучаемой гармоники мало. Как показывает расчет, существует некоторый интервал углов, равный $\Delta\theta_0 \approx 0,1$, внутри которого $|R_1| = 1$, а мощность гармоники практически вся (более 70%) на каждом шаге уходит в среду В. Потребуем, чтобы угловой разворот первого максимума дифракции входного пучка $\Delta\theta_0' = \frac{2\lambda_0}{\sigma}$ целиком умещался на этом интервале. Учитывая, что ширина пучка не превышает $\sigma \leq 2d \sin \varphi \approx 2d \sin \theta_0$, найдем из условия $\Delta\theta_0' \leq \Delta\theta_0$ искомый размер d_{\min}

$$d_{\min} \geq (10 - 15) \frac{\lambda_0}{\sin \theta_0}. \quad (6)$$

Оказывается, что при выполнении (6) существует, по крайней мере, несколько максимумов $\psi = \pi l$ (ср. линейный интерферометр). Поэтому достаточно толщину слоя выбрать из условия максимума функции $G(d)$ (т. е. на длине d должно укладываться нечетное число l_k). Выбрав, например, $d = 25 l_k = 16,2 \mu$, оценим коэффициент преобразования K рассчитываемой системы, положив $L = 1 \text{ см}$ ($N \approx 3,6 \cdot 10^3$). Пусть на вход падает световой пучок основной частоты мощностью $P_{\text{вх}} = 10 \text{ вт}$ и шириной $\sigma \sim d$. Этой мощности соответствует амплитуда поля внутри слоя $E \approx 1,4 \cdot 10^3 \text{ в/см}$. Учитывая, что $4\pi\chi_{z'z'z'} \approx 10^{-7} \text{ CGSE}$, $P_{2\omega} = 4\pi\chi_{z'z'z'} E^2$ и используя (5), найдем

$$K \approx \frac{|G(d)|^2 N^2}{P_{\text{вх}}} \approx 5\%.$$

(Здесь лишь нужно иметь в виду, что пропорциональность N^2 сохранится для выходной мощности и в случае ограниченного пучка, если под $S_{\text{вых}}$ понимать сфокусированный поток мощности через площадку порядка σ .)

Таким образом, рассмотренная система может найти применение в качестве преобразователя частоты малой мощности с высоким коэффициентом K . Предельные значения L определяются рядом факторов: степенью однородности слоя, его коэффициентом поглощения, расходимостью входного светового пучка и т. д. и могут быть определены лишь экспериментальным путем.

Авторы выражают благодарность проф. Р. В. Хохлову за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. Изд-во АН СССР, 1964.
2. Franken P., Ward I. Rev. Mod. Phys., 35, No. 1, 23, 1963.
3. Bloembergen N., Pershan P. Phys. Rev., 128, 606, 1962.
4. Carfinkel M., Egeler W. Appl. phys. lett., 3, 10, 1963.
5. Miller R., Kleiman D., Savage A. Phys. rev. lett., 11, 4, 146, 1963.
6. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., Физматгиз, 1958.
7. Soref R. A., Moos H. M. Journ of appl phys., 35, 7, 2152, 1964.

Поступила в редакцию
30. 8 1964 г.

Кафедра
радиотехники