

## О РЕФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

В. Ф. Глушков, Д. В. Шелопут

Для углового отклонения светового пучка, создаваемого квантовым генератором, используется явление отклонения пучка в поле ультразвуковой волны, распространяющейся в твердой среде и создающей градиент показателя преломления (так называемая рефракция света на ультразвуке). Имеется несколько работ [1-3], посвященных этому явлению, в которых оно рассматривается для изотропных сред. Вместе с тем существование двухпреломляющих кристаллов дает возможность использовать для отклонения света квантового лазера и необыкновенный луч. Существующая теория рефракции света на ультразвуке для изотропного тела не применима к случаю рефракции света в анизотропном теле, поэтому последний случай представляет определенный интерес. Рассмотрим задачу для случая одноосных кристаллов.

Если в твердой среде распространяется продольная звуковая волна (фигура), то мгновенное распределение показателя преломления  $n(x)$  выражается следующим образом:

$$(1) \quad n(x) = n_0 + \Delta n_x \cos \frac{2\pi x}{\Lambda},$$

где  $n_0$  — невозмущенный показатель преломления среды вдоль направления  $x$ ,  $\Delta n_x$  — амплитуда показателя преломления. Звуковая волна создает в среде градиент показателя преломления,

$$(2) \quad \text{grad } n_x = \frac{dn(x)}{dx} = - \left( \frac{2\pi \Delta n_x}{\Lambda} \right) \sin \frac{2\pi x}{\Lambda}.$$

Траектория световых лучей в среде с градиентом показателя преломления, созданного звуковой волной

В среде с градиентом показателя преломления, причем в изотропной среде, радиус кривизны светового луча (пучка лучей) будет

$$(3) \quad R = n_x / \text{grad } n_x.$$

Здесь индекс  $x$  означает, что  $\text{grad } n_x$  создан звуковой волной. В среде при наличии градиента показателя преломления отклоняется и необыкновенный луч. Однако такое отклонение луча света равносильно изменению показателя преломления для данной световой волны. Для малых углов отклонения это изменение для случаев отрицательного и положительного одноосных кристаллов можно написать следующим образом:

$$(4) \quad n = n_e \pm \frac{2(n_e - n_o)}{\pi} \varphi$$

и радиус кривизны будет

$$(5) \quad R = \frac{n_o}{\text{grad } n_x \pm \text{grad } n}.$$

С другой стороны, для радиуса кривизны справедливо выражение

$$(6) \quad R = \left[ 1 + \left( \frac{dx}{dy} \right)^2 \right]^{3/2} \left( \frac{d^2x}{dy^2} \right)^{-1}.$$

Приравняв выражения (5) и (6) и решая полученное уравнение относительно  $dx/dy$ , можно определить параметры рефракции. Так как  $\text{grad } n = dn/ds$ , а

$$ds = [(dx)^2 + (dy)^2]^{1/2} = dy \left[ 1 + \left( \frac{dx}{dy} \right)^2 \right]^{1/2},$$



то, полагая  $\left(\frac{dx}{dy}\right)^2 = 0$ , мы получаем  $ds = dy$ , т. е.  $\text{grad } n = \frac{dn}{dy}$ .

Уравнение относительно  $dx/dy$  имеет следующий вид:

$$(7) \quad \left(-\frac{2\pi\Delta n_x}{\Lambda}\right) \sin \frac{2\pi x}{\Lambda} \pm \frac{2(n_e - n_0)}{\pi} \frac{d\varphi}{dx} = n_0 \frac{d^2 x}{dy^2}.$$

Это дифференциальное уравнение типа Риккати. Однако в нашем случае уравнение легко разрешимо, так как методом разделения переменных можно свести его к алгебраическому уравнению второго порядка относительно переменной  $\varphi$ . Решение этого уравнения относительно  $\frac{dx}{dy} \approx \varphi$  может быть написано так:

$$(8) \quad \varphi = \left[ \frac{2\Delta n_x}{n_0} \left( \cos \frac{2\pi x}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi x_i}{\Lambda} \right) \right]^{1/2} \pm \frac{4(n_e - n_0)}{\pi n_0}.$$

Считается,  $\Delta n_x \ll n_0$ , что соответствует обычно условиям эксперимента. При  $x=0$  имеет место максимальный угол отклонения света, т. е. формулу (8) можно преобразовать, положив  $\frac{dx}{dy} = \text{tg } \varphi \approx \varphi$ :

$$(9) \quad \varphi_{\text{max}} = \left[ \frac{2\Delta n_x}{n_0} \left( 1 - \cos \frac{2\pi x_i}{\Lambda} \right) \right]^{1/2} \pm \frac{4(n_e - n_0)}{\pi n_0}.$$

При рефракции света на ультразвуке в изотропной среде выражение для максимального угла отклонения имеет вид

$$\varphi_{\text{max}}^{\text{из}} = 2 \left( \frac{\Delta n}{n_0} \right)^{1/2},$$

и в анизотропной среде

$$(10) \quad \varphi_{\text{max}}^{\text{ан}} = \varphi_{\text{max}}^{\text{из}} \left( 1 \pm \frac{4(n_e - n_0)}{\varphi_{\text{max}}^{\text{из}} \pi n_0} \right).$$

При сильной анизотропии среды это необходимо учитывать. Нужно иметь в виду, что звуковая волна вызывает деформацию волновой поверхности и тем самым увеличивает вклад, обусловливаемый анизотропией. Таким образом, при рефракции света на ультразвуке можно получить большие углы отклонения, где существует ряд материалов с большим двупреломлением, такое применение особенно интересно [4, 5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Lucas, P. Bigard. Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores. J. Phys. Rad., 1932, 3, 10, 466-477.
2. В. А. Шугилов. Об углах и характере отклонения светового пучка в ультразвуковом поле. Акуст. ж., 1966, 12, 2, 239-246.
3. И. Г. Михайлов, В. А. Шугилов. Дифракция света на ультразвуковых волнах большой амплитуды. Акуст. ж., 1958, 4, 2, 174-183.
4. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Сканирование света в веществах с градиентом показателя преломления. Методы модуляции и сканирования света, М., «Наука», 1970, 219-221.
5. В. И. Балакший, В. Н. Парыгин. Ультразвуковой рефракционный дефлектор инфракрасного диапазона. Вестн. МГУ, Сер. физ., 1968, 5, 112-114.

Институт физики полупроводников  
СО Академии наук СССР

Поступила  
12 января 1972 г.  
После переработки  
19 марта 1974 г.