УДК 621.375.82

О РЕФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

В. Ф. Глушков, Д. В. Шелопут

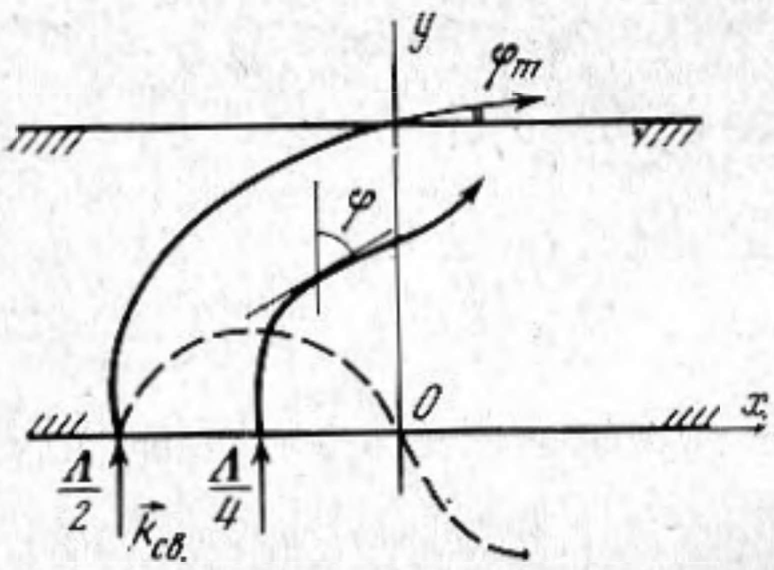
Для углового отклонения светового пучка, создаваемого квантовым генератором, используется явление отклонения пучка в поле ультразвуковой волны, распространяющейся в твердой среде и создающей градиент показателя преломления (так называемая рефракция света на ультразвуке). Имеется несколько работ [1–3], 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:

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

где n_0 – невозмущенный показатель преломления среды вдоль направления x, Δn_x – амплитуда показателя преломления. Звуковая волна создает в среде градиент показателя преломления,

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



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

$$R = n_x/\operatorname{grad} n_x. \tag{3}$$

Здесь индекс x означает, что $\operatorname{grad} n_x$ 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:

$$n = n_e \pm \frac{2(n_e - n_0)}{\pi}\varphi \tag{4}$$

и радиус кривизны будет

$$R = \frac{n_0}{\operatorname{grad} n_x \pm \operatorname{grad} n}. \tag{5}$$

С другой стороны, для радиуса кривизны справедливо выражение

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

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

Уравнение относительно dx/dy имеет следующий вид:

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

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 φ. Решение этого уравнения относительно $\frac{dx}{dy} \approx \varphi$ может быть написано так:

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

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 $\frac{dx}{dy} = \operatorname{tg}\varphi \approx \varphi$:

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

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

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

и в анизотропной среде

$$\overset{\text{ан}}{\varphi}_{\max} = \overset{\text{из}}{\varphi}_{\max}\left(1 \pm \frac{4(n_e - n_0)}{\varphi^{\text{из}}_{\max}\,\pi n_0}\right). \tag{10}$$

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.* Proprietes optiques des milieux solides et liquides soumis aux viporations elastiques ultra sonores. J. Phys. Rad., 1932, *3*, 10, 466–477.
2. *В. А. Шутилов.* Об углах и характере отклонения светового пучка в ультразвуковом поле. Акуст. ж., 1966, *12*, 2, 239–246.
3. *И. Г. Михайлов, В. А. Шутилов.* 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.