

01; 07; 08

© 1991

ЭФФЕКТИВНОСТЬ АКУСТООПТИЧЕСКОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ НАРУШЕНИИ УСЛОВИЙ  
БРЭГГОВСКОГО СИНХРОНИЗМА

В.Б. Волошинов, В.Н. Парыгин

Взаимодействие световых и акустических волн привлекает интерес исследователей благодаря широким практическим применениям этого физического явления в оптике, акустике, квантовой и оптической электронике [1]. Закономерности взаимодействия электромагнитного излучения с фазовыми периодическими структурами, созданными акустической волной, носят универсальный характер. Законы брэгговского рассеяния света на ультразвуке могут быть обобщены на другие типы взаимодействий с периодическими структурами, созданными, например, в тонких магнитных и диэлектрических пленках, в голографических системах и т.д.

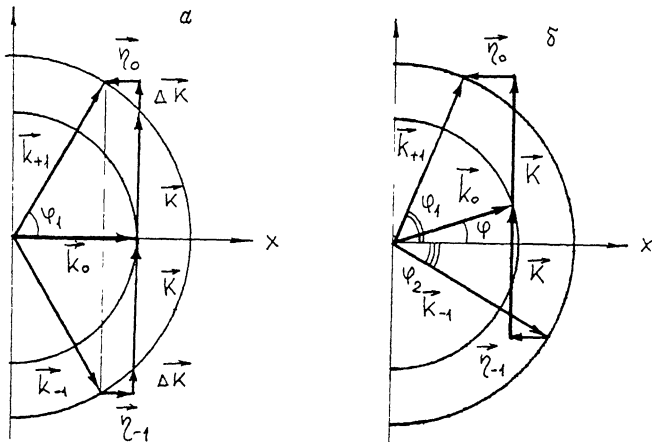
Одной из особенностей брэгговской дифракции света на ультразвуке в оптически анизотропных средах является существование нескольких дифракционных максимумов. Режимы дифракции с несколькими брэгговскими максимумами подробно рассмотрены в работах [2, 3]. Использование многократной дифракции позволяет улучшить параметры акустооптических приборов и расширить область их применений [1-4].

Известно, что в случае однократной дифракции Брэгга эффективное взаимодействие происходит при выполнении условия фазового синхронизма [1]. Интенсивность дифрагированного света при этом может достигать максимального значения  $I_1 = 1$ , интенсивность света в нулевом порядке оказывается равной нулю  $I_0 = 0$ . Условие синхронизма волновых векторов записывается в виде:

$$\vec{k}_{\pm 1} = \vec{k}_0 \pm \vec{K}, \quad (1)$$

где  $\vec{k}_0$ ,  $\vec{k}_{\pm 1}$  и  $\vec{K}$  - волновые векторы падающего и дифрагированного света, а также ультразвука. Аналогично при многократном рассеянии [3] максимальная эффективность реализуется при синхронном взаимодействии. Поэтому большой интерес представляет предсказанная в работе [5] возможность наблюдения эффективной брэгговской дифракции при нарушении условия фазового синхронизма.

Исследованную в работе [5] геометрию взаимодействия иллюстрирует рисунок. На векторных диаграммах показано рассеяние света из нулевого дифракционного порядка в два боковых максимума, расположенных по обе стороны от исходного пучка. На рисунке через  $\vec{k}_0$  и  $\vec{k}_{\pm 1}$  обозначены волновые векторы света в нулевом



Векторные диаграммы брегговского взаимодействия; а - при вариациях частоты ультразвука, б - при изменениях угла падения света.

и первых порядках, причем  $k_0 = \frac{2\pi n_0}{\lambda}$ ,  $k_{\pm 1} = \frac{2\pi n_e}{\lambda}$ , где  $n_e$  и  $n_0$  - показатели преломления кристалла,  $\lambda$  - длина волны света. При синхронизме и нулевом угле падения света на ультразвук волновой вектор акустической волны  $\vec{K}$  равен [3]:

$$|\vec{K}| = \sqrt{k_{+1}^2 - k_0^2} = \sqrt{k_{-1}^2 - k_0^2} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{2n_0 \Delta n}, \quad (2)$$

где  $\Delta n = n_e - n_0$

Условие синхронизма при  $\lambda = const$  может быть нарушено при изменении частоты звука (см. рисунок, а) или при вариациях угла падения  $\varphi$  (см. рисунок, б). При вариациях частоты из векторных диаграмм следует:

$$\vec{k}_0 + \vec{K} + \Delta\vec{K} + \vec{zeta}_0 = \vec{k}_{+1}; \quad \vec{k}_0 - \vec{K} - \Delta\vec{K} - \vec{zeta}_{-1} = \vec{k}_{-1}. \quad (3)$$

В случае  $\varphi \neq 0$  из рисунка, б имеем:

$$\vec{k}_0 + \vec{K} + \vec{zeta}_0 = \vec{k}_{+1}; \quad \vec{k}_0 - \vec{K} - \vec{zeta}_{-1} = \vec{k}_{-1}. \quad (4)$$

Анализ векторного построения рисунка, а показывает, что при любых изменениях частоты ультразвука, т.е. при каждом значении  $\Delta\vec{K}$  векторы расстройк  $\vec{zeta}_0$  и  $\vec{zeta}_{-1}$  направлены в противоположные стороны и равны между собой по абсолютной величине  $|\vec{zeta}_0| = |\vec{zeta}_{-1}|$ :

$$z_0 = z_{-1} = z = k_{+1} \cos \varphi_1 - k_0, \quad (5)$$

где угол  $\varphi_1$  может быть найден из векторной диаграммы.

Система дифференциальных уравнений для определения амплитуд дифракционных максимумов  $C_0$ ,  $C_{+1}$  и  $C_{-1}$  при взаимодействии по схеме рисунка, а записывается в виде [3]:

$$\frac{dC_0}{dx} = \frac{q}{2} C_{+1} e^{j\gamma x} - \frac{q}{2} C_{-1} e^{i\gamma x},$$

$$\frac{dC_{+1}}{dx} = \frac{q}{2} C_0 e^{-j\gamma x}; \quad \frac{dC_{-1}}{dx} = -\frac{q}{2} C_0 e^{-j\gamma x}, \quad (6)$$

где  $q$  - параметр, зависящий от амплитуды ультразвука,  $x$  - координата. Решение системы (6) для нулевого порядка дифракции с учетом граничных условий  $C_0(0)=1$ ,  $C_{+1}(0)=C_{-1}(0)=0$  имеет вид:

$$C_0 = e^{j\frac{\gamma l}{2}} \left[ \cos \sqrt{\frac{q^2 l^2}{2} + \frac{\gamma^2 l^2}{4}} - \frac{i\gamma}{2\sqrt{\frac{q^2 l^2}{2} + \frac{\gamma^2 l^2}{4}}} \sin \sqrt{\frac{q^2 l^2}{2} + \frac{\gamma^2 l^2}{4}} \right], \quad (7)$$

где  $l$  - ширина акустического столба. Из соотношения (7) видно, что  $C_0=0$ , если  $\gamma=0$  и  $ql = \frac{\sqrt{2}}{2} \pi$ . Это говорит о том, что максимальная эффективность дифракции в первых дифракционных порядках достигается лишь при выполнении условия синхронизма Брэгга.

Несколько иная ситуация возникает при нарушении условия синхронизма за счет изменений угла падения  $\varphi$  (см. рисунок, б). Этот случай рассмотрен в работе [5]. В отличие от предыдущего типа взаимодействия расстройки  $\eta_0$  и  $\eta_{-1}$  оказываются не одинаковыми, т.е. нарушается симметрия картины дифракции:

$$\eta_0 = k_0 \cos \varphi - k_{+1} \cos \varphi_1; \quad \eta_{-1} = k_{-1} \cos \varphi_2 - k_0 \cos \varphi. \quad (8)$$

С точностью до величины  $\varepsilon^2$ , где  $\varepsilon = \sqrt{\Delta n} \sin \varphi$ , соотношения (8) записываются в виде:

$$\eta_0 = k_0 \sqrt{2n_0} \varepsilon + k_0 \varepsilon^2; \quad \eta_{-1} = k_0 \sqrt{2n_0} \varepsilon - k_0 \varepsilon^2. \quad (9)$$

Эффективность дифракции находится из решения системы уравнений:

$$\frac{dC_0}{dx} = \frac{q}{2} C_{+1} e^{i\eta_0 x} - \frac{q}{2} C_{-1} e^{-j\eta_{-1} x},$$

$$\frac{dC_{+1}}{dx} = -\frac{q}{2} C_0 e^{-j\eta_0 x}; \quad \frac{dC_{-1}}{dx} = \frac{q}{2} C_0 e^{i\eta_0 x}. \quad (10)$$

Интегрируя систему (10) с точностью до членов порядка  $\varepsilon^2$ , можно получить выражение для амплитуды нулевого дифракционного максимума:

$$C_0 = \frac{2b^2}{q^2} e^{2ial} + \left[ \left( 1 - \frac{2b^2}{q^2} \right) \cos \frac{qL}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{b^2}{q^2} \right) - j \frac{\alpha \sqrt{2}}{q} \sin \frac{qL}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{b^2}{q^2} \right) \right] e^{jal}, \quad (11)$$

где  $\alpha = \frac{k_0 \varepsilon^2}{2}$  и  $\delta = \sqrt{2n_0} k_0 \varepsilon$ .

Анализ соотношения (11) показывает, что полное отклонение световой энергии из нулевого максимума в два дифракционных порядка возможно лишь при  $\varepsilon = 0$ , т.е. при строгом выполнении брэгговского синхронизма. В соответствии с результатами работ [1, 3] максимальная эффективность дифракции в первых порядках наблюдается при  $qL = \frac{\sqrt{2}}{2} \pi$ . В работе [5] вместо соотношений (9) принято условие  $\eta_0 = \eta_{-1} = k_0 \sqrt{2n_0} \varepsilon$ , и решается задача в этом приближении. Таким образом, ошибка в решении задачи дифракции в [5] оказывается порядка  $\varepsilon^2 = \Delta n \sin^2 \varphi$ . Предсказанная автором [5] возможность осуществления дифракции с максимальной эффективностью при нарушении условия синхронизма является не оправданной. Это связано с тем, что после пренебрежения в (9) членами порядка  $\varepsilon^2$ , автор [5] оставил в решении величины такого же порядка. Если в [5] опустить слагаемые, имеющие порядок величины  $\varepsilon^2$ , то полученное решение соответствует общепринятому.

Таким образом, существующее в настоящее время мнение о том, что брэгговское взаимодействие с максимальной эффективностью возможно лишь при условии фазового синхронизма, оказывается справедливым и в рассматриваемом случае многократной дифракции.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь. 1985. 280 с.
- [2] Warner A.W., Bonner W.A., White D.L. // Journ. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 11. P. 4489-4495.
- [3] Волошинов В.Б., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. // Вестн. МГУ, сер. 3. Физ. астр. 1976. Т. 17. № 3. С. 305-312.
- [4] Балакший В.И., Пентегов С.Ю. // Вест. МГУ. сер. 3. Физ. астр. 1985. Т. 26. № 6. С. 59-64.
- [5] Каменщиков Г.Д. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 10. С. 44-46.

Московский  
государственный  
университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
30 июня 1991 г.