PACS 42.60.Da; 42.25.Fx; 42.40.Eq

Невзаимные оптические эффекты в движущихся периодических решетках поглощения и усиления

О.Е.Наний, Д.Д.Щербаткин

Теоретически исследованы фазовые и амплитудные невзаимные эффекты, возникающие при прохождении встречных световых волн через участки движущихся периодических решеток поглощения или усиления. Получены аналитические выражения для амплитудной и фазовой невзаимности. Показано, что максимальная фазовая невзаимность соответствует падению световых волн на движущуюся решетку под углом Брэгга.

***Ключевые слова**: решетки поглощения и усиления, амплитудная невзаимность, фазовая невзаимность.*

Продолжающиеся на протяжении последних лет активные исследования невзаимных оптических эффектов обусловлены возможностью их практического использования для управления параметрами кольцевых лазеров, а также необходимостью установления их природы с целью выявления и устранения возможных источников погрешностей в лазерных гироскопах [1]. В работах [2–7] наряду с нашедшими практическое применение невзаимными устройствами на основе эффекта Фарадея исследовались предсказанные в [8] невзаимные эффекты, связанные с движущимися решетками показателя преломления, сопровождающими бегущие акустические волны, – невзаимные акустооптические эффекты. Результаты, полученные в этих работах, позволяют предположить наличие невзаимных эффектов в движущихся периодических решетках любой природы.

В настоящей работе впервые исследуются невзаимные эффекты в движущихся периодических решетках поглощения или усиления. Рассмотрим дифракцию световых волн на движущейся периодической решетке амплитудных неоднородностей с волновым вектором, направленным вдоль оси z. Коэффициент поглощения в такой решетке описывается выражением

$$\gamma(z) = a + \frac{b}{2}\sin(\Omega t - Kz), \qquad (1)$$

где a – средний коэффициент поглощения (отрицательные коэффициенты поглощения соответствуют усилению); b – глубина модуляции периодической решетки; K – постоянная распространения; $\Omega = KV$; V – скорость распространения решетки.

В приближении плоских (неограниченных вдоль оси z) световых волн изменение амплитуд падающей и дифрагировавшей световых волн описывается уравнениями связанных волн. Уравнения связанных волн в случае дифракции на периодических решетках поглощения или

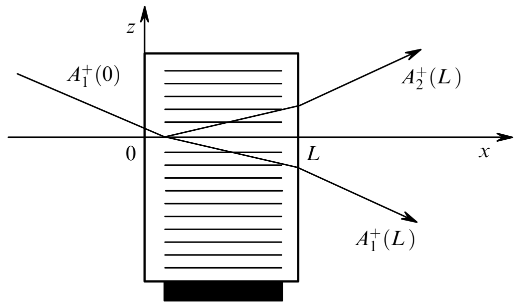

Рис.1. Схема взаимодействия световых волн при их дифракции на движущейся периодической решетке.

усиления для геометрии взаимодействия, показанной на рис.1, имеют вид [9]

$$\frac{dA_1^+}{dx} = \zeta_{12}A_2^+\exp(i\Delta\alpha^+x) - aA_1^+, \qquad (2)$$

$$\frac{dA_2^+}{dx} = \zeta_{21}A_1^+\exp(-i\Delta\alpha^+x) - aA_2^+, \qquad (3)$$

где $A_{1,2}^+$ – амплитуды соответственно падающей и дифрагировавшей световых волн, распространяющихся в положительном направлении, в качестве которого нами выбрано направление слева направо; $\Delta\alpha^+ = \alpha_1^{x+} - \alpha_2^{x+}$ – расстройка между проекциями волновых векторов падающей и дифрагировавшей волн; α_1^{x+} и α_2^{x+} – проекции на ось x констант распространения α_1^+, α_2^+ падающей и дифрагировавшей волн. Коэффициенты связи ζ_{12} и ζ_{21} определяют эффективность дифракции и при взаимодействии с решетками поглощения или усиления в общем случае являются комплексно-сопряженными ($\zeta_{12} = \zeta_{21}^*$).

Введем действительный коэффициент, характеризующий эффективность дифракции, $\zeta = (\zeta_{12}\zeta_{21}^*)^{1/2} = |\zeta_{12}|$. Выбором начальных фаз и положения оси x можно добиться выполнения равенства $\zeta_{12} = \zeta_{21} \equiv \zeta$. В этом случае решение системы (2), (3) при граничном условии $A_2^+(0) = 0$ и длине среды L (см. рис.1) имеет вид

$$\frac{A_1^+(x)}{A_1^+(0)} = \exp\left[\left(i\frac{\Delta\alpha^+}{2} - a\right)x\right]\left\{\cosh\left[\zeta^2L^2 - \left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2\right]^{1/2} -\right.$$

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 21 января 2000 г., после доработки – 12 февраля 2001 г.

$$-\mathrm{i}\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2\right]^{-1/2}$$

$$\times\sinh\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2\right]^{1/2}\Bigg\},$$

$$\frac{A_2^+(x)}{A_1^+(0)}=\exp\left(-\,\mathrm{i}\frac{\Delta\alpha^+x}{2}-ax\right)\zeta\sinh\Bigg[\zeta^2L^2$$

$$-\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2\Bigg]^{1/2}\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2\right]^{-1/2}$$

для $\Delta\alpha^+x/2\leqslant\zeta L$ и

$$\frac{A_1^+(x)}{A_1^+(0)}=\exp\left[\left(\mathrm{i}\frac{\Delta\alpha^+}{2}-a\right)x\right]\left\{\cos\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{1/2}\right.$$

$$-\mathrm{i}\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{-1/2}$$

$$\left.\times\sin\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{1/2}\right\},$$

$$\frac{A_2^+(x)}{A_1^+(0)}=\exp\left(-\,\mathrm{i}\frac{\Delta\alpha^+x}{2}-ax\right)\zeta$$

$$\times\sin\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{1/2}\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+x}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{-1/2}$$

для $\Delta\alpha^+x/2\geqslant\zeta L$.

Выражение для комплексной амплитуды прошедшей волны имеет вид

$$A_1^+(L)=\exp[\mathrm{i}\Phi^+(L)]|A_1^+(L)|,$$

где

$$\frac{|A_1^+(L)|}{A_1^+(0)}=\exp(-aL)\left\{\cosh^2\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2\right]^{1/2}\right.$$

$$+\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2\right]^{-1/2}$$

$$\left.\times\sinh^2\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}, \qquad (4)$$

$$\Phi^+(x)=\frac{\Delta\alpha^+L}{2}-\arctan\left\{\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2\right]^{-1/2}\right\}$$

$$\times\tanh\left[\zeta^2L^2-\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (5)$$

для $\Delta\alpha^+L/2\leqslant\zeta L$ и

$$\frac{|A_1^+(L)|}{A_1^+(0)}=\exp(-aL)\left\{1-\zeta^2L^2\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{-1/2}\right.$$

$$\left.\times\sin^2\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}, \qquad (6)$$

$$\Phi^+(x)=\frac{\Delta\alpha^+L}{2}-\arctan\left\{\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{-1/2}\right\}$$

$$\times\tan\left[\left(\frac{\Delta\alpha^+L}{2}\right)^2-\zeta^2L^2\right]^{1/2} \qquad (7)$$

для $\Delta\alpha^+L/2\geqslant\zeta L$.

Зависимости отношения модуля амплитуды прошедшей волны к амплитуде падающей волны $|A_1^+(L)|/A_1^+(0)$ и набега фазы прошедшей волны $\Phi^+(L)$ от нормированной расстройки $\Delta\alpha^+L/2$, построенные по формулам (4)–(7), приведены на рис.2.

Прохождение световой волны во встречном направлении (справа налево) через область взаимодействия с периодической решеткой описывается уравнениями для амплитуд $A_{1,2}^-$, совпадающими по виду с уравнениями (2), (3) при изменении направления оси x на противоположное и переносе начала координат на правую границу области взаимодействия. При этом расстройки между проекциями волновых векторов падающих и дифрагировавших световых волн встречных направлений на соответствующие им оси x в общем случае различны: $\Delta\alpha^+\neq\Delta\alpha^-$. Действительно, хотя $\alpha_1^-=\alpha_1^+$, волновые веторы дифрагировавших волн не равны друг другу ($\alpha_2^-\neq\alpha_2^+$), т. к. не совпадают частоты волн, дифрагировавших во встречных направлениях. Именно неравенство рассогласований проекций волновых векторов падающих и дифрагировавших во встречных направлениях волн и является причиной возникновения невзаимных эффектов при взаимодействии света с движущимися периодическими решетками произвольного вида.

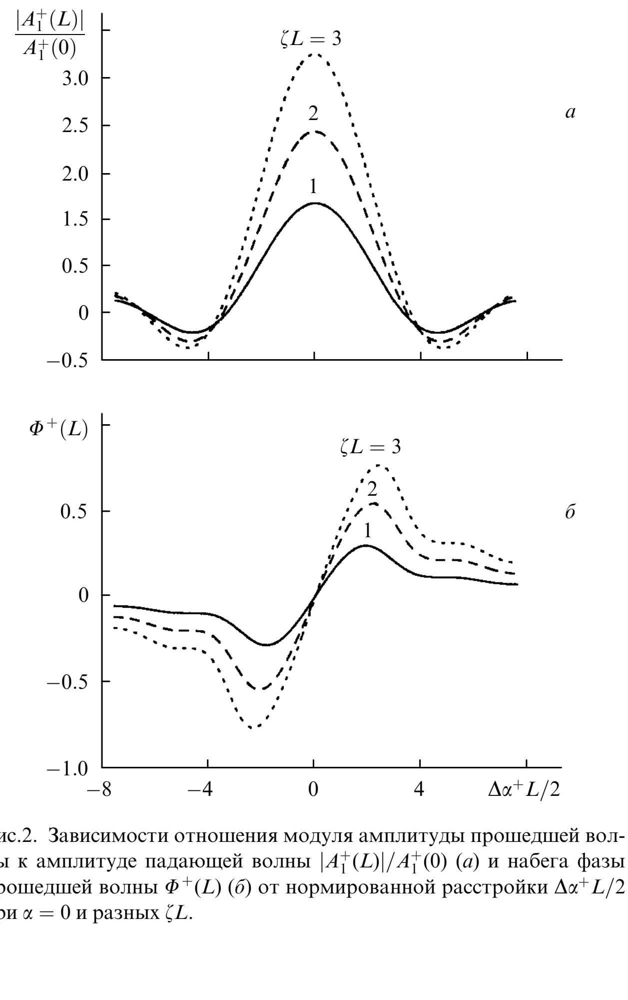

Рис.2. Зависимости отношения модуля амплитуды прошедшей волны к амплитуде падающей волны $|A_1^+(L)|/A_1^+(0)$ (*а*) и набега фазы прошедшей волны $\Phi^+(L)$ (*б*) от нормированной расстройки $\Delta\alpha^+L/2$ при $\alpha=0$ и разных ζL.

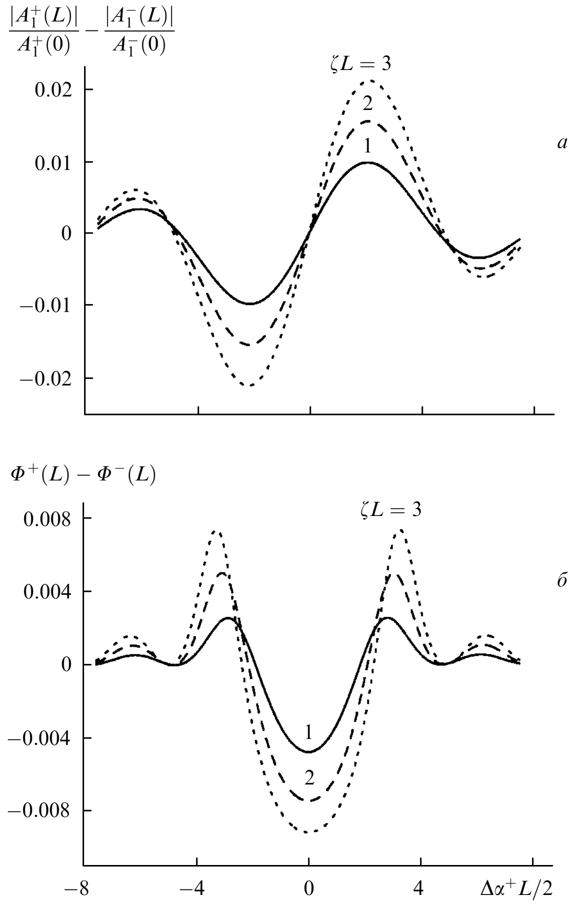

Рис.3. Зависимости нормированных амплитудной ($|A_1^+(L)/A_1^+(0)-|A_1^-(L)|/A_1^-(0)$) (*а*) и фазовой ($\Phi^+(L) - \Phi^-(L)$) (*б*) невзаимностей от нормированной расстройки $\Delta\alpha^+ L/2$ при $\alpha = 0$ и разных ζL.

Разность рассогласований волновых векторов для встречных волн пропорциональна скорости движения решетки:

$$|\Delta\alpha^+ - \Delta\alpha^-| \simeq \frac{2\Omega n_2}{c} = \frac{4\pi(Vn_2)}{\Lambda c} = 2Kn_2\frac{V}{c},$$

где Λ – период решетки; n_2 – показатель преломления среды [7]. Зависимости нормированных амплитудной ($|A_1^+(L)|/A_1^+(0) - |A_1^-(L)|/A_1^-(0)$) и фазовой ($\Phi^+(L)-\Phi^-(L)$) невзаимностей от нормированной расстройки приведены на рис.3 для разных скоростей движения дифракционной решетки. Как видно из рис.3,*б*, максимальная фазовая невзаимность соответствует нулевой расстройке (волновой синхронизм) между проекциями волновых векторов падающей и дифрагировавшей волн, которая имеет место при падении световой волны под углом Брэгга.

Принципиальная схема возможной экспериментальной реализации предложенного способа создания амплитудно-частотной невзаимности показана на рис.4. Два световых пучка с несколько различающимися частотами ω_1 и ω_2 ($\omega_1 - \omega_2 \ll \omega_1 + \omega_2$) падают на усиливающую (поглощающую) среду кольцевого лазера под углами $\pm\theta$ к оптической оси. В отсутствие этих волн собственная частота генерации кольцевого лазера равна ω_0. Частоты ω_1 и ω_2 лежат в полосе усиления (поглощения) соответствующего элемента кольцевого лазера. Интерференция этих световых пучков создает периодическую решетку интенсивности, которая движется вдоль оптической оси в направлении, совпадающем с проекцией направления распространения светового пучка большей частоты. Движущаяся периодическая решетка интенсивности создает в активной среде движущуюся периодическую решетку усиления.

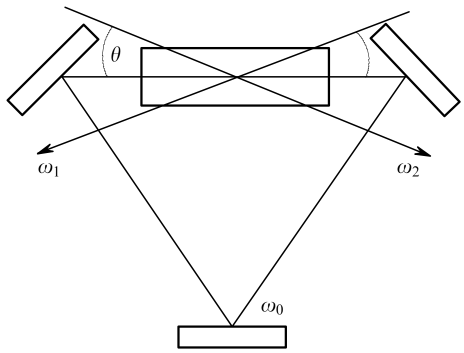

Рис.4. Принципиальная схема возможной экспериментальной реализации предложенного способа создания амплитудно-частотной невзаимности.

Таким образом, движущиеся решетки поглощения или усиления могут быть использованы для создания фазовых или амплитудных невзаимных элементов. Перспективность этого метода связана с возможностью создания подобных решеток при интерференции встречных волн слегка различающихся частот в резонансно поглощающих или усиливающих средах.

Работа частично финансировалась Министерством науки и технологий Российской Федерации по направлению «Лазерная физика» (проект № 1.58).

1. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).
2. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **8**, 1347 (1981).
3. Голяев Ю.Д., Задерновский А.А., Ливинцев А.Л. *Квантовая электроника*, **14**, 917 (1987).
4. Roy R., Schulz P.A., Walther A. *Optics Letts*, **12**, 672 (1987).
5. Веселовская Т.В., Клочан Е.Л., Ларионцев Е.Г., Парфенов С.В., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **17**, 823 (1990).
6. Clarkson W.A., Hanna D.C. *Optics Comms*, **81**, 375 (1991).
7. Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **23**, 172 (1996).
8. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. *Радиотехника и электроника*, **20**, 2347 (1975).
9. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М., Мир, 1987).