

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФОРМЫ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ПАДЕНИИ НА БРЭГГОВСКИЕ СТРУКТУРЫ

Рассмотрено преобразование формы волновых пучков при падении на периодические и квазипериодические аподизированные брэгговские отражатели. Определены условия появления аномальных (отрицательных) значений сдвига Гооса-Хенхен. Проведено сравнение интегральных (центра масс) и дифференциальных (групповых) оценок смещения пучков. Вычислены угловые зависимости параметров деформации отраженных пучков.

**Ключевые слова:** квазипериодические аподизированные брэгговские структуры, сдвиг Гооса-Хенхен, сдвиг центра масс, асимметричный резонатор.

### ВВЕДЕНИЕ

Периодичность строения присуща многим средам, встречающимся в природе. Эффекты и явления, которые наблюдаются при рассеянии электромагнитных волн на таких средах, могут быть воссозданы введением периодичности параметров в модели искусственных структур. Тривиальные свойства прохождения и отражения электромагнитных волн для периодических структур хорошо известны и используются для широкого круга прикладных задач [1]. Брэгговское отражение в случае возмущения периодичности усложняется и приобретает большую практическую ценность [2, 3]. Исходя из постановки прикладных задач, следует рассматривать не плоскую волну, а волновые пучки. Кроме того, определенное нарушение периодичности слоистых брэгговских структур обеспечивает при рассеянии волновых пучков проявление эффектов не тривиальных для структур, встречающихся в природе.

Исследование преобразования формы волновых пучков усложняется с ростом количества границ раздела сред. Если диэлектрическая и/или магнитная проницаемости медленно изменяются при переходе от слоя к слою, то выражения, которые связывают формы падающего и прошедшего пучков могут быть получены аналитически с использованием приближенных методов при решении уравнения Гельмгольца [4]. Для строгого расчета формы рассеянных пучков приходится использовать либо рекуррентные соотношения [5], либо метод матриц передачи

[6], которые позволяют численно получить значения амплитуд поля на границах слоистых структур. Наличие анизотропии и киральности дополнительно усложняет формы пространственного распределения амплитуды и поляризации характеристики рассеянных пучков [3, 7, 8]. При наклонном падении наблюдается боковой сдвиг отраженного пучка (сдвиг Гооса-Хенхен). Величина сдвига обычно сравнима с длиной волны падающего пучка, однако, при приближении частоты падающей волны к резонансной частоте среды с дисперсией диэлектрической проницаемости величина сдвига может расти на порядки, а вблизи угла Брюстера приобретать отрицательные значения [9]. Причем в большинстве случаев аномальные (отрицательные) значения бокового смещения обусловлены именно дисперсией параметров материала [10], однако в брэгговских слоистых структурах аномальные значения бокового сдвига проявляются за счет конструктивной интерференции [11].

Целью настоящей статьи является рассмотрение преобразования формы гауссового пучка при падении на периодические и квазипериодические аподизированные брэгговские структуры, анализ деформации пучка для углов падения вблизи границы полосы брэгговского отражения, исследование явления бокового сдвига Гооса-Хенхен для асимметричных брэгговских резонаторов, определение условий появления аномальных (отрицательных) значений бокового смещения, сравнение дифференциальных и интегральных оценок смещения пучка.

## 1. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

### 1.1. Метод матриц передачи

В формализме метода матриц передачи при распространении электромагнитной волны в многослойных структурах [6], любой изотропный однородный слой может быть охарактеризован квадратной матрицей второго порядка, которая связывает электрические и магнитные компоненты полей на границах одного слоя. Выражение для матрицы передачи, справедливое для случая тепловых потерь и материалов с негативной диэлектрической и магнитной проницаемостями, имеет вид:

$$\mathbf{M}_j = \begin{pmatrix} \cos(k_{zj}h_j) & \frac{i}{P_j} \sin(k_{zj}h_j) \\ ip_j \sin(k_{zj}h_j) & \cos(k_{zj}h_j) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $h_j$  – толщина слоя,  $\varepsilon_j$  и  $\mu_j$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала  $j$ -го слоя,  $\theta$  – угол падения в плоскости  $XOZ$ ,  $k_0$  – волновое число свободного пространства,  $k_{zj} = k_0 \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta}$  – продольное волновое число. Предполагается, что направление стратификации совпадает с осью  $z$ . Параметры  $P_j$  определяются следующими выражениями, соответственно для  $TE$  и  $TM$  поляризаций:

$$P_j^{TE} = k_{zj} / (\mu_j k_0) = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta} / \mu_j,$$

$$P_j^{TM} = k_{zj} / (\varepsilon_j k_0) = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta} / \varepsilon_j.$$

Результирующая характеристическая матрица слоистой структуры рассчитывается как произведение характеристических матриц отдельных слоев структуры [1, 6]. Используя компоненты матрицы, можно записать выражения для коэффициентов отражения (КО)  $R$  и прохождения (КП)  $T$  структуры:

$$R = \frac{[m_{11}(1-\Gamma) + m_{12}p_l(1+\Gamma)]p_l - [m_{21}(1-\Gamma) + m_{22}p_l(1+\Gamma)]}{[m_{11}(1-\Gamma) + m_{12}p_l(1+\Gamma)]p_l + [m_{21}(1-\Gamma) + m_{22}p_l(1+\Gamma)]}, \quad (2)$$

$$T = \frac{2p_l}{[m_{11}(1-\Gamma) + m_{12}p_l(1+\Gamma)]p_l + [m_{21}(1-\Gamma) + m_{22}p_l(1+\Gamma)]}$$

где  $\Gamma$  – коэффициент отражения нагрузки структуры,  $p_l$  – параметр материала последнего слоя структуры (или полупространства в случае  $\Gamma = 0$ ). Если слоистая структура заканчивается металлической плоскостью, то  $|\Gamma| = 1$ . Далее будем использовать зависимость от нормированной частоты  $f/f_1$ , где  $f_1$  имеет смысл частоты первого брэгговского резонанса, ввиду того, что рассмотрение будет вестись для диэлектрических материалов ( $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ), она вводится следующим образом  $f_1 = c / (2(h_1\sqrt{\varepsilon_1} + h_2\sqrt{\varepsilon_2}))$ , а величины  $h_1\sqrt{\varepsilon_1}$  и  $h_2\sqrt{\varepsilon_2}$  являются электрическими толщинами слоев периода структуры,  $c$  – скорость света в вакууме.

### 1.2. Оценки параметров деформации импульсов

Для параксиальных гауссовых пучков асимптотические параметры, которые аналитически описывают явления сдвига, расхождения, фокусировки и расфокусировки, могут быть получены в терминах производной магнитуды и фазы угловых спектров. Если угловой спектр пучка достаточно узок, то есть  $R(k_x)$  медленно изменяется по сравнению с  $F(k_x)$ , то групповой сдвиг пучка (ГС) может быть определен как [5]:

$$\Delta x_g = \frac{d\varphi(k_x)}{dk_x}, \quad (3)$$

где  $\varphi(k_x)$  – фаза КО. Отсюда выходит, что везде, где фаза КО будет ниспадающей функцией, отраженный волновой пучок будет иметь отрицательный боковой сдвиг. ГС является дифференциальной оценкой сдвига, которая определяет предельное значение смещения пучка по известным характеристикам отражения структуры. Чтобы учесть разрывность формально определенной фазы, величину сдвига Гооса-Хенхен можно определить через производные действительной и мнимой частей КО [12]:

$$\Delta x_g = |R(k_x)|^{-2} \times \left( \operatorname{Re}(R(k_x)) \frac{d}{dk_x} \operatorname{Im}(R(k_x)) - \operatorname{Im}(R(k_x)) \frac{d}{dk_x} \operatorname{Re}(R(k_x)) \right). \quad (4)$$

Для анализа преобразования формы волновых пучков, падающих на слоистые среды, было применено разложение по плоским волнам. Этот подход предусматривает, что все падающие и рассеянные монохроматические волны можно записать в виде суперпозиции плоских волн (все с той же частотой, разной амплитудой и различным направлением распространения). Угловой спектр падающей волны  $F(k_x)$  можно получить из пространственного распределения амплитуды  $f(x)$  с помощью прямого преобразования Фурье [5]:

$$F(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(ik_x x) dx, \quad (5)$$

где  $k_x$  – поперечное волновое число. Используя известные выражения для коэффициентов  $R$  и  $T$  (2), могут быть найдены пространственные распределения  $r(x)$  и  $t(x)$  для отраженного пучка и прошедшего пучка. Например, для отраженного пучка мы имеем:

$$r(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(k_x) F(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x. \quad (6)$$

В общем случае при рассеянии волновых пучков можно рассматривать несколько оценок его смещения:

смещения максимума, центра масс, фронтов и т.д., однако в случае пренебрежимо малых деформаций пучка, когда КО (КП) слабо изменяется на ширине пучка, все его части приобретают одинаковый сдвиг, и для оценки которого достаточно знать ГС пучка.

Для определения сдвига волновых пучков с широким угловым спектром, когда  $R(k_x)$  нельзя считать медленно изменяющейся функцией на ширине спектра пучка, наряду с ГС будем использовать оценку сдвига центра масс (СЦМ) пучка или интегральную оценку сдвига, которая определяется как начальный математический момент первого порядка:

$$\Delta x_e = \int_{-\infty}^{+\infty} x |s_N(x)|^2 dx, \quad |s_N(x)|^2 = |s(x)|^2 / \int_{-\infty}^{+\infty} |s(x)|^2 dx, \quad (7)$$

где  $s(x)$  – пространственное распределение  $s$ -того волнового пучка.

Соответственно, ширину пучка будем определять как корень квадратный центрального момента второго порядка:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \Delta x_e)^2 |s_N(x)|^2 dx. \quad (8)$$

Аналогичным образом введем коэффициент асимметрии и островершинности как центральные моменты третьего и четвертого порядка, соответственно:

$$\eta = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \Delta x_e)^3 |s_N(x)|^2 dx / \sigma^3, \quad (9)$$

$$\xi = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \Delta x_e)^4 |s_N(x)|^2 dx / \sigma^4.$$

В дальнейшем будем рассматривать островершинность отраженного пучка относительно падающего пучка  $\xi_R - \xi \Rightarrow \xi_R$ , а вместо ширины (6) расширение:  $\sigma_R / \sigma - 1 \Rightarrow \sigma_R$ , где  $\xi$  и  $\sigma$  – островершинность и ширина падающего пучка, соответственно. Ясно, что метод определения параметров деформации формы пучка с помощью математических моментов разного порядка имеет смысл лишь в том случае, когда соответствующие интегралы (7)–(9) сходятся.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ

Пространственное распределение амплитуды и фазы квазипериодического возмущения является гибким инструментом для получения желаемых значений комплексных амплитуд рассеянных плоских волн как функций угла падения и частоты. Снижение контраста между слоями структуры к краям структуры снижает уровень боковых лепестков и, кроме того, расширяет главный максимум [13]. При этом относительное снижение глав-

ного максимума незначительно. Если квазипериодическое возмущение параметров не монотонное, в полосе отражения могут появиться высокодобротные собственные колебания. Резонансное поведение также наблюдается в случае, если возмущение имеет вид фазового скачка или в случае, когда структура нагружена на идеально отражающую плоскость.

#### 3.1. Рассеяние пучков на периодических и квазипериодических отражателях

Рассмотрение начнем со случая падения гауссового пучка на простую периодическую брэгговскую структуру. Отражатель состоит из  $M=21$  слоев, с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_{2n-1} = 2$ ,  $\varepsilon_{2n} = 1$ , и магнитными проницаемостями  $\mu_{2n-1} = \mu_{2n} = 1$ . Электрические толщины всех слоев равны и составляют  $h_{2n-1} \sqrt{\varepsilon_{2n-1}} = h_{2n} \sqrt{\varepsilon_{2n}} = \lambda_0 / 4$  (здесь  $n$  – номер текущего периода). Такая структура в полосе брэгговского отражения не имеет собственных колебаний и ее характеристики отражения в полосе брэгговского отражения близки к характеристикам идеального отражателя (рис. 1, а, линия 1), а ГС практически не изменяется в полосе отражения (рис. 1, б, линия 1). Таким образом, если даже не остронаправленный (с достаточно малой угловой шириной) волновой пучок с гауссовым распределением попадает в центр полосы отражения, его искажения и смещения минимальны, поэтому наиболее интересным будет случай, когда волновой пучок падает под углом, который соответствует положению границы полосы брэгговского отражения. Спектр гауссового пучка зададим в виде

$$F(k_x) = \exp\left(-\alpha \left(k_x / k_0 - \delta\right)^2\right), \quad \alpha - \text{параметр ширины}$$

спектра пучка, а  $\delta = \sin(\theta)$ , где  $\theta$  – по-прежнему угол падения волнового пучка, распределение такого пучка показано на рис. 1, в, линия 1. Ширина пучка при отражении от периодического зеркала под углом, соответствующим границе положения полосы отражения ( $\delta = 0,277$ ), увеличивается с  $\sigma / \lambda_0 = 3,56$  (параметр ширины спектра  $\alpha = 500$ ) до  $\sigma_R / \lambda_0 = 10,25$ . При этом распределение имеет несколько локальных максимумов, то есть происходит расщепление пучка (рис. 1, в, линия 2).

Теперь введем в рассмотрение аподизированную квазипериодическую брэгговскую структуру, то есть структуру с плавным возмущением диэлектрической проницаемости одного из слоев периода. Удобно рассматривать нарушение периодичности диэлектрической проницаемости в виде  $\varepsilon_{2n-1} = 1 + \sin^2(\pi(n-1)/(N-1))$ , где  $N$  – общее количество периодов структуры, причем соотношение для электрических толщин слоев сохраняется за счет изменения геометрической толщины  $h_{2n-1}$ . Частотная зависимость КО такой структуры приведена на рис. 1, а, линия 2. Боковые лепестки, как можно видеть, претерпевают значительное снижение, в то время как главный максимум остается практически без изме-

нений. Групповое смещение, как и в случае периодической структуры, слабо монотонно возрастает в полосе отражения (рис. 1, б, линия 2). Поэтому при нормальном падении пучка со спектром, в несколько раз уже угловой полосы брэгговского отражения, различий между отражением от периодической, квазипериодической структур и идеальным отражателем практически нет. Однако, при падении под углом, соответствующим границе полосы брэгговского отражения, ширина пучка, отраженного от квазипериодического зеркала, значительно меньше ( $\sigma'_R/\lambda_0 = 4,36$ ), чем в случае строгопериодического зеркала ( $\sigma_R/\lambda_0 = 10,25$ ), кроме того отсутствует расщепление отраженного пучка (рис. 1, в, линия 3).

Проанализируем далее СЦМ и параметры деформации пучков при отражении от периодического и квазипе-

риодического отражателей в зависимости от угла падения (рис. 2, а-з). СЦМ пучка, отраженного от квазипериодической структуры (рис. 2, а, линия 2), изменяется более равномерно по сравнению с СЦМ пучка, отраженного от периодической структуры (рис. 2, а, линия 1). Диапазон углов, в котором расширение остается незначительным для пучка, отраженного от квазипериодической структуры, больше (рис. 2, б, линия 2), как и диапазон углов, в котором пучок не изменяет свою островершинность (рис. 2, з, линия 2). Скошенность пучка, отраженного от квазипериодической структуры, близка к нулю (рис. 2, в, линия 2), тогда как скошенность для пучка, отраженного от периодической структуры, резко возрастает на краях полосы брэгговского отражения (рис. 2, в, линия 1).

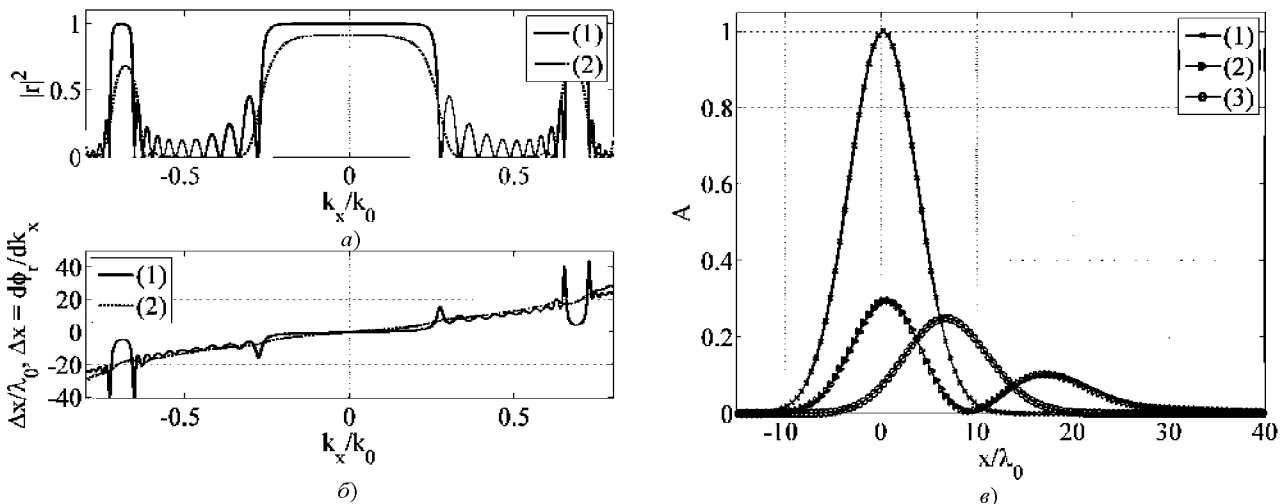


Рис. 1. Отражение гауссового пучка от периодического и квазипериодического брэгговского зеркала:

- а) зависимость КО от угла падения для периодического (линия 1) и квазипериодического аподизированного брэгговского отражателя (линия 2) для значения частоты  $f/f_1 = 5$ ;  
 б) зависимость группового сдвига пучка от угла падения на периодический (линия 1) и квазипериодический аподизированный брэгговский отражатель (линия 2) для значения частоты  $f/f_1 = 5$ ;  
 в) распределения падающего гауссового пучка (линия 1), пучка, отраженного от периодического зеркала (линия 2) и отраженного от квазипериодического аподизированного зеркала (линия 3)

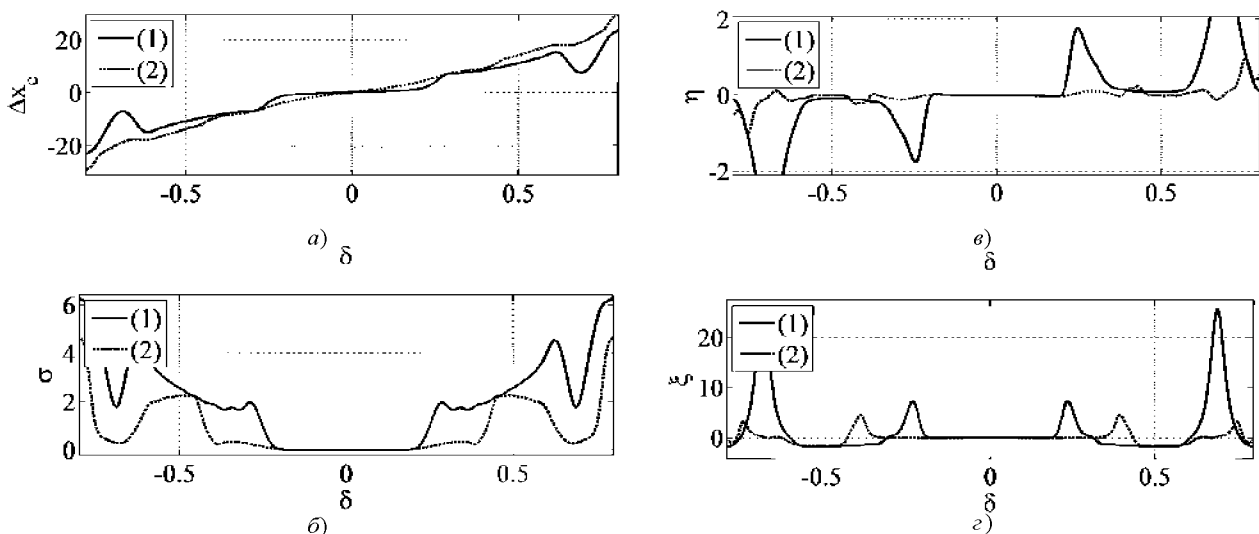


Рис. 2. Параметры деформации отраженного пучка: смещение центра масс (а), расширение (б), асимметрия (в) и коэффициент островершинности пучка (г) при отражении от периодического (линия 1) и квазипериодического (линия 2) брэгговских зеркал

## 2.2. Рассеяние волновых пучков на асимметричных брэгговских резонаторах

Как было сказано выше, в отличие от строгопериодических и квазипериодических структур, структуры, имеющие возмущение периодичности в виде фазового скачка (например, когда электрическая толщина одного из слоев равна  $\lambda_0/2$ ), имеют собственные колебания с высокой добротностью в полосе брэгговского отражения. Если слой резонансной толщины расположен несимметрично относительно краев структуры (резонатора), то ГС и СЦМ остронаправленного пучка, отраженного от такого резонатора, может приобретать отрицательные значения в узком интервале углов падения [14, 15].

Будем называть структуру с резонансным слоем, занимающим  $m$ -тую позицию  $m < (M + 1)/2$ , асимметричным резонатором с ближним расположением резонансного слоя и, соответственно, структуру с резонансным слоем  $m > (M + 1)/2$  асимметричным резонатором с дальним расположением резонансного слоя. Рассмотрим резонатор, состоящий из  $M = 19$  слоев с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_{2n-1} = 2$ ,  $\varepsilon_{2n} = 1$ , и магнитными проницаемостями  $\mu_{2n-1} = \mu_{2n} = 1$ , электрической толщиной 11-го слоя  $h_{11}\sqrt{\varepsilon_{11}\mu_{11}} = \lambda_0/2$  ( $m_1 = 11$ ). Зависимость КО от угла падения для такого резонатора приведена на рис. 3, а, линия 1 ( $f/f_1 = 3,1$ ). ГС при отражении от такой структуры под углом, обеспечивающим условие брэгговского резонанса ( $\delta = 0,301$ ), принимает отрицательное значение  $\Delta x_g/\lambda_0 \approx -34$  (рис. 3, б, линия 1). Если же резонатор имеет ближнее расположение резонансного слоя ( $m_2 = 9, h_9\sqrt{\varepsilon_9\mu_9} = \lambda_0/2$ ), то ГС положительно (рис. 3, б, линия 2), а амплитудные характеристики КО совпадают, если резонаторы переходят один в другой при изменении направления включения  $m_2 = M + 1 - m_1$  (рис. 3, а, линии 1 и 2).

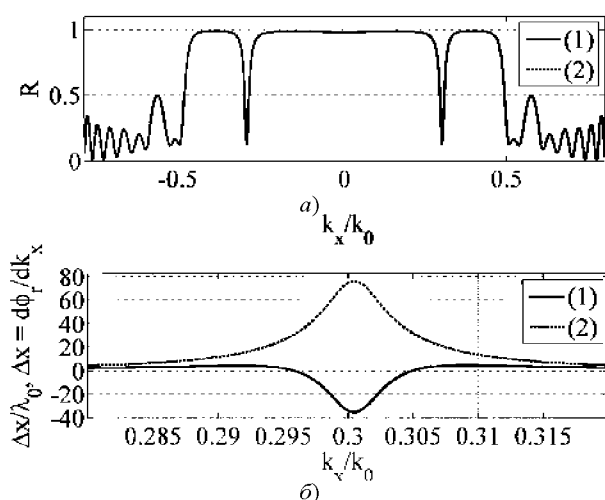
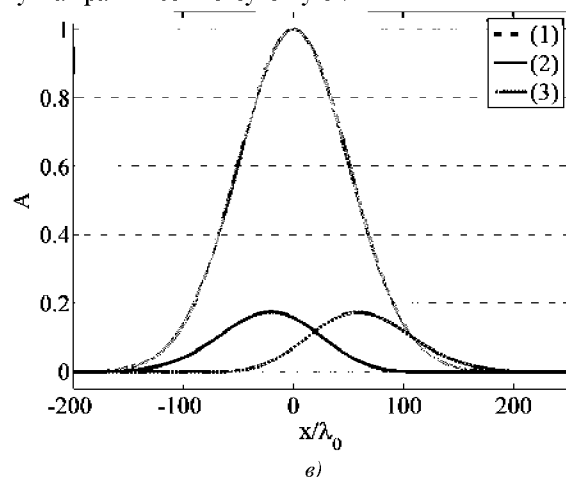


Рис. 3. Отражение гауссового пучка при падении на асимметричные резонаторы:

- а) зависимость КО от угла падения для структуры с резонансным слоем, расположенным ближе к концу структуры (1), и слоем расположенным ближе к передней грани структуры (линия 2). Линии 1 и 2 совпадают;  
 б) зависимость группового сдвига пучка от угла падения на резонатор с дальним резонансным слоем (линия 1) и ближним резонансным слоем (линия 2);  
 в) распределения падающего гауссового пучка (линия 1), пучка отраженного от резонатора с дальним резонансным слоем (линия 2) и отраженного от резонатора с ближним резонансным слоем (линия 3)

Рассмотрим отражение остронаправленного гауссового пучка ( $\alpha = 10^5$ ), при падении под углом, обеспечивающим брэгговский резонанс, на резонаторы с ближним и дальним расположением резонансного слоя. Исходный пучок имеет ширину  $\sigma/\lambda_0 = 50,34$  (рис. 3, в, линия 1), при отражении от резонатора с дальним расположением  $\lambda_0/2$ -слоя отраженный пучок сужается  $\sigma_{R1}/\lambda_0 = 44,87$  и приобретает отрицательный СЦМ  $\Delta x_{e1}/\lambda_0 \approx -22$  (рис. 3, в, линия 2). Если  $\lambda_0/2$ -слой имеет ближнее расположение, то пучок также сужается, но в значительно меньшей степени  $\sigma_{R2}/\lambda_0 = 50,11$ , однако уже имеет положительное СЦМ  $\Delta x_{e2}/\lambda_0 \approx 60$  (рис. 3, в, линия 3).

Наряду с СЦМ и изменением ширины пучка при выбранном угле падения рассмотрим, как изменяется СЦМ, расширение, скошенность и островершинность гауссового пучка, отраженного от асимметричного брэгговского резонатора, в окрестности угла падения, обеспечивающего брэгговский резонанс (рис. 4, а-в). Как можно видеть, характер деформации пучка, отраженного от резонатора с дальним расположением  $\lambda_0/2$ -слоя, аналогичен деформации пучка при отражении от резонатора с ближним расположением  $\lambda_0/2$ -слоя. Оба пучка сужаются (рис. 4, б, линии 1 и 2) и имеют близкие значения ширины, а также пучки приобретают большую островершинность (рис. 4, в, линии 1 и 2). Однако центры масс пучков смещаются в противоположных направлениях при угле падения, соответствующем брэгговскому резонансу, и кроме того распределение магнитуды в пределах пучка приобретает скошенность различных знаков (рис. 4, в, линии 1 и 2). Кроме того, следует отметить общую тенденцию значительных деформаций формы пучков вблизи углов брэгговского резонанса: изменение ширины, островершинность и смещение достигают максимальных значений, а скошенность быстро меняет знак (рис. 4, линии 1 и 2), тогда как в полосе отражения деформация и смещение остронаправленного гауссового пучка практически отсутствуют.



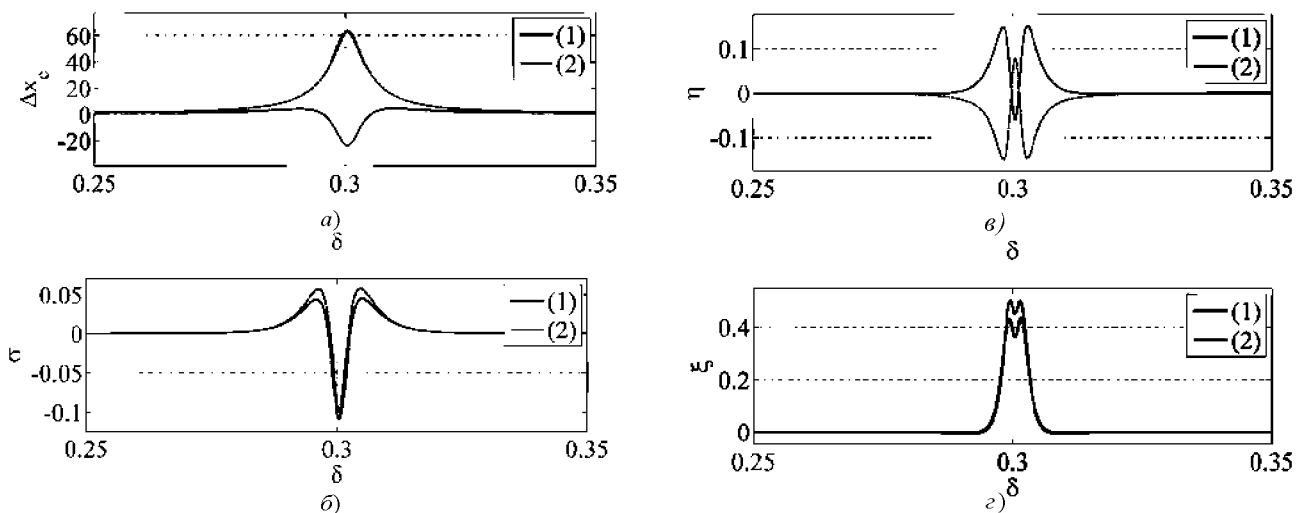


Рис. 4. Параметры деформации отраженного пучка: смещение центра масс (а), расширение (б), асимметрия (в), и коэффициент острровершинности (з) пучка при отражении от брэгговского резонатора с дальним (линия 1) и ближним (линия 2) расположением резонансного слоя

Из приведенных результатов угловых зависимостей ГС (рис. 3, б) и СЦМ (рис. 4, а) следует важный вывод о том, что поведение СЦМ остронаправленного пучка можно априорно оценить при помощи ГС, причем аномальные (отрицательные) значения могут принимать как ГС, так и СЦМ. Аномальные значения СЦМ всегда сопровождаются искажениями формы распределения пучка.

## ВЫВОДЫ

Пространственная аподизация контраста проникаемости многослойных структур позволяет добиться существенного относительного снижения побочных максимумов, что обеспечивает намного меньшие деформации формы распределения отраженного пучка при падении под углами вблизи границы полосы отражения и в полосе пропускания брэгговского отражателя, по сравнению с аналогичными периодическими структурами.

Брэгговским резонаторам с дальним расположением  $\lambda_0/2$ -слоя (когда  $m > (M+1)/2$ ) свойственны отрицательные значения ГС в малой окрестности угла, обеспечивающего условие брэгговского резонанса. Аномальные значения СЦМ реализуются для остронаправленных гауссовых пучков и всегда сопровождаются искажениями формы пучка.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Elachi, C. Waves in active and passive periodic structures: A review [Text] / C. Elachi // Proceedings of the IEEE. – 1976. – Vol. 64, № 12. – P. 1666–1698.
2. Barriuso, A. G. Comparing omnidirectional reflection from periodic and quasiperiodic one-dimensional photonic crystals [Text] / A. G. Barriuso, J. J. Monzon, and L. L. Sanchez-Soto A. Felipe // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13, № 11. – P. 3913–97.
3. Borulko, V. F. Polarization transformation of waves reflected from media with nonperiodic perturbation of anisotropy [Text] / V. F. Borulko // Proc. of Fifth International Workshop on «Laser and Fiber-Optical Network Modeling», Alushta, Ukraine. – 2003. – P. 224–226.
4. Bass, F. Wave beam propagation in layered media [Text] / F. Bass and L. Resnick // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 2003. – Vol. 17, № 3. – P. 479–480.
5. Бреховских, Л. М. Волны в слоистых средах / Л. М. Бреховских. – М. : Наука, 1973. – 464 с.
6. Born, M. Principles of Optics [Text] / M. Born, E. Wolf. – Oxford : Pergamon Press, 1975. – 872 p.
7. Tuz, V. Three-dimensional Gaussian beam scattering from a periodic sequence of bi-isotropic and material layer [Text] / Tuz V. // PIER B. – 2008. – Vol. 7 – P. 53–73.
8. Malysukin, A. V. Scattering of a wave beam by inhomogeneous anisotropic chiral layer [Text] / A. V. Malysukin, D. N. Goryushko, A. A. Shmat'ko, S. N. Shulga // Proc. of 5th International Conference on Mathematical methods in Electromagnetic Theory, Ukraine. – 2002. – P. 566–568.
9. Ivanov, O. V. Negative Shift of a Light Beam Reflected from the Interface between Optically Transparent and Resonant Media [Text] / O. V. Ivanov and D. I. Sementsov // Optics and Spectroscopy. – 2000. – Vol. 89, № 5. – P. 737–741.
10. Наседкина, Ю. Ф. Трансформация гауссовых пучков и импульсов при отражении от поглощающих и усиливающих сред: дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.05 / Наседкина Юлия Федоровна. – Ульяновск, 2006. – 119 с.
11. Yariv, A. Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation / A. Yariv, P. Yeh. – Hoboken, N. J. : Wiley, 2003. – P. 589.
12. Вайнштейн, Л. А. Разделение частот в теории колебаний и волн / Л. А. Вайнштейн, Д. Е. Вакман. – М. : Наука, 1983. – 287 с.
13. Borulko, V. F. Eigen modes of quasiperiodic layered resonators / V. F. Borulko, D. V. Sidorov // Proceedings of International Conference on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – Kharkov, 2010, A-3.
14. Borulko, V. F. Shape transformation of wave beams falling on quasiperiodic media [Text] / V. F. Borulko // Proc. of Fifth International Workshop on «Laser and Fiber-Optical Network Modeling», Alushta, Ukraine. – 2006. – P. 224–226.
15. Andreev, M. Shape transformation of wave beams falling on quasiperiodic layered structures [Text] / M. Andreev, V. Borulko, O. Drobakhin, and D. Sidorov // Proceedings of 8 International Conference on Antenna Theory and Techniques. – Kyiv, 2011. – P. 89–91.

Стаття надійшла до редакції 09.07.2012.

Андреев М. В., Борулько В. Ф., Дробахин О. О., Сидоров Д. В.

#### ПЕРЕТВОРЕННЯ ФОРМИ ХВИЛЬОВИХ ПУЧКІВ ПРИ ПАДІННІ НА БРЕГІВСЬКІ СТРУКТУРИ

Розглянуто перетворення форми хвильових пучків при падінні на періодичні та квазіперіодичні аподизовані брегівські дзеркала. Визначені умови появи аномальних (негативних) значень зсуву Гооса-Хенхен. Проведено порівняння інтегральних (центру мас) та диференціальних (групових) оцінок зміщення пучків. Розраховані кутові залежності параметрів деформації відбитих пучків.

**Ключові слова:** квазіперіодичні аподизовані брегівські структури, зсув Гооса-Хенхен, зсув центру мас, асиметричні резонатори.

#### Andreev M. V., Borulko V. F., Drobakhin O. O., Sidorov D. V. SHAPE TRANSFORMATION OF WAVE BEAMS FALLING ON BRAGG STRUCTURES

The transformations of the form of wave beams falling on periodic and apodized quasiperiodic Bragg reflectors were considered. Spatial apodization of permittivity contrast of multilayer structures can induce significant decrease of the side lobes. This effect provides much smaller shape deformation of the reflected beam upon incident at angles near the edges of reflection band, as well in Bragg reflection band, in comparison with phenomena in similar periodic structures.

The conditions for occurrence of anomalous (negative) values of Goos-Henhen shift were obtained. Asymmetrical Bragg resonators are characterized by negative group shift in a small neighborhood of the angle providing the conditions of Bragg resonance.

The integral (mass center) and differential (group) estimates of beams shift were compared. The anomalous values of the mass center shift are occur for highly directional Gaussian beams and always accompanied by distortions of the form of the beam. The angular dependences of the deformation parameters of the reflected beams were calculated.

**Key words:** apodized quasiperiodic Bragg structure, Goos-Henhen shift, mass center shift, asymmetric resonator.

#### REFERENCES

1. Elachi C. Waves in active and passive periodic structures: A review [Text] *Proceedings of the IEEE*, 1976, Vol. 64, No 12, pp. 1666–1698.
2. Barriuso A. G., Monzon J. J., and Sanchez-Soto A. Felipe L. L.. Comparing omnidirectional reflection from periodic and quasiperiodic one-dimensional photonic crystals [Text], *Opt. Express*, 2005, Vol. 13, No 11, pp. 3913–97.
3. Borulko V. F. Polarization transformation of waves reflected from media with nonperiodic perturbation of anisotropy [Text]. *Proc. of Fifth International Workshop on «Laser and Fiber-Optical Network Modeling»*, Alushta, Ukraine, 2003, P. 224–226.
4. Bass F., Resnick L. Wave beam propagation in layered media [Text], *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2003, Vol. 17, № 3, pp. 479–480.
5. Brexovskix L. M. Volny' v sloisty'x sredax. Moscow, Nauka, 1973, 464 p.
6. Born M., Wolf E. Principles of Optics [Text]. Oxford : Pergamon Press, 1975, 872 p.
7. Tuz V. Three-dimensional Gaussian beam scattering from a periodic sequence of bi-isotropic and material layer [Text], *PIER B*, 2008, Vol. 7, pp. 53–73.
8. Malyuskun A. V., Goryushko D. N., Shmat'ko A. A., Shulga S. N. Scattering of a wave beam by inhomogeneous anisotropic chiral layer [Text]. *Proc. of 5th International Conference on Mathematical methods in Electromagnetic Theory*, Ukraine, 2002, pp. 566–568.
9. Ivanov O. V., Sementsov D. I. Negative Shift of a Light Beam Reflected from the Interface between Optically Transparent and Resonant Media [Text], *Optics and Spectroscopy*, 2000, Vol. 89, № 5, pp. 737–741.
10. Nasedkina Yu. F. Transformaciya gaussovy'x puchkov i impul'sov pri otrazhenii ot pogloshhayushhix i usilivayushhix sred: dis. kand. fiz.-mat. nauk: 01.04.05. Ul'yanovsk, 2006, 119 p.
11. Yariv A., Yeh P. Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation, Hoboken, N. J, Wiley, 2003. P. 589.
12. Vajnshtejn L. A., Vakman D. E. Razdelenie chastot v teorii kolebanij i voln. Moscow, Nauka, 1983, 287 p.
13. Borulko V. F., Sidorov D. V. Eigen modes of quasiperiodic layered resonators. *Proceedings of International Conference on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW)*, Kharkov, 2010, A-3.
14. Borulko V. F. Shape transformation of wave beams falling on quasiperiodic media [Text]. *Proc. of Fifth International Workshop on «Laser and Fiber-Optical Network Modeling»*, Alushta, Ukraine, 2006, pp. 224–226.
15. Andreev M., Borulko V., Drobakhin O., Sidorov D. Shape transformation of wave beams falling on quasiperiodic layered structures [Text]. *Proceedings of 8 International Conference on Antenna Theory and Techniques*, Kyiv, 2011. pp. 89–91.