

УДК 532.738

УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКИ

Д.Л. ОГАНЕСЯН¹, А.Л. МАРГАРЯН^{1*}, Н.Г. АКОПЯН¹, В.М. АРУТЮНЯН¹,
В.В. БЕЛЯЕВ², А.С. СОЛОМАТИН²

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Московский государственный областной университет, Россия

*e-mail: marhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 7 июля 2014 г.)

Разработана конечно-разностная численная (FDTD) модель жидкокристаллической дифракционной фазовой решетки и показана возможность использования данной решетки для пространственно-временного управления излучением в среднем ИК диапазоне длин волн.

1. Введение

Средний инфракрасный (ИК) диапазон длин волн ($\lambda = 2.5-70$ мкм) весьма привлекателен с точки зрения применения в фундаментальных спектроскопических исследованиях, в биофизике и фармацевтике [1,2]. Для работы в данном диапазоне необходимо иметь как недорогие и компактные источники излучения и детекторы, так и пассивные компоненты, в качестве которых можно использовать устройства на основе жидких кристаллов (ЖК). Сегодня активно рассматривается применение жидкокристаллической дифракционной решетки в области терагерцового излучения [3-5]. Однако применение такого элемента в области среднего ИК диапазона мало исследовано. В частности, в [6-12] описаны различные магнито- и электроуправляемые перестраиваемые терагерцовые устройства на основе нематических жидких кристаллов (НЖК), такие как фазовращатели, фильтры и переключатели. В [13] представлена магнитоуправляемая дифракционная решетка для управления терагерцовым излучением посредством изменения эффективного показателя преломления НЖК. В [14] предложена и продемонстрирована возможность управления терагерцовым излучением с помощью электрически управляемой фазовой решетки. Она представляет собой периодическую структуру из двух материалов с разными показателями преломления (плавленого кварца и НЖК). Такая структура весьма привлекательна также для применения в среднем ИК диапазоне.

В данной работе предложена теоретическая и численная модель жидкокристаллической фазовой решетки для управления излучением в среднем ИК диапазоне.

2. Теоретическая модель

Рассмотрим электрически управляемую фазовую решетку (ЭУФР), состоящую из структурированных слоев НЖК с разными значениями коэффициента преломления (рис.1). Она представляет собой ЖК ячейку толщиной d с двумя стеклянными подложками, покрытыми прозрачным проводящим ИТО (оксид индия–олова) пленками. При этом на одну из подложек нанесен сплошной слой ИТО, а на второй – этот слой структурирован в виде параллельных электрически соединенных электродов. Расстояние между параллельными электродами и их толщины равны L . При приложении напряжения между подложками происходит периодическая ориентация молекул НЖК.

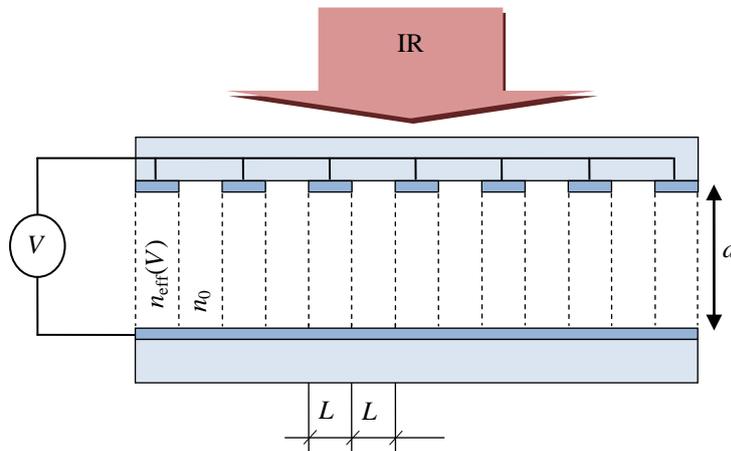


Рис.1. Схематическое изображение поперечного сечения ЖК фазовой решетки.

С учетом вязкости НЖК при фиксированном значении управляющего напряжения V пространственную периодическую ориентацию молекул вдоль подложек можно аппроксимировать синусоидальной функцией (рис.2).

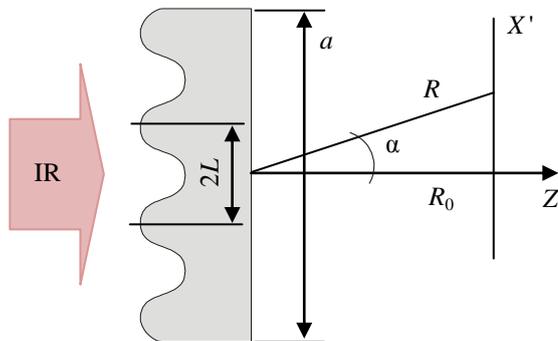


Рис.2. Распространение ИК излучения через фазовую решетку.

Разность фаз ϕ ИК излучения с длиной волны λ_{IR} , прошедшего через слой с различными значениями показателей преломления $n_{\text{eff}}(V)$ и n_0 , можно представить в виде $[n_{\text{eff}}(V) - n_0]d/\lambda_{\text{IR}}$. При нулевом значении управляющего напряжения V на выходе ЭУФР дифракция не наблюдается. При увеличении напряжения в связи с индуцированием ориентирования молекул ЖК наблюдается пространственная периодическая модуляция показателя преломления. Очевидно, что глубина модуляции при фиксированных значениях толщины структуры d и длины волны λ_{IR} определяется электрооптически наведенным двулучепреломлением НЖК. Иначе говоря, структура со слоем нематического жидкого кристалла с периодически изменяющимся показателем преломления может рассматриваться как синусоидальная фазовая решетка (рис.2).

Плоская волна ИК излучения, пройдя через НЖК (рис.2), приобретает фазовый набег, величина которого управляется напряжением V ,

$$\phi(x, V) = \frac{\pi d}{\lambda_{\text{IR}}} \left[n_{\text{eff}}(V) - n_0 - (n_{\text{eff}}(V) - n_0) \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \right], \quad (1)$$

где $2L$ – период решетки. Как показано в [15], в данном случае дифрагированное поле в дальней зоне определяется как

$$E(\alpha) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q \left(\frac{\pi d}{\lambda_{\text{IR}}} (n_{\text{eff}}(V) - n_0) \right) \frac{\sin \left[(\pi a / \lambda_{\text{IR}}) (\sin(\alpha) - q \lambda_{\text{IR}} / 2L) \right]}{(\pi a / \lambda_{\text{IR}}) (\sin(\alpha) - q \lambda_{\text{IR}} / 2L)}, \quad (2)$$

где $J_q(n_{\text{eff}}(V) - n_0)$ – функция Бесселя порядка q , α – угол дифракции. Согласно уравнению (2), энергия волны, прошедшей через фазовую решетку, перераспределяется между компонентой нулевого порядка с $q=0$ и группой компонент высших дифракционных порядков. Направление максимума дифракции порядка q определяется из соотношения

$$\sin(\alpha_q) = \frac{q\lambda}{2L}, \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (3)$$

а интенсивность пропорциональна квадрату значения функции Бесселя $I_q^\infty J_q^2(n_{\text{eff}}(V) - n_0)$.

Согласно [15], при $\pi d(n_{\text{eff}}(V) - n_0)/\lambda = 2$, что соответствует корню функции Бесселя J_0 , максимум нулевого порядка исчезает. Следовательно, при фиксированных значениях электрооптически наведенного двулучепреломления и толщины решетки длину волны ИК излучения необходимо выбрать таким образом, чтобы глубина модуляции стала равной двум. В частности, когда $\lambda_{\text{IR}} = 60$ мкм, а период решетки $2L = 180$ мкм, величина электрооптически наведенного двулучепреломления, соответствующая условию отсутствия нулевого порядка дифракции, будет $n_{\text{eff}}(V) - n_0 = 0.2111$.

При дифракционных расчетах ЖК ячеек можно также использовать программу Echedeer для оптически анизотропных сред с микрорельефом

(обычные программы работают либо с изотропными средами с механическим рельефом, либо с рельефом показателя преломления в плоских ячейках) [16,17].

Нами было проведено численное моделирование процесса электрооптической переориентации молекул нематического жидкого кристалла под воздействием внешнего управляющего напряжения [18]. Также получены зависимости электрооптически наведенного двулучепреломления от внешнего управляющего напряжения методом прямых [18] для НЖК марки 6СНВТ толщиной 200 мкм и со следующими параметрами: $\varepsilon_{\parallel} = 12$, $\varepsilon_{\perp} = 4$, $K_{11} = 8.57 \text{ нН}$, $K_{33} = 3.7 \text{ нН}$, $\gamma = 13.3 \text{ кг/мс}$.

Ориентация молекул НЖК описывается углом $\theta(z)$, как показано на рис.3.

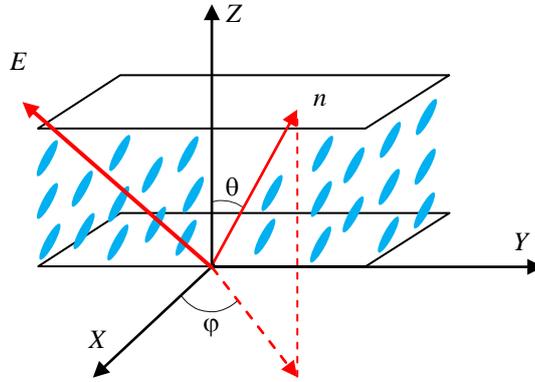


Рис.3. Геометрия взаимодействия директора НЖК с управляющим электрическим полем.

Эффективный показатель преломления n_{eff} можно представить как

$$n_{\text{eff}}(\theta(z)) = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp}}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp} \cos^2(\theta(z)) + \varepsilon_{\parallel} \sin^2(\theta(z))}}. \quad (4)$$

Если центру слоя НЖК соответствует координата $z = 0$, эффективный показатель преломления для НЖК с толщиной d определяется как

$$n_{\text{eff}} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} n_{\text{eff}}(\theta(z)) dz. \quad (5)$$

На рис.4 представлена зависимость наведенного двулучепреломления от управляющего напряжения.

Для расчета оптических характеристик ЖК решеток с произвольным распределением ориентации ЖК между подложками можно использовать метод и программу расчета разности фазовой задержки слоя ЖК для необыкновенного и обыкновенного лучей $\Delta\Phi$ в зависимости от угла наклона ЖК на поверхности θ для ЖК ячеек с однородной и неоднородной ориентацией директора при симметричных и асимметричных граничных условиях [19,20].

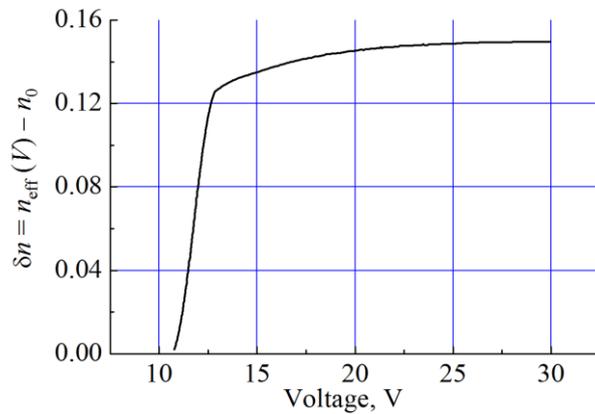


Рис.4. Зависимость электрооптически наведенного двулучепреломления от внешнего управляющего напряжения для НЖК марки 6СНВТ толщиной 200 мкм.

3. Конечно-разностная численная модель

Рассмотрим систему уравнений Максвелла, описывающих взаимодействие ИК излучения с НЖК фазовой решеткой,

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial D_x}{\partial t} &= \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right), & \frac{\partial H_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right), \\
 \frac{\partial D_y}{\partial t} &= \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right), & \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \\
 \frac{\partial D_z}{\partial t} &= \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right), & \frac{\partial H_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right),
 \end{aligned} \quad (6)$$

где $D_x, D_y, D_z, E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ – компоненты вектора электрической индукции, электрического и магнитного полей, соответственно, μ – магнитная проницаемость среды, которая в данном случае принимается равной 1. Для вышеописанной недиспергирующей среды вектор электрического поля определяется через вектор электрической индукции в виде $\mathbf{E} = \tilde{\epsilon}^{-1} \mathbf{D}$, где $\tilde{\epsilon}$ – диэлектрический тензор периодической анизотропной среды:

$$\epsilon(\theta(x)) = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} + (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \cos^2(\theta(x)) & 0 & (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \cos(\theta(x)) \sin(\theta(x)) \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \cos(\theta(x)) \sin(\theta(x)) & 0 & \epsilon_{\perp} + (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \sin^2(\theta(x)) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Здесь $\epsilon_{\perp}, \epsilon_{\parallel}$ – диэлектрические постоянные для необыкновенной и обыкновенной волн, соответственно, $\theta(x) = \pi x/L$. Ориентация молекул НЖК в лабораторной системе координат показана на рис.3 (азимутальный угол $\varphi = 0$). В соответствии с (8), вектор электрического поля определяется через электрическую индукцию как

$$E_x = \tilde{\epsilon}_{xx}^{-1} D_x + \tilde{\epsilon}_{xz}^{-1} D_z, \quad E_y = \tilde{\epsilon}_{yy}^{-1} D_y, \quad E_z = \tilde{\epsilon}_{xz}^{-1} D_x + \tilde{\epsilon}_{zz}^{-1} D_z, \quad (9)$$

где $\tilde{\epsilon}_{xx}^{-1} = \epsilon_{zz} / (\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)$, $\tilde{\epsilon}_{xz}^{-1} = -\epsilon_{xz} / (\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)$, $\tilde{\epsilon}_{yy}^{-1} = \epsilon_{yy}^{-1}$, $\tilde{\epsilon}_{zz}^{-1} = \epsilon_{xx} / (\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)$ – компоненты обратного диэлектрического тензора.

При расчете дифрагированного поля методом конечных разностей во временной области перейдем от непрерывного пространства (x, y, z, t) к дискретному $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, \Delta t)$, где i, j, k, n – целочисленные постоянные [21]. В ходе расчета сначала определяются компоненты электрической индукции согласно (6) по нижеприведенной разностной схеме:

$$\begin{aligned} D_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) &= D_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) + \\ &+ \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[H_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - H_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right] - \\ &- \frac{\Delta t}{\Delta z} \left[H_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - H_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right] - \\ &- \frac{\Delta t \sigma}{2} \left[E_x^{n+1/2} (i, j, k) - E_x^{n-1/2} (i, j, k) \right], \\ D_y^{n+1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) &= D_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) + \\ &+ \frac{\Delta t}{\Delta z} \left[H_x^n \left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + 1 \right) - H_x^n \left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k \right) \right] - \\ &- \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[H_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - H_z^n \left(i - 1, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) \right] - \\ &- \frac{\Delta t \sigma}{2} \left[E_y^{n+1/2} (i, j, k) - E_y^{n-1/2} (i, j, k) \right], \\ D_z^{n+1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) &= D_z^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) + \\ &+ \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[H_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - H_y^n \left(i - 1, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) \right] - \\ &- \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[H_x^n \left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + 1 \right) - H_x^n \left(i - \frac{1}{2}, j, k + 1 \right) \right] - \\ &- \frac{\Delta t \sigma}{2} \left[E_z^{n+1/2} (i, j, k) - E_z^{n-1/2} (i, j, k) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \lambda_0 / 50$ – шаг пространственной дискретизации, $\Delta t = \Delta z / 2c$ – шаг временной дискретизации, c – скорость света в вакууме и λ_0 – длина волны ИК излучения, которая выбирается равной 60 мкм. С учетом обратной диэлектрической проницаемости рассматриваемой структуры

$$\begin{aligned}
\tilde{\varepsilon}_{xx}^{-1} &= [\varepsilon_{\perp} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \sin^2(\theta)] / \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}, \\
\tilde{\varepsilon}_{xz}^{-1} &= \tilde{\varepsilon}_{zx}^{-1} = [-(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \cos(\theta) \sin(\theta)] / \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}, \\
\tilde{\varepsilon}_{zz}^{-1} &= [\varepsilon_{\perp} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \cos^2(\theta)] / \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}, \quad \tilde{\varepsilon}_{yy}^{-1} = 1/\varepsilon_{\perp}
\end{aligned} \tag{11}$$

электрическое поле определяется как

$$\begin{aligned}
E_x^n(i, j, k) &= \tilde{\varepsilon}_{xx}^{-1}(i, j, k) D_x^n(i, j, k) + \tilde{\varepsilon}_{xz}^{-1}(i, j, k) D_z^n(i, j, k), \\
E_y^n(i, j, k) &= \tilde{\varepsilon}_{yy}^{-1}(i, j, k) D_y^n(i, j, k), \\
E_z^n(i, j, k) &= \tilde{\varepsilon}_{xz}^{-1}(i, j, k) D_x^n(i, j, k) + \tilde{\varepsilon}_{zz}^{-1}(i, j, k) D_z^n(i, j, k).
\end{aligned} \tag{12}$$

Далее по нижепредставленной численной схеме определяются компоненты магнитного поля:

$$\begin{aligned}
H_x^{n+1}\left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + 1\right) &= H_x^n\left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + 1\right) + \\
&+ \frac{\Delta t}{\Delta z} \left[E_y^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{3}{2}\right) - E_y^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) \right] - \\
&- \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[E_z^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{3}{2}, k + 1\right) - E_z^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) \right], \\
H_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) &= H_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) + \\
&+ \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[E_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_z^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) \right] - \\
&- \frac{\Delta t}{\Delta z} \left[E_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{3}{2}\right) - E_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \right], \\
H_z^{n+1}\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) &= H_z^n\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) + \\
&+ \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[E_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{3}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - E_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \right] - \\
&- \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[E_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_y^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) \right].
\end{aligned} \tag{13}$$

В численном эксперименте рассматривается НЖК марки 6СНВТ с показателями преломления необыкновенной и обыкновенной волн $n_e=1.67$ и $n_o=1.52$, соответственно, [22] толщина решетки выбирается равной $d = \lambda_0/2\delta n = 200$ мкм, где величина электрооптически наведенного двулучепреломления $\delta n = 0.15$ соответствует управляющему напряжению 25 В, а период решетки принимается равным $L = 180$ мкм.

Рассчитано двумерное пространственное распределение компоненты дифрагированного поля E_x на выходе из решетки (рис.5, белые линии – границы решетки) при воздействии линейно-поляризованного ИК излучения $(E_{x0}, 0, 0)$. Согласно рисунку, дифрагированное поле, формирующееся на выходе из решетки, распределяется между дифракционными порядками ± 1 и 0.

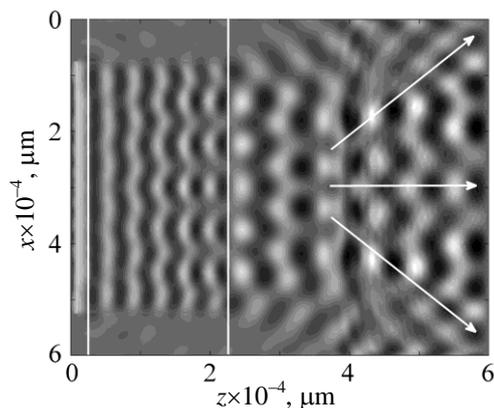


Рис.5. Двумерное пространственное распределение компоненты E_x дифрагированного поля.

При восстановлении дифрагированного поля в дальней зоне (зона Фраунгофера) в качестве начального условия использовано распределение поля непосредственно на выходе из решетки (объектное поле). Для сравнения на рис.6 приведены одномерные распределения дифрагированного поля в дальней зоне, полученные как аналитическим путем, так и численным интегрированием. Как видно из рисунка, аналитически и численно полученные распределения практически совпадают. Описанная численная FDTD схема позволяет рассчи-

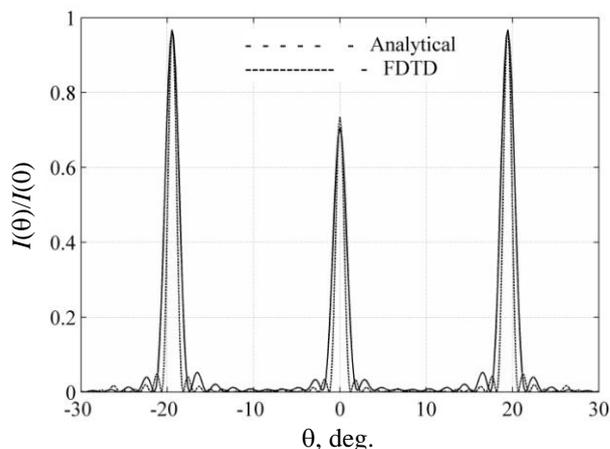


Рис.6. Одномерное распределение дифрагированного поля в дальней зоне, полученное аналитически и численно.

тать диффракционную эффективность с учетом искажения периодичности профиля решетки.

Рассматриваемый тип НЖК в средней ИК области обладает существенным поглощением [22] и, в частности, при длине волны 60 мкм оно составляет $\beta = 100 \text{ см}^{-1}$. Поэтому на практике необходимо учитывать также и влияние поглощения на диффракционную эффективность. Диффракционная эффективность нулевого, первого и второго порядков в зависимости от потерь $\beta = 4\pi \text{Im}(\delta n) / \lambda_{\text{IR}}$, где $\text{Im}(\delta n)$ – мнимая составляющая двулучепреломления, представлена на рис.7. Диффракционная эффективность при этом определяется как

$$\gamma_i = \left(I_i / \sum_{k=0}^N I_k \right) 100\%, \quad (14)$$

где I_i – интенсивность дифрагированного поля в i -м порядке.

Как видно из рис.7, когда управляющее напряжение меньше порогового ($\delta n = 0$) и потерь нет, на выходе из решетки наблюдается только нулевой порядок. При превышении порогового напряжения, когда наведенное двулучепреломление становится равным $\delta n = 0.15$, на выходе из решетки появляется также

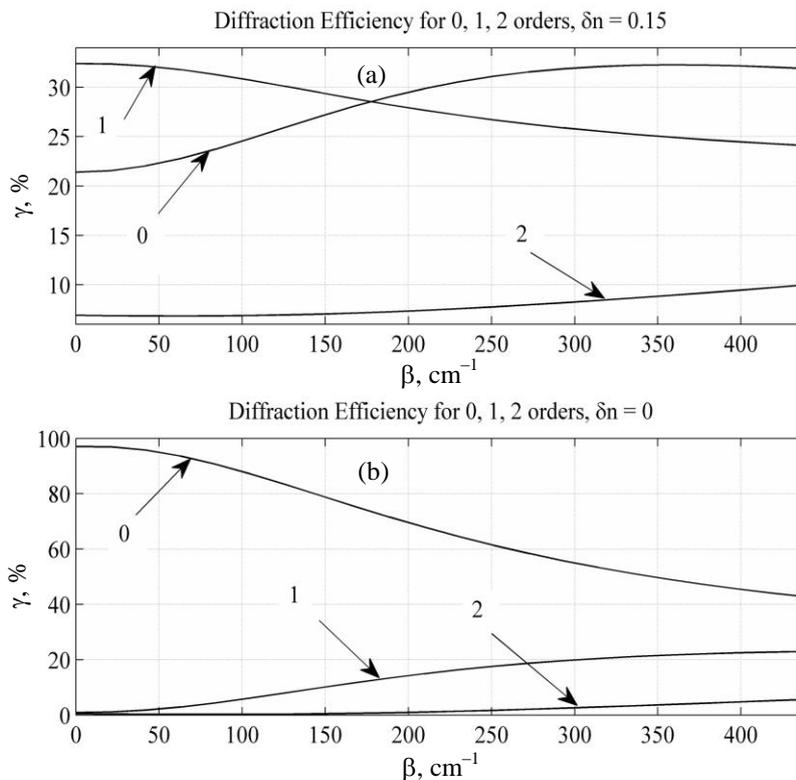


Рис.7. Зависимость диффракционной эффективности нулевого, первого и второго порядков от потерь.

дифрагированное поле в первом порядке с эффективностью 32% и эффективность нулевого порядка уменьшается до 22%. Таким образом, для конкретного НЖК можно исключить недифрагированное поле (нулевой порядок дифракции) путем выбора соответствующего значения управляющего напряжения. Для рассматриваемого типа НЖК максимальное значение наведенного двулучепреломления меньше 0.2122, при котором интенсивность нулевого порядка становится равной нулю на длине волны 60 мкм (рис.4). Из рис.7 видно, что с увеличением потерь при ненулевом двулучепреломлении наблюдается также перераспределение энергии между дифракционными порядками.

4. Заключение

Предложен новый тип жидкокристаллической дифракционной фазовой решетки для ИК диапазона длин волн. Приведена конечно-разностная численная модель рассматриваемой структуры и показана возможность ее использования в качестве мультиплексера в среднем ИК диапазоне. Предложенная структура может быть также использована для изучения частотной зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости НЖК в ИК диапазоне.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ А-1951.

ЛИТЕРАТУРА

1. **X.C. Zhang, J. Xu.** Introduction to THz Wave Photonics. Springer, New York-Dordrecht-Heidelberg-London, 2010.
2. Terahertz Spectroscopy, Principles and Applications. Edited by Susan L. Dexheimer. Taylor & Francis Group, 2008.
3. **F. Garet, J.L. Coutaz, M. Narzarov, E. Bonnet, O. Parriaux, G. Racine.** THz time-domain spectroscopy study of grating couplers and segmented grating filters, in Dig. Joint Int. Conf. Infrared Millimeter Waves and Terahertz Electron., 181-182 (2004).
4. **R. Kersting, G. Strasser, K. Unterrainer.** Electron. Lett., **36**, 1156 (2000).
5. **J. Chen, P.J. Bos, H. Vithanna, D.L. Johnson.** Appl. Phys. Lett., **67**, 2588 (1995).
6. **C.Y. Chen, C.F. Hsieh, Y.F. Lin, R.P. Pan, C.L. Pan.** Opt. Express, **12**, 2625 (2004).
7. **H.Y. Wu, C.F. Hsieh, T.T. Tang, R.P. Pan, C.L. Pan.** IEEE Photon. Technol. Lett., **18**, 1488 (2006).
8. **C.Y. Chen, C.F. Hsieh, Y.F. Lin, C.L. Pan, R.P. Pan.** Appl. Phys. Lett., **88**, 101107 (2006).
9. **I.C. Ho, C.L. Pan, C.F. Hsieh, R.P. Pan.** Opt. Lett., **33**, 1401 (2008).
10. **C.F. Hsieh, Y.C. Lai, R.P. Pan, C.L. Pan.** Opt. Lett., **33**, 1174 (2008).
11. **Z. Ghattan, T. Hasek, R. Wilk, M. Shahabadi, M. Koch.** Opt. Commun., **281**, 4623 (2008).
12. **S. Jewell, E. Hendry, T. Isaac, J. Sambles.** New J. Phys., **10**, 033012 (2008).
13. **C.J. Lin, Y.T. Li, C.F. Hsieh, R.P. Pan, C.L. Pan.** Opt. Express, **16**, 2995 (2008).
14. **Chia-Jen Lin, Chuan-Hsien Lin, Yu-Tai Li, Ru-Pin Pan, Ci-Ling Pan.** IEEE Photonics Technology Letters, **21**, 730 (2009).
15. **J.W. Goodman.** Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill, 1988.
16. **V. Tsoy, V. Belyaev, V. Misnik, D. Litovchenko, A. Tarasishin.** Opt. Commun., **246**,

- 57 (2005).
17. **V.V. Belyaev, V.I. Tsoy, E.M. Kushnir, A.V. Klyckov, A.Y. Kalashnikov.** J. SID, **13**, 305 (2005).
 18. **В.К. Абрамян, Н.Г. Акопян, В.М. Арутюнян, А.Л. Маргарян, Д.Л. Оганесян.** Известия НАН Армении, Физика, **45**, 429 (2010).
 19. **V. Belyaev, A. Solomatin, D. Chausov.** Optics Express, **21**, 4244 (2013).
 20. **V. Belyaev, A. Solomatin, D. Chausov.** Applied Optics, **52**, 3012 (2013).
 21. **W.E. Schiesser, G.W. Griffiths.** A Compendium of Partial Differential Equation Models. method of lines analysis with matlab. Cambridge University Press, 2009.
 22. **N. Vieweg, Ch. Jansen, M.K. Shakfa, M. Scheller, N. Krumbholz, R. Wilk, M. Mikulics, M. Koch.** Opt. Express, **18**, 6097 (2010).

**ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԱՌԱՎԱՐՈՒՄԸ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՄԻՋԻՆ
ԻՎ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ
ՓՈՒԼԱՅԻՆ ՑԱՆՑԻ ՄԻՋՈՑՈՎ**

**Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Հ.Լ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Ն.Հ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ,
Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ.Վ. ԲԵԼՅԱԵՎ, Ա.Ս. ՍՈԼՈՄԱՏԻՆ**

Մշակված է հեղուկ բյուրեղային դիֆրակցիոն փուլային ցանցի վերջավոր տարբերության վրա հիմնված թվային մոդելը (FDTD) և ցույց է տրված տվյալ ցնացի օգտագործման հնարավորությունը ալիքի երկարության միջին ինֆրակարմիր տիրույթում ճառագայթի տարածական-ժամանակային կառավարման համար:

**RADIATION CONTROL IN THE MID IR WAVELENGTH RANGE
USING THE LIQUID CRYSTAL PHASE GRATING**

**D.L. HOVHANNISYAN, H.L. MARGARYAN, N.H. HAKOBYAN,
V.M. AROUTIOUNIAN, V.V. BELYAEV, A.S. SOLOMATIN**

The finite difference time domain (FDTD) numerical model of liquid crystal diffraction phase grating is developed and the possibility of using this grating for spatial-time control of radiation in the mid-infrared wavelength range is shown.