

А. С. ГНАТЕНКО, В. И. ЛИПКИНА, И. В. ГУРЬЕВ,

И. А. СУХОИВАНОВ, д-р физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА МЕТОДОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ПО ПЛОСКИМ ВОЛНАМ

Введение

Бурный прогресс в микроэлектронике и грандиозные проекты развития информационных технологий в последнее время все ближе сталкиваются с проблемой существования фундаментальных ограничений быстродействия полупроводниковых устройств. В связи с этим все большее число исследований посвящается разработке принципиальных основ альтернативных полупроводниковой электронике областей – микроэлектронике сверхпроводников, спинтронике и фотонике. Основой многих устройств фотоники могут служить фотонные кристаллы (ФК) – структуры, в которых диэлектрическая проницаемость модулируется с периодом, сравнимым с длиной волны света [1]. Брэгговская дифракция собственных электромагнитных состояний блоховского типа на краю зоны Бриллюэна таких структур приводит к возникновению фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) излучения [2,3]. При наличии полной запрещенной зоны свет в фотонном ФК не может распространяться в любом направлении в спектральном диапазоне совпадающим с запрещенной зоной. Эти свойства открывают широкие возможности применения ФК в лазерной технике [4] и системах связи и передачи информации [5,6], путем создания светодиодов с КПД ~ 50%, беспороговых лазеров, оптических волноводов, устройств быстрого оптического переключения, оптических фильтров, микроустройств для направления света, оптических устройств хранения и обработки информации, фотонных интегральных схем, фотонных сверхпроводников, которые проявляют свои сверхпроводящие свойства при определенных температурах, и могут быть использованы в качестве полностью оптических датчиков температуры.

На сегодняшний день, производство ФК даже в лабораторных условиях до сих пор является трудоемкой и дорогостоящей операцией. Вследствие этого, как при исследовании фундаментальных свойств ФК, так и при проектировании устройств на их основе, наиболее важной является стадия численного моделирования. В процессе моделирования учитываются лишь некоторые свойства среды, оказывающие наибольшее влияние на поведение устройства в данной ситуации, что позволяет существенно сократить как материальные, так и временные затраты при моделировании.

В данной работе методом разложения по плоским волнам исследуются зонные структуры одномерных ФК с дефектом и без него.

1. Теоретическая часть

Зонная структура фотонных кристаллов является одной из наиболее важных и информативных характеристик. Она позволяет оценить коэффициент отражения структуры, получить значения групповой скорости и дисперсии групповой скорости излучения, распространяющегося в структуре.

Получение зонной структуры можно свести к задаче на собственные значения, которая требует решения уравнения Гельмгольца. В данной работе задача решается с помощью уравнения, описывающего распределение магнитной составляющей поля, поскольку оно позволяет получить полную систему базисных функций [7]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{\partial}{\partial x} H(x) + \frac{\omega^2}{c^2} H(x) = 0, \quad (1)$$

Для получения решения уравнения на собственные значения в периодической структуре удобно воспользоваться теоремой Блоха. Эта теорема гласит, что собственную функцию в бесконечной периодической структуре можно представить в виде произведения плоской волны на периодическую функцию, имеющую период решетки. Представляя функцию распределения поля согласно теореме Блоха, получим:

$$H(x) = h_{k,n} \cdot \exp(i \cdot k \cdot r), \quad (2)$$

где $h_{k,n}$ – это периодическая функция, k – волновой вектор (в одномерном случае – волновое число), n – номер зоны.

Поскольку функция периодична, она может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$H(x) = \sum_G h_{k,n}(G) \cdot \exp(i \cdot (k + G) \cdot x), \quad (3)$$

Функция распределения диэлектрической проницаемости также может быть представлена в виде ряда Фурье, ввиду ее периодичности:

$$\frac{1}{\epsilon(x)} = \sum_{G=-\infty}^{\infty} \chi(G) \cdot e^{i \cdot G \cdot x}, \quad (4)$$

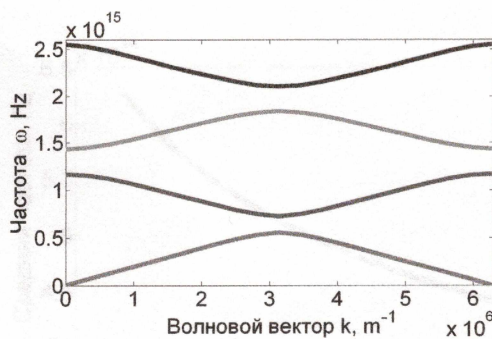
Подставив (3) и (4) в (1), получим уравнение Гельмгольца в представлении волновых векторов:

$$-\sum_{G'} \chi(G - G') \cdot ((k + G') \cdot (k + G)) \cdot h_{k,n}(G') + \frac{\omega^2}{c^2} \cdot h_{k,n}(G) = 0, \quad (5)$$

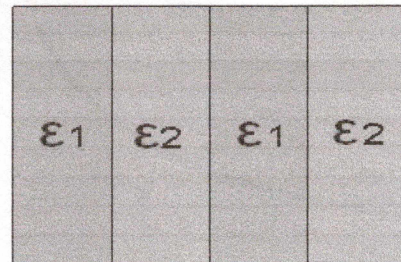
Выражение (5) представляет собой систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения в ряд Фурье с неизвестными коэффициентами $\frac{\omega^2}{c^2}$.

Решение системы для ряда значений волнового вектора в пределах зоны Бриллюэна дает в результате набор собственных частот, соответствующих каждому из волновых векторов. Множество собственных значений формируют зонную структуру ФК. (рис.1, а).

На рис. 1, б изображена структура ФК, состоящего из двух типов слоев. Толщина первого слоя 0,33 мкм, а его диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 1$. Толщина второго слоя 0,66 мкм, а его диэлектрическая проницаемость $\epsilon_2 = 3$. При построении зонной структуры ФК по оси ординат откладывается частота, а по оси абсцисс – волновой вектор. На рис. 1, а области частот, для которых отсутствуют собственные состояния, соответствуют полным ФЗЗ. Для данных параметров ФК запрещенные зоны находятся между каждыми двумя уровнями. С физической точки зрения центр запрещенной зоны соответствует условию максимального отражения.



а



б

Рис. 1

2. Исследование влияния параметров ФК на положение и ширину ФЗЗ

При проектировании устройств на основе ФК, основной задачей, которая должна быть решена, является определение параметров ФК, при которых поведение его будет соответствовать заданным условиям. С целью решения такой задачи, необходимо знать зависимость положения, а также ширины ФЗЗ от параметров ФК.

В работе были получены зависимости положения и ширины ФЗЗ одномерного ФК от толщины одного из пары слоев, а также в зависимости от диэлектрической проницаемости слоев. Расчет проводился для структуры, изображенной на рис.1, б, исходные параметры которой следующие: толщина первого слоя $l_1 = 0,33 \mu\text{м}$ и диэлектрическая проницаемость первого слоя $\epsilon_1 = 1$, толщина второго слоя $l_2 = 0,66 \mu\text{м}$ и диэлектрическая проницаемость второго слоя $\epsilon_2 = 3$. Зонная структура такого ФК изображена на рис.1, а.

На рис.2, а изображена зависимость ширины запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости первого слоя, на этой зависимости при увеличении значения диэлектрической проницаемости ширина запрещенной зоны сначала уменьшается до тех пор, пока ϵ_1 не будет равно ϵ_2 . При этом фотонный кристалл превращается в однородный материал. При дальнейшем увеличении значения ϵ_1 происходит увеличение ширины запрещенной зоны. На рис.2, б изображена зависимость ширины запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости второго слоя, при увеличении значения диэлектрической проницаемости, мы видим появление локального экстремума при $\epsilon_2 = 3,8$. На рис.3, а изображена зависимость положения запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости

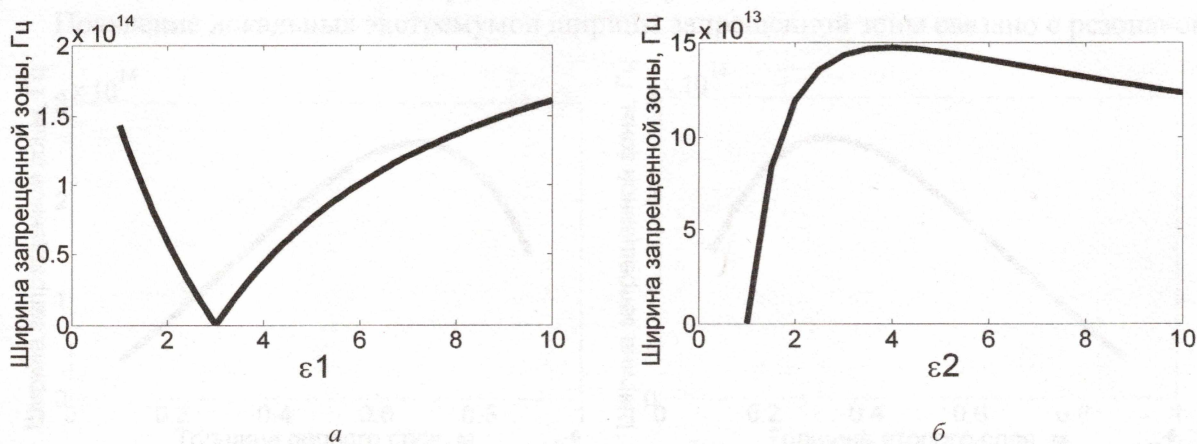


Рис 2

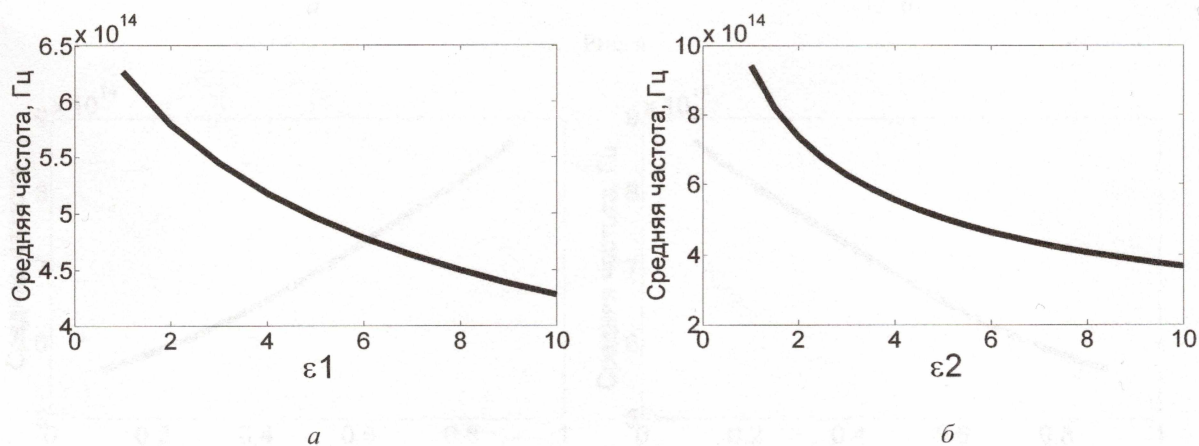


Рис. 3

первого слоя. Из этой зависимости видно, что при увеличении значения диэлектрической проницаемости, положение ФЗЗ смещается в область низких частот. На рис. 3, б изображена зависимость положения запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости второго слоя. При увеличении значения диэлектрической проницаемости ее положение смещается в область низких частот.

На рис.4, а изображена зависимость ширины запрещенной зоны от толщины первого слоя. При увеличении значения толщины первого слоя до 0,7 мкм ширина запрещенной зоны сначала увеличивается до значения $2,68 \cdot 10^{14}$ Гц, а потом уменьшается. На рис.4, б изображена зависимость запрещенной зоны от толщины второго слоя, при увеличении значения толщины второго слоя до 0,3 мкм ширина запрещенной зоны сначала увеличивается до значения $2,68 \cdot 10^{14}$ Гц, а затем монотонно уменьшается. На рис.5, а изображено положение запрещенной зоны от толщины первого слоя, при увеличении значения толщины ее положение смещается в большую сторону. На рис.5, б изображено положение запрещенной зоны от толщины второго слоя, при увеличении значения толщины ее положение смещается в меньшую сторону. Положение средней частоты зависит от длины оптического пути, который вычисляется по формуле $L = n_1 \cdot l_1 + n_2 \cdot l_2$, где n_1 – показатель преломления первого слоя, а l_1 – его толщина, n_2 – показатель преломления второго слоя, а l_2 – его толщина. Так как при изменении параметров ФК период ячейки остается постоянным, то при увеличении l_1 длина оптического пути в пределах элементарной ячейки увеличивается, а положение запрещенной зоны уменьшается.

Появление локальных экстремумов ширины запрещенной зоны связано с резонансной

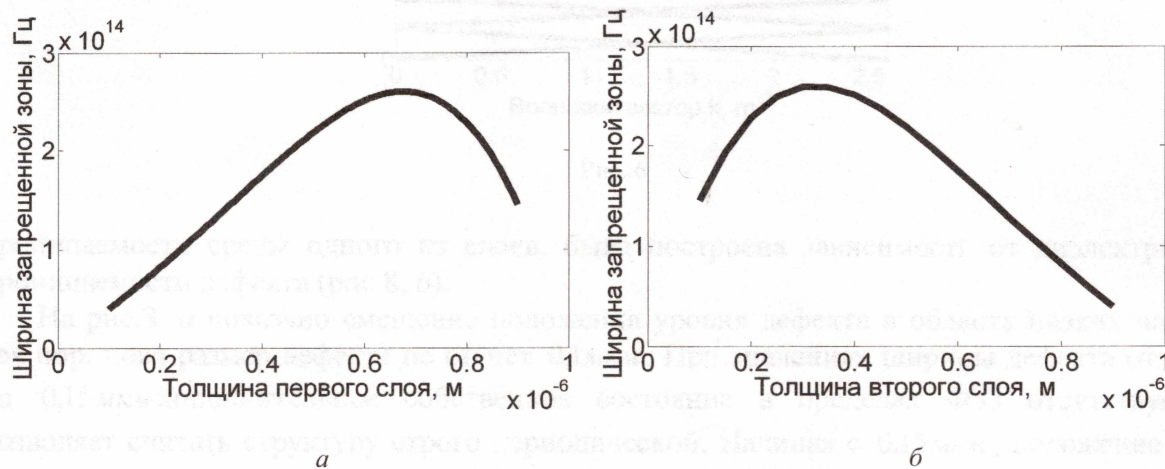


Рис. 4

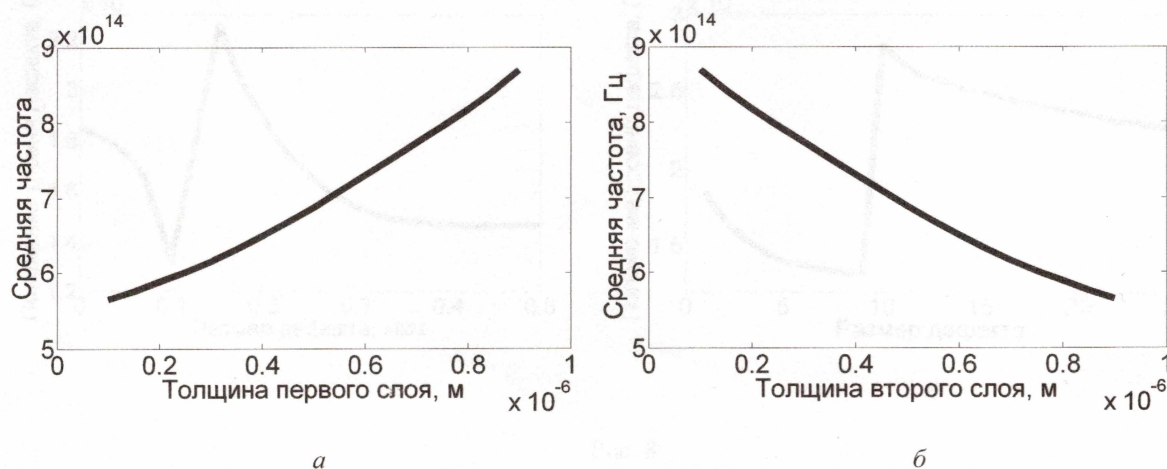


Рис. 5

природой возникновения фотонной запрещенной зоны. На положение фотонной запрещенной зоны по оси частот основное влияние оказывает изменение оптической длины пути в пределах одного периода при изменении параметров одного из слоев.

3. Исследование зонных структур ФК с дефектом

Одним из основных путей применения одномерных ФК являются узкополосные частотные фильтры, представляющие собой периодическую структуру с внесенной неоднородностью – дефектом. В области дефекта периодической структуры может происходить локализация излучения определенной частоты, лежащей в пределах ФЗЗ строго периодического ФК.

В работе была получена зонная структура ФК с дефектом (рис.6). На рисунке видно появление дополнительного уровня в области частот, соответствующих ФЗЗ строго периодической структуры см. рис.1, а.

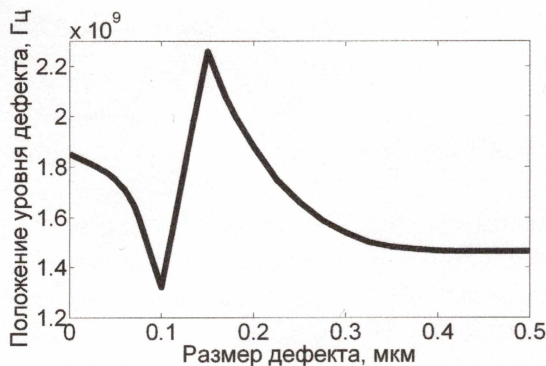
Также исследованы зависимости положения уровня дефекта от его параметров, при внесении дефекта путем изменения толщины одного из слоев, зависимость была получена от толщины дефекта (рис.8, а). При внесении дефекта путем изменения диэлектрической



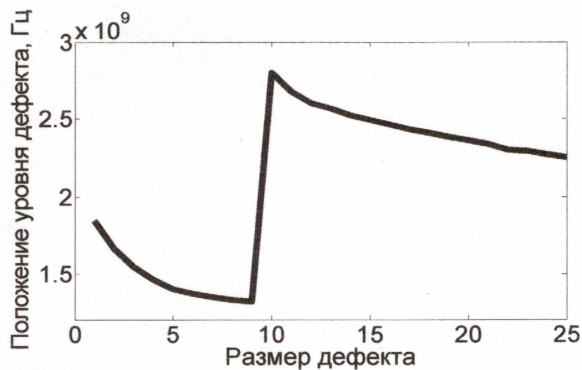
Рис. 6

проницаемости среды одного из слоев, была построена зависимость от диэлектрической проницаемости дефекта (рис.8, б).

На рис.8, а показано смещение положения уровня дефекта в область низких частот до тех пор, пока размер дефекта не станет 0,1мкм. При значениях ширины дефекта от 0,1мкм до 0,15мкм дополнительное собственное состояние в пределах ФЗЗ отсутствует, что позволяет считать структуру строго периодической. Начиная с 0,15мкм, положение уровня



а



б

Рис. 8

дефекта смещается в область низких частот. На рис.8, б смещение положения уровня дефекта в область низких частот происходит до тех пор, пока диэлектрическая проницаемость дефекта не станет равной 9. Начиная с 9 до 10, наблюдается отсутствие собственного состояния в области ФЗЗ. Начиная с 10, положение уровня дефекта смещается в область низких частот. Таким образом, варьируя толщину дефекта ФК, можно получать оптические узкополосные фильтры с различными значениями частоты пропускания в пределах ФЗЗ. Такие фильтры могут быть реализованы в виде Брэгговских волокон с дефектом и использованы в системах плотного мультиплексирования по длине волны.

Выводы

В работе методом разложения по плоским волнам были получены зонные структуры ФК. Показаны зависимости положения и ширины ФЗЗ от параметров ФК — толщины слоев и их показателей преломления. Кроме того, в работе были исследованы структуры, содержащие неоднородность. Показано, что наиболее эффективно выбор положения уровня дефекта на оси частот может быть осуществлен при помощи вариации толщины дефекта, поскольку это не требует введения дополнительных материалов в технологический процесс. Варьируя толщину дефекта ФК, можно получать оптические узкополосные фильтры с различными значениями частоты пропускания в пределах ФЗЗ. Такие фильтры могут быть реализованы в виде Брэгговских волокон с дефектом и использованы в системах плотного мультиплексирования по длине волны.

Список литературы: 1. *Photonic Band Gap Materials*, ed. by C.M. Soukoulis [Advanced Studies Institute of NATO, Ser. E (Kluwer, Dordrecht, 1996) v. 315]. 2. E. Yablonovitch. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2059 (1987). 3. S. John. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2486 (1987). 4. Y. Yamamoto, R.E. Slusher. *Physics Today*, 46, 66 (1993). 5. J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, S. Fan. *Nature*, 386, 143 (1997). 6. J.G. Fleming, Shawn-Yu Lin. *Optics Lett.*, 24, 49 (1999). 7. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer Series in Optical Sciences Vol. 80, SpringerVerlag, Berlin, 2001.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию (дату не ставить)