

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 535.323

ДЕМОНСТРАЦИЯ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА 2D–ФОТОННОЙ СТРУКТУРЕ

© 2011 г. Е. К. Наими
ФГАОУ ВПО «Национальный исследовательский
технологический университет «МИСиС»

Приведено описание экспериментальной установки для демонстрации брэгговской дифракции света на 2D–фотонной структуре (двухмерном фотонном кристалле). Рассмотрены условия формирования оптической лауэграммы при отражении света от поверхности фотонного кристалла. Описана методика определения периода решетки фотонного кристалла по его оптической лауэграмме. Получены данные о значении периода решетки фотонного кристалла с гексагональной плотноупакованной структурой.

Ключевые слова: фотонный кристалл, дифракция света, оптическая лауэграмма.

Введение

Практический интерес для оптоэлектроники представляют среды, показатель преломления которых характеризуется периодическим изменением в пространстве. Если пространственный период изменения показателя преломления сопоставим с длиной световой волны, то такую среду называют фотонным кристаллом (ФК) [1]. Из этого определения следует, в частности, что ФК позволяют наблюдать брэгговскую дифракцию света. С общей точки зрения ФК является сверхрешеткой — структурой, в которой создано дополнительное поле с периодом, на порядки превышающим период основной решетки. Для фотонов такое поле получают периодическим изменением показателя преломления среды в одном, двух или трех измерениях (1D–, 2D– или 3D–фотонные структуры). Благодаря периодическому изменению показателя преломления в структуре ФК появляются разрешенные и запрещенные зоны для энергий фотонов, аналогичные тем, которые имеют место для энергий носителей заряда в полупроводниковых материалах [2]. Практически это означает, что если на ФК падает фотон, обладающий

энергией, соответствующей запрещенной зоне данного ФК, то он не может распространяться в кристалле и отражается обратно. И наоборот, если на ФК падает фотон, обладающий энергией, соответствующей разрешенной зоне, то он распространяется в данном ФК. Другими словами, ФК выполняет функцию оптического фильтра. В зависимости от ширины запрещенных и разрешенных зон ФК можно разделить на следующие виды кристаллов:

- проводники — вещества, способные проводить свет на большие расстояния с малыми потерями;
- диэлектрики — практически идеальные зеркала;
- полупроводники — вещества, способные выборочно отражать фотоны определенной длины волны;
- сверхпроводники — материалы, в которых благодаря коллективным явлениям фотоны способны распространяться практически на неограниченные расстояния.

Создание динамических неоднородностей в структуре ФК позволяет добавить еще одно измерение — время. Получаемый таким образом кристалл можно считать четырехмерной (4D) фотонной структурой, где четвертым измерением является время. Благодаря взаимному

влиянию пространственных и временных процессов, оптические свойства таких структур потенциально разнообразнее свойств трехмерных кристаллов [3].

ФК представляют большой интерес для создания лазеров нового типа, оптических компьютеров, устройств для хранения и передачи информации; открывают путь к созданию спектральных дисперсионных приборов на принципиально новой основе, элементов управляющих устройств адаптивной оптики (например, фасеточных телескопов с практически неограниченным диаметром главного зеркала).

Одна из интересных возможностей применения ФК — создание ловушек для фотонов и, следовательно, устройств хранения и обработки информации на их основе. Такая ловушка представляет собой область в кристалле, выход излучения из которой запрещен в силу отсутствия в окружающем ловушку материале фотонной зоны проводимости. Здесь ситуация формально сходна с остановкой света, носителем которого являются фотоны. Но если в свободных условиях остановка фотона означает его исчезновение, то в данном случае речь идет не о свободных фотонах, а о квазичастицах — «массивных фотонах», образованных когерентным взаимодействием света с кристаллом. Захват излучения ФК является принципиально новым явлением, так как происходит без процессов многократного поглощения и испускания фотонов.

Массивные фотоны планируется использовать также для создания нового типа оптических транзисторов и логических элементов, в основе работы которых лежат эффекты нелинейного взаимодействия света с веществом. В случае массивных фотонов, чью групповую скорость можно понизить до необычайно малой величины, нелинейные процессы идут с большей эффективностью, и для реализации нелинейного режима требуется гораздо меньшая плотность мощности излучения. Таким образом, ФК, «скорость света» в которых можно варьировать в весьма широких пределах, обеспечивают беспрецедентную возможность наблюдения явлений, в основе которых лежат локальные «нарушения» причинно-следственных отношений. Примеры такого рода явлений — отрицательная рефракция, обращенный эффект Вавилова—Черенкова и ряд других.

Наконец, отметим, что в ФК, являющихся по существу нелинейными оптическими средами, способны возникать процессы самоорганизации структурных неоднородностей, обычно описываемые в рамках теории диссипативных систем и динамического хаоса. Наличие этих процессов означает принципиальную возможность функциональной самоорганизации ФК как устройства.

Цель работы — демонстрация метода получения брэгговской дифракции света на 2D-фотонной структуре и определение периода решетки гексагонального ФК по его оптической лауэграмме.

Теория метода

Ниже рассмотрим случай брэгговской дифракции света на 2D-фотонной структуре. Используемый для этой цели ФК (см. раздел «Описание экспериментальной установки») представляет собой оптически неоднородную среду, действующую как двумерная отражательная дифракционная решетка. Как известно (например, работа [4]), в общем случае при дифракции света на пространственно неоднородной структуре выполняются соотношения

$$\begin{aligned} d_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= m_1\lambda; \quad m_1 = 0, \pm 1, \pm 2 \dots; \\ d_2(\cos\beta - \cos\beta_0) &= m_2\lambda; \quad m_2 = 0, \pm 1, \pm 2 \dots; \\ d_3(\cos\gamma - \cos\gamma_0) &= m_3\lambda; \quad m_3 = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

где d_1, d_2, d_3 — периоды пространственной ортогональной дифракционной решетки; $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ — углы, которые составляет падающий луч с осями координат X, Y, Z соответственно; α, β, γ — углы между дифрагированным лучом и координатными осями X, Y, Z соответственно; λ — длина световой волны.

Условия (1) определяют положения дифракционных максимумов в спектре данного порядка, характеризуемого тройкой чисел m_1, m_2, m_3 . Каждому направлению (α, β, γ) дифрагированных лучей соответствует своя тройка чисел (m_1, m_2, m_3) . Следует отметить, что условия (1) выполняются не для любых длин волн, а только для некоторых, строго определенных. Вызвано это тем, что входящие в соотношение (1) направляющие косинусы, связаны между собой еще тригонометрическими тождествами:

$$\begin{aligned} \cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma &= 1; \\ \cos^2\alpha_0 + \cos^2\beta_0 + \cos^2\gamma_0 &= 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Впервые условия (1) были получены немецким физиком-теоретиком Максом Лауэ в 1912 г. при обосновании им возможности дифракции рентгеновских лучей на кристаллах, и носят название «уравнения Лауэ». Поскольку уравнения Лауэ применимы к дифракции любых видов электромагнитных волн, сохраним это название, в том числе и для световых волн. Получаемую при этом дифракционную картину будем называть оптической лауэграммой ФК.

Можно строго доказать [4], что из уравнений Лауэ (1) следует условие Вульфа—Брэгга, играющее важную роль в рентгеноструктурном анализе. Это условие имеет вид

$$2d\sin\theta = m\lambda; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (3)$$

где d — расстояние между любой парой соседних атомных плоскостей кристалла, от которых происходит отражение рентгеновских лучей; θ — угол скольжения, дополнительный к углу падения.

Каков бы ни был угол скольжения θ и порядок отражения (рефлекса) m , всегда найдутся такие длины волн λ , которые удовлетворяют соотношению (3). Только такие волны могут отражаться от рассматриваемых плоскостей. Применительно к ФК условие Вульфа—Брэгга остается в силе с той только разницей, что под λ следует понимать длину световой волны.

Рассмотрим лауэграмму, полученную при дифракции света на плоской 2D-фотонной структуре — двумерной ортогональной дифракционной решетке. В этом случае три уравнения Лауэ (1) сводятся к двум. Если плоскость решетки принять за плоскость XY , то останутся только первых два уравнения:

$$\begin{aligned} d_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= m_1\lambda; \quad m_1 = 0, \pm 1, \pm 2 \dots; \\ d_2(\cos\beta - \cos\beta_0) &= m_2\lambda; \quad m_2 = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \end{aligned} \quad (4)$$

В отличие от трехмерного случая, система уравнений (4) совместна для любых длин волн, поскольку в рассматриваемом случае не требуется выполнения еще одного условия для дифракционных максимумов (по координате Z) и нет необходимости, в связи с этим, добавления соотношений (2), ограничивающих набор допустимых длин волн.

На рис. 1 приведена схема получения оптической лауэграммы, примененная ниже. От источника монохроматического света (лазера) световой луч падает на поверхность ФК, на котором испытывает брэгговскую дифракцию. Падающий луч лежит в плоскости XZ и составляет с осями координат X, Y, Z углы $\alpha_0 = 45^\circ, \beta_0 = 90^\circ, \gamma_0 = 45^\circ$ соответственно. Отраженные

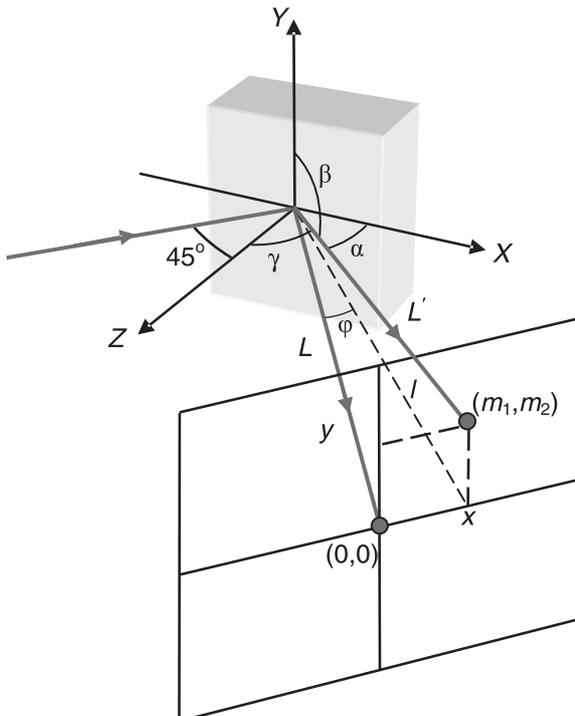


Рис. 1. Схема получения и расчет оптической лауэграммы фотонного кристалла

от поверхности кристалла дифрагированные лучи попадают на экран и создают на нем систему симметрично расположенных светлых пятен — рефлексов. Направляющие косинусы углов α, β, γ , отвечающие дифракционному максимуму данного порядка (m_1, m_2) , рассчитывают по измеренным значениям координат x и y соответствующего рефлекса и расстоянию L от кристалла до экрана.

Для нахождения направляющих косинусов введем вспомогательный угол φ (см. рис. 1) такой, что

$$\sin\varphi = \frac{x}{L}; \quad \cos\varphi = \frac{L}{L'}. \quad (5)$$

Тогда, как следует из рис. 1,

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= \frac{L}{L'} \cos(45^\circ - \varphi); \\ \cos\beta &= \frac{y}{L'}; \quad \cos\gamma = \frac{L}{L'} \cos(45^\circ + \varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

где $L' = \sqrt{x^2 + y^2 + L^2}$ — длина дифрагированного луча.

После несложных преобразований выражений (5) и (6) находим:

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{L+x}{\sqrt{x^2 + y^2 + L^2}}; \\ \cos\beta &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + L^2}}; \\ \cos\gamma &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{L-x}{\sqrt{x^2 + y^2 + L^2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Прямой проверкой легко убедиться в том, что направляющие косинусы (7), как и направляющие косинусы углов $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, тождественно удовлетворяют соотношениям (2).

Подставив уравнение (7) в уравнения (4), получим расчетные формулы для определения периодов d_1 и d_2 двумерной ортогональной решетки:

$$\begin{aligned} d_1 &= \sqrt{2} \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + L^2}}{L + |x| - \sqrt{x^2 + y^2 + L^2}} |m_1| \lambda; \quad m_1 = \pm 1, \pm 2 \dots; \\ d_2 &= \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + L^2}}{y} m_2 \lambda; \quad m_2 = \pm 1, \pm 2 \dots \end{aligned} \quad (8)$$

Если решетка не ортогональная, а например, гексагональная (как в рассматриваемой работе), то в формулах (4) под d_1 и d_2 нужно понимать некоторые эффективные периоды d_1^* и d_2^* соответствующей ортогональной решетки, которые, очевидно, зависят от угла разворота исходных решеток.

Гексагональную решетку (рис. 2, а) можно представить как суперпозицию двух одномерных решеток, имеющих одинаковый период d и повернутых одна относительно другой на угол 60° (см. сплошные линии на рис. 2, а). Соответствующая ортогональная

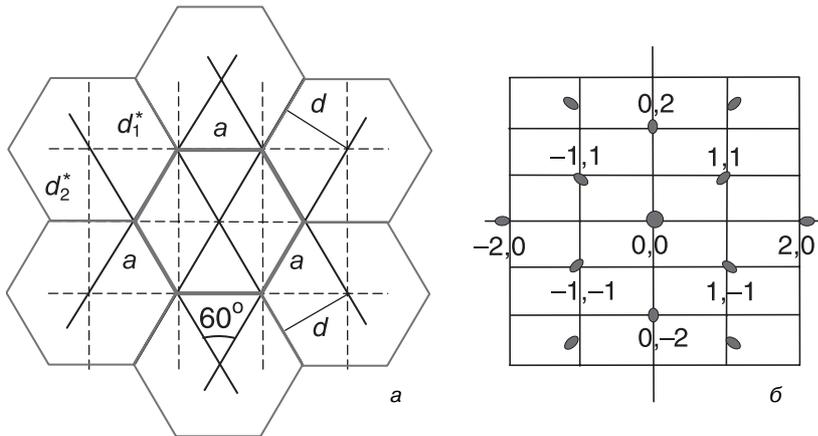


Рис. 2. Гексагональная решетка фотонного кристалла: а — схема построения; б — порядок индексации рефлексов на полученной оптической лауэграмме

решетка показана на рис. 2, а штриховыми линиями. Как следует из рис. 2, а, эффективные периоды d_1^* и d_2^* ортогональной решетки связаны с периодом a гексагональной решетки соотношениями

$$d_1^* = a; d_2^* = d = a \cos 30^\circ = \frac{\sqrt{3}}{2} a. \quad (9)$$

Примерный вид полученной оптической лауэграммы приведен на рис. 2, б, на котором указан также порядок индексации рефлексов.

Описание экспериментальной установки

Общий вид экспериментальной установки для получения брэгговской дифракции света представлен на рис. 3. Источником света служит гелий-неоновый лазер 1 с длиной волны излучения $\lambda = 632,8$ нм. От лазера световой луч направляется под углом 45° на плоскую поверхность ФК 2, где испытывает брэгговскую дифракцию. Далее дифра-

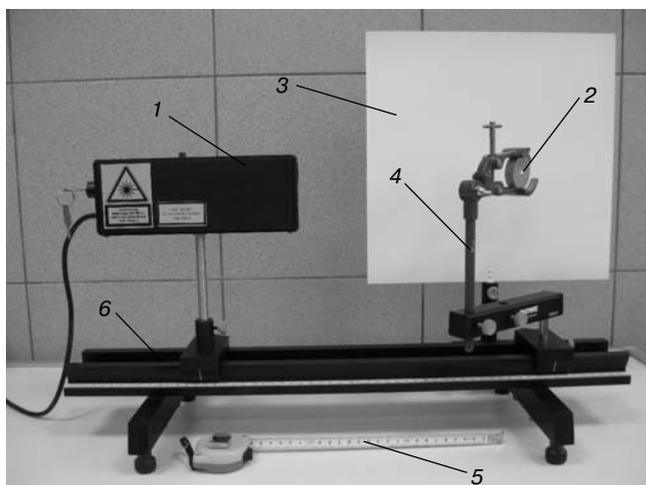


Рис. 3. Общий вид экспериментальной установки: 1 — гелий-неоновый лазер; 2 — фотонный кристалл; 3 — экран с координатной сеткой; 4 — держатель; 5 — измерительная линейка (рулетка); 6 — оптическая скамья

гированные лучи попадают на экран 3, на котором отображается полученная оптическая лауэграмма — система светлых точек (рефлексов). Для определения координат рефлексов на экран нанесена масштабная сетка с миллиметровыми делениями*. ФК закреплен в держателе 4, позволяющем изменять угол падения светового луча на кристалл. Линейка 5 служит для измерения расстояния от кристалла до экрана. Лазер и держатель с ФК неподвижно закреплены на оптической скамье 6. Все комплектующие (кроме ФК) — производства фирмы RHYWE (Германия).

Использовали ФК заводского изготовления, представляющий собой стеклянный цилиндр диаметром 36 мм и высотой 10 мм, полученный по специальной технологии из оптоволоконных нитей диаметром 8,5 мкм, ориентированных параллельно оси цилиндра. Среднее расстояние между нитями составляло 10 мкм. Показатель преломления оптического волокна $n_1 = 1,6269$, наполнителя $n_2 = 1,5138$. Приготовленный ФК имеет гексагональную структуру с пространственно модулированным показателем преломления и односторонней проводимостью света в направлении оси симметрии шестого порядка (оси цилиндра). Основания цилиндра плоскопараллельны, подвергнуты оптической полировке. Каждое основание выполняет роль двумерной отражательной дифракционной решетки, период которой равен периоду решетки рассматриваемого ФК.

Результаты и их обсуждение

Пример полученных результатов измерений приведен в таблице.

Результаты измерений

Параметр	Результаты измерений							
	125							
$L, \text{ мм}$	1, 1	-1, 1	1, -1	-1, -1	0, 2	0, -2	2, 0	-2, 0
$x, \text{ мм}$	12,0	-12,0	11,5	-12,5	0	0	24,0	-24,0
$y, \text{ мм}$	9,0	9,0	-8,5	-9,5	18,5	-18,5	0	0
$d_1^*, \text{ мкм}$	10,2	10,2	10,5	9,8	—	—	10,5	10,5
$d_2^*, \text{ мкм}$	8,8	8,8	9,4	8,4	8,6	8,6	—	—

Средние значения эффективных периодов ортогональной решетки $\langle d_1^* \rangle$ и $\langle d_2^* \rangle$ составляют $\langle d_1^* \rangle = (10,3 \pm 0,1)$ мкм и $\langle d_2^* \rangle = (8,8 \pm 0,2)$ мкм. По найденным средним значениям $\langle d_1^* \rangle$ и $\langle d_2^* \rangle$ были определены, согласно формулам (9), отвечающие каждому из них значения периода гексагональной решетки:

*Предусмотрен также вариант установки, в котором вместо экрана с делениями используют фотоматрицу (ПЗС-камеру), сигнал с которой поступает на персональный компьютер, где он обрабатывается по специальной программе.

$$a_1 = \langle d_1^* \rangle = (10,3 \pm 0,1) \text{ мкм};$$

$$a_2 = \frac{2}{\sqrt{3}} \langle d_2^* \rangle = (10,2 \pm 0,2) \text{ мкм}.$$

Средний период решетки ФК определяется по формуле

$$\langle a \rangle = \frac{a_1 + a_2}{2} = (10,2 \pm 0,2) \text{ мкм}.$$

Видим, что в пределах погрешности измерений среднее значение периода решетки ФК $\langle a \rangle$ совпадает, как и следовало ожидать, с расстоянием между оптоволоконными нитями (10 мкм), из которых изготовлен данный ФК.

Заключение

Разработана экспериментальная установка для получения брэгговской дифракции света на 2D-фотонной структуре и предложена методика

расчета периода решетки двумерного ФК по его оптической лауэграмме, с помощью которых можно определить структурные параметры ФК. Результаты работы могут быть использованы в учебном процессе для демонстрации основных свойств ФК и их применения в различных областях науки и техники.

Библиографический список

1. Inoue, K. Photonic crystals: physics, fabrication and applications / K. Inoue, K. Ohtaka – Berlin: Springer, 2004.
2. Yablonovitch, E. Photonic band structure / E. Yablonovitch // In: Photonic band gaps and localization – N.-Y.: Plenum Press; 1993. – P. 207–234.
3. Наими, Е. К. Фотонные кристаллы с показателем преломления, модулируемым ультразвуком / Е. К. Наими, Ю. Х. Векилов // Изв. вузов. Материалы электрон. техники. – 2011. – № 1. – С. 21–24.
4. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Оптика / Д. В. Сивухин – М.: Наука, 1980. – С. 384–393.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и науки РФ (грант РПН.2.1./1552).

УДК 621.315.592

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОСЛОЙНЫХ И ДВУХСЛОЙНЫХ ТЕНЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ СТРУКТУР КРЕМНИЙ–НА–САПФИРЕ

© 2011 г. А. А. Устинов, Ю. С. Нагорнов*, А. И. Козлов
ЗАО МИДАУС,
*ГОУ ВПО «Ульяновский государственный университет»

Рассмотрены сравнительные характеристики полупроводниковых тензорезисторных преобразователей давления на основе структур кремний–на–сапфире. Исследованы два вида конструкции тензорезисторных преобразователей: с однослойным упругим элементом на керамическом основании и с двухслойным упругим элементом из сапфира и металла. Показано, что однослойные тензорезисторные преобразователи обладают лучшими характеристиками, чем двухслойные, но они имеют ограниченное применение по диапазонам измеряемого давления.

Ключевые слова: датчик давления, тензопреобразователь давления, структура кремний–на–сапфире.

Полупроводниковые тензорезисторные преобразователи (ТП) давления широко используют в измерительных системах. При этом с каждым годом к метрологическим характеристикам датчиков предъявляют все более жесткие требования, в том числе к точности и температурной погрешности. Наряду с характеристиками, которые определяют точность ТП, существуют характеристики качества. В их число входят следующие:

– температурный дрейф (ТД) выходного сигнала;

– гистерезис первого нагружения (ГПН), т. е. изменение начального выходного сигнала после первого обдавливания номинальным давлением;

– температурный невозврат начального выходного сигнала — изменение выходного сигнала после воздействия температуры и временная стабильность выходного сигнала в диапазоне рабочих температур.

В России получили широкое распространение (разработка и производство) интегральные ТП с полупроводниковыми чувствительными элементами (ПЧЭ) на основе структур кремний–на–сапфире (КНС). В ТП давления используют мостовую схему из кремниевых тензорезисторов (ТР). За счет соответствующего расположения на мембране радиальные ТР обладают одним знаком тензочувствительности, а тангенциальные ТР — противоположным. Существуют два основных