

01;05;07

К расчету локализованных мод фотонного кристалла с искусственным дефектом методом периодического продолжения решений

© А.С. Спицын, Г.Ф. Глинский

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alexnova@mail.ru

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2007 г.)

Проведен анализ применимости и точности метода периодического продолжения решений для расчета пространственного распределения электромагнитного поля в фотонном кристалле с дефектом. Дана классификация собственных мод в этом кристалле и показано, что рассматриваемый метод может быть применен только для расчета состояний, локализованных на дефекте. Численные расчеты выполнены в рамках метода разложения электромагнитного поля по плоским волнам, детальное описание которого также представлено.

PACS: 42.70.Qs

Введение

Фотонные кристаллы (ФК), изучение свойств которых до недавнего времени представляло лишь академический интерес, в последние годы стали объектами пристального внимания как теоретиков, так и экспериментаторов. Об этом свидетельствует экспоненциальный рост числа публикаций по данной тематике за последние несколько лет. Свойства идеальных (бездефектных) ФК в настоящее время хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально [1–3]. Однако наибольшую практическую ценность представляют собой фотонные кристаллы с одним или несколькими дефектами. Так, например, введение точечного дефекта в ФК позволяет создавать резонаторы с очень высокой добротностью (порядка нескольких сот тысяч) [4,5], которые применяются для создания фильтров [6,7], низкопороговых лазеров [8], а также для повышения эффективности светодиодов [9]. Введение протяженных дефектов позволяет создавать направляющие оптические структуры, как пассивные, так и активные: волноводы (прямые и с изгибом) [10,11], разветвители [12], мультиплексоры и демultipлексоры [13].

Для теоретического исследования оптических свойств фотонных кристаллов с дефектами, как правило, используются следующие численные методы:

- 1) метод разложения электромагнитного поля по плоским волнам [10];
- 2) метод конечных разностей в пространственно-временной области [14];
- 3) методы матриц переноса и рассеяния [15,16];
- 4) метод разложения локализованных мод электромагнитного поля по функциям Ванье [17];
- 5) метод конечных элементов [18];
- 6) метод, основанный на поиске огибающей функции [19].

Некоторые методы, например метод разложения электромагнитного поля по плоским волнам (РПВ) и метод огибающих функций, могут быть применимы только в случае бесконечных и обладающих трансляционной симметрией структур. Поскольку дефект нарушает трансляционную симметрию фотонного кристалла, то обычно используют метод периодического продолжения решений (ППР), или, другими словами, метод сверхъядейки. В настоящее время существует небольшое число работ, посвященных оценке погрешности при численных расчетах с использованием того или иного метода. Из них отметим работу [20], в которой проводится сравнительное исследование точности основных методов, а также сформулированы требования к ресурсам используемой вычислительной системы. Однако в этой работе отсутствует детальный анализ каждого из сравниваемых методов и, в частности, метода разложения электромагнитного поля по плоским волнам в приближении периодического продолжения решений.

Целью настоящей работы является анализ применимости метода сверхъядейки для расчета локализованных мод в фотонных кристаллах с дефектами. На примере одномерных структур показано, что точность расчета в значительной мере зависит от степени локализации исследуемых мод.

Метод разложения собственных мод фотонного кристалла по плоским волнам

Метод разложения электромагнитного поля по плоским волнам является основным методом расчета зонной структуры и собственных мод фотонных кристаллов [2,21]. Он основан на использовании трансляционной симметрии ФК, что позволяет свести стационарные

дифференциальные уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}(\mathbf{x}) &= +i\omega\mu_0 \boldsymbol{\mu}(\mathbf{x}) \mathbf{H}(\mathbf{x}), \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}(\mathbf{x}) &= -i\omega\varepsilon_0 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) \mathbf{E}(\mathbf{x}), \end{aligned} \quad (1)$$

в которых $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x})$ и $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{x})$ — в общем случае являются тензорами, к системе линейных алгебраических уравнений. Поскольку магнитные свойства сред не рассматриваются, будем считать $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{x})$ единичным тензором ($\boldsymbol{\mu}(\mathbf{x}) \equiv \mathbf{1}$).

Наличие трансляционной симметрии у фотонных кристаллов приводит к тому, что нормальными модами электромагнитного поля являются функции Блоха, при этом компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x})$, как периодические функции координат, могут быть разложены в ряд Фурье. Введем основные векторы обратной решетки \mathbf{b}_i ($i = 1, 2, 3$), которые связаны с основными векторами трансляции фотонного кристалла \mathbf{a}_i следующими соотношениями:

$$\mathbf{a}_i \mathbf{b}_j = 2\pi \delta_{ij},$$

где δ_{ij} — символы Кронекера. Произвольный вектор обратной решетки можно представить в виде

$$\mathbf{G} = \sum_{i=1}^3 m_i \mathbf{b}_i, \quad (2)$$

где $m_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Тогда разложение тензора диэлектрической проницаемости в ряд Фурье принимает вид

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{G}} \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathbf{G}}(i\mathbf{G}\mathbf{x}), \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathbf{G}}$ — коэффициенты разложения, определяемые преобразованием Фурье.

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathbf{G}} = \frac{1}{V_0} \int \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) \exp(-i\mathbf{G}\mathbf{x}) d\mathbf{x}.$$

Здесь V_0 — объем элементарной ячейки фотонного кристалла. Собственные моды фотонного кристалла представим в виде блоховских функций

$$\mathbf{E}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \mathbf{u}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) \exp(i\mathbf{K}\mathbf{x}),$$

$$\mathbf{H}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \mathbf{v}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) \exp(i\mathbf{K}\mathbf{x}),$$

где V — объем кристалла; n — номер моды (зоны); \mathbf{K} — волновой вектор в зоне Бриллюэна; $\mathbf{u}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x})$ и $\mathbf{v}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x})$ — периодические функции, удовлетворяющие условиям

$$\mathbf{u}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x} + \mathbf{a}_i) = \mathbf{u}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}),$$

$$\mathbf{v}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x} + \mathbf{a}_i) = \mathbf{v}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}).$$

Согласно этим условиям, функции $\mathbf{u}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x})$ и $\mathbf{v}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x})$ можно представить в виде следующего разложения:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) &= \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{u}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}} \exp(i\mathbf{G}\mathbf{x}), \\ \mathbf{v}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) &= \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{v}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}} \exp(i\mathbf{G}\mathbf{x}), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}} &= \frac{1}{V_0} \int \mathbf{u}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) \exp(-i\mathbf{G}\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \\ \mathbf{v}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}} &= \frac{1}{V_0} \int \mathbf{v}_{n\mathbf{K}}(\mathbf{x}) \exp(-i\mathbf{G}\mathbf{x}) d\mathbf{x}. \end{aligned}$$

Подставив (4) и (3) в (1), получим следующую систему уравнений для определения коэффициентов разложения $\mathbf{u}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}}$ и $\mathbf{v}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}}$:

$$\begin{aligned} \sum_{\mathbf{G}'} \delta_{\mathbf{G}\mathbf{G}'} \begin{bmatrix} 0 & -(\mathbf{K} + \mathbf{G}') \\ +(\mathbf{K} + \mathbf{G}') & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}'} \\ \mathbf{v}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}'} \end{bmatrix} \\ = \omega_n \sum_{\mathbf{G}'} \begin{bmatrix} \varepsilon_0 \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} & 0 \\ 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}'} \\ \mathbf{v}_{n\mathbf{K}\mathbf{G}'} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$

где знак „ \times “ обозначает векторное произведение. Решение системы линейных алгебраических уравнений (5) представляет собой обобщенную задачу на собственные числа и векторы, в которой \mathbf{K} является параметром. Для построения зонной структуры ФК необходимо рассчитать собственные числа ω_n для фиксированных значений волнового вектора \mathbf{K} , которые, как правило, выбираются вдоль направлений высокой симметрии фотонного кристалла.

Метод разложения собственных мод ФК по плоским волнам обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами [21]:

- 1) простотой программной реализации;
- 2) устойчивостью и воспроизводимостью численных решений;
- 3) возможностью рассматривать ФК с произвольной координатной зависимостью тензора диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x})$.

К недостаткам метода можно отнести следующие моменты:

- 1) если диэлектрическая проницаемость зависит от частоты $\varepsilon = f(\omega)$, то система уравнений (5) уже не является обобщенной задачей на собственные числа и векторы, и ее решение весьма затруднительно;
- 2) метод не позволяет рассчитывать коэффициенты отражения и прохождения для ограниченных в пространстве структур, так как для этого необходима постановка другой задачи, в которой частота является параметром;
- 3) метод позволяет рассчитывать только те структуры, которые обладают трансляционной симметрией.

Первые два из указанных недостатков могут быть устранены, если уравнения (5) сформулировать таким

образом, чтобы частота ω и поперечные компоненты волнового вектора \mathbf{K}_\perp являлись бы параметрами, а продольная составляющая волнового вектора \mathbf{K}_\parallel — собственным числом задачи. Такая постановка задачи приводит к методу матриц переноса, в котором поперечные компоненты поля разлагаются в ряд Фурье [22,23].

Электромагнитное поле в фотонном кристалле с дефектом. Метод периодического продолжения решений

Введение дефекта в фотонный кристалл нарушает его трансляционную симметрию, что не позволяет непосредственно применять описанный выше метод для исследования дефектных состояний электромагнитного поля. Однако использование метода периодического продолжения решений, или метода сверхячейки, позволяет обойти данное ограничение метода РПВ. Метод сверхячейки основан на периодическом продолжении исследуемой структуры в пространстве. Например, для расчета электромагнитного поля в двумерном фотонном кристалле с дефектом необходимо периодически продолжить этот дефект по направлениям трансляции, но с периодом $T_{x,y}$, значительно превышающим период ФК (рис. 1). Таким образом, расчет проводится не в фотонном кристалле с единичным дефектом, а в своеобразной сверхрешетке на основе ФК, поэтому метод периодического продолжения решений часто называют приближением сверхячейки (supercell approximation). Очевидно, что решением данной задачи являются „сверхрешетчатые“ состояния, из которых можно выделить моды, приближенно соответствующие задаче с одиночным дефектом, частоты которых попадают в запрещенную зону фотонного кристалла.

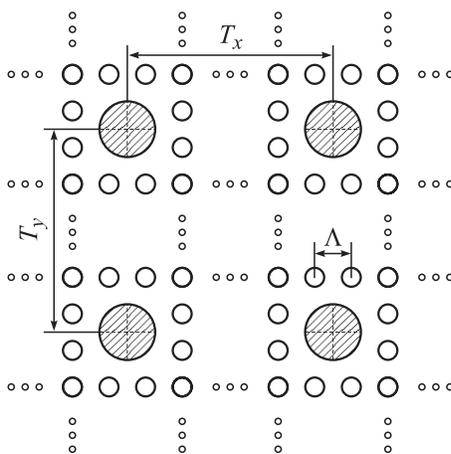


Рис. 1. Модель фотонного кристалла, используемая в расчетах методом ППР: Λ — период фотонного кристалла; T_x , T_y — периоды сверхрешетки. Заштрихованные области соответствуют дефектам.

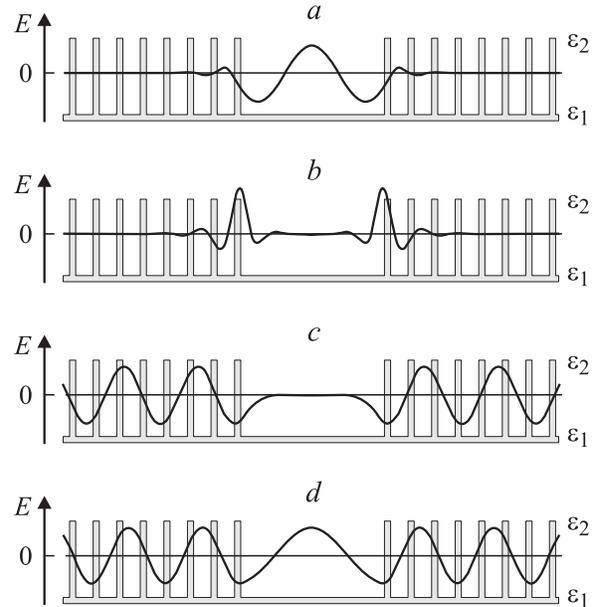


Рис. 2. Схематическое изображение дефектных мод в фотонном кристалле. Локализованные моды: *a* — направляемые (волноводные) или резонаторные; *b* — поверхностные. Делокализованные моды: *c* — затухающие в области дефекта; *d* — осциллирующие в области дефекта.

Используя терминологию физики твердого тела, состояния, образованные введением дефекта в периодическую структуру, можно разделить на локализованные и делокализованные [24]. В электродинамике локализованным состояниям соответствуют направляемые (в случае протяженных дефектов) и резонаторные (в случае точечных дефектов) моды, а делокализованным — излучаемые, или вытекающие, моды [25–27]. Локализованные состояния, в свою очередь, можно разделить на моды, напряженность поля которых имеет наибольшее значение в пределах дефекта (рис. 2, *a*), и моды, напряженность поля которых имеет наибольшее значение на границе между дефектом и фотонным кристаллом (рис. 2, *b*). Делокализованные состояния также могут быть разделены на моды, напряженность поля которых экспоненциально затухает в области дефекта (рис. 2, *c*), и моды, периодически изменяющиеся в области дефекта (рис. 2, *d*).

Очевидно, что в рамках метода ППР возможен корректный расчет (с той или иной степенью точности) только локализованных на дефекте мод, так как в этом случае при выборе достаточного размера сверхячейки можно пренебречь влиянием дефектов, расположенных в соседних ячейках. Несмотря на то что метод РПВ в приближении периодического продолжения решений достаточно часто используется для анализа свойств локализованных мод электромагнитного поля, остается открытым вопрос о величине погрешности, вносимой данным приближением.

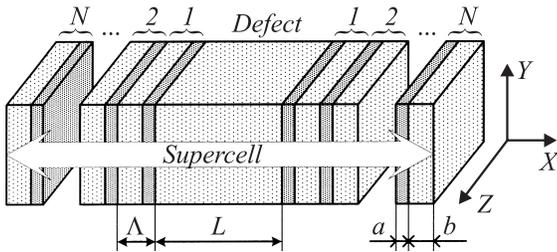


Рис. 3. Сверхъячейка, используемая в расчетах: L — размер дефекта; a — толщина кремниевой пластинки; b — толщина воздушного слоя; $\Lambda = a + b$ — период ФК; N — количество периодов ФК в сверхъячейке слева и справа от дефекта.

Оценка точности расчетов

На примере одномерных фотонных кристаллов оценим изменение различных характеристик локализованных мод при изменении числа периодов фотонного кристалла в сверхъячейке с дефектом (рис. 3) и числа гармоник, используемых при разложении в ряд Фурье диэлектрической проницаемости (3) и напряженностей полей (4). Выбор размера сверхъячейки зависит от нескольких параметров.

Во-первых, он определяется степенью возмущения, вносимого дефектом в кристалл, т.е. размером дефекта по отношению к периоду фотонного кристалла, и соотношением диэлектрической проницаемости дефекта к эффективной (средней) диэлектрической проницаемости ФК. Чем больше возмущение, вносимое дефектом в структуру кристалла, тем большим должен быть выбран размер сверхъячейки, используемый в расчетах. Во-вторых, выбор размера сверхъячейки зависит от степени локализации исследуемой моды на дефекте. Ясно, что при увеличении числа периодов фотонного кристалла в сверхъячейке (без изменения размера и материала дефекта) погрешность при расчете локализованных на дефекте мод будет уменьшаться, так как напряженность поля на границе ячейки будет стремиться к нулю. Таким образом, влияние дефектов, расположенных в соседних ячейках, будет уменьшаться. Степень этого влияния можно оценить по величине потока мощности в направлении, перпендикулярном плоскости дефекта. Для этого удобно использовать усредненный по объему элементарной ячейки (в данном случае сверхъячейки) вектор Пойнтинга:

$$\langle \mathbf{S}_{n\mathbf{K}} \rangle = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} \mathbf{S}_{n\mathbf{K}} d\mathbf{x} = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} 1/2 \operatorname{Re} \{ \mathbf{E}_{n\mathbf{K}}^* \times \mathbf{H}_{n\mathbf{K}} \} d\mathbf{x}. \quad (6)$$

В рассматриваемой структуре проекция вектора $\langle \mathbf{S}_{n\mathbf{K}} \rangle$ на ось X должна быть равной нулю для всех локализованных мод [25]. Таким образом, значение проекции вектора $\langle \mathbf{S}_{n\mathbf{K}} \rangle$ на ось X характеризует степень локализации рассматриваемой моды. В силу того что используемая в приближении ППР сверхрешетка, так

же как и фотонный кристалл, обладает трансляционной симметрией, можно говорить о зоне Бриллюэна сверхрешетки. Косвенно степень локализации моды на дефекте можно оценить по ширине ее дисперсионной кривой в этой зоне [13].

В общем случае в сложных диэлектрических средах невозможно провести разделение мод на поперечно-электрические (TE) и поперечно-магнитные (TM) волны [28]. Однако в рассматриваемой одномерной периодической среде это возможно, и в соответствии с выбранной системой координат TE - и TM -моды имеют следующие компоненты: E_y, H_x, H_z — для TE -волн и E_x, E_z, H_y — для TM -волн. Как было показано в [10], данную структуру можно рассматривать как волновод. В таком случае проекция волнового вектора \mathbf{K} на ось Z играет роль постоянной распространения.

В наших расчетах размер дефекта L , а также его диэлектрическая проницаемость, ϵ_{def} , считались постоянными и равными соответственно $L = 6\Lambda$, $\epsilon_{\text{def}} = 1$ (рис. 3). Число периодов фотонного кристалла вокруг дефекта в сверхъячейке N изменялось от 2 до 8. Каждый период

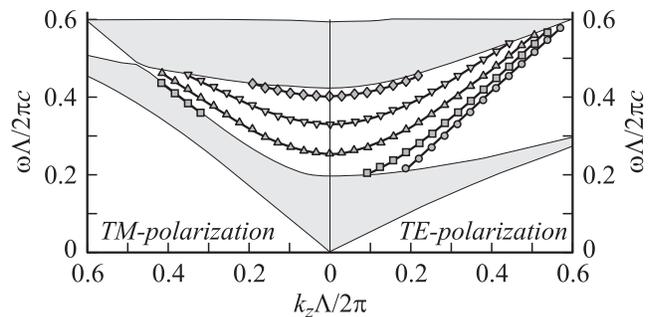


Рис. 4. Дисперсия локализованных мод в одномерном фотонном кристалле с дефектом. Для мод различных порядков введены следующие обозначения: \circ — мода нулевого порядка; \square — первого; \triangle — второго; ∇ — третьего; \diamond — четвертого. Закрашенным областям соответствует проекция дисперсии собственных состояний ФК на плоскость $k_x = 0$. Параметры ФК и дефекта указаны в тексте.

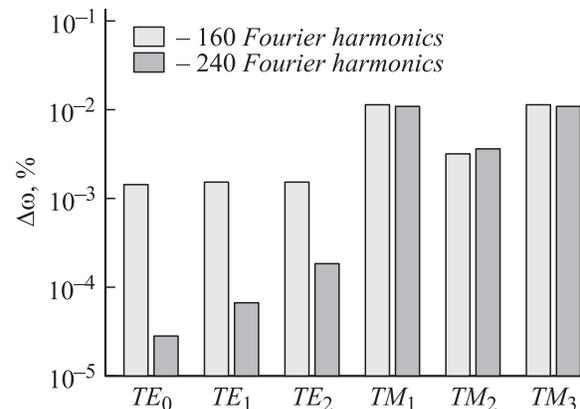


Рис. 5. Максимальное изменение частоты локализованных мод, рассчитанных при использовании сверхъячеек с $N = 2-8$.

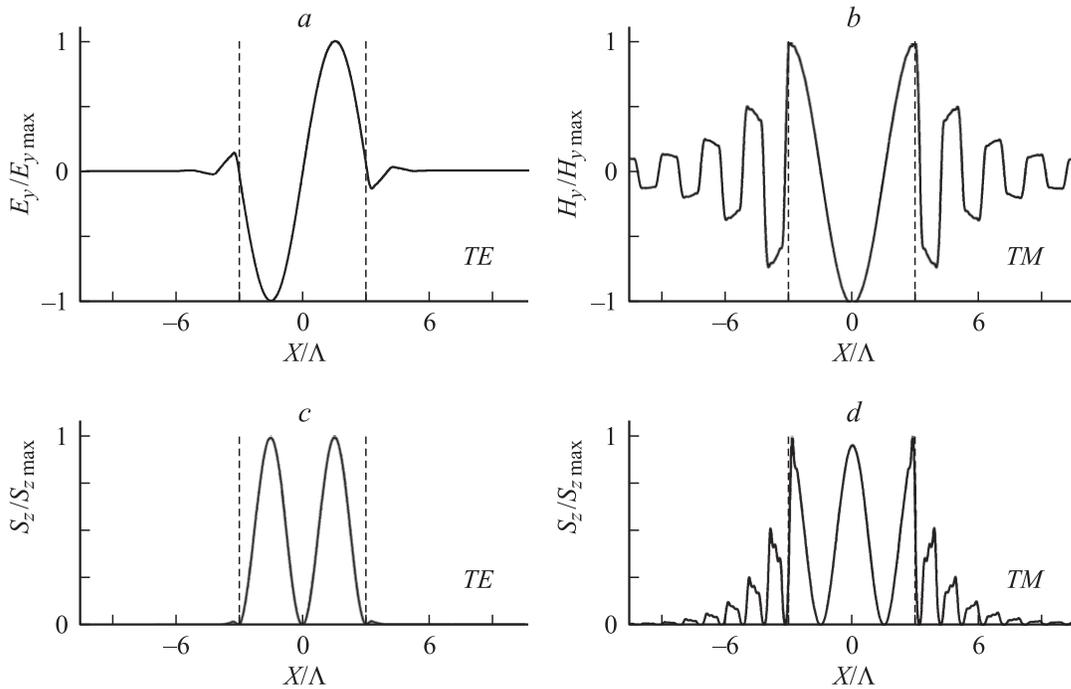


Рис. 6. Распределение поперечных составляющих поля и продольной составляющей вектора Пойнтинга в сверхячейке для TE - и TM -локализованных мод первого порядка при $k_z = 0.32(2\pi/\Lambda)$. Пунктир — границы дефекта.

ФК включал в себя кремниевую пластинку ($\epsilon_{Si} = 12$) толщиной $a/\Lambda = 0.25$ и воздушный слой ($\epsilon_{Air} = 1$) толщиной $b/\Lambda = 0.75$. Рассчитанные зависимости частот TE и TM локализованных мод ω_n от постоянной распространения k_z (при $k_x = k_y = 0$) для структуры с $N = 8$ представлены на рис. 4. На том же рисунке проекции дисперсионных поверхностей собственных мод фотонного кристалла $\omega(k_x, k_z)$ на плоскость $k_x = 0$ обозначены закрашенными областями.

В работе [10] отмечается, что свойства собственных мод ФК сильно различаются в зависимости от поляризации. В частности, по мере увеличения проекции волнового вектора k_z запрещенная зона для TE -поляризованных волн увеличивается, а для TM — уменьшается, что также отображено на рис. 4. Это в свою очередь влияет на свойства локализованных мод, а именно на степень их локализации. Как было показано в работе [26], дефектные моды, частоты которых попадают в запрещенную зону, локализованы на дефекте тем сильнее, чем ближе их дисперсионная кривая к середине запрещенной зоны.

Точность расчета характеристик локализованных мод зависит не только от размера сверхячейки, но и от числа гармоник, используемых при разложении в ряд Фурье координатной зависимости диэлектрической проницаемости (3) и напряженностей полей (4). При этом, как будет показано ниже, не всегда увеличение числа гармоник приводит к увеличению точности расчета.

На рис. 5 показано максимальное изменение частоты локализованных мод с постоянной распространения

$k_z = 0.32(2\pi/\Lambda)$ при изменении числа периодов ФК в сверхячейке ($N = 2 \dots 8$), т.е. величина, определяемая выражением

$$\Delta\omega = \frac{\max\{\omega(N)\} - \min\{\omega(N)\}}{\omega_{avr}},$$

где ω_{avr} — средняя частота моды, полученная в расчетах с различным N . По величине $\Delta\omega$ можно судить о том, насколько сильно увеличение размера сверхячейки повышает точность вычислений. В расчетах использовалось 160 и 240 гармоник. Из представленных данных можно сделать два вывода. Во-первых, увеличение числа периодов ФК в сверхячейке, по крайней мере, на порядок сильнее влияет на точность расчета частоты TM -мод по сравнению с TE -модами. Во-вторых, увеличение числа гармоник приводит к заметному повышению точности расчета частоты локализованных мод только в случае TE -поляризации. Как будет показано ниже, обе закономерности связаны с высокой степенью локализации TE -мод на дефекте.

На рис. 6 показано распределение поперечных составляющих поля и продольной составляющей вектора Пойнтинга для TE - и TM -мод первого порядка ($k_z = 0.32(2\pi/\Lambda)$) в пределах сверхячейки ($N = 8$), где вертикальными штриховыми линиями обозначены границы дефекта. Из рисунка видно, что напряженность поля TE -моды быстро спадает по мере удаления от дефекта и близка к нулю вблизи границы сверхячейки (рис. 6, *a, c*). В данном случае влияние дефектов, сосредоточенных в соседних ячейках, незначительно, и дальнейшее увеличение числа периодов ФК в сверхячейке

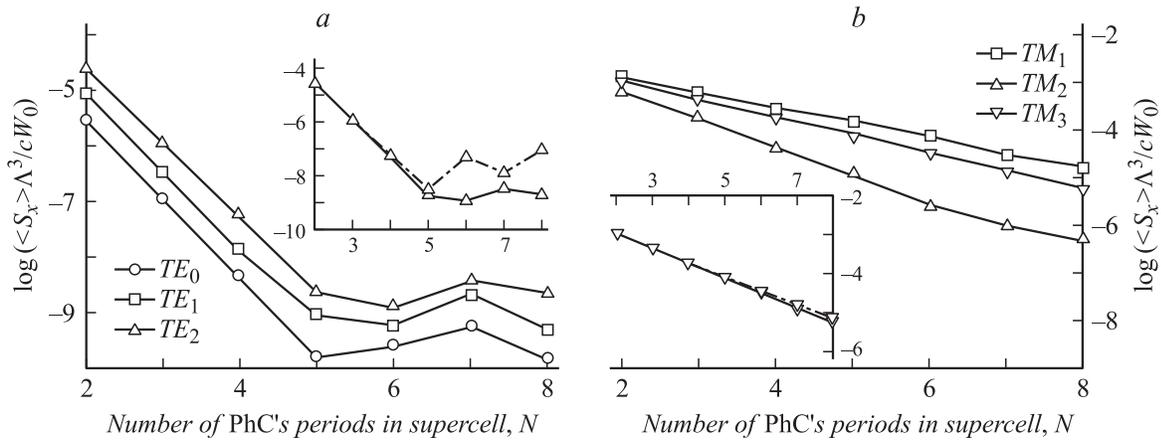


Рис. 7. Зависимость проекции среднего значения вектора Пойнтинга на ось X от числа периодов ФК в сверхъячейке: a — локализованные моды TE -поляризации, b — локализованные моды TM -поляризации при $k_z = 0.32(2\pi/\Lambda)$. На вставках сравниваются результаты, полученные при расчетах с использованием 160 (штрихпунктир) и 240 (сплошные линии) гармоник Фурье в разложениях координатной зависимости диэлектрической проницаемости и напряженностей полей.

не приведет к существенному изменению характеристик этой моды. Другая ситуация наблюдается для моды TM -поляризации, напряженность поля которой имеет достаточно большое значение вблизи границ сверхъячейки (рис. 6, b, d). Это говорит о том, что для более точного анализа данной моды необходимо увеличить количество периодов ФК в сверхъячейке. Именно по этой причине точность расчета частоты локализованных мод TM -поляризации на порядок ниже, чем TE -поляризации, это видно из рис. 5.

Рассмотрим зависимость проекции среднего значения вектора Пойнтинга на ось X ($\langle S_x \rangle$) от числа периодов ФК в сверхъячейке (рис. 7). Значения $\langle S_x \rangle$ рассчитывались для локализованных мод при $k_z = 0.32(2\pi/\Lambda)$ с использованием 240 гармоник. Значение k_x выбиралось таким, чтобы обеспечить максимальное (по модулю) значение $\langle S_x \rangle$. Из рис. 7 видно, что поток мощности в сторону соседней ячейки экспоненциально уменьшается с увеличением числа периодов ФК в сверхъячейке, что соответствует аналитически полученной зависимости коэффициента прохождения света от количества слоев в периодической структуре [25].

Отклонение от экспоненциальной зависимости усредненного вектора Пойнтинга $\langle S_x \rangle$ для TE -мод при $N > 5$ связано с двумя причинами. Во-первых, разложение напряженности поля в ряд Фурье по 240 гармоникам не обеспечивает той локализации поля в пределах сверхъячейки данного размера, которая следует из решения уравнений Максвелла. Вторая причина связана с тем, что, как известно, ряд Фурье ступенчатой функции характеризуется медленной сходимостью [29]. В нашем случае сходимость ряда (3) тем медленней, чем больше размер сверхъячейки. Это приводит к тому, что функции $\epsilon(x)$ для сверхъячек различного размера, восстановленные из ряда Фурье с конечным числом гармоник, имеют различные среднеквадратичные отклонения от исходной

функции. Это обстоятельство, в свою очередь, сказывается на характеристиках локализованных мод.

На вставках к рис. 7, a, b показано сравнение значений величины $\langle S_x \rangle$ для мод TE_2 и TM_3 , рассчитанных при 160 и 240 гармониках. Видно, что в случае локализованных мод TE -поляризации расчет с использованием 160 гармоник гораздо менее точен. Однако точность расчета практически не изменяется в случае TM -мод, что полностью подтверждает результаты, полученные при оценке точности расчета частоты локализованных мод (рис. 5).

Заключение

Проведено исследование применимости и точности метода периодического продолжения решений для расчета дефектных состояний электромагнитного поля в фотонных кристаллах с искусственными дефектами. Дана классификация дефектных состояний и показано, что метод ППР позволяет рассчитывать только локализованные на дефекте состояния. Точность расчета всегда ограничена конечным размером сверхъячейки и количеством гармоник, используемых при разложении в ряд Фурье диэлектрической проницаемости и напряженностей полей. Выбор размера сверхъячейки и необходимого числа гармоник определяется величиной возмущения, вносимого дефектом в кристалл, и степенью локализации мод на дефекте.

Работа выполнена в рамках целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы Российской Федерации“ (проект РНП-2.1.2 1716 К), а также при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 05-02-17770.

Авторы выражают благодарность Барыбину А.А. за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton: Princeton University Press, 1995.
- [2] Optical properties of photonic crystals / Ed. by K. Sakoda. Berlin: Springer-Verlag, 2001.
- [3] *Yablonovitch E.* // Sci. American. 2001. N 12. P. 47.
- [4] *Meade R., Devenyi A., Joannopoulos J.D.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 9. P. 4753–4755.
- [5] *Vuckovic J., Loncar M., Mabuchi H.* et al. // IEEE J. Quant. Electronics. 2002. Vol. 38. N 7. P. 850–856.
- [6] *Fan S., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. N 5. P. 960–963.
- [7] *Fan S., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D.* et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. N 20. P. 15 882–15 892.
- [8] *Kim S.H., Kim S.K., Lee Y.H.* // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. N 23. P. 235 117.
- [9] *Boroditsky M., Krauss T.F., Yablonovitch E.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. N 8. P. 1036.
- [10] *Спицын А.С., Глинский Г.Ф.* // Изв. СПбГЭТУ. 2006. Вып. 1. С. 7–16.
- [11] *Bogaerts W.* Nanophotonic Waveguides and Photonic Crystals in Silicon-Insulator. Ph. D. Thesis. Gent: Gent University, 2004.
- [12] *Talneau A., Mulot M., Anand S.* et al. // Photonics and Nanostructures. 2004. Vol. 2. P. 1–10.
- [13] Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Application / Ed. by K. Inoue, K. Ohtaka. Berlin: Springer-Verlag, 2004.
- [14] *Guida G., Brillat T., Ammouche A.* et al. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 8. P. 4491–4497.
- [15] *Sigalas M.M., Soukoulis C.M., Ho K.M.* et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. N 20. P. 12 767–12 770.
- [16] *Mingaleev S.F., Busch K.* // Opt. Lett. 2003. Vol. 28. N 8. P. 619–621.
- [17] *Busch K., Mingaleev S.F., Schillinger M.* et al. // J. Phys. Cond. Matter. 2003. Vol. 15. N 30. P. 1233–1256.
- [18] *Kim W.J., O'Brien J.D.* // J. Opt. Soc. of America. B. 2004. Vol. 21. N 2. P. 289–295.
- [19] *Istrate E., Allard M., Sargent E.H.* // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. N 12. P. 125 318.
- [20] *Szpak M., Serebryannikov E., Zheltikov A.* et al. // Opt. Expr. 2006. Vol. 14. N 12. P. 5699–5714.
- [21] *Pendry J.B.* // J. Phys. Cond. Matter. 1996. Vol. 8. N 9. P. 1085–1095.
- [22] *Varis K.* Computational Methods for Finite Thickness Photonic Crystals. Ph. D. Thesis. Espoo: Helsinki University of Technology, 2005.
- [23] *Kim Y.S.* Designing of Metallic Photonic Structures and Applications. Ph. D. Thesis. Ames: Iowa State University, 2006.
- [24] *Маделунг О.* Физика твердого тела. Локализованные состояния. М.: Наука, 1985. Гл. 1. С. 21.
- [25] *Яриу А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987.
- [26] *Povinelli M.L.* Characteristics of defect modes, slow light, and disorder in photonic crystals. Ph.D. Thesis. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2004.
- [27] *Uranus H.P.* Guiding light by and beyond the total internal reflection mechanism. Ph.D. Thesis. Enschede: University of Twente, 2005.
- [28] *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
- [29] *Фихтенгольц Г.М.* Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 3. М.: Наука, 1969.