

Излучение осциллирующего точечного диполя из фотонно-кристаллического слоя диэлектрических наноколонн

С. В. Лобанов^{*+1)}, Т. Вайс^{×∇2)}, Н. А. Гиппиус^{+×}, С. Г. Тиходеев^{*+}

^{*}Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

⁺Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

[×]LASMEA, University Blaise Pascal, F-63177 Aubière Cedex, France

[∇]4th Physics Institute and Research Centers Scope and Simtech, University of Stuttgart, D-70550 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 12 апреля 2011 г.

Рассчитана диаграмма направленности и интенсивность электромагнитного излучения точечного дипольного источника (например, полупроводниковой квантовой точки), находящегося внутри фотонно-кристаллического слоя из периодически упорядоченного массива диэлектрических наноколонн. Показано, что основные особенности излучения можно объяснить, рассматривая простую модель взаимодействия диполя с резонансами Фабри-Перо собственных мод фотонно-кристаллического слоя. При этом суммарная мощность и диаграмма направленности излучения сильно зависят от положения диполя, ориентации его дипольного момента и частоты колебаний.

Возможность создания оптических наноантенн – устройств, позволяющих управлять электромагнитным излучением единичной молекулы или квантовой точки в оптическом диапазоне – привлекает в последние годы большой интерес исследователей [1–3]. В основе этой возможности лежит то, что спонтанное излучение квантового объекта не является его внутренним свойством. Оно зависит от диэлектрического окружения, изменяющего локальное распределение электромагнитного поля [4, 5]. Одно из перспективных направлений для создания наноантенн – использование фотонных кристаллов. Процессы испускания фотонов квантовым излучателем в свободном пространстве и в фотонно-кристаллическом слое (ФКС) могут сильно различаться. При этом возможно изменение не только диаграммы направленности излучения в дальнем поле, связанной со сложным поведением света внутри ФКС, но и излучательного времени жизни возбужденного состояния квантовой точки. В данной работе будут теоретически проанализированы возможности такого управления на примере ФКС из периодически упорядоченного массива диэлектрических наноколонн.

Для расчета воспользуемся классической моделью осциллирующего точечного диполя, колеблющегося с постоянной амплитудой и частотой, заданными внешним источником, – в так называемом пределе слабой связи, когда пренебрегается влиянием внешнего окружения на дипольный момент излучате-

ля. Другими словами, квантовый излучатель внутри ФКС опишем осциллирующим током $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) e^{-i\omega t}$, расположенным в среде с пространственно модулированной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{r})$. Поведение такой классической электродинамической системы описывается уравнениями Максвелла, а диаграмму направленности излучения и распределение электромагнитного поля внутри ФКС можно рассчитать, например, в рамках метода оптической матрицы рассеяния [6, 7]. Что же касается чисто квантовой величины – среднего времени жизни возбужденного состояния τ квантового излучателя, ее изменение за счет диэлектрического окружения, в сравнении с излучателем в пустом пространстве, можно оценить, вычислив суммарную мощность излучения точечного диполя и сравнив ее с мощностью излучения эквивалентного диполя в свободном пространстве. Отношение этих двух величин, называемое фактором Пурселла F_P , говорит об увеличении или уменьшении скорости потерь внутренней энергии излучателя, то есть об изменении времени жизни возбужденного состояния квантового аналога точечного дипольного излучателя. Таким образом, $\tau = F_P \cdot \tau_0$, где τ_0 — среднее время жизни эквивалентного квантового излучателя в свободном пространстве, а фактор Пурселла вычисляется по формуле

$$F_P = \frac{\iint_{\Sigma_0} (\mathbf{P} \cdot d\mathbf{A})}{\iint_{\Sigma_0} (\mathbf{P}_0 \cdot d\mathbf{A})}, \quad (1)$$

¹⁾ e-mail: lobanov@physics.msu.ru

²⁾ T. Weiss.

где интеграл берется по бесконечно малой сфере Σ_0 , окружающей точечный диполь, \mathbf{P} и \mathbf{P}_0 – векторы Пойнтинга излучения диполя внутри ФКС и в свободном пространстве.

Расчет оптических характеристик излучения точечного диполя, расположенного внутри фотонно-кристаллического слоя, проводится следующим образом [6, 7]. Структура разбивается на две части, выше и ниже плоскости с дипольным излучателем, и вычисляются матрицы рассеяния обеих частей [6, 8, 9]. Затем решения сшиваются с помощью условий, связывающих плотность тока диполя с разрывом тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей в плоскости с излучателем.

Рассмотрим ниже излучение точечного дипольного источника, расположенного посередине фотонно-кристаллического слоя диэлектрических наноколонн (рис. 1). Наноколонны высотой $h = 3 \mu\text{м}$, радиусом

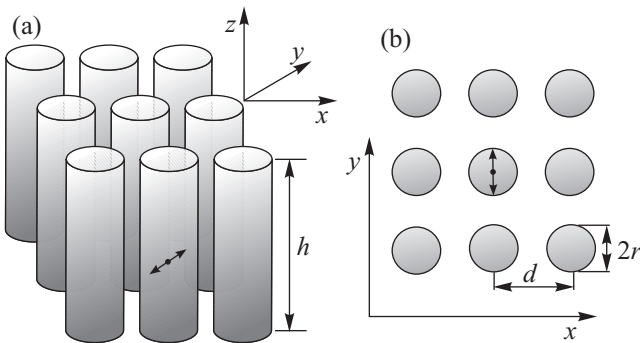


Рис. 1. Фотонно-кристаллический слой из наноколонн. Точка со стрелками показывает положение и ориентацию осциллирующего точечного диполя; (а) вид сбоку; (б) вид сверху

сом $r = 200 \text{ нм}$ и с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 10$ находятся в воздухе и образуют квадратную решетку с периодом $d = 660 \text{ нм}$.

На рис. 2 представлен рассчитанный нормированный спектр излучения точечного диполя, расположенного в центре одной из наноколонн, и с направленным вдоль оси y дипольным моментом. На этом и последующих рисунках интенсивность излучения нормирована на максимальную интенсивность излучения эквивалентного диполя в свободном пространстве. Видно, что интенсивность излучения имеет ярко выраженные максимумы, связанные, как будет показано ниже, с возбуждением диполем резонансных мод в фотонно-кристаллическом слое.

Резонансные моды в фотонно-кристаллических слоях были рассмотрены в работе [10] для случая металлических дифракционных решеток (где они связаны с поверхностными плазмонами). Как и в других

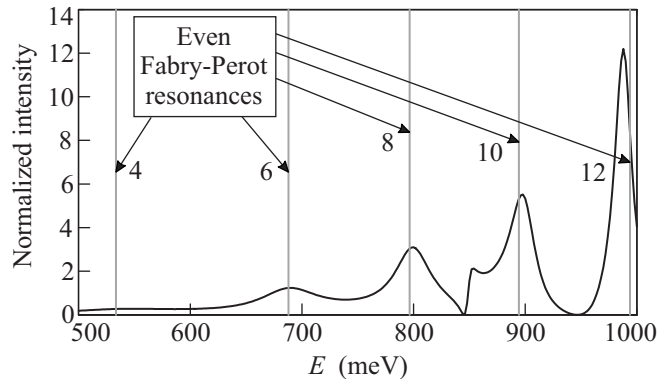


Рис. 2. Рассчитанный нормированный спектр излучения вдоль оси z для точечного диполя, расположенного в центре одной из наноколонн. Дипольный момент колеблется вдоль оси y . Вертикальные линии соответствуют энергиям четных резонансов Фабри-Перо, помеченных на рис. 3 кружками

разделах физики, резонансные моды существенным образом определяют линейные и нелинейные оптические свойства фотонно-кристаллических слоев (см. книгу [11] и ссылки в ней). Весьма удобный метод вычисления резонансных мод в ФКС, основанный на оптической матрице рассеяния, изложен в работах [12–15]. Физическая природа оптических резонансов может быть самой различной — плазмонной, волноводной и т.д. В данной работе мы рассматриваем резонансы Фабри-Перо, которые образуются из распространяющихся вдоль оси z собственных мод бесконечно высоких наноколонн (двумерного фотонного кристалла), когда

$$K_{z n} \simeq \frac{\pi}{h} m, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2)$$

Здесь $K_{z n}$ – волновое число n -й собственной моды двумерного фотонного кристалла, h – высота наноколонн, а m – порядковый номер резонанса Фабри-Перо.

Следует особо обратить внимание читателя на различие между модами двумерного фотонного кристалла и модами фотонно-кристаллического слоя. Сделаем разъяснение сказанному. Распространение света в ФКС толщиной h может быть описано в виде суперпозиции собственных мод двумерного фотонного кристалла, каждая из которых характеризуется своим распределением (в плоскости (x, y)) электромагнитного поля и своим волновым числом $K_{z n}$ [6, 8]:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \sum_n \mathbf{E}_n(x, y) \{ A_n^+ \cdot e^{iK_{z n} z} + A_n^- \cdot e^{iK_{z n} (h-z)} \}, \quad (3)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \sum_n \mathbf{H}_n(x, y) \{ A_n^+ \cdot e^{iK_{zn}z} - A_n^- \cdot e^{iK_{zn}(h-z)} \}. \quad (4)$$

Если комплексный коэффициент отражения (учитывающий фазу) какой-либо моды двумерного фотонного кристалла от верхней и нижней границ ФКС будет близок к единице, а волновое число K_{zn} будет удовлетворять формуле (2), то это приведет к возникновению оптической резонансной моды в фотоннокристаллическом слое.

В суммах в формулах (3) и (4) стоит бесконечное число слагаемых. Однако в нашем случае почти все из них можно отбросить. Если значение мнимой части волнового числа K_{zn} какой-либо моды достаточно велико, то эта мода будет сильно затухать при распространении от одного края ФКС к другому. На рис. 3 представлены дисперсии $\text{Re } K_{zn}(E)$ (здесь

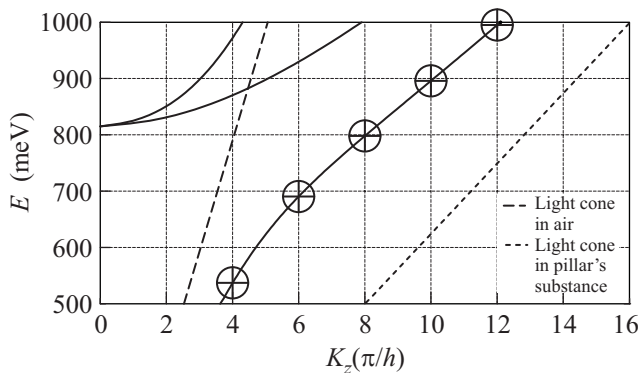


Рис. 3. Рассчитанные дисперсии волновых чисел (реальной части) для слабо затухающих мод, которые могут быть связаны с излучением, распространяющимся параллельно оси z . Кружками помечены точки первой дисперсионной кривой $K_{z1}(E)$, которые удовлетворяют условию образования четных резонансов Фабри-Перо

E – энергия фотона) слабо затухающих мод, которые могут быть связаны с излучением вне ФКС, распространяющимся параллельно оси z . Из рисунка видно, что при энергиях меньше 800 мэВ лишь одно волновое число K_{z1} должно присутствовать в формулах (3) и (4). Этому волновому числу соответствуют две собственные моды. Распределения напряженности электрического поля в плоскости (x, y) для этих двух мод показаны на рис. 4. Для максимума излучения вверх нам нужна мода, имеющая пучность электрического поля в месте расположения диполя (середина ФКС). А этому требованию удовлетворяют четные резонансы Фабри-Перо. На рис. 3 кружками помечены те точки правой дисперсионной кривой, которые соответствуют четным резонансам Фабри-Перо ФКС.

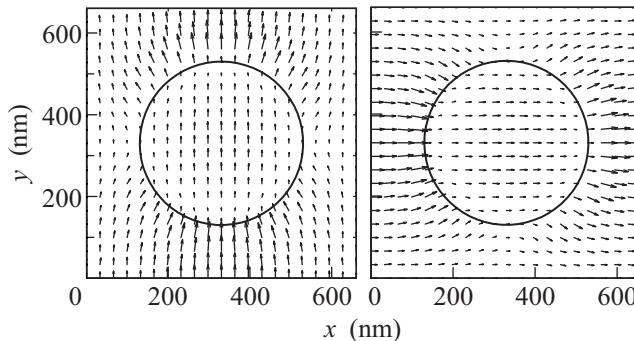


Рис. 4. Рассчитанные распределения напряженности электрического поля для двух собственных мод (при энергии 690 мэВ). Показана одна элементарная ячейка двумерного фотонного кристалла. Окружность соответствует границе наноколонны

Соответствующие этим точкам значения энергий показаны на рис. 2 вертикальными линиями. Из рисунка видно, что описанная выше простая модель неплохо объясняет положение максимумов в спектре излучения диполя.

Как было сказано выше, дисперсионная зависимость на рис. 3 соответствует модам, которые могут излучать только параллельно оси z . Для того чтобы понять, как будет выглядеть диаграмма направленности излучения точечного диполя по другим направлениям, необходимо построить зависимость собственного значения K_z от угла излучения. Такие зависимости $K_z(\theta)$ ³⁾ для энергий 690 и 623 мэВ представлены на рис. 5а и б соответственно. Из рис. 5а видно,

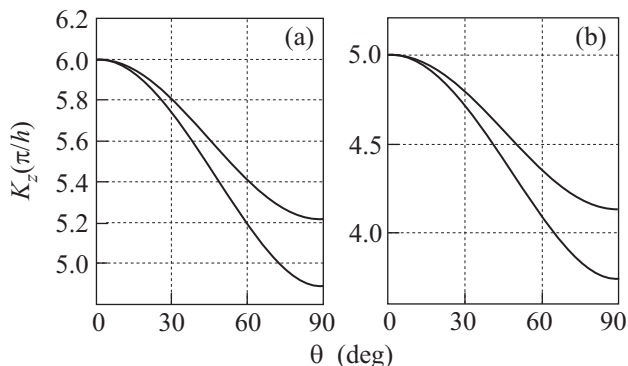


Рис. 5. Рассчитанные зависимости собственного значения K_{z1} от угла излучения θ при постоянном угле $\varphi = 0$ для энергии (а) 690 мэВ и (б) 623 мэВ

что диполь должен излучать интенсивнее в сторону малых углов θ , так как при больших углах собствен-

³⁾Помимо декартовой системы координат (x, y, z) , удобно также использовать сферическую (ρ, θ, φ) : $x = \rho \cos \varphi \sin \theta$, $y = \rho \sin \varphi \sin \theta$, $z = \rho \cos \theta$.

ное значение K_z близко к нечетному числу (в единицах π/h). Во втором случае (рис. 5b), наоборот, излучение должно быть максимальным при больших углах θ . Рассчитанные диаграммы направленности для этих двух случаев (рис. 6а и б) подтверждают

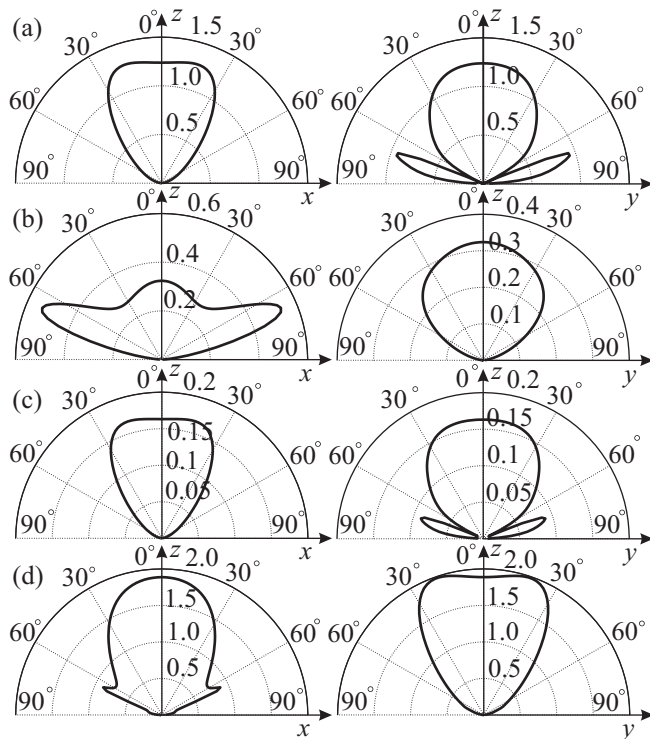


Рис. 6. Рассчитанные диаграммы направленности излучения в плоскости xz (слева) и yz (справа). Показано только излучение в верхнее полупространство, поскольку рассматриваемая система (и, следовательно, диаграмма направленности) обладает зеркальной плоскостью симметрии, проходящей через середину фотонно-кристаллического слоя. Точечный диполь на панелях $\{(a), (b), (c), (d)\}$ колеблется вдоль оси $\{y, y, y, x\}$ с энергией $\{690, 623, 690, 690\}$ мэВ, соответственно. Диполь располагается в середине слоя по вертикали, его координата x равна $\{330, 330, 120, 120\}$ нм, а $y = 330$ нм

эти предположения. Следует уточнить, что подобные рассуждения дают лишь приближенную картину направленности излучения. Существует множество других факторов, влияющих на формирование диаграммы направленности. Например, справа на рис. 6а видны узкие пики при углах $\theta \sim 70^\circ$, связанные с наличием квазиволноводных мод у ФКС [8]. Эти моды вносят доминирующий вклад в картину направленности при больших частотах.

Как видно из рис. 4, распределение электрического поля в двух собственных модах сильно неоднородно. Поэтому диполь, расположенный в разных

точках элементарной ячейки ФКС и имеющий различные направления колебаний дипольного момента, должен с различной силой связываться с этими модами (принцип взаимности [16]). Например, если мы поместим диполь не в центр наноклонны $((x, y) = (330, 330)$ нм), а с краю от нее $((x, y) = (120, 330)$ нм), где скалярное произведение дипольного момента на напряженность электрического поля в обеих собственных модах минимально, излучение диполя должно резко упасть. Если же мы теперь изменим направление колебаний его дипольного момента с $\mathbf{j}_0 = (0, 1, 0)$ на $\mathbf{j}_0 = (1, 0, 0)$, то диполь начнет эффективно возбуждать одну собственную моду (изображенную на рис. 4 справа) и излучение снова возрастет. На рис. 6с и d представлены диаграммы направленности для этих двух случаев, подтверждающие вышеизложенные рассуждения.

Рассчитанные значения фактора Пурселла излучения диполя в случаях, приведенных на рис. 6

(a)	(b)	(c)	(d)
0.78	0.33	0.09	1.16

В таблице приведены рассчитанные значения фактора Пурселла для четырех случаев, рассмотренных на рис. 6. Как видно, они также сильно зависят от положения и ориентации осциллирующего точечного диполя.

Таким образом, в данной статье показано, что резонансы Фабри-Перо собственных мод существенно влияют на излучение осциллирующего точечного диполя из фотонно-кристаллических слоев. Изменяя параметры структуры, возможно контролировать суммарную интенсивность и диаграмму направленности излучения. Тем самым можно менять время жизни возбужденного состояния квантового излучателя и создавать наноантенны.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований (проект #09-02-00450), Программе Президиума РАН № 22, DFG (FOR 557, FOR 730, GI 269/11-1) и DFH/UFA за поддержку.

1. S. Kühn, G. Mori, M. Agio, and V. Sandoghdar, *Mol. Phys.* **106**, 893 (2008).
2. A. Mohammadi, V. Sandoghdar, and M. Agio, *New J. Phys.* **10**, 105015 (2008).
3. R. Esteban, T. V. Teperik, and J. J. Greffet, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 026802 (2010).
4. E. M. Purcell, *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
5. G. W. Ford and W. O. Weber, *Phys. Rep.* **113**, 195 (1984).

6. D. M. Whittaker and I. S. Culshaw, *Phys. Rev. B* **60**, 2610 (1999).
7. H. Taniyama and M. Notomi, *J. Appl. Phys.* **103**, 083115 (2008).
8. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov et al., *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002).
9. T. Weiss, G. Granet, N. A. Gippius et al., *Opt. Express* **17**, 8051 (2009).
10. U. Fano, *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 213 (1941).
11. M. Nevière, E. Popov, R. Reinisch, and G. Vitrant, *Electromagnetic resonances in nonlinear optics*, Gordon and Breach Science Publishers, 2000.
12. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and T. Ishihara, *Phys. Rev. B* **72**, 045138 (2005).
13. N. A. Gippius and S. G. Tikhodeev, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **179**, 1027 (2009).
14. N. A. Gippius, T. Weiss, S. G. Tikhodeev, and H. Giessen, *Opt. Express* **18**, 7569 (2010).
15. T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev et al., *J. Opt. Soc. Am. A* **28**, 238 (2011).
16. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 2006, § 90.