

tum wells on one hand and the folding of acoustic phonons on the other hand lead to great simplifications in the theoretical treatment of the resonant scattering event and to great improvements in the experimental results. Based on a model for the acoustic light scattering by excitonic polaritons in structures containing an arbitrary finite number of quantum wells [2], we describe at the quantitative level and in the polaritonic picture all the rich experimental features displayed in the scattering spectra close to the lowest excitonic resonances in GaAs/AlAs multi-quantum wells. We demonstrate that such measurements and analysis can be applied in a large temperature range between 30 and 300 K and that quantitative determination of optical and optomechanical parameters can be deduced at unprecedented accuracy and completeness as compared to previous piezo-optical experiments.

Bibliography

- [1] A. Fainstein, N.D. Lanzillotti-Kimura, B. Jusserand, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 037403 (2013).
- [2] A.N. Poddubny, A.V. Poshakinskiy, B. Jusserand, *et al.*, *Phys. Rev. B* **89**, 235313 (2014).

Топологические поляритонные моды в фотонных кристаллах

А.В. Пошакинский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

Топологическими изоляторами называют материалы, которые внутри объема представляют собой диэлектрик, а на поверхности имеют устойчивые проводящие состояния [1]. В настоящее время происходит бурное развитие физики фотонных топологических изоляторов — нового типа фотонных кристаллов, являющихся аналогами электронных топологических изоляторов. Основным свойством таких систем является наличие в них краевых или поверхностных топологически защищенных оптических мод [2]. В докладе будет сделан обзор различных реализаций одномерных [3, 4, 5] и двумерных [6, 7, 8] фотонных топологических изоляторов. Подробно будет описана теория излучающих топологических состояний в структуре на основе периодической последовательности квантовых ям с несколькими ямами в элементарной ячейке [4]. В такой системе краевые оптические поляритонные моды имеют конечное радиационное время жизни, вызванное уходом света из структуры через ее края. Благодаря конечному радиационному затуханию таких топологических состояний, они проявляются в стационарных и разрешенных во времени спектрах

отражения света от структуры. Также в докладе будут обсуждаться спектроскопические методы измерения топологических инвариантов системы, основанные на анализе фазы коэффициента отражения.

Примером одномерной оптической системы, имеющей топологические моды, является резонансный фотонный кристалл, состоящий из последовательности разделенных диэлектрическими барьерами квантовых ям, положения которых задаются формулой

$$z_n = d[n + \eta \cos(2\pi bn + \phi)]. \quad (1)$$

При $\eta = 0$ формула (1) описывает периодическую последовательность квантовых ям с расстоянием d между двумя соседними ямами. Введение ненулевого η приводит к модуляции положения квантовых ям в структуре. Длина волны и фаза модуляции определяются параметрами b и ϕ , соответственно. На рис. 1(a) представлена структура с $b = 1/3$, что соответствует фотонному кристаллу с тремя квантовыми ямами в элементарной ячейке.

Свет, распространяясь по сверхрешетке, эффективно взаимодействует с экситонами в квантовых ямах, что приводит к формированию коллективных мод — экситонных поляритонов. На рис. 1(b) показано пространственное распределение электрического поля для различных поляритонных мод системы. Можно видеть, что большинство из этих мод являются делокализованными, их электрическое поле распределено по всей структуре. Однако, присутствуют также две моды, представленные двумя верхними кривыми, электрическое поле которых локализовано вблизи границы фотонного кристалла и затухает в его глубину. Вне кристалла электрическое поле этих состояний не затухает, а значит эти состояния являются излучающими — они имеют конечное радиационное время жизни, вызванное уходом света через края структуры.

Излучающий характер краевых состояний открывает возможность их оптического детектирования. Рис. 2 демонстрирует различные физические величины, по которым можно обнаружить наличие в системе топологических поляритонных мод. На рис. 2(a) построен коэффициент отражения света от структуры как функция частоты. На частоте краевого состояния, отмеченной пунктиром, в спектре отражения от системы с потерями имеется провал, его ширина определяется временем жизни краевой поляритонной моды. На рис. 2(b) показана фаза отражения света от структуры. Вблизи частоты краевого состояния фаза резко меняется на 2π [9]. Альтернативным методом, по отношению к спектроскопии с частотным разрешением, является спектроскопия с временным разрешением [10]. При отражении от системы короткого оптического импульса форма отраженного импульса определяется временной

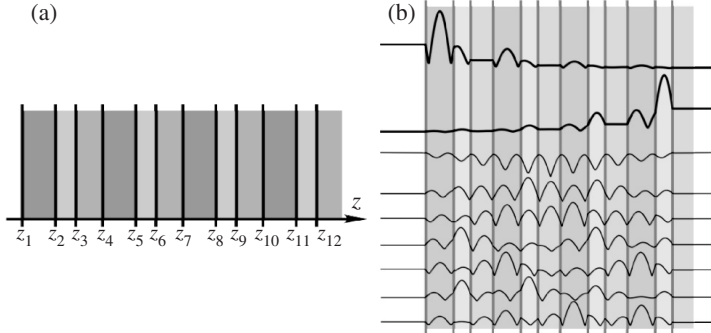


Рис. 1. (а) Сверхрешетка, состоящая из 12 квантовых ям, с 3 ямами в элементарной ячейке. Вертикальными линиями обозначены квантовые ямы, а цветами показаны барьеры различной толщины. Положение квантовых ям описывается формулой (1) с $\eta = 1/3$. (б) Рассчитанная амплитуда электрического поля различных собственных мод системы. Две верхние моды соответствуют крайвым топологическим поляритонным состояниям.

функцией отклика $\rho(t)$, которая связана с частотным коэффициентом отражения преобразованием Фурье:

$$\rho(t) = \frac{1}{2\pi} \int r(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2)$$

Присутствующее в системе краевое состояние проявляется во временной функции отклика, представленной на рисунке 2(с), в качестве обозначенного пунктиром экспоненциального вклада, затухающего за время жизни состояния.

Наличие в описанной выше системе краевых мод связано с особой, топологически нетривиальной структурой ее поляритонных зон. Для выявления топологических свойств системы удобно рассмотреть совокупность всех структур, положение квантовых ям в которых определяется уравнением (1) с различными значениями фазы ϕ . При этом, ввиду периодической зависимости свойств системы от параметра ϕ , можно считать, что он лежит в интервале $(-\pi, \pi]$. Если теперь рассматривать ϕ в качестве волнового вектора вдоль некой новой (дополнительной) оси, то можно установить соответствие между рассматриваемым одномерным кристаллом и некоторой двумерной системой [11]. Оказывается, что получаемая таким образом двумерная система эквивалентна модели квадратной решетки для электронов в магнитном поле, поток которого через элементарную ячейку равен $2\pi b$. В двумерной электронной системе в сильном магнитном поле наблюдается квантовый эффект

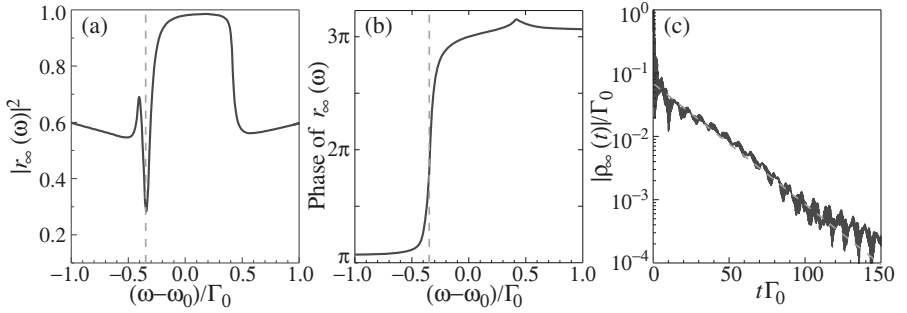


Рис. 2. Коэффициент отражения (a) и фаза отражения (b) света от полубесконечной структуры, на краю которой имеется краевое поляритонное состояние. Вертикальная пунктирная кривая обозначает частоту краевого состояния. На рис. (c) показана временная функция отклика системы, пунктиром обозначен вклад краевой моды.

Холла, который объясняется наличием топологических краевых состояний. Топологические свойства изучаемой нами системы могут быть описаны аналогичным способом. Каждой поляритонной зоне j можно поставить в соответствие топологический инвариант — целое число, называемое числом Черна и вычисляемое по формуле

$$C_j = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_{\text{BZ}} dk \sum_n \left(\frac{\partial P_n^*}{\partial k} \frac{\partial P_n}{\partial \phi} - \frac{\partial P_n^*}{\partial \phi} \frac{\partial P_n}{\partial k} \right), \quad (3)$$

где P_n — поляризация квантовой ямы n для поляритонной моды j с волновым вектором k , нормированная так, что $\sum_n |P_n|^2 = 1$. Отличные от нуля числа Черна свидетельствуют о том что система топологически нетривиальна, и на ее границе должны возникать топологические состояния. Для того, чтобы числа Черна были отличны от нуля в нашей системе, элементарная ячейка структуры не должна иметь центр инверсии. Это требует по крайней мере трех квантовых ям в элементарной ячейке. Для изображенной на рис. 1(a) структуры с тремя ямами в элементарной ячейке имеется три поляритонных зоны, числа Черна для них равны 1, -2 и 1.

Числа Черна имеют простой физический смысл, который связан с фазой коэффициента отражения света от структуры. При изменении параметра ϕ от $-\pi$ до π система совершает циклическую эволюцию, и ее физические свойства возвращаются к исходным. Таким образом, если мы зафиксируем частоту света в области поляритонной запрещенной зоны и рассмотрим, как зависит амплитудный коэффициент отражения от параметра ϕ , то при $\phi = -\pi$ и

$\phi = \pi$ он будет одинаков. Однако, в процессе изменения ϕ от $-\pi$ до π фаза амплитудного коэффициента могла измениться на $2\pi m$, где m — целое число, представляющее собой топологический инвариант, характеризующий данную запрещенную зону. Число оборотов фазы коэффициента отражения определяет, сколько краевых состояний пересекает данную запрещенную зону при изменении параметра ϕ . Оказывается, что число Черна разрешенной зоны равно разнице чисел оборотов фазы для запрещенных зон, лежащих над и под ней. Описанная выше связь между фазой коэффициента отражения и топологическими инвариантами носит достаточно общий характер и может быть обнаружена в различных физических системах.

Работа выполнена при поддержке фонда «Династия».

Литература

- [1] M.Z. Hasan and C.L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
- [2] L. Lu, J.D. Joannopoulos, and M. Soljačić, *Nat. Photonics* **8**, 821 (2014).
- [3] Y.E. Kraus, Y. Lahini, Z. Ringel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 106402 (2012).
- [4] A.V. Poshakinskiy, A.N. Poddubny, L. Pilozzi, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 107403 (2014).
- [5] A. Poddubny, A. Miroschnichenko, A. Slobozhanyuk, *et al.*, *ACS Photonics* **1**, 101 (2014).
- [6] A.B. Khanikaev, S.H. Mousavi, W.-K. Tse *et al.*, *Nat. Mater.* **12**, 233 (2012).
- [7] M.C. Rechtsman, J.M. Zeuner, Y. Plotnik *et al.*, *Nature* (London) **496**, 196 (2013).
- [8] M. Hafezi, S. Mittal, J. Fan *et al.*, *Nat. Photonics* **7**, 1001 (2013).
- [9] S.A. Dyakov, A. Baldycheva, T.S. Perova *et al.*, *Phys. Rev. B* **86**, 115126 (2012).
- [10] A.V. Poshakinskiy, A.N. Poddubny, and S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **86**, 205304 (2012).
- [11] L.-J. Lang, X. Cai, and S. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 220401 (2012).

Фотоэмиссия из полупроводников: проблемы физики поверхности и практические приложения

В.Л. Альперович

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Основные закономерности фотоэмиссии электронов из твердых тел, экспериментально обнаруженной Герцем в 1887 году, были объяснены Эйнштейном 110 лет назад, в 1905 году. С тех пор фотоэмиссия изучена для широкого круга металлов и полупроводников и стала основой метода фотоэлектронной