

Воздействие неравновесных фононов на экситонную люминесценцию в квантовых ямах CdTe / CdMnTe

© А.В. Щербаков, А.В. Акимов, В.П. Кочерешко, D.R. Yakovlev*, W. Ossau*, G. Landwehr*, T. Wojtowicz**, G. Karczewski**, J. Kossut**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 97074 Würzburg, Deutschland

** Polish Academy of Sciences, Institute of Physics, 02-668 Warsaw, Poland

Люминесцентный метод используется впервые для детектирования неравновесных фононов в квантовых ямах CdTe с барьерами Cd_{0,6}Mn_{0,4}Te. Метод основан на гигантском зеемановском расщеплении экситонных состояний в квантовых ямах CdTe/(Cd,Mn)Te и является перспективным для использования в качестве чувствительного субтерагерцевого фононного спектрометра. Метод может быть также использован для выявления механизмов спин-фононного взаимодействия в разбавленных магнитных полупроводниках.

В течение многих лет люминесценция является мощным инструментом для детектирования терагерцевых акустических фононов в твердых телах [1]. За последние десять лет люминесцентный метод успешно применялся для исследования свойств терагерцевых фононов и их взаимодействия с электронными возбуждениями в объемных полупроводниках и двумерных полупроводниковых структурах [2]. Эти исследования проводились на немагнитных полупроводниках. В разбавленных магнитных материалах, таких как (Cd,Mn)Te, присутствует система магнитных ионов, которая сильно взаимодействует с фононами и носителями зарядов [3–5]. В настоящем сообщении мы представляем результаты первых экспериментов, где осуществляется детектирование субтерагерцевых акустических фононов с помощью люминесценции квантовых ям (КЯ) CdTe, заключенных между полумагнитными (Cd,Mn)Te-барьерами. Мы получаем качественную информацию о спектральной чувствительности такого фононного детектора, которая важна для использования его в качестве фононного спектрометра. Мы также показываем, что такой метод может использоваться для получения информации о механизмах спин-фононного взаимодействия в полумагнитных полупроводниках. Эти механизмы активно обсуждаются в настоящее время в связи с проблемой формирования магнитных поляронов [4,6].

Исследуемая структура содержала четыре CdTe-КЯ различной ширины (9,0, 4,0, 1,8 и 1,2 nm). Структура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на полуизолирующей подложке GaAs толщины 0,38 mm. КЯ были разделены Cd_{0,6}Mn_{0,4}Te-барьерами толщиной 50 nm. Площадь поверхности с КЯ в исследуемых образцах составляла 2,0 × 1,8 mm. Подробности роста и результаты оптических исследований используемых образцов опубликованы ранее в [7].

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Фононный генератор (10 nm-константановая пленка) площадью 0,5 × 0,25 mm был нанесен на торец GaAs-подложки. Пленка нагревалась импульсами тока. Длительность им-

пульсов составляла $\Delta t = 0,1 \mu s$, импульсная плотность мощности — до $P = 160 W/mm^2$, частота повторения 30 kHz. В результате в подложку из GaAs впрыскивались неравновесные фононы, имеющие широкий спектр с характерными энергиями в несколько meV ($10^{11} - 10^{12} Hz$). Фононы, прошедшие GaAs, достигали структуры CdTe/(Cd,Mn)Te и вызывали изменения в экситонной люминесценции, которая в свою очередь возбуждалась cw 50 mW Ar-лазером (диаметр сфокусированного пятна на образце составлял 0,3 mm). Образец находился в центре сверхпроводящего магнита в фарадеевской геометрии и был помещен в жидкий откачиваемый гелий, $T = 1,8 K$.

На опыте измерялась люминесценция КЯ 1,8 nm, спектр которой при стационарном возбуждении (в отсутствие неравновесных фононов) содержит одну экситонную линию, спектральное положение которой при $T = 1,8 K$ сильно зависит от магнитного поля B . Наблюдается длинноволновый сдвиг линии экситонной люминесценции $\Delta E_B = E_0 - E_B$ (E_0, E_B — энергия экситонных переходов в отсутствие и при приложении B соответственно). Этот сдвиг вызван гигантским

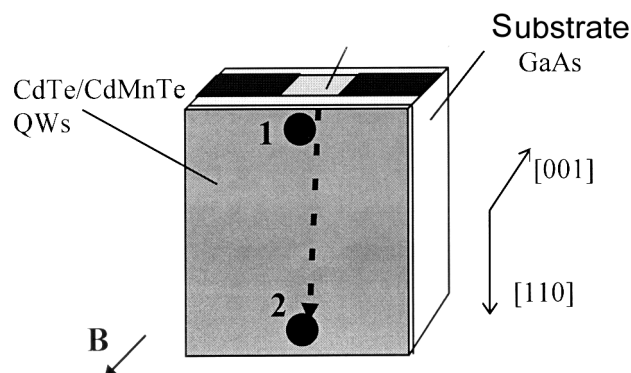


Рис. 1. Схема эксперимента. Черные точки (1 и 2) на поверхности CdTe/(Cd,Mn)Te показывают места возбуждения экситонов. Стрелка соответствует баллистическим фононам от генератора фононов от h в точку 2.

зеemanовским расщеплением зонных состояний и обусловлен сильным обменным взаимодействием между носителями зарядов в CdTe-КЯ и локализованными ионами Mn в (Cd,Mn)Te-барьерах [8]. Известно, что ΔE_B сильно уменьшается с повышением температуры, что объясняется термическим заселением вышележащих зеemanовских подуровней ионов Mn и, соответственно, уменьшением магнитной восприимчивости носителей, локализованных в КЯ [9].

Идея представляемых экспериментов заключается в увеличении температуры системы ионов Mn под воздействием неравновесных фононов теплового импульса и, тем самым, уменьшении ΔE_B . Динамический сдвиг $\delta E_B(t)$ экситонной линии, индуцируемый неравновесными фононами, измерялся на опыте в двух точках, находящихся на разном расстоянии от фононного генератора (точки 1 и 2 на рис. 1) для различных магнитных полей B . На опыте плотность мощности фононного генератора (P) была достаточно мала и соответствовала максимально измеряемому сдвигу $\delta E_B = 2 \text{ meV}$ в присутствии неравновесных фононов. Это соответствовало изменению температуры в равновесных условиях $\Delta T \approx 0.5 \text{ K}$ и позволяло считать, что изменения интенсивности люминесценции $\delta I_B(t)$ при фиксированной длине волны регистрирующего монохроматора были прямо пропорциональны $\delta E_B(t)$.

На рис. 2 представлены временные зависимости $\delta I_B(t)$, измеренные в 1.8 nm-КЯ, для различных магнитных полей, мощности фононного генератора и положения точки, где детектировался фононный сигнал (или точки, где возбуждались экситоны, — точки 1 и 2 на рис. 1). Сплошные кривые на рис. 2 представляют сигналы $\delta I_B(t)$, измеренные в точке около фононного генератора (точка 1, расстояние между центром фононного генератора и точкой 1 $r = 0.24 \text{ mm}$). Точки на рис. 2 показывают $\delta I_B(t)$, измеренные в точке 2, что соответствует $r = 1.81 \text{ mm}$. Отчетливо наблюдается временной сдвиг передних фронтов $\delta I_B(t)$ с увеличением r . Величина этого сдвига хорошо согласуется с баллистическим временем пролета для LA и TA фононов в GaAs (ожидаемые сдвиги показаны горизонтальными отрезками на рис. 2, a). Неожиданный результат наблюдается для задних фронтов $\delta I_B(t)$, измеренного для $B = 2 \text{ T}$ и $P = 160 \text{ W/mm}^2$ (рис. 2, a). Сигнал $\delta I_B(t)$ затухает быстрее с увеличением расстояния от фононного генератора. Такое поведение очень необычно для экспериментов с неравновесными фононами, которые проводились ранее [1,10]. В ранних экспериментах детектируемый фононный импульс типично уширяется во времени из-за рассеяния фононов в объеме образца. Результаты рис. 2 исключают болометрический механизм детектирования фононов, и объяснение наблюдаемым зависимостям следует искать в анализе спин-фононного взаимодействия в полумагнитном материале. Затянутый задний фронт наблюдается только для большой мощности $P = 160 \text{ W/mm}^2$ и исчезает для низкой $P = 70 \text{ W/mm}^2$ (сравнить сплошные кривые на рис. 2, a, b).

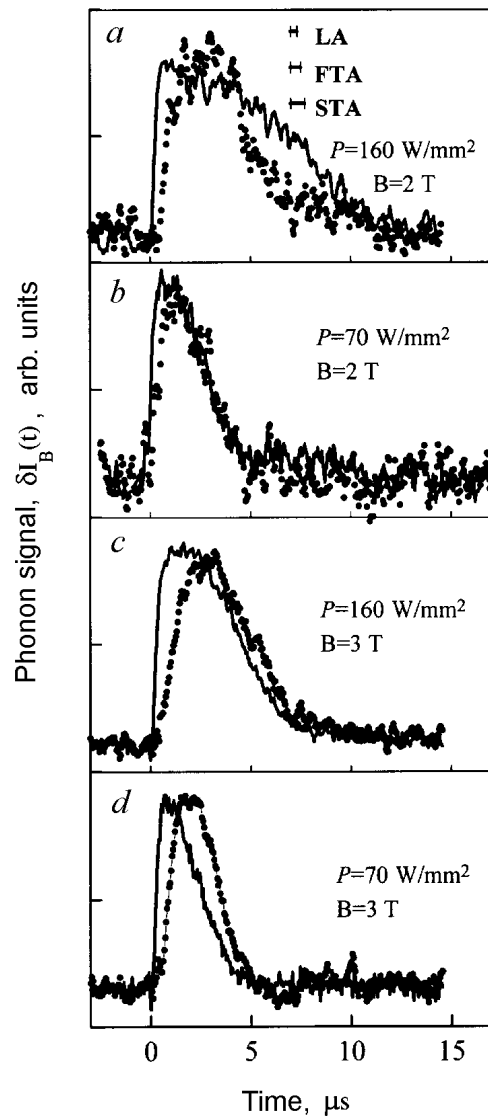


Рис. 2. Нормированные временные зависимости сигнала $\delta I_B(t)$, индуцированного неравновесными фононами, измеренные в точках 1 (сплошные кривые) и 2 (точки) для различной величины B и P . Горизонтальные отрезки показывают ожидаемый баллистический временной сдвиг сигналов для LA, FTA и STA фононов (соответствующие скорости звука $v_j = 5.3, 3.4$ and 2.5 km/s).

Важно отметить, что наблюдаемая микросекундная временная эволюция $\delta I_B(t)$ существенно продолжительнее, чем экситонное время жизни $\tau_{\text{exc}} \sim 10^{-10} \text{ s}$ [11], а также время спин-фононной релаксации $\tau_{\text{sp}} \ll 10^{-7} \text{ s}$ в Cd_{1-x}Mn_xTe при $x > 0.1$ [12]. Таким образом, измеряемый профиль $\delta I_B(t)$ отражает временную, пространственную и спектральную эволюцию неравновесных фононов. В обсуждении мы сначала рассмотрим процессы генерации и распространения акустических фононов в GaAs. Эти процессы интенсивно исследовались ранее (см., например, [13]). Затем обсудим механизмы спин-фононного взаимодействия, которые играют основную роль в объяснении экспериментальных результатов.

Генерация фононов. Изначально фононы рождаются в тонкой металлической пленке h . Считается [1,10], что фононы, генерируемые в h во время токового импульса, имеют планковское распределение, описываемое температурой $T_h \propto P^{1/4}$, которая может быть вычислена из теории акустического рассогласования [14]. В наших опытах $T_h \sim 25$ К для $P = 160$ W/mm², что соответствует спектральному распределению фононов с максимумом при $\hbar\omega_m \sim 2kT_h \sim 5$ meV. Эти фононы имеют малую длину свободного пробега $l(\omega_m) \sim 0.05$ nm и фактически, вследствие упругого рассеяния, заключены в области вблизи фононного генератора [15,16].

Распространение фононов. Длина свободного пробега фононов имеет сильную частотную зависимость ($l \propto \omega^{-4}$) и, таким образом, низкоэнергетические фононы с $\hbar\omega \leq 1$ meV могут проходить баллистически (без рассеяния) расстояния в несколько миллиметров. Если фононный детектор чувствителен к этим низкоэнергетическим фононам, тогда временные профили импульсов, измеряемых на различных расстояниях r от фононного генератора должны содержать резкий передний фронт, сдвинутый по времени на баллистическое время пролета $t_b = r/v_j$ где v_j — скорость звука поляризации j ($j = \text{LA, FTA, STA}$). Это действительно наблюдается в измеренных сигналах (сравнить сплошные кривые и точки на рис. 2). Задний фронт фононных импульсов определяется динамическими свойствами высокочастотных фононов с $\hbar\omega \gg 1$ meV [16]. Высокочастотные фононы с $\hbar\omega \sim \hbar\omega_m$ сильно рассеиваются в объеме GaAs и достигают детектора диффузно [15]. Таким образом, относительный вклад высокочастотных фононов в фононный спектр в точке 2 должен быть намного меньше, чем в точке 1 из-за диффузионного затухания фононов, а также их ухода в жидкий гелий в тонких образцах [17]. Фактически подложка из GaAs является фильтром для высокочастотных фононов, которые распространяются от фононного генератора к точке 2.

Спин-фононное взаимодействие. Теперь мы переходим к обсуждению спектральной чувствительности нашего люминесцентного детектора. Она определяется энергетическим спектром ионов Mn, которые разогреваются неравновесными фононами. В разбавленных магнитных полупроводниках система ионов Mn содержит парамагнитные спины и кластеры, состоящие из антиферромагнитно взаимодействующих спинов. Относительный вклад парамагнитных спинов и кластеров определяется содержанием Mn и температурой [3]. Гигантское зеемановское расщепление определяется, в основном, парамагнитными спинами и частично кластерами с нечетным количеством ионов Mn. Взаимодействие как с низко- так и с высокочастотными фононами может отвечать за наблюдаемый фононный сигнал. Низкочастотные фононы с $\hbar\omega = g_{\text{Mn}}\mu_B B$ ($g_{\text{Mn}} = 2$ для ионов Mn) могут вызывать прямые резонансные переходы между зеемановскими подуровнями ионов Mn [18]. Для $B = 3$ Т, $\hbar\omega = 0.3$ meV, и фононы такой энергии

распространяются в GaAs баллистически [15]. Высокочастотные фононы могут взаимодействовать с кластерами спинов, которые имеют ряд возбужденных состояний с энергиями в несколько meV [19]. Это частично уменьшает экситонное расщепление, вызванное кластерами с ненулевым магнитным моментом. В свою очередь, если взаимодействие между возбужденными кластерами и парамагнитными спинами является достаточно сильным, то возбуждение перейдет от кластера к индивидуальному спину (непрямой орбаховский процесс [18]), и таким образом даст вклад в экситонное расщепление, определяемое парамагнитными спинами. Следует отметить, что возбуждение спиновых волн может также давать вклад в наблюдаемый сигнал как результат поглощения низкочастотных фононов [20].

Экспериментальные результаты, представленные на рис. 2, позволяют заключить, что фононный детектор чувствителен как к низкочастотным, так и к высокочастотным фононам. Действительно, если бы только высокочастотные фононы ($\hbar\omega \sim \hbar\omega_m$) давали вклад в наблюдаемый сигнал, то $\delta I_B(t)$ не отражал бы баллистических свойств фононов и величина $\delta I_B(t)$ была бы ничтожна в точке 2. Сравнение $\delta I_B(t)$, измеренных в точках 1 и 2 (рис. 2), указывает на баллистическую задержку, что согласуется с поведением низкочастотных фононов. Это свидетельствует о том, что наш фононный детектор чувствителен к низкочастотным фононам и что $\delta I_B(t)$ может быть вызван прямым поглощением фононов $\hbar\omega = g_{\text{Mn}}\mu_B B$. Высокочастотные фононы также дают вклад в $\delta I_B(t)$ в точке 1. Сигнал, измеренный при $B = 2$ Т и $p = 160$ W/mm² (сплошная кривая рис. 2, а), отчетливо показывает вклад диффузионной компоненты в задний фронт $\delta I_B(t)$, измеренного в точке 1. Диффузионная компонента исчезает для меньшей мощности, $P = 70$ W/mm² (рис. 2, б), когда $\hbar\omega_m$ меньше ($\hbar\omega_m \sim 4$ meV, $T_h \approx 20$ К), чем для большой P . Таким образом, высокочастотные фононы и, соответственно, взаимодействие с кластерами также является важным в наблюдаемых сигналах $\delta I_B(t)$. Диффузионная компонента $\delta I_B(t)$, измеренного в точке 2, практически исчезает (рис. 2), что согласуется с тем, что GaAs является фильтром для высокочастотных фононов.

Интересно, что роль высокочастотных фононов уменьшается с увеличением магнитного поля. Действительно, при $B = 3$ Т (рис. 2, с) наблюдается не такая сильная разница между $\delta I_B(t)$, измеренными в точках 1 и 2, как при $B = 2$ Т (рис. 2, а). Относительные изменения эффективностей прямых и непрямых процессов в пользу прямых с увеличением B наблюдались ранее в объемном $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при $x \leq 0.1$ [12], хотя для существенно более высоких магнитных полей, чем в наших экспериментах. Это отличие может быть вызвано существенно большей концентрацией Mn, а также ролью интерфейсных ионов Mn в наших образцах, которые дают основной вклад в гигантское зеемановское расщепление экситонов [21–23].

В заключение мы представляем новый метод люминесцентного детектирования неравновесных фононов, основанный на эффекте гигантского зеемановского расщепления экситонных состояний в КЯ CdTe с разбавленными магнитными (Cd,Mn)Te-барьерами. Предлагаемый метод фононного детектирования чувствителен к баллистическим фононам и является перспективным для использования в качестве селективного фононного спектрометра высокого разрешения ($< 0.1 \text{ meV}$). Такой спектрометр позволит изучать акустические фононы в спектральной области вплоть до $\hbar\omega = g_{\text{Mn}}\mu_B B = 2 \text{ meV}$ в магнитных полях до 20 Т и может послужить новым инструментом для исследования динамических колебательных свойств полупроводниковых наноструктур.

Мы искренне благодарны А.А. Каплянскому, К.В. Кавокину и И.А. Меркулову за полезное обсуждение работы.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft SFB 410, Volkswagen Foundation, Российского фонда фундаментальных исследований (96-0216952а) и State Committee for Scientific Research (Польша) (грант 8T11B-014-11).

Список литературы

- [1] W.E. Bron. In: *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* / Ed. W. Eisenmeger and A.A. Kaplyanskii. North-Holland, Amsterdam (1986). P. 227.
- [2] A.V. Akimov, A.A. Kaplyanskii, E.S. Moskalenko. *Die Kunst of Phonons. Lectures from XXIX Winter Scholl of Theoretical Physics* / Ed. T. Paszkiewicz, K. Rapcewicz. Plenum Press, N. Y. (1994). P. 113; A.V. Akimov, E.S. Moskalenko, L.J. Challis, A.A. Kaplyanskii. *Physica* **B219&220**, 9 (1996).
- [3] J.K. Furdyna. *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
- [4] D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. *Comm. Condens. Matter. Phys.* **18**, 51 (1996).
- [5] V.D. Kulakovskii, M.G. Tyazhlov, A.I. Filin, D.R. Yakovlev, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev.* **B54**, R8336 (1996).
- [6] T. Dietl, P. Peyla, W. Grieshaber, Y. Merle d'Aubigne. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 474 (1995).
- [7] G. Mackh, W. Ossau, D.R. Yakovlev, G. Landwehr, R. Hellmann, E.O. Göbel, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Solid State Commun.* **96**, 297 (1995).
- [8] B. Kuhn-Heinrich, M. Popp, W. Ossau, E. Bangert, A. Waag, G. Landwehr. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 1239 (1993).
- [9] J.A. Gaj, R. Panel, G. Fishman. *Solid State Commun.* **29**, 435 (1979).
- [10] R.J. von Gutfeld. In: *Physical Acoustics* / Ed. W.P. Mason. Academic, N. Y. (1958). P. 233.
- [11] A. Pohlmann, R. Hellmann, E.O. Göbel, D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, R.N. Bicknell-Tassius, G. Landwehr. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2929 (1992).
- [12] T. Strutz, A.M. Witowski, P. Wyder. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3912 (1992).
- [13] Y.B. Levinson. In: *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* / Ed. W.E. Eisenmeger and A.A. Kaplyanskii. North-Holland, Amsterdam (1986). P. 91.
- [14] W. Kappus, O. Weiss. *J. Appl. Phys.* **44**, 1947 (1973).
- [15] L.J. Challis, B. Salce, N. Butler, M. Sahraoui-Tahar, W.Ulrici. *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 7277 (1989); M.T. Ramsbey, S. Tamura, J.P. Wolfe. *Phys. Rev.* **B46**, 1358 (1992); Z. Xin, F.F. Ouali, L.J. Salce, T.S. Cheng. *Physica* **B219&220**, 56 (1996).
- [16] H.M. Greenstein, M.A. Tamor, J.P. Wolfe. *Phys. Rev.* **B26**, 5604 (1982).
- [17] S.A. Basun, S.P. Feofilov, A.A. Kaplyanskii. *W.M. Yen. Phys. Rev. Lett.* **67**, 3110 (1991).
- [18] A. Abragam, B. Bleaney. In: *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions* Clarendon, Oxford (1970).
- [19] D. Scalbert. *Phys. Stat. Sol. (b)* **193**, 189 (1996).
- [20] I.A. Merkulov. Private communication.
- [21] W.J. Ossau, B. Kuhn-Heinrich. *Physica* **B184**, 422 (1993).
- [22] J.A. Gaj, W. Grieshaber, C. Bodin-Deshayes, J. Cibert, G. Feuillet, Y. Merle d'Aubigne, A. Wasiela. *Phys. Rev.* **B50**, 5512 (1994).
- [23] P. Kossacki, Nguen The Khoi, J.A. Gaj, G. Karczewski, T. Wojtowicz, E. Janik, A. Zakrzewski, M. Kutowski, J. Kossut. *Superlatt. Microstruct.* **16**, 63 (1994).