

УДК 538.9

АДРЕСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ЧАСТИЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В CdTe/Si ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

С. И. Ченцов, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Д. Ф. Аминев,
Е. Е. Онищенко, А. Ю. Клоков

С помощью in-situ измерений низкотемпературной (5 К) микрофотолюминесценции продемонстрировано влияние импульсного лазерного воздействия на электронные состояния, формируемые ядрами частичных дислокаций в теллуриде кадмия. Показано, что использование лазерных импульсов длительностью 5 нс с длиной волны 1053 нм позволяет локально перестраивать структуру дислокационных ядер, не воздействуя на окружающую их невозмущенную кристаллическую решетку CdTe.

Ключевые слова: теллурид кадмия, фотолюминесценция, протяжённые дефекты.

Введение. Протяженные дефекты, такие как дислокации, играют существенную роль в современных технологиях полупроводниковых материалов группы A_2B_6 [1–3]. Как и в случае точечных дефектов, влияние дислокаций на свойства объемных материалов и низкоразмерных систем определяется, в первую очередь, формированием электронных уровней в запрещенной зоне объемного полупроводника или полупроводниковой гетероструктуры. Тем не менее, свойства соответствующих электронных состояний радикально отличаются от таковых для точечных дефектов. Несмотря на наличие исчерпывающих данных о структуре дислокаций, см. напр. [4], проблема управления спектром формируемых ими электронных состояний до сих пор остается открытой. По этой причине актуальным является поиск методов адресного воздействия на дислокации в материалах A_2B_6 , при которых сохраняются основные свойства невозмущенной решетки полупроводника (полупроводниковой гетероструктуры).

В данной работе приводятся результаты экспериментов, в которых при низкой (5 К) температуре осуществляется лазерное воздействие на дислокации в теллуриде кадмия (CdTe). В этих экспериментах in-situ контроль дислокационных ядер осуществляется на основе свойств сформированных ими одиночных люминесцентных центров. Из

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: semtch@gmail.com.

полученных данных следует, что используемый подход позволяет изменять электронные состояния дислокаций, сохраняя неизменными основные свойства ненарушенной решетки CdTe.

Образцы и эксперимент. В работе исследовались релаксированные плёнки CdTe/Si (1 0 3) толщиной 5.5 мкм, полученные с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии и применяемые в качестве подложек для HgCdTe [5–7]. Рост производился в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН. В пленках присутствовали дефекты упаковки [8] и связанные с ними частичные дислокации, плотность которых составляла 10^6 – 10^7 см⁻² [7].

Измерения спектров микрофотолюминесценции (МФЛ) проводились в геометрии “на отражение” при температуре 5 К. Помещённые в гелиевый криостат образцы возбуждались излучением непрерывного лазера, работающего на длине волны 532 нм. Размер пятна возбуждения на образце составлял приблизительно 3 мм при плотности мощности возбуждения ~ 0.1 Вт/см². Увеличенный в 20 раз с помощью микрообъектива и корректирующей линзы фрагмент пятна люминесценции фокусировался на входную щель решеточного спектрографа с линейной дисперсией 1.6 нм/мм. В качестве детектора излучения использовался охлаждаемый жидким азотом многоканальный, изготовленный на основе прибора с зарядовой связью (ПЗС), приемник. Изображение, полученное на ПЗС приемнике, соответствовало “спектрально-пространственной” карте сигнала МФЛ. Выбранная ширина щели в сочетании с размером пикселя ПЗС приемника – 20 мкм обеспечивала спектральное разрешение не хуже 0.04 нм при пространственном разрешении ~ 1 мкм в центральной части матрицы.

Для реализации эксперимента по лазерному воздействию в схему был встроены инфракрасный импульсный лазер с длиной волны 1053 нм. Частота импульсов была 1 кГц при длительности 5 нс, энергия импульса составляла 8 мкДж. Излучение заводилось с помощью откидного зеркала в криостат, фокусировалось на образец и отжигало его в течение 10 секунд (10^4 импульсов). Затем зеркало откидывалось и проводились измерения спектров МФЛ. Диаметр пятна отжигающего лазера на образце составлял ~ 60 мкм. Данная постановка низкотемпературного эксперимента позволяла в одном цикле измерений анализировать области, подвергшиеся лазерному воздействию разной интенсивности. Пространственное распределение плотности мощности воздействующего излучения приблизительно соответствовало гауссовому профилю, что позволяло рас-

считывать плотность мощности в заданной области. Плотность импульсной мощности в центре пятна составляла $0.39 \cdot 10^5$ Дж/см²·сек.

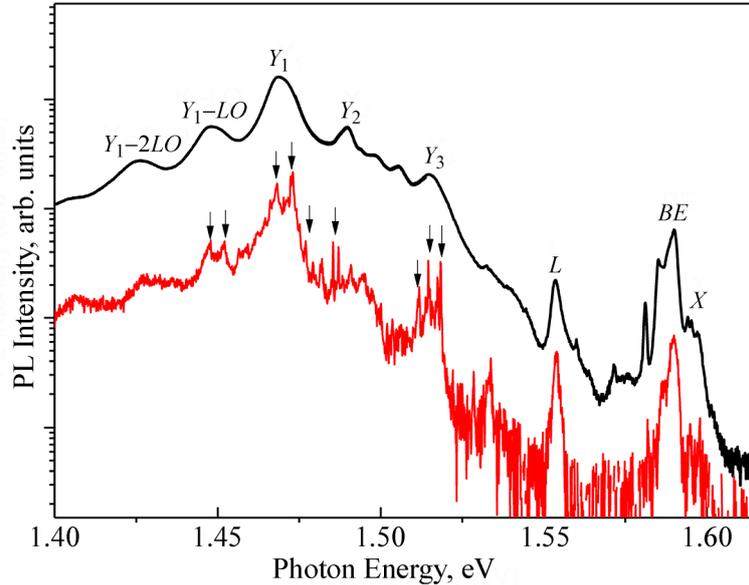


Рис. 1: Спектр ФЛ для пленок CdTe/Si, записанный при температуре 5 K (чёрная кривая). Спектр МФЛ для плёнок CdTe/Si, записанный из области $\sim 1 \times 1$ мкм при температуре 5 K (красная кривая). Стрелками обозначены линии одиночных излучателей в области дислокационной люминесценции.

Полученные результаты. На рис. 1 представлен обзорный спектр фотолюминесценции (ФЛ) пленок CdTe/Si. В спектре доминирует относительно узкая линия (Y_1 , ~ 1.47 эВ), для которой регистрируются фоновые повторения с участием продольных оптических (LO) фононов CdTe. В литературе данная линия приписывается излучению частичных 90° дислокаций Шокли [9]. На коротковолновом крыле линии Y_1 присутствуют два дополнительных пика Y_2 (1.490 эВ) и Y_3 (1.513 эВ), природа которых также связана с дислокациями. Коротковолновая линия вблизи дна экситонной зоны CdTe с максимумом на 1.595 эВ (X) соответствует излучению свободных экситонов [10]. Яркая линия (BE), а также особенности, наблюдаемые на ее длинноволновом крыле (1.57–1.58 эВ), определяются люминесценцией связанных экситонов. Сравнительно интенсивный пик (L) в районе ~ 1.555 эВ, соответствует излучению мелких акцепторов с энергией основного состояния ~ 50 мэВ. В целом, спектр ФЛ на рис. 2 типичен для релаксированных плёнок CdTe.

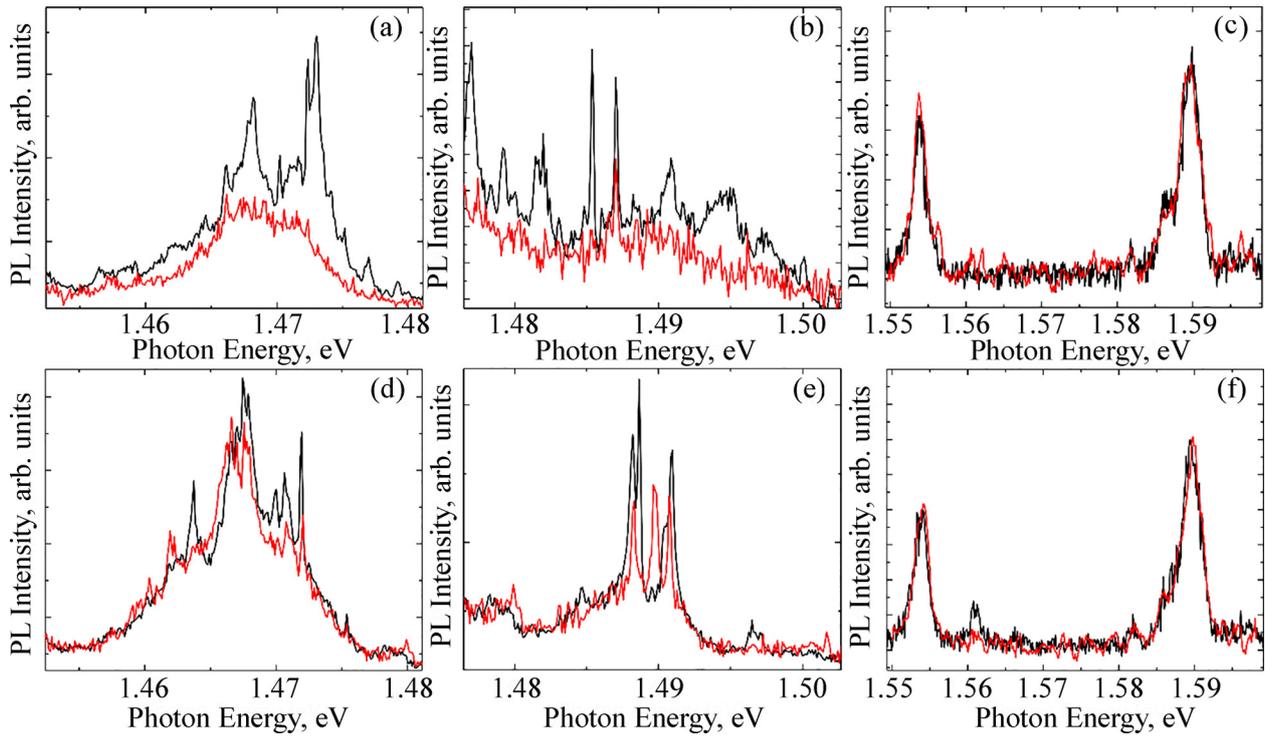


Рис. 2: Спектры МФЛ CdTe/Si на расстоянии 40 мкм от центра облученной области до (чёрные кривые) и после (красные кривые) лазерного воздействия: (a) вблизи Y_1 линии, (b) вблизи Y_2 линии, (c) вблизи края фундаментального поглощения. Спектры МФЛ CdTe/Si на расстоянии 46 мкм от центра облученной области до (чёрные кривые) и после (красные кривые) лазерного воздействия: (d) вблизи Y_1 линии, (e) вблизи Y_2 линии, (f) вблизи края фундаментального поглощения.

В спектре МФЛ, полученном из области размером 1×1 мкм (см. красную кривую на рис. 2), уверенно регистрируются узкие линии, спектральное положение которых соответствуют дислокационной люминесценции. Соответствующие люминесцентные центры обладают набором характерных свойств: (1) высокая интенсивность люминесценции при ширине линии излучения, заметно меньшей 1 мэВ [10, 11], (2) связь излучающих состояний с решёткой CdTe, которая подтверждается наличием фоннных повторений, сдвинутых на энергию LO фонона CdTe (21 мэВ) от бесфононной линии, (3) соотношение интенсивностей фоннного LO повторения и бесфононной линии соответствует низкому значению фактора Хуанга–Рис $s < 0.1$, (4) высокая $> 1 : 10$ степень линейной поляризации. Данный набор свойств позволяет утверждать, что яркие излучатели в области Y -линий формируются за счет локализации электронно-дырочной пары про-

тяженным участком ядра частичной 90° дислокации с регулярной структурой [10, 11]. Здесь следует отметить, что заметные нарушения структуры дислокационного ядра, связанные, например, с формированием ступеней, должны приводить к подавлению степени линейной поляризации излучения. В то же время, заметная пространственная локализация состояния неизбежно приведет к росту фактора Хуанга–Рис [12].

На рис. 2 представлены спектры МФЛ для CdTe/Si до (чёрные кривые) и после (красные кривые) лазерного воздействия. В качестве иллюстрации выбраны области, находившиеся на расстояниях 40 мкм (панели (a), (b), (c)) и 46 мкм (панели (d), (e), (f)) от центра пятна воздействующего лазера. Импульсные плотности мощности воздействующего лазера в этих областях составляли $0.12 \cdot 10^5$ Дж/см²·с и $0.08 \cdot 10^5$ Дж/см²·с, соответственно. Спектры МФЛ вблизи края фундаментального поглощения остаются неизменными до и после лазерного воздействия для каждой из областей, см. рис. 2((c),(f)). Это указывает на то, что в процессе лазерного воздействия кристаллическая решётка CdTe действительно не была нарушена в данных областях.

В то же время, как видно из рис. 2((a),(b),(d),(e)) в областях, соответствующих излучению Y_1 и Y_2 линий, наблюдаются заметные изменения спектров излучения. Качественно наличие данных изменений можно объяснить тем, что минимальная энергия, необходимая для разрыва уже нарушенной связи в дислокационном ядре, должна быть заметно меньше минимальной энергии, требуемой для разрыва связи в ненарушенной решетке CdTe. Как видно из рис. 2, при более низкой ($0.08 \cdot 10^5$ Дж/см²) плотности мощности лазерного воздействия наблюдается перестройка узких линий, в то время как при увеличении плотности мощности до $0.12 \cdot 10^5$ Дж/см² узкие линии практически полностью исчезают. При этом фон, соответствующий дислокационной люминесценции, сохраняется.

Представленные на рис. 2 данные демонстрируют, что при определенных условиях импульсное лазерное воздействие, не оказывая заметного влияния на регулярную решетку, действительно приводит к заметным изменениям свойств дислокационных ядер. При этом наиболее значимый из воспроизводимых эффектов состоит в перестройке и, затем, в исчезновении ярких излучателей, соответствующих их регулярным фрагментам. Связь подобных изменений с фоновыми примесями маловероятна, так как их концентрация и, как следствие, качественное влияние на ядра дислокаций, не меняются при лазерном отжиге. Из рассмотрения следует исключить и собственные точечные дефекты, так как при их заметной генерации следовало бы ожидать заметных изменений спектров излучения вблизи края фундаментального поглощения.

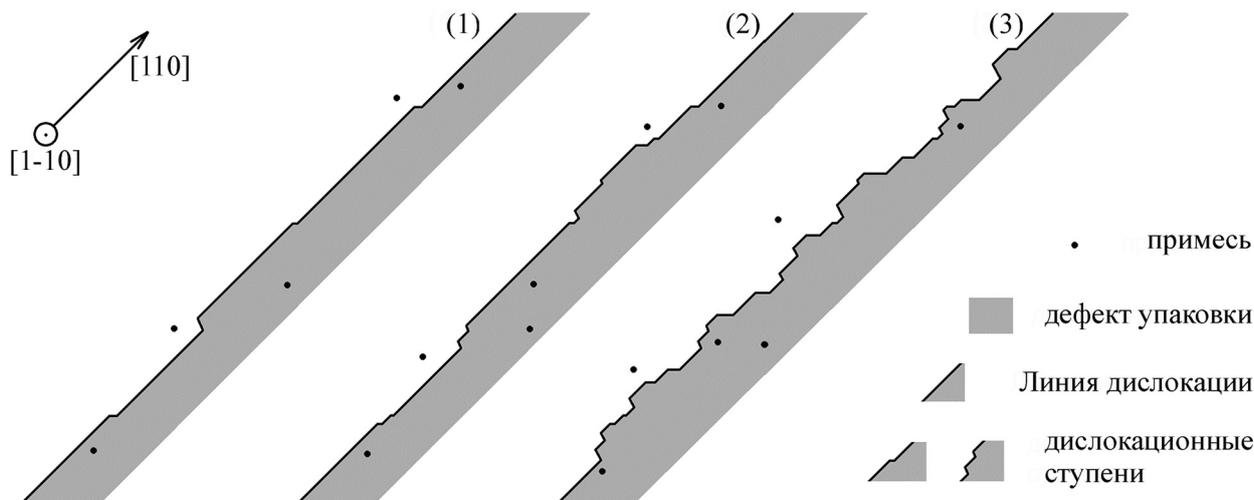


Рис. 3: Схематическое изображение перестройки частичной дислокации, распространяющейся вдоль направления $[110]$ под воздействием импульсного излучения: (1) исходная дислокация; (2) дислокация, подвергнутая умеренному лазерному воздействию; (3) дислокация, подвергнутая сильному воздействию. Дефект упаковки, связанный с частичной дислокацией, лежит в плоскости рисунка (1-10).

Наиболее вероятной причиной перестройки (рис. 2(d),(e)), а затем и исчезновения (рис. 2(a),(b)), ярких излучателей являются, таким образом, изменения внутренней структуры самих ядер. Основываясь на доступных литературных данных можно предложить два основных механизма происходящих изменений. Первый, схематически изображенный на рис. 3, связан со скольжением фрагментов дислокационного ядра в плоскости (1-10), содержащей дислокационную линию. Сама дислокация распространяется вдоль направления $[110]$. До лазерного воздействия дислокация содержит достаточно длинные фрагменты с регулярной структурой. Локализация электронно-дырочной пары на таком фрагменте, по-видимому, и приводит к формированию интенсивных излучателей с высокой степенью линейной поляризации вдоль дислокационной линии и низким значением фактора Хуанга-Рис [10]. Лазерное воздействие может приводить к скольжению фрагментов дислокации вдоль плоскости (1-10). При этом скольжение фрагмента подразумевает смещение существующих дислокационных ступеней и/или формирование новых, см. рис. 3. Второй процесс требует больших затрат энергии и, поэтому является маловероятным при умеренных плотностях лазерного воздействия. По этой причине изменения спектров дислокационного излучения на рис. 2((d),(e)) в основном состоят в перестройке ярких излучателей за счет смещения существующих

дислокационных ступеней. В свою очередь, при более высоких плотностях лазерного воздействия генерация дополнительных ступеней и, возможно, других “дефектов” дислокационного ядра становится более вероятной. Таким образом, протяженные фрагменты дислокационных ядер с регулярной структурой постепенно устраняются и, как следствие, из спектров исчезают узкие интенсивные линии, соответствующие таким фрагментам.

Второй возможный сценарий состоит в изменении реконструкции оборванных связей в дислокационном ядре. Устойчивые сценарии такой реконструкции были рассмотрены в работе [13] на основе *ab-initio* расчетов. Умеренное лазерное воздействие может формировать локальные области с измененной реконструкцией, которые приводят к смещению ярких пиков. В то же время, при достаточно интенсивном воздействии, перестройка связей может происходить повсеместно и, как следствие, радикально изменять электронные состояния, связанные с дислокациями.

Для выяснения конкретных механизмов перестройки дислокационных ядер при лазерном воздействии различной интенсивности/длительности необходимы дальнейшие исследования. Тем не менее, полученные данные демонстрируют, что адресное лазерное воздействие на дислокации, без нарушения регулярной решетки, вполне реализуемо.

Заключение. Таким образом, проведены эксперименты по воздействию импульсным лазерным излучением на теллурид кадмия, в которых для *in-situ* контроля дислокационных состояний анализировались спектры излучения одиночных люминесцентных центров, сформированных дислокационными ядрами. Показано, что при температуре 5 К использование лазерного излучения с длиной волны 1053 нм позволяет локально перестраивать структуру дислокационных ядер, не воздействуя на невозмущенную кристаллическую решетку CdTe. Перестройка структуры дислокационных ядер начинает проявляться при импульсной плотности мощности $W = 0.08 \cdot 10^5$ Дж/см² и становится существенной при $W = 0.12 \cdot 10^5$ Дж/см². Полученные результаты создают предпосылки для создания методов адресного воздействия на дислокации в A₂B₆, при котором сохраняются основные свойства невозмущенной решетки объемного полупроводника или полупроводниковой гетероструктуры.

Авторы благодарны коллективу технологов ИФТП СО РАН за предоставленные образцы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-32-90176).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. Kuciauskas, J. Moseley, C. Lee, Sol. RRL **5**(4), 2000775 (2021). DOI: <https://doi.org/10.1002/solr.202000775>.
- [2] M. Polat, E. Bilgilişoy, O. Ari, et al., J. Appl. Phys. **124**(8), 085710 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5025782>.
- [3] E. Colegrove, D. S. Albin, H. R. Moutinho, et al., Sci. Rep. **10**(1), 2426 (2020). DOI: <https://doi.org/10.1038/s41598-020-59083-3>.
- [4] C. Li, J. Poplawsky, Y. Wu, et al., Ultramicroscopy **134**, 113 (2013). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2013.06.010>.
- [5] G. Tomaka, J. Grendysa, P. Śliż, et al., Phys. Rev. B **93**(20), 205419 (2016). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.205419>.
- [6] К. Д. Мунбаев, Н. Л. Базhenov, С. А. Дvoretский, et al., J. Electron. Mater. **47**(8), 4731 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1007/s11664-018-6364-9>.
- [7] V. S. Varavin, D. V. Marin, D. A. Shefer, M. V. Yakushev, Infrared Phys. Technol. **94**, 11 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2018.06.009>.
- [8] М. В. Якушев, Д. В. Брунев, В. С. Варавин и др., Физика и техника полупроводников **45**(3), 396 (2011). DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063782611030250>.
- [9] S. Hildebrandt, H. Uniewski, J. Schreiber, H. S. Leipner, J. Phys. III **7**(7), 1505 (1997). DOI: <https://doi.org/10.1051/jp3:1997203>.
- [10] V. S. Krivobok, S. I. Chentsov, S. N. Nikolaev, et al., Appl. Phys. Lett. **115**(23), 232102 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5127259>.
- [11] В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, В. С. Багаев и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **47**(4), 38 (2020). DOI: <https://doi.org/10.3103/S106833562004003X>.
- [12] P. J. Dean, Phys. Stat. Sol. A **81**(2), 625 (1984). DOI: <https://doi.org/10.1002/pssa.2210810225>.
- [13] К. Е. Kweon, D. Åberg, V. Lordi, Phys. Rev. B **93**(17), 174109 (2016). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.174109>.

Поступила в редакцию 2 марта 2022 г.

После доработки 2 марта 2022 г.

Принята к публикации 6 марта 2022 г.