

06;07

Многомасштабность спектрального и пространственного фотооткликов кристаллов CdZnTe

© В.П. Мигаль, А.С. Фомин

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского „ХАИ“, Харьков, Украина
E-mail: khai_physical_lab@xai.edu.ua.

Поступило в Редакцию 16 января 2006 г.

В кристаллах CdZnTe выявлены спектральная и пространственная неустойчивости фотоотклика, которые обусловлены перестройкой полей, создаваемых ансамблями дефектов структуры определенного типа и масштаба. Вейвлет-анализ спектров фототока $I = f(\lambda)$ и его зависимостей от координаты $I = f(x)$ позволил установить взаимосвязь между спектральной неустойчивостью и координатами порождающих ее областей кристаллов.

PACS: 78.55.-m

Дефекты структуры (ДС) и их ансамбли оказывают существенное влияние на электрофизические характеристики кристаллов CdZnTe. Так, в кристаллах, содержащих многообразие границ ДС (двойники, границы блоков, полосы скольжения и т.п.), выявлены временная [1] и спектральная неустойчивости [2], свидетельствующие о наличии стоков и истоков внутренних полей [3]. Они указывают на сложный характер перестройки полей, создаваемых ДС различного типа и масштаба, при внешнем воздействии, который обуславливает неустойчивости спектрального и пространственного фотооткликов кристаллов CdZnTe. Эти и другие особенности фотоотклика являются источником качественно новой информации о некоторых ансамблях ДС, поиск путей выявления которой и являлся основной целью данной работы.

Исследовались кристаллы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.1 \div 0.2$) с удельным сопротивлением $\rho \sim 10^{10} \div 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$, выращенные из расплава методом Бриджмена при различных условиях. Исследования их структуры, проведенные оптическими, диэлектрическими и акустическими методами [4], выявили многообразие дефектов структуры и их взаи-

мопроникновение, создающее пространственно неоднородные упругие поля различного масштаба. На наибольшие грани образцов, имеющих форму параллелепипеда с размерами $9 \times 9 \times 2$ mm, наносились золотые контакты. Стационарные спектры фототока (ФТ) $I = f(\lambda)$ и зависимости фототока $I = f(x)$ от координаты положения монохроматического зонда x измеряли в смещающем электрическом поле напряженностью $E_b = 10 \div 3 \cdot 10^2$ V/cm с помощью электрометрического преобразователя на основе операционного усилителя AD745. При автоматическом сканировании спектра или зондовом фотовозбуждении кристалла проводилась оцифровка сигнала с высокой частотой выборки ($10^4 \div 10^6$ Hz), позволяющая осуществлять надежную обработку экспериментальных данных в пакете программ MATLAB. В ряде экспериментов на смещающее поле E_b накладывалось относительно малое модулирующее импульсное напряжение П-образной формы положительной или отрицательной полярности амплитудой $U_{mod} = 1 \div 20$ V, частотой $f_{mod} = 0.1 \div 30$ kHz и скважностью $n = 2 \div 50$, подаваемое от генератора Г5-50. Сканирование поверхности кристалла монохроматическим световым зондом шириной $50 \div 70$ μ m осуществляли посредством автоматического перемещения образца с постоянной скоростью, которую устанавливали в пределах от 0.5 до 10 mm/min.

Исследовались образцы, изготовленные из буль диаметром 50 mm и содержащие сложные поля, создаваемые дефектами структуры (двойниками, блоками, дефектами упаковки, полосами скольжения и др.) и их ансамблями различного масштаба. Как показали исследования, форма спектров фототока таких кристаллов зависит от направления и напряженности E_b смещающего поля. Более того, в спектрах ФТ большинства образцов при многократном сканировании выявлены неустойчивые участки с нечеткими границами, характеризующиеся относительно высокой скоростью изменения фототока $dI(\lambda)/d\lambda$ и не всегда воспроизводимыми пикообразными максимумами $\lambda_{max} = 858$ nm (рис. 1). Это затрудняет анализ спектров и определение диапазонов спектральной неустойчивости образцов с помощью диаграмм $dI(\lambda)/d\lambda = f(I(\lambda))$ [2], обуславливая необходимость поиска других способов выявления особенностей спектрального фотоотклика кристаллов CdZnTe.

Поисковые исследования показали, что эффективным способом выявления едва заметных индивидуальных особенностей спектров ФТ является их вейвлет-преобразование [5,6]. В результате такого преобразования одномерный сигнал фотоотклика $I(\lambda)$ проектируется на

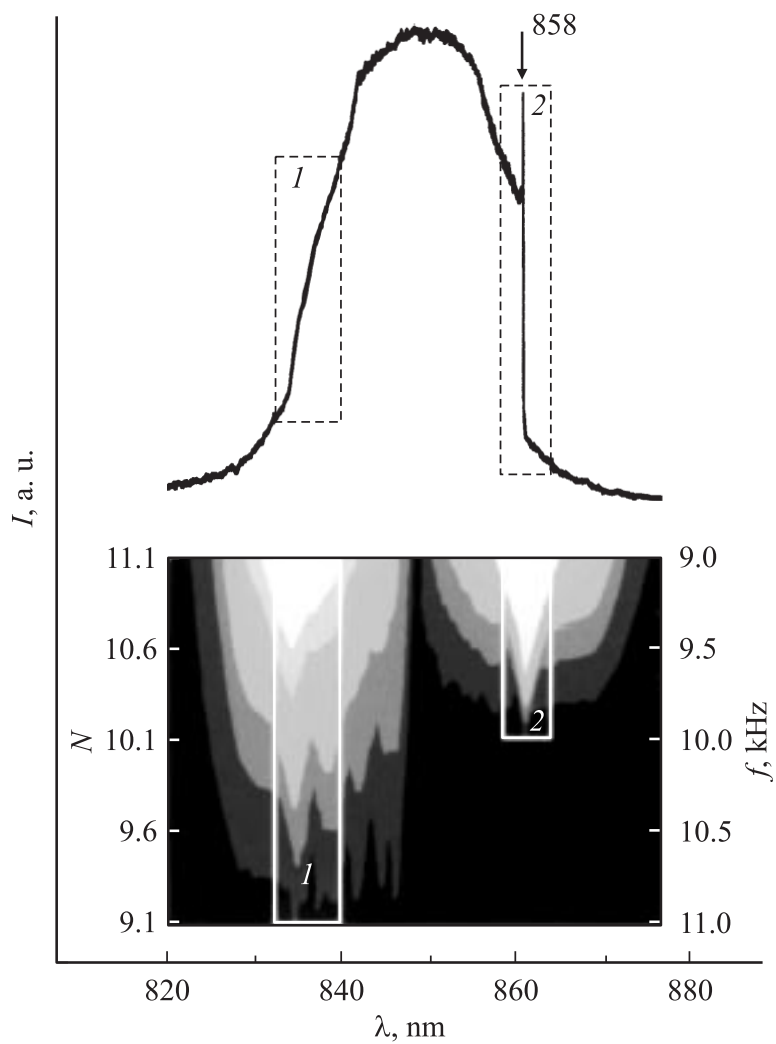


Рис. 1. Зависимость $I = f(\lambda)$ образца $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ и его вейвлет-спектрограмма (вставка). $E_b = 300 \text{ V/cm}$.

плоскость „масштаб (номера вейвлет-коэффициентов N) — длина волны λ “, называемую вейвлет-спектрограммой. В ее нижней части представлено подмножество вейвлет-коэффициентов с малыми номерами, соответствующих более высоким частотам и характеризующих наиболее быстрые изменения фотоотклика с λ . В верхней части располагается подмножество вейвлет-коэффициентов с большими номерами, которые отображают огрубленную картину сигнала и соответствуют низким частотам, т.е. более медленным изменениям фотоотклика с λ . При этом характер этих изменений целостно отображается в вейвлет-спектрограмме распределением уровня яркости. Типичная вейвлет-спектрограмма для одного из исследованных образцов, полученная с помощью вейвлета Хаара, представлена на вставке рис. 1. На ней спектр ФТ разбивается на две части, соответствующие его коротковолновой и длинноволновой областям. Эти части вейвлет-спектрограммы охватывают различную площадь и представляют собой последовательность перекрывающихся подмножеств коэффициентов, каждое из которых отображается определенным уровнем яркости. При этом огибающая границ подмножеств коэффициентов в силу свойств вейвлетов [5,6] является, по сути, производной спектра фототока по длине волны λ , что подтверждает их подобие с зависимостью $|dI(\lambda)/d\lambda| = f(I(\lambda))$, полученной посредством численного дифференцирования спектров ФТ $I(\lambda)$ [2]. Однако, в отличие от таких зависимостей, для каждой области вейвлет-спектрограммы шаг дифференцирования различен и увеличивается с ростом номера масштабных коэффициентов. Это позволило не только отчетливо выделить участки, отличающиеся скоростью изменения фототока с λ , но и определить соответствующие им масштабные коэффициенты (и соответственно частотные диапазоны). При этом пикообразным максимумам и участкам относительно быстрого изменения фототока на получаемых спектрограммах соответствуют также пикообразные участки огибающих подмножеств вейвлет-коэффициентов (вставка на рис. 1). Кроме того, в диапазоне длин волн 830–840 nm на вейвлет-спектрограмме выявлены два пика, которые не просматриваются на спектрах ФТ (вставка на рис. 1, область I). Сопоставительный анализ вейвлет-спектрограмм, полученных при многократном сканировании, выявил перестройку огибающих областей в вышеприведенном спектральном диапазоне, при которой доминирует то один, то другой пик, что свидетельствует о взаимосвязи центров фоточувствительности. Более того, при увеличении скорости сканирования спектра происхо-

дило исчезновение отдельных пикообразных и дугообразных участков огибающих подмножеств вейвлет-коэффициентов. Это, по-видимому, указывает на перестройку внутренних полей, которой на вейвлет-спектрограмме соответствует некоторый частотный диапазон. С другой стороны, об этом свидетельствуют особенности спектрального фотоотклика, локализованные в частотном диапазоне $9 \div 11$ kHz. Поэтому представляло интерес исследовать спектры фототока при наличии дополнительного модулирующего поля с частотой, принадлежащей как данному, так и более широкому частотным диапазонам. Как и ожидалось, модулирующее поле только в диапазоне частот $9 \div 11$ kHz обуславливает изменение формы спектра, которая зависит также от полярности напряжения. Так, П-образное напряжение положительной полярности привело к появлению двух пикообразных максимумов на длинах волн 834 и 838 nm вместо участка спектральной неустойчивости в диапазоне длин волн $830 \div 840$ nm (область 1, рис. 1), в то время как отрицательное напряжение способствовало повышению воспроизводимости пикообразного максимума при $\lambda = 858$ nm и возникновению участка уменьшения фоточувствительности в диапазоне длин волн 850–857 nm (область 2, рис. 1). Эти изменения естественно связать с перестройкой внутренних полей определенного масштаба. На это указывает также то, что появление новых и повышение воспроизводимости уже существующих пикообразных экстремумов происходило не только в указанном выше частотном диапазоне, но и при определенной скважности дополнительного модулирующего поля. Так, добиться устойчивого воспроизведения пикообразного максимума на $\lambda = 858$ nm удалось при подаче П-образных импульсов отрицательной полярности со скважностью $10 \div 20$ в диапазоне частот $9 \div 10$ kHz. Однако для спектральной устойчивости максимумов на длинах волн 834 и 838 nm необходимая частота следования импульсов положительной полярности находилась уже в более широком диапазоне $9 \div 11$ kHz. Но при этом определяющее значение имела скважность, которая должна быть в диапазоне $12 \div 15$. Такая частотно-временная селективность, на наш взгляд, свидетельствует о доминирующем влиянии на фотоотклик ансамблей ДС определенного типа и масштаба. Это непосредственно подтверждают результаты исследования зависимостей фототока от координаты положения монохроматического зонда, т.е. $I = f(x)$. Сопоставительный анализ этих зависимостей, полученных без дополнительного модулирующего поля (рис. 2, кривые 1, 3) и при добавлении

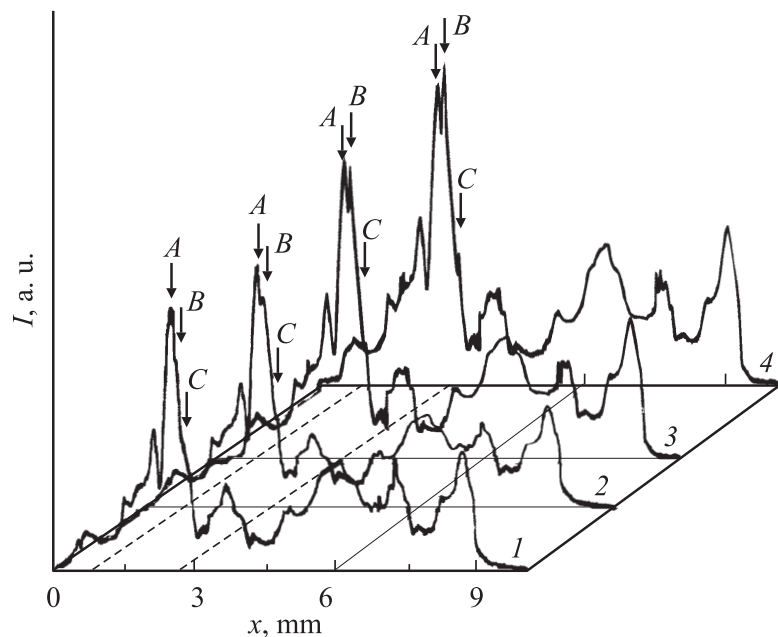


Рис. 2. Зависимости $I = f(x)$ образца $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$: 1 — при воздействии только смещающего поля E_b , $\lambda = 858 \text{ nm}$; 2 — при одновременном воздействии смещающего поля E_b и модулирующего П-образного напряжения U_{mod} отрицательной полярности со скважностью $n = 15$, $\lambda = 858 \text{ nm}$; 3 — при воздействии только смещающего поля E_b , $\lambda = 834 \text{ nm}$; 4 — при одновременном воздействии смещающего поля E_b и модулирующего П-образного напряжения U_{mod} — положительной полярности со скважностью $n = 13$, $\lambda = 834 \text{ nm}$. Для всех зависимостей $I = f(x)$: $E_b = 300 \text{ V/cm}$, $U_{mod} = 10 \text{ V}$, $f_{mod} = 10 \text{ kHz}$.

П-образного напряжения (рис. 2, кривые 2, 4), показал, что П-образное отрицательное напряжение с частотой $9 \div 10 \text{ kHz}$ почти не влияет на экстремум A и сильно подавляет экстремумы B и C (рис. 2, кривая 2). Это объясняет подавление полос фоточувствительности в диапазоне длин волн $850 \div 857 \text{ nm}$ (область 2, рис. 1). Однако напряжение положительной полярности частотой $9 \div 11 \text{ kHz}$ стимулирует вклад максимума B и почти не влияет на экстремумы A и C (рис. 2, кривая 4), приводя к возникновению пикообразных максимумов в спектрах на дли-

нах волн 834 и 838 nm. Более того, диапазоны частот, определяемые из вейвлет-спектрограмм и соответствующие участкам наиболее быстрого изменения фототока зависимостей $I = f(\lambda)$ и $I = f(x)$, оказались близкими. Это подтверждает мысль о том, что источниками спектральной и пространственной неустойчивостей фотоотклика являются одни и те же ансамбли ДС определенного масштаба.

Следует отметить, что для наиболее совершенных образцов под влиянием дополнительного модулирующего напряжения не наблюдалось появления или подавление отдельных пикообразных экстремумов на зависимостях $I = f(x)$, а происходило лишь едва заметное изменение скорости роста фототока на определенных участках. Определить границы таких участков визуально зачастую очень сложно, однако, благодаря способности вейвлетов выявлять разномасштабные локальные особенности фотоотклика [5,6], которые хорошо видны на вейвлет-спектрограммах исследуемых зависимостей, $I = f(x)$. К тому же следует сказать, что вследствие многообразия ДС выявить доминирующее влияние дефектов того или иного масштаба оптическими, диэлектрическими и акустическими методами нам не удалось. Однако эта задача вполне решается с помощью вейвлет-анализа пространственного фотоотклика кристаллов CdZnTe, что является еще одним его несомненным достоинством.

Другими словами, вейвлет-анализ позволяет осуществлять локализованный спектральный анализ любого (спектрального, временного, пространственного) фотоотклика кристаллов. Отметим, что „локализованный спектральный анализ“ — это одно из первых неустоявшихся русскоязычных названий вейвлет-анализа [5], однако оно наиболее адекватно отражает суть новой диагностической информации, получаемой в ходе вейвлет-анализа фотоотклика кристаллов CsZnTe.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины.

Список литературы

- [1] Мигаль В.П., Клименко И.А., Фомин А.С. // Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии. 2004. В. 23. С. 63–66.
- [2] Комарь В.К., Мигаль В.П., Сулима С.В., Фомин А.С. // ФТП. 2006. Т. 40. В. 2. С. 133–135.

- [3] Клименко И.А., Мигаль В.П. // ФТП. 2002. Т. 36. В. 4. С. 397–400.
- [4] Kotar V., Gekin A., Nalivaiko D. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2001. V. 458. P. 113–122.
- [5] Астафьева Н.М. // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.
- [6] Дремин И.Н., Иванов О.В., Нечитайло В.А. // УФН. 2001. Т. 171. № 5. С. 465–501.