

07

Измерение фемтосекундных времен жизни свободных носителей заряда в арсениде галлия

© А.Е. Левашова, А.А. Пастор, П.Ю. Сердобинцев, В.В. Чалдышев

Санкт-Петербургский государственный университет, Старый Петергоф
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: chald.gvg@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 27 февраля 2014 г.

Рассматриваются особенности метода измерения фемтосекундных времен релаксации свободных носителей заряда в созданных методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии слоях арсенида галлия. Используется вариант метода pump-probe, при котором пучки накачки и зондирующего излучения направляются на поверхность полупроводникового образца под углом Брюстера. Предложенный в данной работе вариант метода pump-probe обеспечивает регистрацию изменения наведенного показателя преломления в условиях даже малых сигналов, что, в свою очередь, обеспечивает высокую чувствительность регистрации. Показано, что вблизи угла Брюстера относительные изменения сигнала максимальны.

Арсенид галлия, выращиваемый методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре (LT-GaAs), обладает высоким удельным сопротивлением ($\rho > 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$) и ультракоротким временем жизни неравновесных носителей заряда ($\tau = 100 \text{ fs} - 1 \text{ ps}$) [1–7]. Благодаря столь короткому τ этот материал используется для создания эмиттеров и детекторов терагерцового излучения, сверхбыстродействующих электронных и оптических переключателей и других приборов [8,9]. Поскольку время жизни неравновесных носителей заряда в LT-GaAs определяется его микроструктурой [3,8,10,11], этот параметр оказывается очень чувствительным к условиям выращивания и термообработки слоев. Поэтому чрезвычайно актуальным является разработка надежных, экспрессных и точных методов определения τ .

Наиболее распространенным методом измерения времени жизни свободных носителей заряда в полупроводниковых материалах является

метод pump-probe. Он заключается в создании в образце неравновесных носителей с помощью мощного фемтосекундного лазера. При этом производятся измерения наведенного коэффициента отражения с помощью относительно слабого пробного пучка света. Одно из главных затруднений этого метода состоит в том, что малые изменения сигнала отражения пробного пучка фемтосекундного лазера приходится регистрировать в присутствии значительной величины интенсивности самого зондирующего пучка [12].

В данной работе рассматривается разработанный нами вариант методики излучения фемтосекундной динамики изменения коэффициента отражения полупроводниковых образцов LT-GaAs. Особенностью предлагаемого варианта метода pump-probe является то, что p -поляризованный пучок излучения накачки и зондирующий пучок фемтосекундного лазера направляются на плоскую поверхность исследуемого образца под углом Брюстера. Предложенная геометрия pump-probe эксперимента выгодно отличается от ранее использованных вариантов (см., например, [12]) тем, что, как будет показано далее, относительные изменения коэффициента отражения достигают максимума при направлении p -поляризованных пучков лазерного излучения на исследуемую поверхность именно под углом Брюстера.

В образцах LT-GaAs создавались неравновесные свободные носители заряда с помощью излучения фемтосекундной лазерной установки „Пульсар-10“ на длине волны 800 nm. Экспериментальная схема измерения изменения наведенного показателя преломления твердотельных образцов выглядит следующим образом: 2 пучка (импульс накачки и зондирующий пробный импульс с интенсивностью, меньшей в 100 раз) сходятся на образце LT-GaAs, пересекаясь под небольшим углом так, что их волновые поверхности встречаются на поверхности образца только на одной прямой, а в других местах (в зависимости от задержки) запаздывает либо накачка, либо пробный импульс. Отражение пробного импульса регистрировалось вблизи угла Брюстера.

На рис. 1 изображена схема экспериментальной установки. Излучение лазера с длиной волны 800 nm, энергией в импульсе 1–5 mJ, частотой повторения импульсов 10 Hz и длительностью импульса 50 fs разделяется светоделителем BS на 2 пучка. Один из них назовем пучком накачки (pump), другой — пробным (probe). Пробный пучок проходит через нейтральный светофильтр F , ослабляется в 100 раз, затем попадает на систему зеркал $M1$ и $M2$, образующих линию

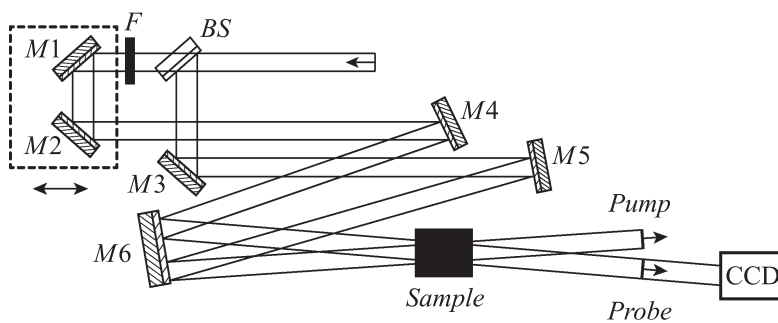


Рис. 1. Схема эксперимента: *BS* — светоделитель, *F* — нейтральный светофильтр, ослабляющий в 100 раз пробный импульс; *M1–M2* — зеркала линии задержки, *M3–M6* — зеркала, *Sample* — исследуемый образец, *CCD*-камера фокусируется на поверхность образца.

задержки, с помощью которой мы можем менять интервал между импульсами *pump* и *probe*. Пучок накачки и пробный пучок пересекаются на поверхности образца. Отражение пробного пучка регистрируется *CCD*-камерой, объектив которой сфокусирован на поверхности образца. Образец облучается под углом, близким к углу Брюстера, так что коэффициент отражения *p*-поляризованных пучков света близок к нулю для невозбужденного импульсом накачки образца. Отражение возникает только за счет изучаемого эффекта наведенного коэффициента отражения при генерации свободных носителей заряда. Такая конфигурация обеспечивает максимум относительного изменения интенсивности отраженного пробного излучения. Распределение интенсивности излучения по поверхности соответствует различным задержкам пробного импульса по отношению к импульсу накачки, поскольку объектив *CCD*-камеры, регистрирующий отраженное излучение пробного импульса, был сфокусирован на поверхность образца.

На рис. 2, *a* изображена зависимость коэффициента отражения излучения лазерного импульса поверхностью исследуемых образцов от угла падения *p*-поляризованной световой волны. При падении под углом Брюстера коэффициент отражения обращается в ноль, приводя к тому, что изменения сигнала отражения пробного пучка, вызванные светоиндуцированными изменениями коэффициента преломления среды при облучении пучком накачки, регистрируются „на нулевом фоне“ и это существенно улучшает отношение „сигнал–шум“ и позволяет

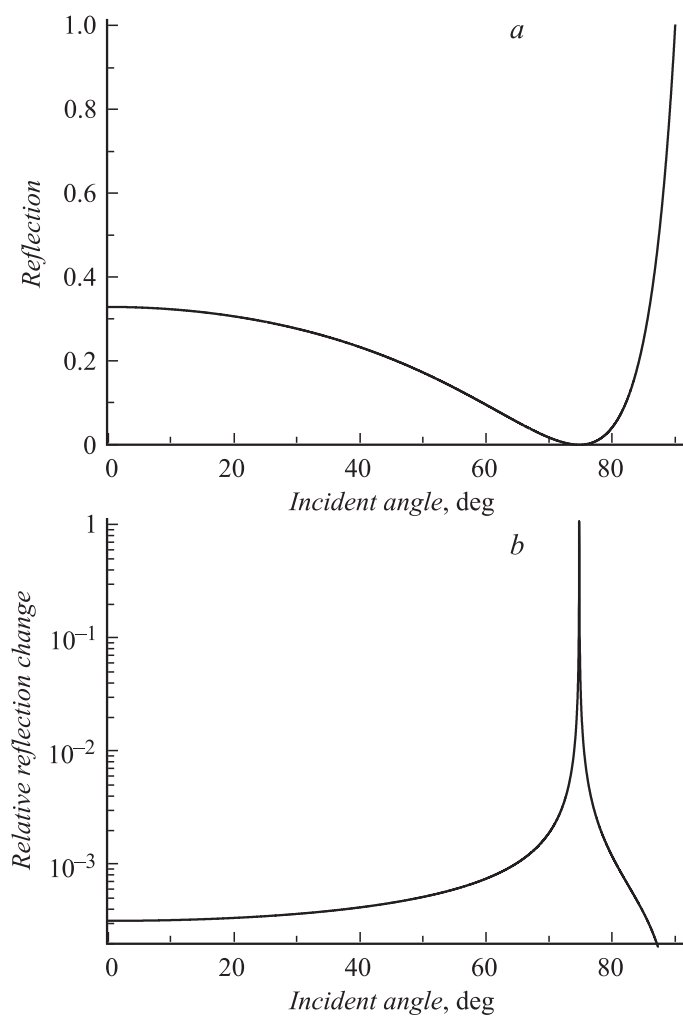


Рис. 2. *a* — зависимость коэффициента отражения *p*-поляризованных пучков лазерного излучения от угла падения на исследуемые полупроводниковые образцы. *b* — модуль относительных изменений сигнала отражения пробного пучка, рассчитанный для различных углов падения лазерного излучения на поверхность образца.

уверенно регистрировать даже малые изменения коэффициента преломления образцов.

На рис. 2, *b* приведены результаты расчетов относительных изменений сигнала отражения пробного пучка в зависимости от угла падения зондирующего лазерного излучения. Расчеты проведены для значения светоиндуцированной добавки к коэффициенту преломления, равного 0.001 от исходной величины. Как видно из результатов расчета, измерение достаточно малых светоиндуцированных вариаций коэффициента преломления образцов, проводимое вблизи угла Брюстера, позволяет получить выигрыш в чувствительности регистрации на несколько порядков.

Дополнительное увеличение чувствительности предлагаемого метода было достигнуто путем регистрации 2 пространственных картин распределения интенсивности отражения пробного сигнала по поверхности образца при различной задержке пробного пучка по отношению к пучку накачки. Полученные картины вычитались, что позволило избавиться от фоновых вариаций интенсивности отраженного пучка. Пример разностной регистрограммы, представляющей собой результат вычитания 2 регистрограмм, разделенных временным интервалом задержки пробного импульса в 667 fs (что соответствует 200 μm линии задержки), приведен на рис. 3, *a*. На рис. 3, *b* показан соответствующий график зависимости уровня засветки пикселей CCD-камеры (уровня серого) от положения пикселя, соответствующий одному из сечений изображения. График характеризует зависимость коэффициента отражения от времени в относительных единицах. Время на графике увеличивается справа налево. Сдвиг на один пиксель соответствует 8.9 fs.

Анализ динамики изменения коэффициента отражения света из данных рис. 3 позволяет определить время релаксации неравновесных носителей заряда в образце путем экспоненциальной аппроксимации переходных процессов. Использование описанного подхода позволило нам определить время релаксации неравновесных носителей заряда в различных образцах LT-GaAs. Измерения оказались возможными для $200 < \tau < 1000$ fs. Ограничение по нижнему пределу измерений определяется конечной длительностью импульса лазерного излучения, которая, как упоминалось выше, составляет 50 fs (для использованной нами лазерной системы „Пульсар-10“). Ограничение по верхнему пределу измерений связано с конечными размерами исследуемых образцов, поскольку распределение интенсивности излучения по поверхности

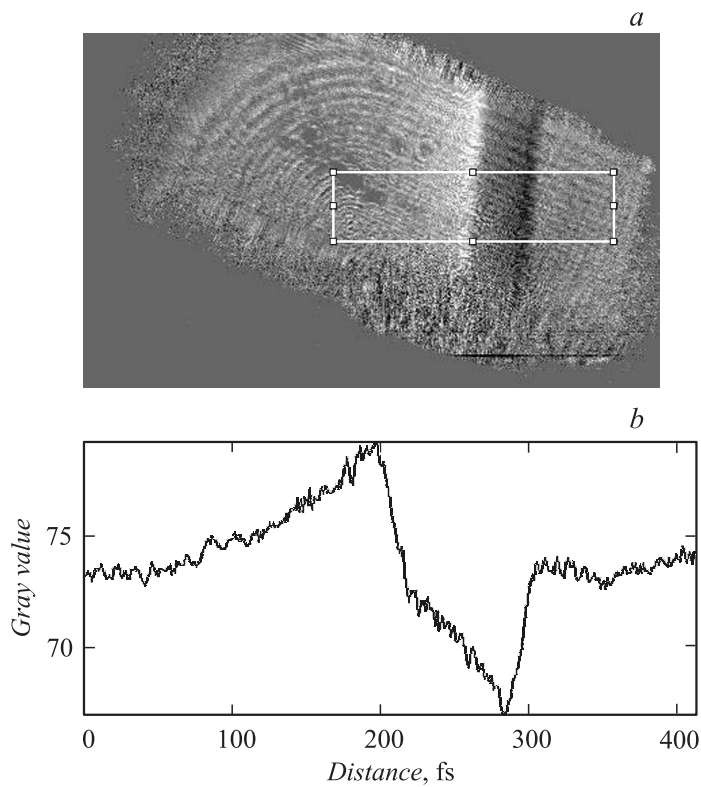


Рис. 3. Результат вычитания регистрограмм (*a*) и соответствующая зависимость уровня засветки (*b*) на регистрограмме от положения пикселя в относительных единицах. Различие времен задержки для двух исходных регистрограмм составляет 667 fs. Образец LT-GaAs. Прямоугольник во фрагменте *a* показывает область регистрограммы, по которой проводилось усреднение при построении графика, приведенного во фрагменте *b*.

соответствует различным задержкам пробного импульса по отношению к импульсу накачки.

Таким образом, предлагаемый метод изучения светоиндуцированных изменений свойств полупроводниковых образцов оказался весьма эффективным для исследований жизни неравновесных носителей заряда в слоях LT-GaAs в актуальном диапазоне времен 200–1000 fs. Разработан-

ная нами модификация метода измерения нелинейной восприимчивости 3-го порядка может быть применена к исследованию различных материалов в условиях, когда нелинейная восприимчивость мала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 11-02-00973а) и при финансовой поддержке Минобрнауки России с использованием оборудования ЦКП „Аналитический центр нано- и биотехнологий ГОУ СПбГПУ“ на базе ФГБОУ ВПО „СПбГПУ“.

Список литературы

- [1] Пастор А.А., Сердобинцев П.Ю., Чалдышев В.В. // ФТП. 2012. Т. 46 (5). С. 637.
- [2] Пастор А.А., Прохорова У.В., Сердобинцев П.Ю., Чалдышев В.В., Яговкина М.А. // ФТП. 2013. Т. 47 (8). С. 1144.
- [3] Loukakos P.A., Kalpouzos C., Perakis I.E., Hatzopoulos Z., Sfendourakis M., Kostantinidis G., Fotakis C. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 9863.
- [4] Haiml M., Siegner U., Morier-Genoud F., Keller U., Luysberg M., Specht P., Weber E.R. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 1269.
- [5] Lochtefeld A.J., Melloch M.R., Chang J.C.P., Harmon E.S. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 1465.
- [6] Siegner U., Fluck R., Zhang G., Keller U. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 2566.
- [7] Smith P.W.E., Benjamin S.D., Loka H.S. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 1156.
- [8] Melloch M.R., Woodall J.M., Harmon E.S., Otsuka N., Pollak F.H., Nolte D.D., Feenstra R.M., Lutz M.A. // Annu. Rev. Mater. Sci. 1995. V. 25. P. 547.
- [9] Чалдышев В.В., Путьато М.А., Семгин Б.Р., Преображенский В.В., Пчеляков О.П., Хан А.В., Канаев В.Г., Широкова Л.С., Голиков А.В., Кагадей В.А., Лиленко Ю.В., Карпович Н.В. // Электронная промышленность. 1998. В. 1–2. С. 154.
- [10] Берт Н.А., Вейнгер А.И., Вилсова М.Д., Голощанов С.И., Ивонин И.В., Козырев С.В., Куницын А.Е., Лаврентьева Л.Г., Лубышев Д.И., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., Третьяков В.В., Чалдышев В.В., Якубеня М.П. // ФТТ. 1993. Т. 35. С. 2609.
- [11] Лаврентьева Л.Г., Вилсова М.Д., Преображенский В.В., Чалдышев В.В. // Нанотехнологии в полупроводниковой электронике / Под ред. А.Л. Ассеева. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004.
- [12] Sabbah A.J., Riffe D.M. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 165 217.