

09;15

Измерение толщины полупроводниковых подложек в условиях нестационарной температуры с использованием низкокогерентного тандемного интерферометра

© П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, А.Д. Тертышник

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
E-mail: volkov@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 28 июля 2014 г.

Предложен оригинальный метод измерения малых изменений толщины полупроводниковых структур в условиях нестационарной температуры, использующий принцип низкокогерентной тандемной интерферометрии. Достигнуто разрешение $\pm 2^\circ\text{C}$ по температуре и $\pm 2\text{ nm}$ по толщине.

В настоящее время для большинства процессов тонкопленочных технологий присутствие систем *in situ* контроля за наиболее важными технологическими параметрами, такими как температура подложки и скорость роста или травления, становится необходимым. Существуют различные системы мониторинга указанных параметров, среди которых наибольший интерес вызывают оптические [1–3], в силу их высокой чувствительности, а также из-за отсутствия механического контакта между измеряемым объектом и измерительной системой. Одним из перспективных оптических методов мониторинга является низкокогерентная тандемная интерферометрия (НКТИ). Возможности применения данной методики в условиях металлоорганической газофазной и молекулярно-пучковой эпитаксии [4–6], а также при плазмохимическом травлении были продемонстрированы ранее [7].

Идея НКТИ состоит в следующем. Два последовательно связанных интерферометра (линии задержки), имеющие разность длин плеч соответственно L_1 и L_2 , освещаются широкополосным источником с малой длиной когерентности L_{coh} (рис. 1). Первый интерферометр (измерительный) имеет возможность контролируемой перестройки раз-

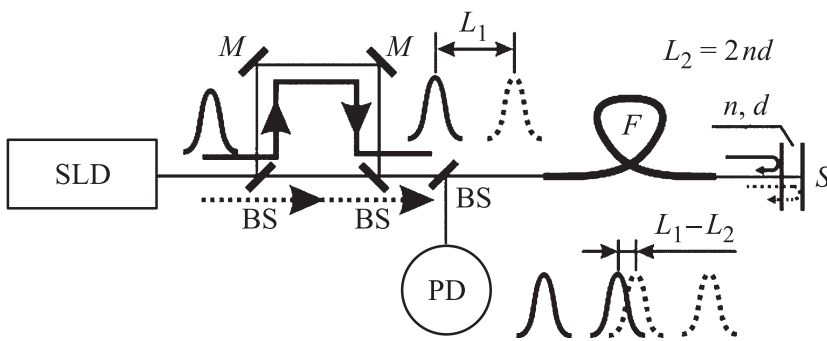


Рис. 1. Принципиальная схема НКТИ.

ности длин плеч. В качестве второго выступает исследуемый образец (подложка). При изменении задержки L_1 в первом интерферометре на выходе схемы формируется интерференционный сигнал, состоящий из 2 пиков. Первый пик соответствует нулевой разности длин плеч опорного интерферометра ($L_1 = 0$), а второй — моменту совпадения оптических толщин интерферометра и подложки ($L_1 = L_2$). Таким образом, зная разность хода измерительного интерферометра L_1 в момент времени, соответствующий максимуму второго интерференционного пика, получаем толщину подложки. Более подробное описание работы НКТИ можно найти в [8].

Основная проблема применения НКТИ для мониторинга реальных технологических процессов состоит в том, что в общем случае оптическая толщина подложки одновременно изменяется по 2 причинам: изменяется физическая толщина (в результате роста/травления) и изменяется показатель преломления (в результате изменения температуры подложки) [9]. Таким образом, установить причину изменений регистрируемого сигнала до настоящего времени было невозможно.

В работе предложены 2 оригинальных способа решения указанной проблемы.

Форма интерференционного сигнала в НКТИ имеет вид [10]:

$$I(z) = I_c + I_0 \gamma(z) \cos(k_0 z) + I_1 \gamma(z - D) \cos(k_0(z - D)). \quad (1)$$

Здесь z — сдвиг зеркала интерферометра относительно положения, при котором $L_1 = 0$; $I_{c,0,1}$ — константы, зависящие от коэффициентов отражения от границ раздела и потерь в образце; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 — центральная длина волны источника; $D = nd$ — оптическая толщина подложки, n — показатель преломления подложки, d — геометрическая толщина; $\gamma(z)$ — огибающая автокорреляционной функции источника. Для источника с гауссовым спектром

$$\gamma(z) = \exp\left(-\frac{z^2}{2L_{coh}^2}\right). \quad (2)$$

Здесь $L_{coh} = c/\Delta\omega$ — длина когерентности источника, z — разность хода интерферирующих волн. Первое слагаемое в (1) — постоянный уровень, второе слагаемое — „нулевой“ сигнал (вблизи $L_1 = 0$), третье слагаемое — сигнал от образца (сигнал, вблизи $z = D$). Очевидно, что при изменении оптической толщины образца происходит сдвиг не только максимума огибающей, но и положения максимумов интерференционных биений сигнала (фазы заполнения сигнала). Таким образом, изменение толщины образца можно контролировать двумя способами — по сдвигу максимума огибающей и по сдвигу фазы заполнения. Для удобства дальнейшего рассмотрения введем понятия „групповой“ D_g и „фазовой“ D_{ph} толщин. Групповой будем называть толщину, которая определяется по положению максимума огибающей сигнала от образца $D_g = n_g d$, n_g — групповой показатель преломления, d — толщина образца, а фазовой формально назовем толщину, определяемую как $D_{ph} = n_{ph} d$, где n_{ph} — фазовый показатель преломления на центральной длине волны источника. Отметим, что поскольку положение максимумов интерференционных биений определяется с точностью до целого числа длин волн, то в эксперименте можно измерить только изменение D_{ph} .

Для разделения ростовых и температурных изменений толщины будем использовать дисперсию температурной зависимости показателя преломления подложки. Как говорилось выше, положению максимума огибающей сигнала соответствует разность длин плеч опорного интерферометра Δ_1 :

$$\Delta_1 = D_g = n_g(\lambda, T)d(T). \quad (3)$$

Второй множитель в (3) описывает тепловое расширение образца. При этом необходимо учитывать, что толщина образца может изменяться также вследствие роста либо травления. Учесть это можно введением дополнительного слагаемого ко второму множителю $\Delta d(T)$:

$$\Delta_1 = D_g = n_g(\lambda, T)(d(T) + \Delta d(T)), \quad (4)$$

причем толщина дополнительного слоя также зависит от температуры. Очевидно, что геометрическая толщина образца, равно как и изменение этой толщины при росте/травлении, не зависит от длины волны зондирующего света. Изменение оптической толщины при изменении длины волны зондирующего света обусловлено только дисперсией показателя преломления. Таким образом, если проводить измерения на 2 различных длинах волн, то измеряются 2 величины:

$$D_{g1} = n_g(\lambda_1 T)(d(T) + \Delta d(T)), \quad D_{g2} = n_g(\lambda_2, T)(d(T) + \Delta d(T)). \quad (5)$$

Взяв отношение оптических толщин D_{g1} и D_{g2} , измеренных по положению максимумов огибающих, приходим к выражению:

$$\frac{D_{g2}}{D_{g1}} = \frac{n_g(\lambda_2, T)}{n_g(\lambda, T)} = F(T), \quad (6)$$

которое не зависит от толщины образца, а зависит только от его температуры.

Для экспериментальной проверки данного метода использовались суперлюминесцентные диоды (СЛД) с центральными длинами волн 1310 и 1550 nm, с полушириной спектральной линии ~ 40 nm. Выбор данной пары обусловлен компромиссом между точностью, рабочим диапазоном и конструктивными сложностями. Образцы помещались в термостат с возможностью установки температуры. В эксперименте регистрировалась величина $Q(T)$

$$Q(T) = (F(T) - 1) \cdot 10^4 \quad (7)$$

в процессе пошагового изменения температуры термостата. На рис. 2 приведены графики изменения $Q(T)$ для подложек Si толщиной 350 и 500 μm . Видно, что кривые совпадают в пределах точности измерений ($\pm 2^\circ\text{C}$). Таким образом, измерив предварительно зависимость $F(T)$ для требуемого материала (процедура получения калибровочных кривых

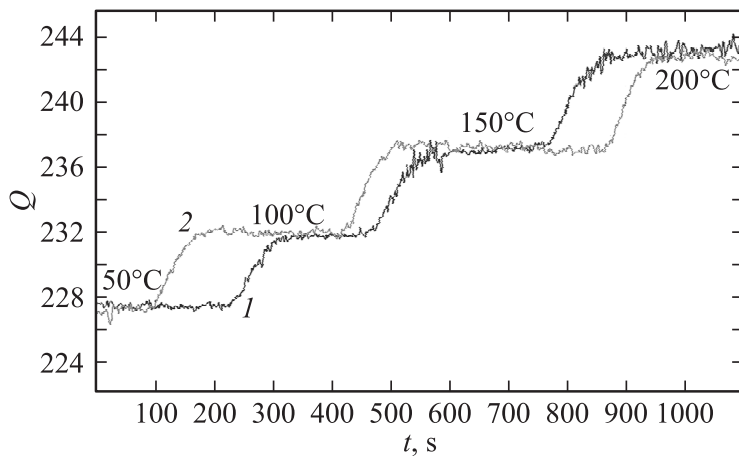


Рис. 2. Изменение величины Q для подложек толщиной, μm : 1 — 350, 2 — 500.

описана, например, в [5]), можно в дальнейшем проводить абсолютные температурные измерения без какой-либо дополнительной априорной информации о толщине и стартовой температуре. В большинстве случаев полученной точности достаточно для технологических целей, однако этого явно недостаточно для контроля изменений толщины в процессах роста или травления.

Для решения последней задачи будем использовать дисперсию температурной зависимости фазового показателя преломления, поскольку фазовые измерения можно проводить с существенно большей точностью.

Запишем выражение для изменения фазовой толщины ΔD_{ph} образца при одновременном изменении его температуры и толщины. Учтем, что в ходе роста колебания температуры и толщины малы, и можно ограничиться первым порядком малости. В этом случае

$$\Delta D_{ph} \approx \Delta n_{ph} d_0 + n_{ph0} \Delta d, \quad (8)$$

где d_0 , n_{ph0} — соответственно толщина и показатель преломления образца в некоторый момент времени (при некоторой температуре T_0), Δd , Δn_{ph} — отклонения от этих значений. Отметим, что нам не

требуется знание точных значений d_0 , n_{ph0} , T_0 . Единственное требование — отклонения Δn_{ph} , Δd должны быть достаточно малыми, чтобы зависимость показателя преломления от температуры была линейной $\Delta n_{ph} \approx \alpha \Delta T$. Запишем систему уравнений для изменения фазовой толщины в двухволновой схеме:

$$\begin{cases} \Delta D_{ph}^{\lambda_1} \approx \alpha \Delta T d_0 + n_{ph0}^{\lambda_1} \Delta d, \\ \Delta D_{ph}^{\lambda_2} \approx \beta \Delta T d_0 + n_{ph0}^{\lambda_2} \Delta d, \end{cases} \quad (9)$$

где α , β — коэффициенты пропорциональности между показателем преломления и температурой на выбранных длинах волн λ_1 и λ_2 . Из системы (9) легко выразить Δd :

$$\Delta d = \frac{\Delta D_{ph}^{\lambda_1} - \Delta D_{ph}^{\lambda_2} \alpha / \beta}{n_{ph0}^{\lambda_1} - n_{ph0}^{\lambda_2} \alpha / \beta}. \quad (10)$$

Отметим, что перед началом технологического процесса почти всегда есть некоторое время установления температуры, когда известно, что толщина подложки не изменяется $\Delta d = 0$. Этим можно воспользоваться для определения коэффициента α/β для конкретного образца.

Знаменатель в (10) можно рассматривать как некоторый эффективный показатель преломления. Его можно определить двумя способами: первый — изготовить тестовую ступеньку и сравнить результаты измерений, выполненных с помощью НКТИ, с результатами измерений, выполненных с помощью стандартного профилометра; второй — достаточно быстро (по сравнению с характерными временами дрейфа температуры) сдвинуть подложку относительно пятна зондирующего света и сравнить ступеньку, полученную по измерениям (8), со ступенькой, полученной по измерениям (10). Зная Δd и учитывая полученную ранее зависимость $n_{ph}(T)$, легко получить ΔT из (10):

$$\Delta T = \frac{\Delta D_{ph}^{\lambda_{1,2}} - \Delta d n_{ph0}^{\lambda_{1,2}}}{\alpha d}. \quad (11)$$

Для проверки второго метода выделения малых изменений толщины в условиях нестационарной температуры использовалась та же пара длин волн 1310 и 1550 nm. Измерения проводились на неоднородной по толщине подложке. Изменение толщины производилось вторым

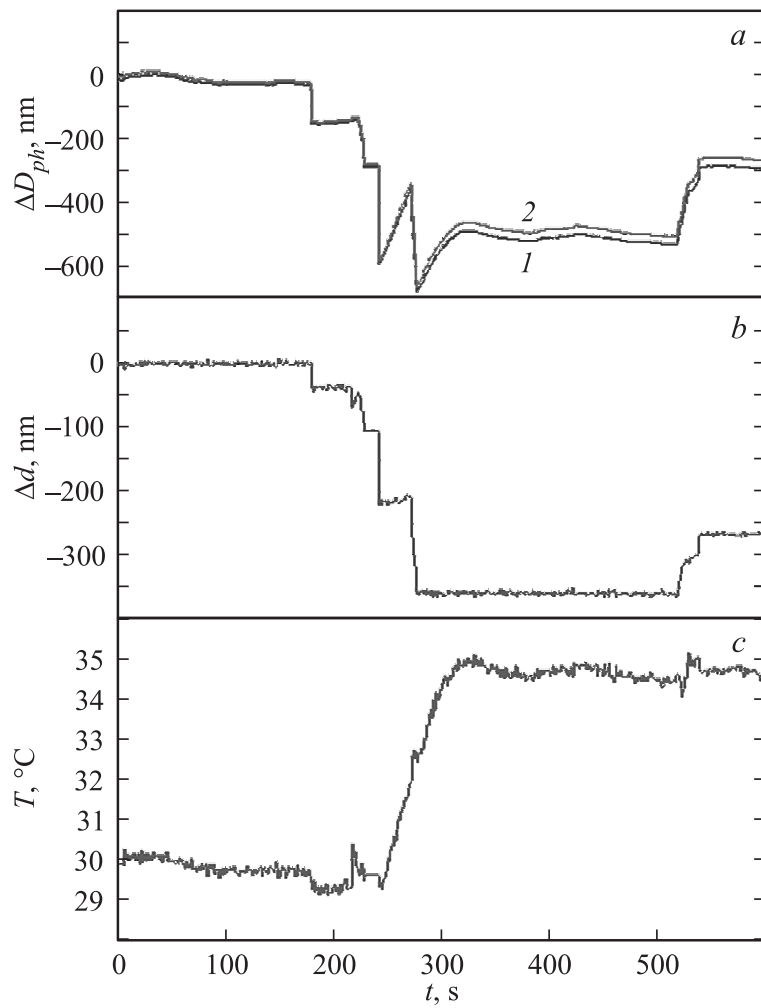


Рис. 3. Изменения толщины в условиях изменяющейся температуры: *a* — изменение оптической толщины образца в зависимости от времени: 1 — измерения на длине волны 1310 nm, 2 — на длине волны 1550 nm; *b* — изменение толщины образца; *c* — изменение температуры.

способом. На рис. 3, *a* приведена кривая изменения оптической толщины образца при одновременном сканировании оптической головки и изменении температуры. На рис 3, *b* приведена полученная из (8) зависимость геометрической толщины от времени, а на рис 3, *c* — зависимость температуры от времени, полученная из (9). Плоские участки на рис. 3, *c* соответствуют условию неподвижности образца. Хорошо видно, что колебания температуры не отражаются на показаниях данного канала, а уровень шума меньше 5 nm.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность раздельного измерения температурных и ростовых изменений толщины полупроводниковой структуры с нанометровым разрешением. Диапазон измеряемых температур ограничен сверху сдвигом края поглощения подложки в область длинных волн. Для подложек из Si и используемой пары длин волн максимальная измеримая температура составляет $\sim 500^\circ\text{C}$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-01124) с использованием оборудования Центра коллективного пользования „Физика и технология микро- и наноструктур“ при ИФМ РАН.

Список литературы

- [1] Магунов А.Н. Лазерная термометрия твердых тел. М.: Физматлит, 2001. 224 с.
- [2] Langereis E., Heil S.B.S., Knoops H.C.M., Keuning W., van de Sanden M.C.M., Kessels W.M.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. N 7. P. 073 001.
- [3] Deatcher C.J., Liu C., Pereira S., Lada M., Cullis A.G., Sun Y.J., Brandt O., Watson // Semicond. Sci. Technol. 2003. V. 18. N 4. P. 212–218.
- [4] Volkov P.V., Goryunov A.V., Danilisev V.M., Luk'yanov A.Yu., Pryakhin D.A., Tertyshnik A.D., Khrykin O.I., Shashkin V.I. // J. Crystal Growth. 2008. V. 310. N 23. P. 4724–4726.
- [5] Волков П.В., Горюнов А.В., Данильцев В.М., Лукьянов А.Ю., Пряхин Д.А., Тertyshnik A.D., Хрыкин О.И., Шашкин В.И. // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2008. № 8. С. 5—10.
- [6] Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Тertyshnik A.D., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Михайлов Н.Н., Ремесник В.Г., Кузьмин В.Д. // ФТП. 2012. Т. 46. В. 12. С. 1505–1509.

- [7] Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Пряхин Д.А., Тertyшник А.Д., Шашкин В.И. // Микроэлектроника. 2011. Т. 40. В. 5. С. 331–338.
- [8] Rao Yu, Jackson D.A. // Meas. Sci. Technol. 1996. V. 7. N 7. P. 981–999.
- [9] Takayuki Ohta, Chishio Koshimizu, Kanta Kawasaki, Keigo Takeda, Masafumi Ito // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. N 1. P. 013 110.
- [10] Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. М.: Физматлит, 2001. 272 с.