

07;12

Амплитуда и форма резонансов Фабри–Перо в лазерной интерференционной термометрии полупроводников и диэлектриков

© А.Н. Магунов, С.В. Меркулов

Институт микроэлектроники РАН,
150007 Ярославль, Россия

(Поступило в Редакцию 16 июня 1998 г. В окончательной редакции 18 февраля 1999 г.)

Определены возможности наиболее чувствительного метода лазерной термометрии прозрачных и полупрозрачных пластин при изменении условий зондирования и оптических свойств поверхности. Изучены зависимости контраста интерференции света в пластинах от диаметра зондирующего лазерного пучка, угла падения света на поверхность, шероховатости поверхности и наличия на ней просветляющих или отражающих пленок. Обнаружено влияние поперечного градиента температуры в пластине на контраст. Измерения проведены для монокристаллов кремния и оптического стекла К-8.

Введение

В ряде исследовательских и технологических задач необходимо точное измерение температуры поверхности, причем предпочтительными являются бесконтактные измерения. В последние годы разработаны методы активной термометрии, основанные на измерении температурно-зависимых параметров твердого тела с помощью зондирующего оптического пучка. Наиболее чувствительным и помехозащищенным является метод лазерной интерференционной термометрии прозрачных или полупрозрачных пластин, выполняющих роль эталона Фабри–Перо для зондирующего излучения [1]. При нагревании изменяются показатель преломления и геометрическая толщина пластинки, текущая температура определяется по числу оптических резонансов (периодов интерферограммы) от начальной известной температуры. Широкому применению метода препятствует то, что не всегда удается экспериментально получить интерферограмму при нагревании пластинки, облучаемой лазерным зондирующим пучком. Кроме того, априорно считается, что применение метода возможно лишь в случае, когда поверхности тщательно отполированы [2,3].

В данной работе проведено изучение резонансов Фабри–Перо при нагревании стеклянных и кремниевых пластинок. Регистрация интерферограмм проводилась с использованием серийно выпускаемых монокристаллов (в том числе с шероховатой поверхностью) и стекол без дополнительной обработки поверхности.

Экспериментальная установка

Схема установки приведена на рис. 1 и подробно описана ранее [4]. Зондирование образцов проводили излучением с длинами волн 0.63 и 1.15 μm (He–Ne лазер ЛГН-113). Для фокусировки пучка на поверхность пластин применяли линзы с фокусным расстоянием $f = 8\text{--}30\text{ cm}$, диаметр пучка на поверхности

$d \approx f \cdot \Theta \approx 0.1\text{--}0.3\text{ mm}$ (здесь Θ — угол расходимости излучения). В отсутствие линзы диаметр пучка на поверхности образца равен 2 mm. Температуру образца повышали на 20–30°, этого достаточно для регистрации нескольких периодов интерферограммы, по которой определяется контраст. Сигнал фотоприемника (кремниевый или германиевый фотодиода) регистрировали и обрабатывали с помощью компьютера. Фотоприемник можно устанавливать для приема отраженного или проходящего излучения. Для изучения статистики контраста на каждом образце зондировали 30 точек, расположенных вдоль произвольно выбранной линии на расстоянии 0.5 mm (для $d = 0.1$ и 0.3 mm), 1 mm (для $d = 1$ mm) или 2 mm (для $d = 2$ mm) друг от друга. Для получения зависимости контраста от угла падения света на поверхность образец помещали на вращающийся столик, угол поворота которого вокруг вертикальной оси задается с помощью лимба с ценой деления 1°.

На рис. 2 показана последовательность резонансов (интерферограмма) в отраженном свете при нагревании монокристалла кремния толщиной 0.5 mm. Сдвиг на одну полосу (т.е. изменение разности хода на 2π) для монокристалла кремния при $\lambda = 1.15\ \mu\text{m}$ соот-

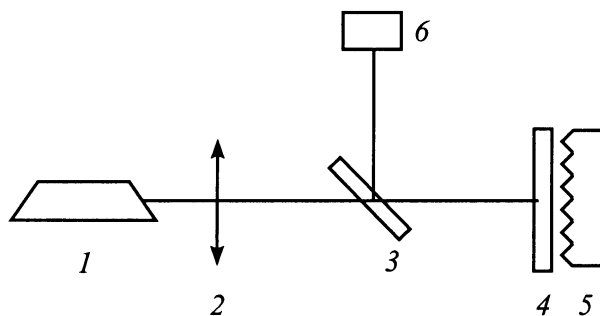


Рис. 1. Схема установки для регистрации оптических резонансов в пластинках: 1 — лазер, 2 — линза, 3 — полупрозрачное зеркало, 4 — исследуемая пластинка, 5 — нагреватель, 6 — фотоприемник.

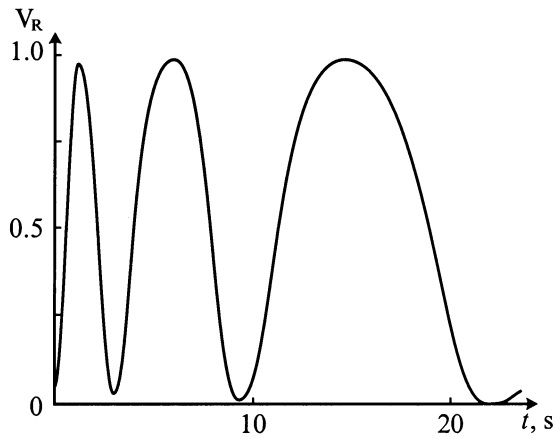


Рис. 2. Участок интерферограммы в отраженном свете при нагревании монокристалла кремния с двумя полированными поверхностями. Диаметр пучка 0.1 mm. Контраст $V_R \approx 1$.

ветствует изменению оптической толщины кристалла на $\Delta(nh) \approx 0.16 \mu\text{m}$ или изменению температуры на $\Delta T \approx 5.2 \text{ K}$.

Влияние угла падения света

Контраст (или видность) интерференционных полос V характеризует амплитуду осцилляций интенсивности (I) проходящего или отраженного света при изменении температуры пластины $V = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$. Если контраст очень мал (например, $V \ll 0.01$), то подсчет числа полос затруднителен на фоне неизбежных шумов и данный метод термометрии становится ненадежным. Конечный диаметр лазерного пучка приводит к некоторым ограничениям возможностей термометрии,

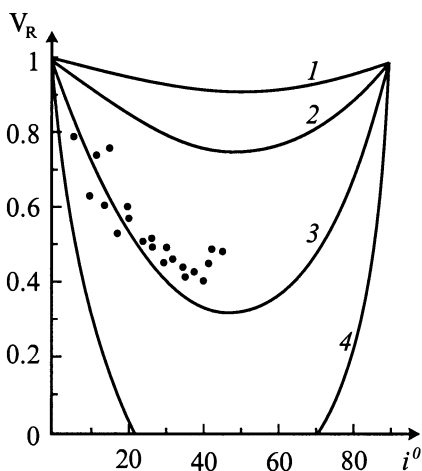


Рис. 3. Зависимость контраста интерферограммы в отраженном свете ($\lambda = 1.15 \mu\text{m}$) от угла падения пучка на поверхность монокристалла кремния толщиной 0.5 mm. Кривые — расчет для $D = 3$ (1), 1 (2), 0.3 (3), 0.1 mm (4); точки — результаты измерений для $D = 0.3 \text{ mm}$.

если пластинка облучается под углом к нормали. Зондирование подложки под углами $5\text{--}20^\circ$ к нормали иногда проводится в плазмохимическом реакторе [5,6] с целью устранить сигнал от паразитной интерференции в оптическом окне, которое имеет контакт с плазмой и нагревается. Кроме того, в некоторых установках микротехнологии доступными являются только большие углы ($40\text{--}50^\circ$ или более) падения света на поверхность подложки. При этом отраженные пучки разных порядков не полностью перекрываются в плоскости фотоприемника. В области, где пучки не перекрываются, фотоприемник регистрирует постоянную интенсивность света при изменении оптической толщины пластинки. При этом контраст интерференции не достигает максимального значения. Рассмотрим наиболее простой случай двухлучевой интерференции в непоглощаемой пластинке. Используя выражения для случая частичного перекрытия пучков [7,8], получаем зависимости V_R от угла падения света на поверхность при разных диаметрах пучка (рис. 3). Контраст изменяется немонотонно: падает в диапазоне $0\text{--}45^\circ$ и растет в диапазоне $45\text{--}90^\circ$. Кроме того, при $D/h \leq (\sin 2i)/(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}$, где D — диаметр пучка, h — толщина пластинки, i — угол падения, n — показатель преломления, возникает своеобразная "запрещенная зона" углов падения, в пределах которой интерференция отсутствует из-за полного пространственного разделения пучков в плоскости фотоприемника. Увеличение контраста при больших углах падения света на поверхность представляет интерес для термометрии подложек в ряде процессов микротехнологии, поскольку позволяет проводить термометрию через оптические окна для эллипсометрических измерений (обычно применяется угол падения 70°).

Влияние неидеальной плоскопараллельности подложек

Для изучения оптических резонансных свойств нами использованы серийно выпускаемые кристаллы кремния КЭФ-4.5 с ориентацией поверхности (100) и диаметром $76\text{--}100 \text{ mm}$. Одна из поверхностей каждого кристалла (рабочая) отполирована, высота микрорельефа $R_z \leq 0.05 \mu\text{m}$. По свойствам тыльной поверхности образцы делятся на два типа: тип 1 — тыльная поверхность отполирована более грубо, чем лицевая, и характеризуется высотой микрорельефа порядка $0.1 \mu\text{m}$; тип 2 — тыльная поверхность шероховатая, средняя высота рельефа составляет примерно $1\text{--}2 \mu\text{m}$, шероховатость упорядочена по форме и размеру микрограней, по их ориентации относительно кристаллографических направлений и наклону микрограней к базовой плоскости [4].

Распределение локальных углов между поверхностями для кристаллов с двухсторонней полировкой изучалось по ранее описанной методике с помощью микроспектрофотометра с пространственным сканированием [6].

Контраст интерферограмм при нагревании монокристаллов кремния типа I (Si I) и типа II (Si II) при разных диаметрах зондирующего пучка

D , mm	V_R (Si I)	V_T (Si I)	V_R (Si II)	V_T (Si II)
0.1	0.91 ± 0.04	0.57 ± 0.02	0.12 ± 0.05	0.14 ± 0.06
0.3	0.78 ± 0.05	0.56 ± 0.01	0.08 ± 0.04	0.10 ± 0.06
1	0.63 ± 0.15	0.34 ± 0.10	0.05 ± 0.02	0.03 ± 0.01
2	0.55 ± 0.12	0.2 ± 0.2	0.02 ± 0.001	0.015 ± 0.004

Примечание. Средний контраст и среднеквадратичное отклонение получены по 20 значениям для Si I и по 30 значениям для Si II.

Для кристаллов типа 1 диаметром 76 mm и толщиной 0.35–0.38 mm наиболее вероятным является угол $(1-3) \cdot 10^{-4}$ rad, для кристаллов диаметром 100 mm и толщиной 0.45–0.48 mm угол $(3-10) \cdot 10^{-5}$ rad. Основной причиной снижения контраста интерференции света в таких кристаллах является разнотолщинность: если по диаметру пучка изменяется толщина кристалла, происходит усреднение и частичная или полная компенсация интерференционных максимумов и минимумов на фотоприемнике. Ясно, что при увеличении диаметра зондирующего пучка контраст должен повышаться, если угол между поверхностями пластины не равен нулю.

В таблице приведены значения среднего контраста и среднеквадратичного отклонения от среднего для исследованных образцов. Контраст уменьшается при увеличении диаметра пучка. Теоретически возможная величина контраста в отраженном свете $V_R = 1$ (для Si и стекла), в проходящем $V_T = 0.57$ (для Si). Экспериментально полученные значения V_R для Si типа 1 при $D \approx 0.1$ mm близки к единице, а экспериментальные значения V_T для тех же образцов совпадают с теоретическим. На рис. 4 показана вычисленная зависимость контраста от разнотолщинности по сечению светового пучка для полированных пластин кремния. Видно, что вероятность регистрации интерферограммы с нулевым контрастом пренебрежимо мала, вероятность получения контраста $V_R \leq 0.01$ по порядку величины не превышает 0.01–0.03 (эта вероятность увеличивается с ростом разнотолщинности). Средний угол между поверхностями кристалла dh/dx (где x — координата вдоль поверхности) определен двумя способами: а) путем сравнения графика $V(\Delta h)$ и данных таблицы получено $dh/dx \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$; б) при растровом сканировании кристалла световым пучком ($\lambda = 1.15 \mu\text{m}$, $d = 0.2$ mm) среднее расстояние между соседними одноименными экстремумами интерференции в отраженном свете составляет примерно 1.5 mm, откуда $dh/dx \approx 1.1 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, локальное измерение контраста интерференции дает информацию о градиенте толщины пластинки.

На рис. 5 построена вычисленная зависимость контраста от числа микрограней N в сечении зондирующего пучка для кристалла Si толщиной 0.5 mm с шерохова-

той поверхностью. Зависимость аппроксимируется степенной функцией: например, при $N \geq 2$ выполняется $V_R \approx 0.77 \cdot N^{-0.53}$, при $N \geq 4$ — $V_T \approx 0.61 \cdot N^{-0.52}$ (коэффициент корреляции в обоих случаях равен 0.995). Модель шероховатой поверхности примерно соответствует одному из изученных ранее [9] типов шероховатости монокристалла. Высота параллелепипедов, составляющих шероховатость, задавалась в диапазоне 0–2 μm относительно базовой плоскости с помощью генератора случайных чисел. Для каждого микрорезонатора Фабри–Перо в приближении геометрической оптики вычислялись коэффициенты пропускания и отражения, затем проводилось усреднение коэффициентов по ансамблю из N микрорезонаторов одинаковой площади. После этого вычислялись значения V_R и V_T для полученного таким образом макрорезонатора с шероховатой поверхностью. Для каждого значения N проводилось усреднение контраста по 300 испытаниям. Для любого N плотность распределения серии испытаний по величине контраста

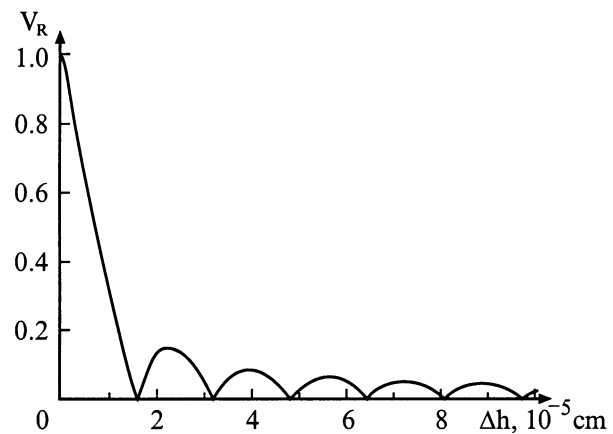


Рис. 4. Зависимость контраста от изменения толщины кристалла Si в сечении светового пучка. Длина волны 1.15 μm , нормальное падение.

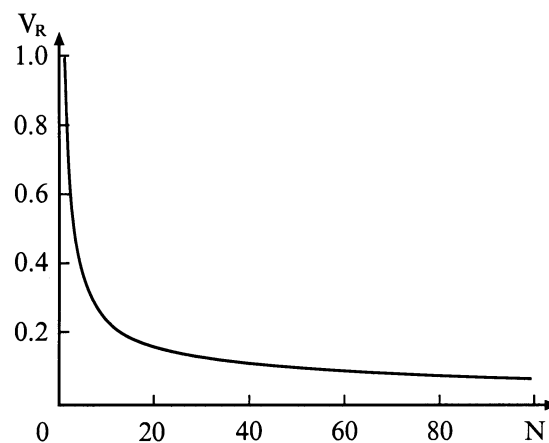


Рис. 5. Зависимость среднего контраста от числа микрограней в сечении светового пучка при нормальном падении. Все микрогранни имеют одинаковую площадь в плоскости кристалла.

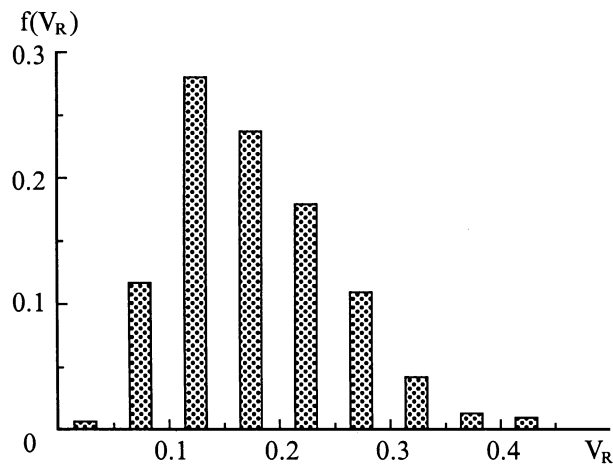


Рис. 6. Гистограмма распределения контраста $V_R = 0.18 \pm 0.09$ для 350 испытаний при $N = 16$.

представляет собой кривую с максимумом (рис. 6), лежащим при ненулевом значении V . Экспериментальные результаты, приведенные в таблице, хорошо соответствуют расчетной кривой в диапазоне $N \approx 10\text{--}3000$. Ранее [4] аналогичные распределения были получены экспериментально для $N \leq 4$ в схеме с волоконно-оптической транспортировкой светового пучка. Таким образом, даже при больших N вероятность регистрации интерферограммы с нулевым контрастом близка к нулю. Этот интересный факт имеет ряд экспериментальных подтверждений [4,10,11].

Интерферограммы для кристаллов типа 1 имеют существенно больший контраст, чем для кристаллов типа 2. Тем не менее применение пучка с диаметром 0.1–0.3 мм позволяет регистрировать интерферограммы при нагревании кристаллов с шероховатой поверхностью. Этот результат имеет значение для микротехнологии, так как основная часть используемых там кристаллов (подложек, на которых создаются интегральные схемы) обладает шероховатой тыльной поверхностью. В данном эксперименте пластинку облучали со стороны полированной поверхности, так как при освещении со стороны шероховатой поверхности зеркально отраженное излучение имеет очень низкую интенсивность на расстоянии 30 см от образца (однако с помощью собирающей линзы удастся регистрировать интерферограммы и в этом случае). Влияние шероховатости на коэффициент отражения света поверхностью можно уменьшить, применяя более длинноволновое излучение (например, 3.39 или 10.6 мкм), при этом также достигается увеличение контраста.

Измерения проведены также для образцов оптического стекла К-8 толщиной 2.54 мм на длине волны 0.63 мкм. Обе поверхности стекла отполированы, средняя высота микрорельефа составляет 0.01 мкм. Угол между поверхностями равен примерно $5 \cdot 10^{-5}$ рад. При нормальном падении света и диаметре пучка 0.3 мм получен контраст

$V_R = 0.97 \pm 0.02$. В этом случае, однако, интенсивность отраженного света меньше, чем для кремния (в интерференционном максимуме $R_{\max} = [(n^2 - 1)/(n^2 + 1)]^2$, т. е. для стекла с показателем преломления $n = 1.516$ $R_{\max} \approx 0.16$, для кремния при $n = 3.535$ $R_{\max} \approx 0.73$).

Влияние поперечного градиента температуры

Экспериментально установлено, что неоднородность температуры пластины по диаметру зондирующего пучка приводит к снижению контраста интерференции. Вследствие температурных зависимостей $n(T)$ и $h(T)$ неоднородность температуры преобразуется в неоднородность оптической толщины nh по диаметру пучка. Это в свою очередь приводит к частичной или полной компенсации максимумов и минимумов при регистрации интенсивности пучка. Действует тот же механизм снижения контраста, что и в случае неоднородной геометрической толщины. Условие, при котором градиент температуры оказывает влияние на контраст, можно записать следующим образом:

$$4Dh \left(\frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \lambda^{-1} \geq 1.$$

Это означает, что по диаметру пучка укладывается более одного полупериода интерференции, а это сопровождается уменьшением контраста. Ранее [6] аналогичное условие было получено для градиента толщины пластинки. Для пучка диаметром 2 мм и пластинки толщиной 1 мм условие выполняется при $\partial T/\partial x \geq 7$ К/см для Si и при $\partial T/\partial x \geq 270$ К/мм для стекла. Столь сильное отличие обусловлено тем, что величины $\partial n/\partial T$ для полупроводников и диэлектриков различаются почти на два порядка. Снижение контраста интерференции при наличии поперечной неоднородности температуры наблюдалось нами при термометрии монокристаллов Si в газоразрядной плазме, когда кристалл размещали несимметрично относительно оси цилиндрического реактора. Зависимость контраста от разности температур вдоль диаметра светового пучка описывается зависимостью, аналогичной рис. 4.

К уменьшению контраста может приводить также смещение отраженного пучка первого порядка относительно пучка нулевого порядка из-за рефракции на поперечном градиенте температуры. В этом случае расстояние между центрами пучков определяется выражением

$$L \approx 2Hh \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x},$$

где H — расстояние от пластины до фотоприемника.

В этом случае большие градиенты температуры могут приводить к полному пространственному разделению пучков на фотоприемнике.

Влияние пленок на поверхности

Влияние просветляющих пленок на контраст интерферограмм изучали на примере монокристаллов Si, на поверхность которых были нанесены пленки SiO₂ или Si₃N₄ толщиной 0.2–0.4 мкм. Влияние отражающих покрытий изучали, нанося на поверхность монокристалла Si пленки алюминия или меди толщиной 0.3 мкм. Присутствие отражающих и просветляющих пленок на поверхности монокристаллов Si проявляется, как правило, в снижении контраста. Исключением являются прозрачные пленки с толщиной, кратной $\lambda/2n_f$ (индекс f относится к пленке): полуволновые пленки на поверхности не влияют на контраст. Для кристаллов, на одной поверхности которых находится частично просветляющая пленка диоксида кремния, а на второй — отражающая пленка алюминия, контраст интерферограмм составляет всего 0.03–0.05. Однако термометрия таких структур возможна, так как электронная обработка сигнала позволяет идентифицировать экстремумы на интерферограммах, контраст которых еще в 30–50 раз меньше [12]. Регистрация интерферограммы с контрастом $V \geq 0.001$ является достаточным условием для проведения термометрии.

Форма резонансов

Резонансные свойства пластин характеризуются остротой полос F , которая показывает, во сколько раз расстояние между соседними одноименными экстремумами больше ширины минимума отражения. Можно показать, что контраст в проходящем свете V_T и острота полос связаны соотношением

$$F = \pi(\arccos V_T)^{-1},$$

где

$$V_T = \frac{2\sqrt{R_1 \cdot R_2} e^{-\alpha h}}{1 + R_1 \cdot R_2 e^{-2\alpha h}},$$

α — линейный коэффициент поглощения света, h — толщина пластинки.

Видно, что с увеличением V_T минимум отражения становится более узким. Эта связь показывает, как влияет изменение свойств поверхности на форму резонансов Фабри–Перо. Например, при нанесении сильно отражающей пленки на тыльную поверхность ($R_2 \sim 1$) минимумы отражения становятся более узкими. При увеличении поглощения света в пластинке минимумы отражения уширяются. Используя данные таблицы, находим, что $F \approx 3.26$ для Si типа 1, $F \approx 2.2$ для Si типа 2. Шероховатость снижает влияние пучков высоких порядков отражения вследствие рассеяния света, и тем самым делает ширину максимумов и минимумов практически одинаковой. Возможность управления формой полос представляет интерес для непрерывного определения температуры по интерферограмме. Для реальных кристаллов (с ненулевой клиновидностью) Si, Ge, GaAs, GaP (т. е. при $F \approx 3.3$ –3.7) в настоящее время определение

температуры проводится только для моментов, когда на интерферограмме достигается минимум отражения. Квазинепрерывное измерение температуры (например, с дискретностью 10^2 – 10^3 отсчетов за период) таких кристаллов не проводится из-за сложного характера перекрытия пучков разных порядков на фотоприемнике (по этой причине не удается построить аналитическую модель, которая правильно описывает интерферограмму во всех точках). В случае $F = 2$ такое описание не представляет сложности. Уменьшение остроты полос при нанесении частично просветляющих пленок на обе поверхности кристалла позволяет уменьшить вклад пучков высоких порядков и точно описать интерферограмму в двухлучевом приближении. Таким образом, большое число интерферирующих лучей в резонаторе Фабри–Перо не является обязательным и даже представляется нежелательным для термометрии в отличие от спектроскопии.

Заключение

Пластины с полированными и шероховатыми поверхностями, с отклонениями от плоскопараллельности, с нанесенными тонкими пленками в большинстве случаев обеспечивают контраст интерференции света, достаточный для дистанционного измерения температуры. Влияние различных модификаций поверхности на форму и амплитуду оптических резонансов можно заранее оценить с помощью простых соотношений. Практически нет ограничений на угол падения света на поверхность, что расширяет возможности метода для исследований и контроля процессов в технологических установках.

В настоящее время лазерная интерференционная термометрия применяется для изучения и контроля плазмохимического травления, эпитаксиального роста и газофазного осаждения пленок. По чувствительности метод на 2–4 порядка превосходит другие методы термометрии, имеет широкий диапазон измеряемых температур (для кремния от криогенной области до ~ 1000 К, для более широкозонных полупроводников и диэлектриков верхняя граница еще выше). При использовании полупроводниковых диодных лазеров [13] и волоконно-оптической линии связи [14] в оптической схеме метод достигает высокой надежности и его можно встраивать в технологические установки для измерения температуры подложек.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и технологий РФ (“Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники”) и РФФИ (проект № 96-02-18164).

Список литературы

- [1] Магунов А.Н. // ПТЭ. 1998. № 3. С. 6.
- [2] Anderson R.L. // Proc. SPIE. 1990. Vol. 1392. P. 437.
- [3] Saenger K.L., Tong F., Logan J.S., Holber W.M. // Rev. Sci. Instr. 1992. Vol. 63. N 8. P. 3862.

- [4] Магунов А.Н., Гасилов А.Ю. // Микроэлектроника. 1997. Т. 26. № 5. С. 384.
- [5] Bond R.A., Dzioba S., Naguib H.M. // J. Vac. Sci. Technol. 1981. Vol. 18. N 2. P. 35.
- [6] Магунов А.Н., Мудров Е.В. // Теплофиз. выс. темпер. 1992. Т. 30. № 2. С. 372.
- [7] Magupov A.N. // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2208. P. 103.
- [8] Магунов А.Н. // Завод. лаб. 1995. № 9. С. 27.
- [9] Магунов А.Н., Буяновская П.Г., Гасилов А.Ю., Преображенский М.Н. // Опт. и спектр. 1998. Т. 84. № 1. С. 68.
- [10] Белинский А.В. // УФН. 1995. Т. 165. № 6. С. 691.
- [11] Гасилов А.Ю., Магунов А.Н. // Завод. лаб. 1997. Т. 63. № 8. С. 32.
- [12] Голубев А.Н. // Опт. техника. 1995. № 4. С. 40.
- [13] Kurosaki R., Kikuchi J., Kobayashi Ya. // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2635. P. 224.
- [14] Лукин О.В., Магунов А.Н. // Микроэлектроника. 1995. Т. 24. № 2. С. 119.