

М. В. Якушев, В. А. Швец

(Новосибирск)

**ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЙ
МЕТОД КОНТРОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ**

Проанализирован предложенный ранее модифицированный эллипсометрический метод контроля температуры, основанный на использовании температурной зависимости эллипсометрических параметров слоистых структур. Метод обладает рекордно высокой дифференциальной чувствительностью, достигающей сотых долей градуса. Для структур с кремниевыми слоями и гетероструктуры ZnTe/GaAs проведены численные расчеты и представлены экспериментальные результаты, которые показывают эффективность метода. Измерена температурная зависимость показателя преломления ZnTe для длины волны 0,63 мкм. Найлены коэффициенты квадратичной функции, аппроксимирующей эту зависимость.

Введение. Температура объекта является ключевым параметром в большинстве технологических процессов, в частности в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии, поэтому методам контроля температуры в вакууме уделяется особое внимание [1–17]. Наиболее надежным является измерение температуры с помощью термпары. Однако этот метод предполагает наличие хорошего теплового контакта между спаем термпары и подложкой, что не всегда приемлемо по технологическим требованиям. Чаще всего при этом используют бесконтактные оптические методы контроля, такие, как: пирометрия [1], эллипсометрия [2–11], интерферометрия [12–14], отражательная спектроскопия [15] и др. [16, 17]. Пирометрический метод при всех его достоинствах имеет ограниченное применение в области температур ниже 400 °С.

Наиболее привлекательным в этом случае является метод эллипсометрии. Во-первых, благодаря универсальным функциональным возможностям метод позволяет сочетать температурные измерения с контролем других технологических параметров [4, 6, 9, 11]. Во-вторых, благодаря высокому быстродействию эллипсометрической аппаратуры метод может использоваться в быстропротекающих температурных процессах [6, 7]. Наконец, эллипсометрические измерения (как и большинство оптических методов) характеризуют непосредственно температуру поверхности, что существенно при нестационарных тепловых процессах.

В основе эллипсометрических измерений температуры лежит температурная зависимость оптических постоянных подложки (для одноволновой эллипсометрии) или положения критических точек в измеряемых спектрах (для спектральной эллипсометрии). Обычно точность измерения температу-

ры составляет 5–10 °С, при оптимизации условий эксперимента удается повысить точность до 1 °С [5].

В данной работе анализируется предложенный ранее [18] модифицированный эллипсометрический метод контроля температуры, основанный на зависимости фазовой толщины измеряемого слоя от температуры. Метод обладает рекордно высокой дифференциальной чувствительностью, которая достигает величины порядка одного углового градуса измеряемых эллипсометрических параметров на градус температуры.

1. Теория метода. Рассмотрим однослойную систему подложка – пленка – внешняя среда. Эллипсометрические параметры Ψ и Δ такой системы определяются следующим соотношением [19]:

$$\rho \equiv \operatorname{tg} \Psi e^{i\Delta} = R_p / R_s, \quad (1)$$

где коэффициенты отражения $R_{p,s}$ для p - и s -компонент поляризованного света выражаются через коэффициенты Френеля $r_{ijp,s}$ соответствующих границ раздела ($i, j = 0, 1, 2$ относятся к подложке, пленке и внешней среде) и фазовую толщину пленки δ :

$$R_{p,s} = \frac{r_{01p,s} + r_{12p,s} e^{-2i\delta}}{1 + r_{01p,s} r_{12p,s} e^{-2i\delta}}. \quad (2)$$

Здесь $\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{N_f^2 - \sin^2 \varphi}$; $N_f = n_f - ik_f$ – комплексный показатель преломления пленки, выраженный через ее показатели преломления n_f и поглощения k_f ; φ, λ – угол падения и длина волны зондирующего луча; d – толщина пленки.

Чувствительность эллипсометрических измерений определяется производной комплексного эллипсометрического параметра ρ по температуре. Из (2) видно, что ρ зависит от температуры только за счет оптических постоянных подложки N_s , пленки N_f и ее толщины d , поэтому производную можно записать в виде

$$d\rho/dT = (\partial\rho/\partial N_s) \frac{dN_s}{dT} + (\partial\rho/\partial N_f) \frac{dN_f}{dT} + (\partial\rho/\partial d) \frac{dd}{dT}. \quad (3)$$

Первые два слагаемые в правой части (3) обусловлены температурной зависимостью коэффициентов Френеля, третье же слагаемое – это вклад в производные эллипсометрических параметров от температурной зависимости фазовой толщины. Производную от фазовой толщины представим в виде

$$\frac{d\delta}{dT} = 2\pi(1/\lambda) \sqrt{N_f^2 - \sin^2 \varphi} \frac{dd}{dT} + \frac{2\pi N_f d/\lambda}{\sqrt{N_f^2 - \sin^2 \varphi}} \frac{dN_f}{dT}. \quad (4)$$

Первое слагаемое в (4) связано с термическим расширением пленки, а второе – определяется температурной зависимостью ее оптических постоянных. Для нас существенно, что второе слагаемое пропорционально производению температурной чувствительности показателя преломления dN_f/dT на толщину d и неограниченно возрастает с увеличением толщины пленки.

Если пренебречь температурными зависимостями коэффициентов Френеля и толщины пленки, то чувствительность эллипсометрических параметров $d\rho/dT$ к изменениям температуры будет пропорциональна $\frac{dN_f}{dT} d$. С теоретической точки зрения максимальная толщина пленки ограничена только глубиной проникновения света, которая обратно пропорциональна ее показателю поглощения: $d_0 = \lambda/(4\pi k_f)$. Поэтому максимально достижимая чувствительность определяется величиной $\nu = \left| \frac{(dN_f/dT)\lambda}{4\pi k_f} \right|$. Представляется интересным проанализировать в первую очередь спектральную зависимость чувствительности. Числитель и знаменатель полученного выражения не являются независимыми, так как наибольшая температурная чувствительность показателя преломления проявляется в области сильной дисперсии, где величина поглощения также велика. Качественно ситуацию можно проиллюстрировать, воспользовавшись моделью одиночного осциллятора Лорентца. Диэлектрическая функция в этом случае представляется в виде [20]:

$$\varepsilon(E) = N_f^2 = 1 + \frac{A}{E + E_0 + i\Gamma} - \frac{A}{E - E_0 + i\Gamma}, \quad (5)$$

где A , E_0 и Γ – сила осциллятора, его резонансная энергия и параметр уширения соответственно; $E = hc/\lambda$ – энергия фотона. Для простоты предположим, что от температуры зависит только E_0 . Тогда

$$dN_f/dT = (dN_f/dE_0)(dE_0/dT) \quad (6)$$

и получаем

$$\nu(E) \propto \frac{dN_f}{dE_0} \frac{1}{Ek(E)}. \quad (7)$$

Зависимость $\nu(E)$, рассчитанная для осциллятора с параметрами $E_0 = 2,2$ эВ, $\Gamma = 0,1$ эВ, показана на рис. 1 сплошной кривой (в относительных единицах) и позволяет проанализировать наиболее характерные особенности. Значение $E_0 = 2,2$ эВ примерно соответствует ширине запрещенной зоны теллурида цинка. Очевидно, что качественный вид кривой $\nu(E)$ не зависит от значения E_0 . Кривая имеет два максимума: первый резкий при $E \approx E_0$ и второй более размытый при $E > E_0$. Высокая чувствительность в области первого максимума достигается за счет сильной температурной зависимости оптических свойств и при наименьшей глубине проникновения света (глубина проникновения показана на рисунке пунктирной кривой). Последнее обстоятельство существенно, так как позволяет уменьшить погрешности, связанные с несовершенством измеряемых слоев, в частности с их латеральной неоднородностью. Однако чувствительность в этой области сильно зависит от E и падает до нуля при отклонении энергии фотона от E_0 на величину $\sim \Gamma$. Для измерений в широком температурном интервале это неприемлемо, так как температурные сдвиги энергетического положения критических точек в твердом теле соизмеримы с их параметрами затухания.

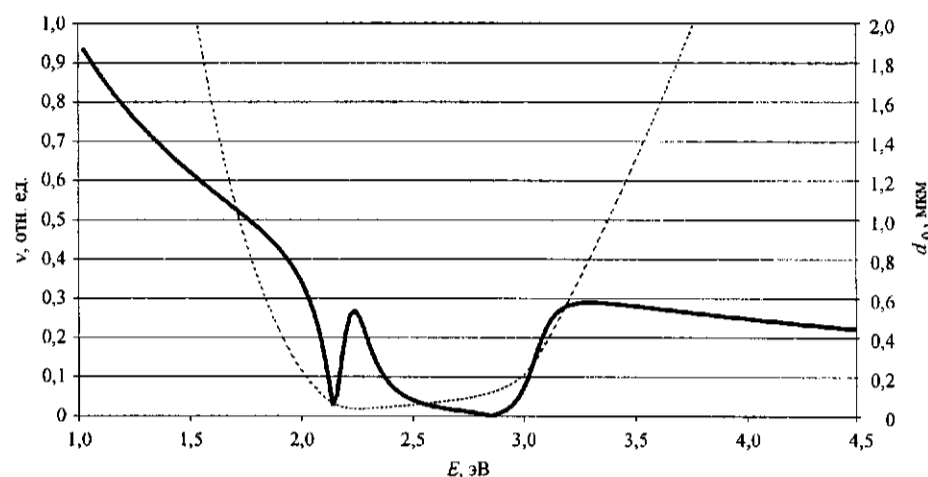


Рис. 1. Температурная чувствительность ν как функция энергии зондирующего света, рассчитанная для одиночного осциллятора Лорентца (сплошная кривая), и глубина проникновения света для той же модели (пунктирная)

В этом отношении второй максимум более предпочтителен. Но необходимо учитывать, что в области фундаментального поглощения диэлектрическая функция задается набором нескольких осцилляторов и максимум чувствительности одного может приходиться на область поглощения другого осциллятора. Поэтому в чистом виде максимум чувствительности может проявиться только для осциллятора с наибольшей частотой. Обычно это соответствует дальней ультрафиолетовой области, для которой техника эллипсометрических измерений еще не достаточно хорошо развита.

Кривая чувствительности (см. рис. 1) подсказывает, что оптимальную энергию фотона следует выбирать в области, лежащей ниже резонансной частоты. В этой области чувствительность неограниченно возрастает при $E \rightarrow 0$ за счет увеличения глубины проникновения света и предельно допустимой толщины пленки. Ясно, однако, что использование слишком толстых пленок нецелесообразно, так как это ведет к возрастанию погрешностей измерений. Для предельной толщины должен существовать некоторый оптимум, определяемый качеством границ раздела образца, приборными особенностями и другими факторами.

Применительно к твердому телу оптимальным спектральным диапазоном является область энергий фотона ниже полосы фундаментального поглощения. В этом случае можно добиться, чтобы поглощение в слое было пренебрежимо малым и при этом дисперсия показателя преломления оставалась достаточно высокой.

2. Численное моделирование. С практической точки зрения наибольший интерес представляют в первую очередь полупроводники с шириной запрещенной зоны, лежащей в области видимого диапазона, доступной для проведения прецизионных эллипсометрических измерений. Это твердые растворы соединений A^3B^5 и A^2B^6 с шириной запрещенной зоны порядка или больше 2 эВ, такие, как CdZnTe, AlGaAs, GaP и др. У кремния ширина запрещенной зоны лежит в ИК-диапазоне, но его поглощение до 2,5 эВ незначительно, так как обусловлено непрямыми межзонными переходами. При этом дисперсия в этой области достаточно велика и определяется прямозон-

ными переходами (3,4 эВ). В силу этих обстоятельств, а также с учетом широкого распространения кремниевых структур этот полупроводник представляет интерес как температурно-чувствительный материал.

На рис. 2 и 3 приведены чувствительности эллипсометрических параметров (изменения $\delta\Psi$ и $\delta\Delta$ на 1°C) как функции толщины слоя, рассчитанные для некоторых структур. Расчеты проведены для комнатной температуры, $\lambda = 0,63$ мкм и угла падения света 70° . Данные по температурным зависимостям оптических постоянных взяты из источников [21–23].

Представленные кривые имеют характерные осцилляции с периодом, равным интерференционному, а их огибающие – плавно меняющиеся функции, которые имеют экстремумы в области толщин, соответствующих глубине проникновения света. Для структуры ZnTe/GaAs соответствующий экстремум отсутствует, так как поглощение в ZnTe пренебрежимо мало и в расчетах положено равным нулю. При оптимальных толщинах типичные значения чувствительности составляют десятые доли градуса для Ψ и порядка 1°C для Δ . В точках пересечения осциллирующих кривых с горизонтальной осью чувствительность равна нулю. Однако нули чувствительности по Ψ и по Δ не совпадают, поэтому в действительности всегда существует возможность контроля температуры.

Для структуры Si/SiO₂/Si существуют узкие по толщине области (~10 нм) с чувствительностью параметра Δ , достигающей нескольких градусов. Расчеты показывают, что при оптимально подобранной толщине SiO₂ чувствительность Δ в максимумах может превышать 10° на градус температуры. Такая высокая чувствительность связана с особенностями рассматриваемой структуры и возникает благодаря большому оптическому контрасту между слоями кремния и SiO₂. При этом толщина пленки не обязательно должна быть большой (первый такой максимум наблюдается при толщине пленки кремния 86 нм).

Для структуры пористый кремний на кремнии (p -Si/Si) чувствительность сильно зависит от коэффициента пористости p (отношения объема пор к объему кремния). Скорость нарастания осцилляций (производная огибающей функции) зависит от p немонотонно и имеет два максимума при $p \approx 0,25$ и $p \approx 0,75$. Столь сложная зависимость от p объясняется тем, что с ростом пористости изменяются параметры, влияющие на чувствительность: dn/dT , показатель поглощения k и оптический контраст между пленкой и подложкой; каждый из этих факторов по-разному зависит от величины пористости.

3. Методика эксперимента. Измерения проводились на следующих структурах: 1) пленка поликристаллического кремния толщиной 88 нм – пленка SiO₂ толщиной 85 нм – подложка Si (poly-Si/SiO₂/Si); 2) слой 100 нм пористого Si ($p = 0,3$) – слой 1000 нм пористого Si ($p = 0,8$) – подложка Si (p -Si/Si); 3) пленка ZnTe толщиной 1,9 мкм на GaAs, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Исследуемые образцы приклеивались с помощью жидкого Ga к массивному держателю с вмонтированным в него нагревателем. Температура образца контролировалась с помощью термопары, спай которой имел тепловой контакт с образцом через каплю жидкого Ga в непосредственной близости от зондирующего луча.

Измерения в интервале температур от 20 до 180°C проводились на эллипсометре ЛЭФ-3М в атмосфере воздуха. Более высокие прогревы выполнялись в малогабаритной вакуумной камере (остаточное давление 10^{-6} Па),

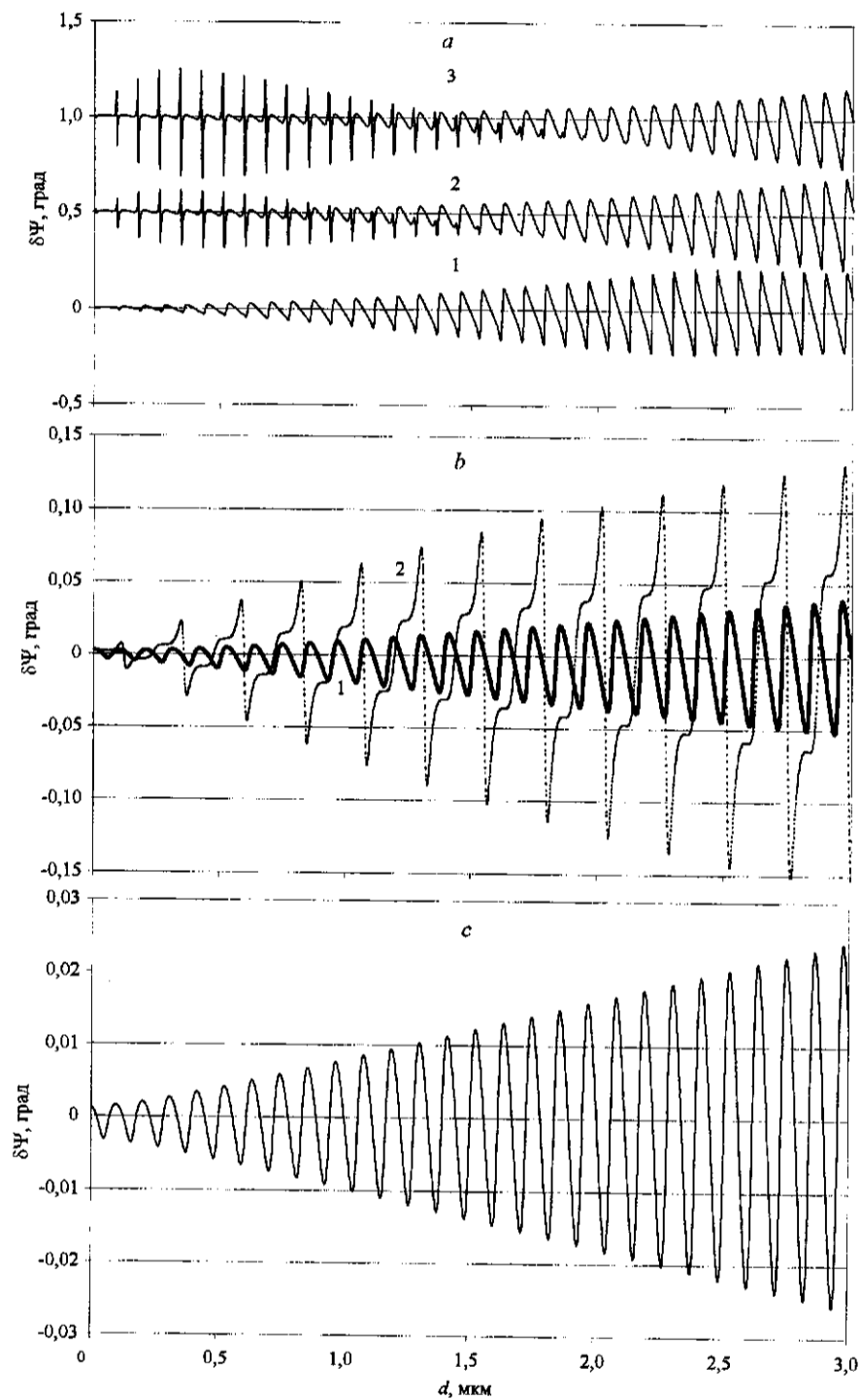


Рис. 2. Зависимость температурной чувствительности параметра Ψ от толщины пленки для структур: *a* – poly-Si/SiO₂/Si (d_{SiO_2} = 40(1), 80 (2) и 120 нм (3)), кривые 2 и 3 сдвинуты по вертикальной оси на 0,5 и 1°С соответственно; *b* – пористый Si/Si (коэффициент пористости p = 0,3 (1) и 0,7 (2)); *c* – ZnTe/GaAs

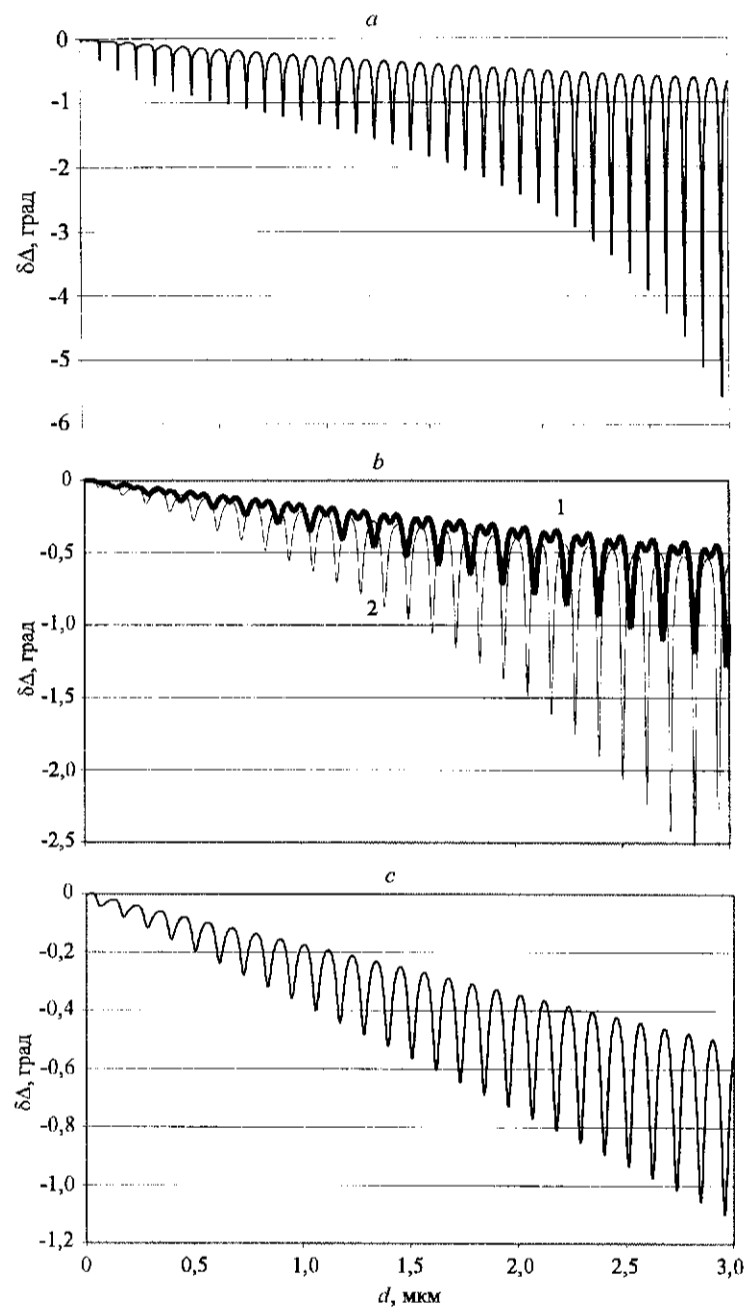


Рис. 3. Зависимость температурной чувствительности параметра Δ от толщины пленки для структур: *a* – poly-Si/SiO₂/Si ($d_{\text{SiO}_2} = 80 \text{ нм}$); *b* – пористый Si/Si (коэффициент пористости $\rho = 0,5$ (1) и $0,7$ (2)); *c* – ZnTe/GaAs

которая была состыкована с автоматическим эллипсометром, работающим по балансной схеме. Зондирующим лучом служил луч He-Ne-лазера ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$). Приборная погрешность $\delta\Psi = \delta\Delta = 0,01^\circ$. Воспроизводимость эл-

липсометрических измерений зависела от исследуемого образца и составляла $\sim 0,05-0,1^\circ$ для угла Δ и $\sim 0,02-0,05^\circ$ для угла Ψ .

4. Результаты эксперимента и обсуждение. На рис. 4 показаны изменения эллипсометрического параметра Δ в процессе прогрева образцов ZnTe/GaAs, p -Si/Si и структуры poly-Si/SiO₂/Si. Во всех этих случаях наблюдается высокая температурная чувствительность параметра Δ , которая лежит в диапазоне 0,15–0,27 угловых градусов на градус температуры. Для первых двух структур такая чувствительность достигается за счет большой толщины пленки, а для структуры poly-Si/SiO₂/Si – за счет высокого оптического контраста между слоями. Последнее очень существенно, так как открывает возможность использования структур кремний на изоляторе (где характерные толщины кремния составляют ~ 100 нм) в качестве температурно-чувствительных датчиков.

У образцов p -Si/Si наблюдается максимальная чувствительность, однако измерения плохо воспроизводятся от эксперимента к эксперименту и зависят от предыстории прогрева образца (представленные на рисунке данные получены при остывании образца). Такое поведение может быть связано с конденсацией паров воды в микропорах и последующем реиспарении при прогреве. Поэтому использование этих структур для температурных измерений на воздухе, по-видимому, нецелесообразно.

При практической реализации метода должна быть проведена калибровка изменения эллипсометрических параметров в единицах температурной шкалы. В связи с этим необходимо знать оптические параметры конкретной структуры и их зависимость от температуры. Для кремниевых структур в литературе имеется исчерпывающая информация по этому вопросу. Что касается материала ZnTe, то имеющиеся данные по температурной зависимости его показателя преломления весьма противоречивы. В работе [14] приводится значение $dn/dT = 1,8 \cdot 10^{-4}$ град⁻¹, в то время как оценка по данным работы

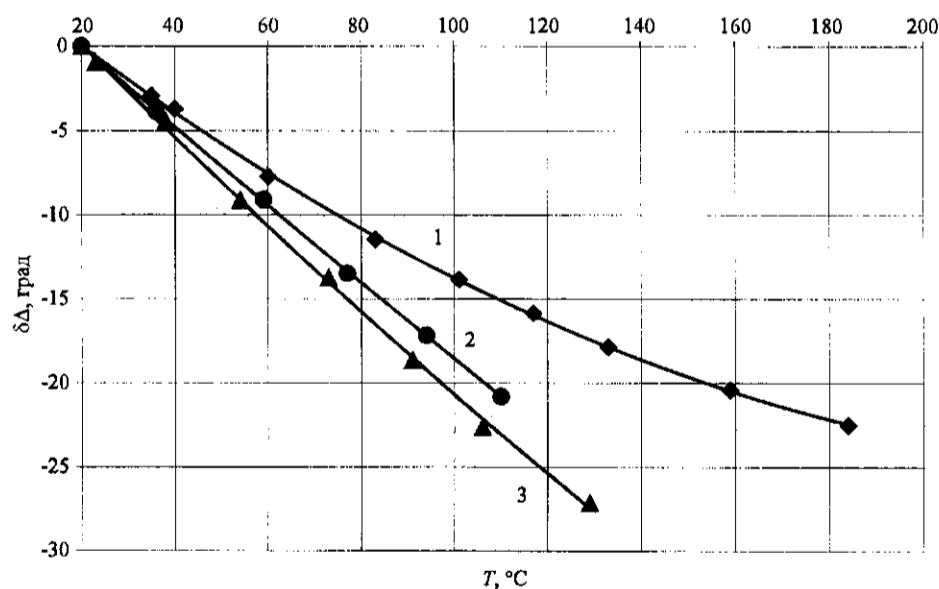


Рис. 4. Изменения параметра Δ от температуры прогрева для структур: poly-Si/SiO₂/Si (1); ZnTe/GaAs (2); p -Si/Si (3)

[23] дает величину $3,2 \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$. Кроме того, предварительная обработка наших измерений в температурном интервале 20–120 °С давала различные значения в диапазоне $(2,3–2,6) \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$, что не совпадало с данными ни одной из цитируемых работ.

Поэтому мы провели тщательное исследование температурной зависимости показателя преломления ZnTe. Предварительно исходные шайбы ZnTe/GaAs с $d_{\text{ZnTe}} = 1,7$ мкм измеряли при комнатной температуре при нескольких углах падения света и по площади образца на сканирующем эллипсометре. Для неоднородных по толщине слоев сканирование по площади равнозначно многотолщинным измерениям и дает дополнительную информацию. Цель этих измерений заключалась в определении оптической модели структуры и нахождении ее параметров (толщин слоев и оптических постоянных). Установлено, что пленки ZnTe имеют слабое поглощение $k \sim 0,001$ и покрыты поверхностным слоем толщиной в несколько нанометров. Для температурных измерений на шайбе выбирали наиболее однородный участок, чтобы уменьшить влияние термических подвижек. После загрузки образца в вакуумную камеру его сначала прогревали до температуры 275 °С, чтобы удалить адсорбированную пленку и заставить стабилизировать поверхность. После этого проводили температурные измерения в режиме «нагрев – стабилизация температуры – измерения». Результаты измерений показаны на рис. 5 группами символов, возле которых указана температура в градусах Цельсия. Разброс измерений связан главным образом с имеющим место слабым температурным дрейфом (термопара тоже регистрировала изменение температуры на 1–2 °С), однако это практически не влияет на точность последующих расчетов.

По измеренным углам Ψ и Δ для каждой температуры определяли показатель преломления пленки ZnTe. При этом учитывали температурные изменения оптических постоянных GaAs [22] и изменение толщины слоя за счет

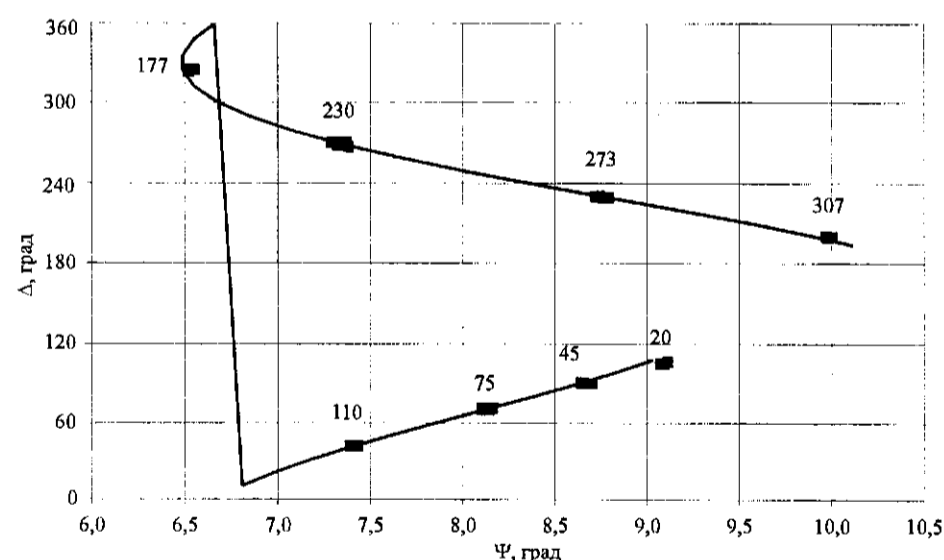


Рис. 5. Изменение эллипсометрических параметров при прогреве образца ZnTe/GaAs от 20 до 307 °С, $d_{\text{ZnTe}} = 1,7$ мкм. Символы – экспериментальные данные, цифры возле символов обозначают температуру прогрева; сплошная кривая – расчетная зависимость

теплового расширения [24]. Поглощение в пленке ZnTe, а также толщину поверхностного слоя при этом считали неизменными. Результаты расчетов – зависимость показателя преломления от температуры для двух прогревов – представлены на рис. 6. Зависимость $n(T)$ заметно нелинейная и аппроксимируется формулой $n(T) = n_0 + bT + aT^2$, где $n_0 = 2,97$, $a = 4 \cdot 10^{-7}$, $b = 2 \cdot 10^{-4}$, и температура берется в градусах Цельсия. Наличие довольно высокой нелинейности в температурной зависимости показателя преломления обусловлено близостью энергии зондирующего луча к краю поглощения и связанной с этим значительной дисперсией. Зависимость $n(T)$ можно также оценить по формуле (6), воспользовавшись данными по дисперсии показателя преломления ZnTe [25] и температурной зависимости края поглощения [26]. Такая оценка показана на рис. 6 пунктирной линией и существенно расходится с экспериментальными данными. Отсюда следует, что помимо температурного сдвига ширины запрещенной зоны E_0 заметный вклад в температурную зависимость показателя преломления вносит также уширение полосы поглощения.

Полученная формула для $n(T)$ позволяет рассчитать зависимость эллипсометрических параметров от температуры для любого образца, если известна толщина пленки ZnTe. Для исследуемого образца расчетная зависимость показана на рис. 5 сплошной линией и хорошо совпадает с экспериментальными точками. Отметим, что такое же хорошее совпадение наблюдалось на серии образцов, которые использовались нами для калибровки температурного режима в установке молекулярно-лучевой эпитаксии. Эти совпадения косвенно подтверждают правильность выбора модели, используемой при определении показателя преломления.

Одним из принципиальных вопросов температурных измерений является вопрос об их точности. Определим предельно обнаружимое изменение

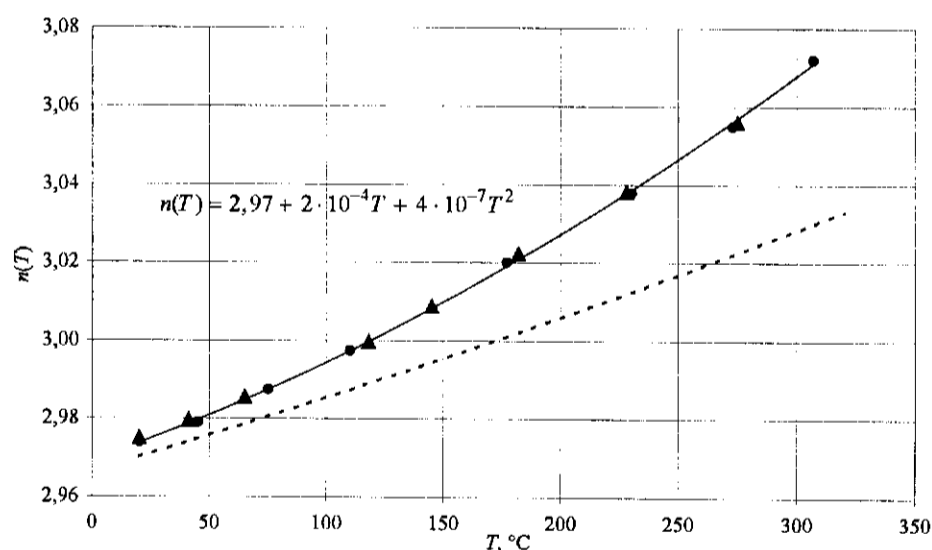


Рис. 6. Зависимость показателя преломления пленки ZnTe от температуры. Символы – экспериментальные данные для двух прогревов, сплошная кривая – аппроксимирующая зависимость. Пунктирная линия представляет оценку для $n(T)$ по температурному сдвигу ширины запрещенной зоны и дисперсионной кривой $n(E)$

температуры соотношением $\delta T_{\text{пред}} = (d\Delta/dT)^{-1} \delta\Delta$, где $\delta\Delta$ – погрешность измерений. Последняя зависит не столько от приборной ошибки (она достаточно мала), сколько от качества образца и в первую очередь от его латеральной однородности. Термические подвижки образца или смещение луча в процессе измерений неизбежно приводят к неконтролируемому изменению эллипсометрических углов, которые и будут определять погрешность измерений. Поэтому при длительных по времени измерениях или при изменении температуры в широком интервале неконтролируемый разброс эллипсометрических углов окажется больше и точность измерения температуры будет снижаться. Наоборот, при измерении малых температурных колебаний на коротком временном интервале погрешность эллипсометрических углов будет лимитирована лишь приборными характеристиками (в этом случае предельно обнаружимое изменение температуры становится рекордно высоким и составляет сотые доли градуса).

Заключение. Численным моделированием и измерениями на ряде структур показано, что предложенный ранее модифицированный эллипсометрический метод контроля температуры обладает высокой дифференциальной чувствительностью и позволяет обнаружить изменение температуры порядка 0,01 °С. Проведен анализ спектральной зависимости чувствительности и показано, что наиболее оптимальный диапазон длин волн находится в области ниже края фундаментального поглощения. Для длины волны He-Ne-лазера в область высокой температурной чувствительности попадают такие полупроводниковые материалы, как Si, CdZnTe, AlGaAs, GaP и др. Измерена температурная зависимость показателя преломления пленки ZnTe для $\lambda = 632,8$ нм, которая аппроксимируется квадратичной функцией $n(T) = 2,97 + 2 \cdot 10^{-4} T + 4 \cdot 10^{-7} T^2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wright S. L., Marks R. F., Goldberg A. E. // Journ. Vac. Sci. Technol. 1988. B6, N 3. P. 842.
2. Tomita T., Kinoshita T., Yamashita T. et al. A new non-contact method to measure temperature of the surface of semiconductor wafers // Jap. Journ. Appl. Phys. 1986. 25. N 11. P. L925.
3. Kroesen G. M. W., Oehrlein G. S., Bestwick T. D. Nonintrusive wafer temperature-measurement using insitu ellipsometry // Journ. Appl. Phys. 1991. 69, N 5. P. 3390.
4. Heyd A. R., Collins R. W., Vedam K. et al. Monitoring ion etching of GaAs/AlGaAs heterostructures by real-time spectroscopic ellipsometry – determination of layer thicknesses, compositions, and surface-temperature // Appl. Phys. Lett. 1992. 60, N 22. P. 2776.
5. Sampson R. K., Massoud H. Z. Resolution of silicon-wafer temperature-measurement by in-situ ellipsometry in a rapid thermal processing // Journ. Electrochem. Soc. 1993. 140, N 9. P. 2673.
6. Sampson R. K., Conrad K. A., Irene E. A., Massoud H. Z. Simultaneous silicon-wafer temperature and oxide film thickness measurement in rapid-thermal processing using ellipsometry // Ibid. N 6. P. 1734.
7. Sampson R. K., Conrad K. A., Massoud H. Z., Irene E. A. Substrate doping and microroughness effects in RTP temperature-measurement by in-situ ellipsometry // Journ. Electrochem. Soc. 1994. 141, N 3. P. 737.
8. Sampson R. K., Conrad K. A., Massoud H. Z., Irene E. A. Wavelength considerations for improved silicon-wafer temperature-measurement by ellipsometry // Ibid. N 2. P. 539.

9. **Wakagi M., Hong B. G., Nguyen H. V. et al.** Characterization of substrate temperature and damage in diamond growth plasmas by multichannel spectroellipsometry // *Journ. Vac. Sci. Technol.* 1995. **A13**, N 4. P. 1917.
10. **Lee S., Park B. H., Oh S. G.** Measurements of substrate-temperature by in-situ, ellipsometry // *Journ. Korean Phys. Soc.* 1997. **30**, N 3. P. 528.
11. **Jiang Z. T., Yamaguchi T., Aoyama M., Hayashi T.** Possibility of simultaneous monitoring of temperature and surface-layer thickness of Si substrate by in-situ spectroscopic ellipsometry // *Jap. Journ. Appl. Phys. Pt. 1.* 1998. **37**, N 2. P. 479.
12. **Zaidi S. H., Brueck S. R. J., McNeil J. R.** Noncontact, 1C-degrees resolution temperature-measurement by projection moire interferometry // *Journ. Vac. Sci. Technol.* 1992. **B10**, N 1. P. 166.
13. **Murakami F., Nakano T., Ohta T., Ichinose T.** High-resolution temperature-measurement using phase-compensating interferometer and frequency-monitoring interferometer // *Jap. Journ. Appl. Phys. Pt. 1.* 1994. **33**, N 3B. P. 1708.
14. **Glanner G. J., Sitter H., Faschinger W., Herman M. A.** Evaluation of growth temperature, refractive index, and layer thickness of thin ZnTe, MnTe, and CdTe films by in situ visible laser interferometry // *Appl. Phys. Lett.* 1994. **65**, N 8. P. 998.
15. **Nason D., Burger A.** Insitu temperature-measurement of alpha-mercuric iodide by reflection spectroscopy // *Appl. Phys. Lett.* 1991. **59**, N 27. P. 3550.
16. **Sandroff C. J., Turcosandroff F. S., Florez L. T., Harbison J. P.** Substrate-temperature measurement in a molecular-beam epitaxy chamber using insitu GaAs photoluminescence monitoring // *Ibid.* N 10. P. 1215.
17. **Cullen C. W., Sturm J. C.** Temperature-measurement of metal-coated silicon-wafers by double-pass infrared transmission // *IEEE Trans. Semicond. Manufacturing.* 1995. **8**, N 3. P. 346.
18. **Якушев М. В., Швец В. А.** Использование эллипсометрических измерений для высокочувствительного контроля температуры поверхности // *Письма в ЖТФ.* 1999. **25**, вып. 14. С. 65.
19. **Аззам Р., Башара Н.** Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
20. **Erman M., Theeten J. B., Chambon P. et al.** // *Journ. Appl. Phys.* 1984. **56**, N 10. P. 2664.
21. **Jellison G. E.-Jr., Modine F. A.** Optical functions of silicon at elevated temperatures // *Journ. Appl. Phys.* 1994. **76**, N 6. P. 3758.
22. **Мардежов А. С., Михайлов Н. Н., Швец В. А.** Эллипсометрический контроль предэпитаксиальной подготовки подложек GaAs и роста эпитаксиальных пленок CdTe // *Поверхность. Физика, химия, механика.* 1990. № 12. С. 92.
23. **Linder M., Schotz G. F., Link P. et al.** // *Journ. Phys. Condensed Matter.* 1992. **4**, N 30. P. 6401.
24. **Новикова С. И.** Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974.
25. **Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds** /Ed. P. Gapper. London, UK: INSPEC, Infra-Red Limited, 1994.
26. **Физико-химические свойства полупроводников: Справочник.** М.: Наука, 1979.

*Институт физики полупроводников СО РАН,
E-mail: shvets@isp.nsc.ru*

*Поступила в редакцию
20 июня 2001 г.*