

Лекция 9. Измерение толщины эпитаксиальных слоев и геометрических параметров полупроводниковых пластин и структур

Инфракрасная интерференция

В лабораторной и производственной практике используется несколько методов измерения толщины эпитаксиальных слоев. Выбор метода, его метрологические показатели и диапазон применимости определяются целым рядом факторов, учитывающих свойства объекта контроля, возможность реализации на нем физического принципа метода измерений, степень разрушающего воздействия на измеряемый образец.

Физические основы метода

При определенных условиях отражение света от эпитаксиальной структуры сопровождается интерференционным эффектом, который может быть использован для измерения толщины эпитаксиального слоя. Для возникновения интерференции необходимо, чтобы падающее излучение отражалось не только от поверхности эпитаксиального слоя, но и от его границы с подложкой. Это означает, что эпитаксиальный слой должен быть прозрачным в используемом интервале длин волн и оптические постоянные эпитаксиального слоя в этом спектральном диапазоне должны отличаться от оптических постоянных подложки. Все эти условия выполняются для эпитаксиальных структур, в которых эпитаксиальный слой содержит малую концентрацию свободных носителей, а подложка сильно легирована. В этом случае используется выражение для коэффициента отражения R от двухслойной структуры:

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2\cos(\delta + \varphi_2 - \varphi_1)}{1 + r_1^2r_2^2 + 2r_1r_2\cos(\delta + \varphi_2 - \varphi_1)},$$

где r_1^2 — коэффициент отражения света от поверхности эпитаксиального слоя; r_2^2 — коэффициент отражения света от границы эпитаксиальный слой — подложка; δ — сдвиг фаз интерферирующих лучей из-за их оптической разности хода; φ_1 — сдвиг фазы при отражении луча от поверхности эпитаксиального слоя; φ_2 — сдвиг фазы при отражении луча от границы раздела эпитаксиальный слой — подложка. При нормальном падении луча:

$$\delta = \frac{4\pi dn_1}{\lambda}; r_1^2 = \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1}\right);$$
$$r_2^2 = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k_2^2}{(n_2 + n_1)^2 + k_2^2}.$$

Здесь n_1 — показатель преломления эпитаксиального слоя; n_2 — показатель преломления подложки; k_2 — коэффициент экстинкции подложки, $k_2 = \alpha\lambda/4\pi$ (где α — коэффициент поглощения); λ — длина волны в вакууме; d — толщина эпитаксиального слоя.

Показатель преломления сильнолегированных полупроводников зависит от длины волны падающего излучения за счет поглощения на свободных носителях заряда. Чем выше концентрация носителей, тем сильнее проявляется эта зависимость. На рис. 1 для примера приведен показатель преломления кремния в функции длины волны для двух значений концентрации электронов.

Как видно из рис. 1, при $N < 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует $\rho > 0,02 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ для кремния n -типа, в диапазоне $\lambda = 2 \dots 25 \text{ мкм}$, который наиболее часто используется для измерения толщины эпитаксиального слоя, показатель преломления кремния очень слабо зависит от длины волны излучения. При более высоком уровне легирования, когда $N > 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, показатель преломления

уменьшается с ростом длины волны по отношению к нелегированному кремнию, достигает минимума и затем резко возрастает в длинноволновой области спектра. Положение минимума показателя преломления зависит от концентрации носителей и с увеличением N сдвигается в коротковолновую область. Для $N \geq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует $\rho < 0.01 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ для n -типа кремния, минимум располагается в диапазоне $\lambda < 25 \text{ мкм}$.

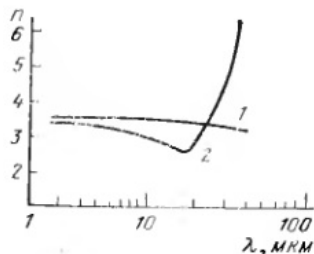


Рис. 1. Спектральная зависимость показателя преломления кремния с различной концентрацией свободных носителей

Что касается коэффициента экстинкции k_2 , то его значение монотонно растет с увеличением длины волны. В соответствии с ходом спектральных зависимостей показателя преломления $n_2(\lambda)$ и коэффициента экстинкции $k_2(\lambda)$ коэффициент отражения для эпитаксиальной структуры в функции от длины волны света будет представлять собой осциллирующую кривую из чередующихся экстремумов правильной симметричной формы, огибающая которых со стороны интерференционных минимумов имеет характерный вид, показанный на рис. 2. Размах экстремумов интерференции возрастает с увеличением длины волны, и при определенной λ_{min} , зависящей от концентрации носителей в подложке, на огибающей появляется минимум R_{min} , обусловленный наличием минимума в спектральной зависимости $n_2(\lambda)$.

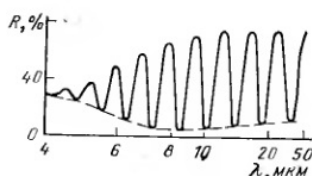


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента отражения эпитаксиальной структуры кремния при $N = 1.2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в подложке и толщине эпитаксиального слоя 60 мкм.

Формула для расчета толщины эпитаксиального слоя по наблюдаемым положениям интерференционных экстремумов может быть получена из рассмотрения рис. 3, где изображена схема отражения лучей света от эпитаксиальной структуры.

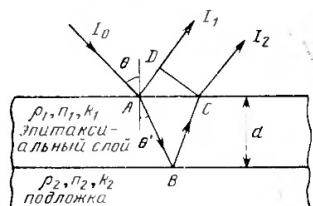


Рис. 3. Схема отражения луча света от эпитаксиальной структуры с сильнолегированной подложкой

Луч света I_0 падает на поверхность слоя в точке A под углом θ к нормали. Часть падающего пучка света отражается от поверхности, образуя отраженный луч I_1 , а оставшаяся доля излучения

проникает в эпитаксиальный слой и, распространяясь под углом преломления θ' , достигает подложки в точке B . После отражения от подложки прошедший луч света преломляется в точке C на поверхности эпитаксиального слоя и распространяется далее параллельно лучу I_1 . Для упрощения анализа здесь не рассматривается эффект многократного внутреннего отражения. Если длина волны падающего излучения меняется, то в результате сложения колебаний I_1 и I_2 будут наблюдаться максимумы и минимумы интенсивности отраженного света, соответствующего тем длинам волн, для которых разность фаз между лучами I_1 и I_2 равна целому числу полуволн. Результирующая разность фаз определится фазовыми сдвигами, которые испытывают лучи света при отражении от эпитаксиальной структуры и оптической разностью хода между лучами I_1 и I_2 . В точке A отраженный луч I_1 изменит свою фазу на φ_1 , тогда как прошедший луч будет находиться в фазе с падающим лучом. При отражении от оптически более плотной непоглощающей среды, какой является эпитаксиальный слой, сдвиг фаз $\varphi_1 = \pi$. В точке B отраженный луч также испытывает сдвиг фазы, но на φ_2 , которая зависит от оптических постоянных n_2 и k_2 подложки на ее границе с эпитаксиальным слоем.

Так как показатель преломления n_2 и коэффициент экстинкции k_2 зависят от длины волны, φ_2 будет функцией длины волны. В точке C преломленный луч I_2 находится в фазе с лучом, отраженным от точки B . Таким образом, как следует из рис. 2, разность фаз между интерферирующими лучами I_1 и I_2 выходящими из точек D и C , равна $\Delta = 2\pi(AB + BC)n_1/\lambda - 2\pi AD/\lambda + \pi - \varphi_2$, где первые два члена определяют оптическую разность хода. Очевидно, что $AB + BC = 2d/\cos\theta'$ и $AD = 2d \tan\theta' \sin\theta$. Используя закон отражения $\sin\theta = n_1 \sin\theta$, получаем окончательно

$$\Delta = 4\pi d(n_1^2 - \sin^2\theta)^{1/2}/\lambda + \pi - \varphi_2.$$

При анализе интерференционной картины для определения толщины слоя необходимо сначала установить порядок наблюдаемых минимумов и максимумов. Порядок P находится соотношением $\Delta = 2\pi P$. Отсюда порядок экстремума на длине волны λ_n :

$$P_n = 2d(n_1^2 - \sin^2\theta)^{1/2}/\lambda_n + 1/2 - \varphi_{2n}/2\pi.$$

Чтобы исключить неизвестную толщину d , определяют положение другого экстремума, расположенного при длине волны $\lambda_{n+m} < \lambda_n$:

$$P_{m+n} = 2d(n_1^2 - \sin^2\theta)^{1/2}/\lambda_{n+m} + 1/2 - \varphi_{2,n+m}/2\pi,$$

$$P_{n+m} = P_n + m,$$

где $m = 1/2, 1, 3/2$ и т.д. При этом разность порядков m есть целое число, если рассматриваются два максимума, и полуцелое, если рассматриваются минимум и максимум. Решая уравнения для P_n , получаем

$$P_n = \frac{m\lambda_{m+n}}{\lambda_n - \lambda_{n+m}} + \frac{1}{2} - \frac{\varphi_{2n}\lambda_n - \varphi_{2,n+m}\lambda_{n+m}}{2\pi(\lambda_n + \lambda_{n+m})}.$$

Определив по положению двух экстремумов порядок одного из них, можно затем вычислить толщину эпитаксиального слоя:

$$d_n = \frac{(P_n - 1/2 + \varphi_{2n}/2\pi)\lambda_n}{2(n_1^2 - \sin^2\theta)^{1/2}}.$$

Аналогично рассчитывается толщина по спектральному положению остальных экстремумов. Из полученных значений толщины d_1 вычисляется среднее значение $\bar{d}$.

Для расчета толщины эпитаксиального слоя можно при менять и другой способ обработки интерферограммы. Не вычисляя предварительно порядок P каждого интерференционного экстремума, определяют толщину по величине разности порядков двух произвольно выбранных экстремумов.

При контроле толщины эпитаксиальных слоев в производственных условиях, когда требования к производительности процесса измерений приобретают особое значение, используют более упрощенный способ расчета толщины эпитаксиального слоя по интерференционному спектру. При этом пренебрегают зависимостью фазовой поправки от длины волны и выражение для определения толщины записывают в виде:

$$d = \frac{m}{2(n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}(\nu_{n+m} - \nu_n)},$$

принимая во внимание, что при этом допускается определенная систематическая погрешность измерений.

Выбор спектрального диапазона и требования к параметрам подложки

Спектральный диапазон ИК спектрофотометров, обычно используемых для измерений толщины эпитаксиальных слоев, лежит в интервале 2... 50 мкм. Для получения интенсивной интерференции в этом интервале длин волн рекомендуется при измерениях толщины эпитаксиальных слоев кремния использовать подложку с удельным сопротивлением, не превышающим 0.02 Ом ($N \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

В настоящее время широко применяются в микроэлектронике эпитаксиальные структуры со скрытым диффузионным слоем. При изготовлении таких структур на поверхности слаболегированных подложек перед эпитаксиальным наращиванием создается тонкий диффузионный слой. Как и в эпитаксиальных структурах с сильнолегированной подложкой, отражение света и интенсивная интерференция будут наблюдаться, если удельное сопротивление скрытого диффузионного слоя, усредненное по его толщине и определяемое как произведение $\bar{\rho} = R_c d$, удовлетворяет критерию $R_c d < 0.02 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Однако для структур со скрытым слоем одного этого условия недостаточно, чтобы получаемый спектр отражения можно было интерпретировать на основе однослойной модели интерференции и использовать для определения толщины эпитаксиального слоя рассмотренный алгоритм вычислительных операций. Если толщина скрытого диффузионного слоя недостаточно велика, он становится прозрачным для падающего излучения и отражение света происходит как от границы эпитаксиальный слой — скрытый слой, так и от границы скрытый слой — подложка. Интерференционная картина приобретает сложный характер, так как включает в себя информацию не только о толщине эпитаксиального, но и скрытого слоя.

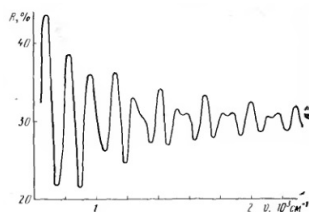


Рис. 4. Интерферограмма от эпитаксиальной структуры со скрытым слоем

Для примера на рис. 4 приведена теоретически рассчитанная интерферограмма для двухслойной структуры, в которой эпитаксиальный и скрытый слой даны в виде ступенчатых функций распределения концентрации примесей. Как видно из рисунка, в интервале коротких длин волн, когда коэффициент экстинкции достаточно мал и прозрачность диффузионного слоя велика, результирующий спектр отражения представляет собой взаимное наложение интерференционных картин, возникающих в результате отражения света от двух границ скрытого слоя. Форма интерференционного спектра зависит от соотношения толщин скрытого и эпитаксиального слоев, и обработка такой интерферограммы по описанному выше алгоритму не дает истинной толщины эпитаксиального слоя.

С увеличением длины волны прозрачность скрытого слоя уменьшается и спектр отражения приобретает форму, соответствующую однослойной модели интерференции. В этом случае спектральное положение интерференционных экстремумов характеризует толщину эпитаксиального слоя. Таким

образом, при проведении измерений на структурах со скрытым слоем необходимо использовать длинноволновый участок спектра. Граница этого спектрального диапазона со стороны коротких длин волн определяется толщиной и уровнем легирования диффузионного слоя. Для толщины эпитаксиального слоя $d > 2$ мкм, что на практике соответствует нижнему пределу диапазона толщин, измеряемых методами ИК интерференции, коротковолновая граница рабочего спектрального диапазона не должна опускаться ниже 14 мкм, если скрытый слой имеет минимальную толщину 3 мкм при уровне легирования $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\rho=0.01$ для кремния n -типа).

С увеличением уровня легирования и толщины скрытого слоя рабочий спектральный диапазон может быть расширен в сторону коротких длин волн.

Интерференция в видимой области спектра

Как указывалось выше, использование интервала длин волн 2...50 мкм позволяет измерять толщину эпитаксиального слоя более 1 мкм, так как при меньших значениях толщины в спектре отражения отсутствует интерференционный экстремум. Чтобы устранить это ограничение, необходимо уменьшить длину волны. Для гомоэпитаксиальных структур смещение рабочего спектрального диапазона в коротковолновую область спектра не дает практически полезного эффекта, так как при коротких длинах волн коэффициент отражения света от границы эпитаксиальный слой — подложка настолько мал, что интерференционная картина не наблюдается. Однако для некоторых типов гетероструктур метод интерференции в видимой области спектра является эффективным средством контроля толщины тонких слоев. К таким структурам относятся, например, эпитаксиальные структуры кремний на сапфире, структуры поликристаллический кремний — диэлектрик — кремний, эпитаксиальные структуры феррит-гранатов.

Способ обработки интерферограмм и вычисления толщины эпитаксиального слоя

Обработка интерферограмм и вычисление толщины эпитаксиального слоя проводятся по алгоритму, изложенному в предыдущем пункте. Если, однако, спектральный диапазон, используемый при измерении, заходит в область фундаментального поглощения полупроводника, необходимо при расчетах принимать во внимание спектральную зависимость показателя преломления. На интерферограмме определяют спектральное положение ν_n и ν_{n+m} двух произвольных экстремумов и вычисляют разность их порядков m по формуле

$$m = (M - 1)/2$$

где M — количество экстремумов в спектральном промежутке от ν_n до ν_{n+m} , включая выбранные.

Аналогично порядок каждого из выбранных экстремумов запишется в виде

$$P_n = 2d(n_n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \nu_n + 1/2$$

$$P_{n+m} = 2d(n_{n+m}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \nu_{n+m} + 1/2,$$

где n_n , n_{n+m} — показатели преломления полупроводникового слоя, соответствующие волновым числам экстремумов ν_n и ν_{n+m} . Формулы записаны для случая гетероструктуры, в которой материал подложки имеет показатель преломления, не зависящий от длины волны и по величине меньший показателя преломления эпитаксиального слоя. Это условие реализуется для широкого класса структур с диэлектрической подложкой. Так как при отражении от границы с оптически менее плотной средой световая волна не испытывает сдвига фазы, то

$$\varphi_{2n} = \varphi_{2,n+m} = 0.$$

Определяется порядок одного из произвольно выбранных экстремумов:

$$P_n = \frac{\nu_n(n_n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}(2m - 1) + \nu_{n+m}(n_{n+m}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{2[(n_n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \nu_{n+m} - (n_{n+m}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \nu_n]}$$

и порядки всех остальных экстремумов $P_{n+m} = P_n + m$. Для каждого из наблюдаемых экстремумов вычисляется толщина эпитаксиального слоя:

$$d_i = \frac{(P_i - 1/2)}{1\nu_i(n_i^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}$$

Для нормального падения луча ($\theta=0$) формулы упрощаются:

$$P_n = \frac{n_n \nu_n (2m - 1) + n_{n+m} \nu_{n+m}}{2(n_{n+m} \nu_{n+m} - n_n \nu_n)},$$

$$d_n = \frac{(P_n - 1/2)}{2n_n \nu_n}.$$

Из вычисленных значений d_i определяется среднее значение $\bar{d}$ которое принимается за измеренную толщину эпитаксиального слоя.

Диапазон измеряемых значений толщины

Интерференция в видимой области спектра позволяет измерять толщину эпитаксиального слоя в гетероструктурах с диэлектрической подложкой вплоть до 0,2...0,3 мкм. Верхний предел измеряемого значения толщины может ограничиваться влиянием сильного поглощения света в эпитаксиальном слое. По мере увеличения толщины слоя вследствие поглощения света амплитуда экстремумов уменьшается и интерференционный контраст исчезает. Для эпитаксиальных слоев кремния, например, верхний предел измеряемой толщины эпитаксиального слоя не превышает нескольких микрон.

Инфракрасная фурье-спектрометрия

Для измерения толщины эпитаксиальных слоев большое развитие получил метод фурье - спектрометрии, основанный на использовании интерферометра Майкельсона. Этот метод имеет ряд преимуществ перед традиционным методом спектральной интерференции, может быть применен к широкому классу полупроводниковых структур.

Принцип метода

Рассмотрим оптическую схему интерферометра Майкельсона (рис. 5). Падающий луч света от источника излучения с широким спектральным диапазоном после отражения от эпитаксиальной структуры разделяется на два луча A и B . Фазы лучей A и B отличаются на $\Delta = \varphi_1 - \varphi_2 + \delta$, где φ_1 — сдвиг фазы луча A при его отражении от поверхности эпитаксиального слоя; φ_2 — сдвиг фазы луча B при его отражении от границы эпитаксиальный слой — подложка; δ — разность фаз, обусловленная оптической разностью хода, возникающей в результате прохождения луча B через эпитаксиальный слой.

При нормальном падении луча δ определяется по:

$$\delta = \frac{4\pi d n_1}{\lambda}.$$

Полупрозрачным зеркалом M_3 каждый из лучей A и B расщепляется на два равных по амплитудам компонента: A_1, A_2 и B_1, B_2 . Лучи B_1, A_1 направляются на фиксированное зеркало M_1 , а лучи A_2, B_2 — на подвижное зеркало M_2 . После отражения от соответствующих зеркал лучи A_1, A_2 и B_1, B_2 снова попадают на полупрозрачное зеркало M_3 , интерферируют и направляются на детектор. Зеркало M_2 совершает возвратно поступательное движение около некоторого среднего положения $x=0$, для которого оптическая длина пути в обоих плечах интерферометра одинакова.

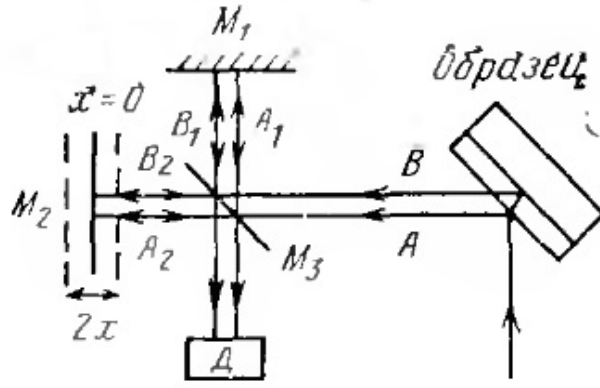


Рис. 5. Схема интерферометра Майкельсона

Перемещение зеркала M_2 на расстояние $\pm x$ от среднего положения $x=0$ вызывает появление фазового сдвига между лучами, прошедшими через два плеча интерферометра:

$$\Delta_M = 2(2\pi x/\lambda) = 4\pi\nu x,$$

где x — разность хода лучей в двух плечах, равная смещению зеркала M_2 . Множителем «2» учитывается, что луч проходит через плечо интерферометра дважды. При непрерывном сканировании зеркала M_2 вследствие возникающего при этом фазового сдвига между интерферирующими лучами A_1, B_1 и A_2, B_2 интенсивность излучения на детекторе будет изменяться с положением зеркала M_2 . Для каждого из монохроматических компонентов падающего на образец излучения результирующий световой поток на входе детектора складывается из четырех гармонических колебаний:

$$\begin{aligned} A_1 &= A_1^0 \cos(\omega t + \varphi_1), \\ A_2 &= A_2^0 \cos(\omega t - 4\pi\nu x + \varphi_1), \\ B_1 &= B_1^0 \cos(\omega t - 4\pi\nu dn_1 + \varphi_2), \\ B_2 &= B_2^0 \cos(\omega t - 4\pi\nu dn_1 - 4\pi\nu x + \varphi_2), \end{aligned}$$

где ω — циклическая частота модуляции падающего излучения; $A_1^0, A_2^0, B_1^0, B_2^0$ — амплитуды колебаний.

Усредненный во времени сигнал на детекторе будет пропорционален интенсивности света I_x , полученной в результате интерференции этих колебаний:

$$\begin{aligned} I(x) &= \int_{\nu} [A_1^0(\nu)A_2^0(\nu) + B_1^0(\nu)B_2^0(\nu)] \cos 4\pi\nu x d\nu + \int_{\nu} A_1^0(\nu)B_2^0(\nu) \cos[4\pi\nu(dn_1 - x) + \varphi_1 - \varphi_2] d\nu + \\ &+ \int_{\nu} A_2^0(\nu)B_1^0(\nu) \cos[4\pi\nu(dn_1 - x) + \varphi_1 - \varphi_2] d\nu = I_u(x) + I_{1\sigma}(x) + I_{2\sigma}(x). \end{aligned}$$

Формула описывает сигнал, форма которого показана на рис. 6. Интерферограмма состоит из центральной серии пиков (I_u) и двух сопутствующих боковых серий ($I_{1\sigma}, I_{2\sigma}$). Видно, что максимум сигнала в центральной серии пиков будет наблюдаться в точке $x=0$, когда фазовые сдвиги монохроматических компонентов падающего излучения равны нулю. Максимум сигнала в сопутствующих боковых сериях пиков появляется тогда, когда разность фаз Δ_M , вводимая движущимся зеркалом M_2 , равна и компенсирует разность фаз Δ , возникающую при отражении света от образца. При этом интерференция лучей A_2 и B_1 дает сопутствующий боковой главный максимум при $+\Delta_M$, а интерференция лучей A_1 и B_2 — боковой максимум при $-\Delta_M$.

Толщина эпитаксиального слоя определяется по положению боковых сопутствующих пиков относительно центрального максимума. Известно, что $\varphi_1 = \pi$, а фазовый сдвиг φ_2 зависит от уровня

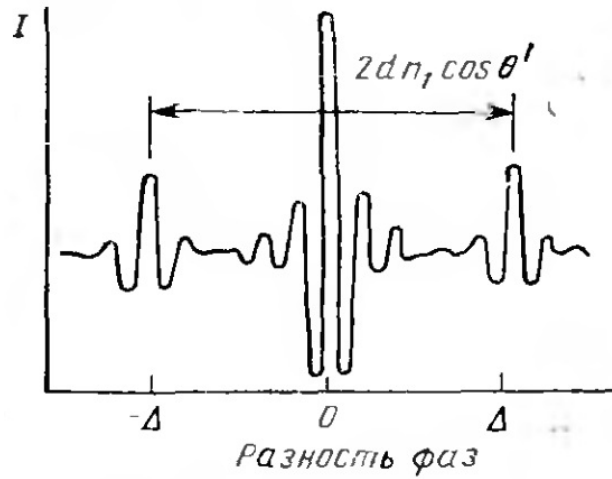


Рис. 6. Интерферограмма от эпитаксиальной структуры, регистрируемая интерферометром Майкельсона

легирования подложки и длины волны света. Если пренебречь φ_2 , то положение максимума боковой серии, например I_{26} , относительно центрального максимума при $x=0$ определится из условия

$$dn_1 - x_{2max} = 0$$

Отсюда

$$d = x_{2max}/n_1$$

На основе этого строится следующий алгоритм операций проведения измерений. Фиксируются положения — x_{1max} и x_{2max} подвижного зеркала в моменты, когда на интерферограмме наблюдаются максимумы боковых серий; определяется длина хода зеркала между этими фиксированными положениями и вычисляется толщина эпитаксиального слоя по формуле

$$d = \frac{x_{2max} - x_{1max}}{2n_1}.$$

Если угол падения луча θ не равно 0, то запишется в виде

$$d = \frac{x_{2max} - x_{1max}}{2(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}.$$

Диапазон измеряемых значений толщины эпитаксиального слоя

Максимальное значение измеряемой толщины эпитаксиального слоя определяется длиной хода подвижного зеркала. Перемещение зеркала должно быть таким, чтобы вводимая им разность хода Δ_M в плечах интерферометра компенсировала разность фаз Δ , возникающую в результате отражения света от эпитаксиальной структуры. Только при выполнении условия $\Delta = \Delta_M$ в интерферограмме появляются боковые серии пиков. Современные интерферометры дают возможность измерять максимальную толщину эпитаксиального слоя, равную 100 мкм. Нижний предел измеряемой толщины ограничивается эффектом взаимного перекрытия центральной и боковых серий интерферограммы. С уменьшением толщины боковые пики сближаются и перекрываются с центральной серией экстремумов. В этом случае интерферограмма искажается настолько, что определение толщины становится невозможным. Перекрытие центральных и боковых экстремумов происходит при толщинах, меньших 8 мкм. Чтобы снизить нижний предел измеряемых толщин, вычитают (с помощью ЭВМ) из интерферограмм центральную серию пиков. Как следует из уравнений, центральная серия пиков является результатом интерференции лучей, отраженных как от поверхности

эпитаксиального слоя, так и от его границы с подложкой. Амплитуда и спектральное положение центральных экстремумов зависят от оптических постоянных эпитаксиального слоя и подложки. Поэтому функцию $I_u(x)$ центрального участка интерферограммы можно аппроксимировать линейной комбинацией спектров отражения высокоомного монокристаллического образца исследуемого материала и центральных серий пиков интерферограмм для эпитаксиальных структур с толстым (более 10 мкм, чтобы исключить эффект перекрытия) эпитаксиальным слоем и различным удельным сопротивлением подложки. Коэффициенты этой линейной комбинации подбираются так, чтобы после ее вычитания из интерферограммы измеряемого образца центральный главный максимум при $x=0$ был равен нулю. Остаточные максимумы в центральном участке интерферограммы после такого вычитания становятся очень малыми по сравнению с боковыми пиками. Операция вычитания проводится ЭВМ по специальной программе. После вычитания центральной серии пиков положение боковых главных максимумов может быть определено для толщины эпитаксиального слоя 2 мкм и менее. В различных источниках указывается минимальное значение измеряемого значения толщины 0,6 мкм. Дальнейшее снижение нижнего предела измеряемых толщин ограничивается резким уменьшением интерференционного эффекта вследствие малого фазового сдвига Δ для очень тонких эпитаксиальных слоев.

Инфракрасная эллипсометрия

Сущность метода

Эллипсометрия основана на оценке изменения состояния поляризации света, отраженного от поверхности исследуемого объекта. Схема отражения и прохождения лучей через структуру эпитаксиальная пленка — подложка приведена на рис. 7. Вследствие комплексного характера показателя преломления полупроводника ($\bar{n}_2 = n_2 - ik_2$) между p - и s -компонентами вектора электрического поля, отраженного от подложки, возникает разность фаз, т. е. конец электрического вектора $E_{отр}$ описывает эллипс в плоскости, нормальной к направлению распространения луча света при отражении от структуры. В тонкоэпитаксиальном слое подложки происходит дополнительный сдвиг фазы между лучом, отраженным от верхней границы слоя, и лучом, отраженным от границы раздела между слоем и подложкой.

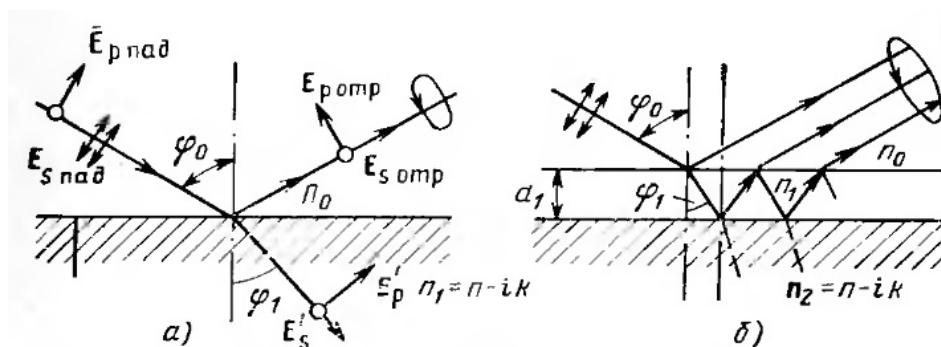


Рис. 7. Ход лучей при отражении линейно-поляризованного света от поверхности полупроводника без эпитаксиального слоя (а) и с эпитаксиальным слоем (б)

Состояние эллиптической поляризации отраженного света можно однозначно определить двумя эллипсометрическими параметрами Ψ и Δ , характеризующими форму и ориентацию эллипса в плоскости. Первый эллипсометрический параметр Ψ определяется соотношением

$$\tan \Psi = \frac{E_{p,omp}/E_{s,omp}}{E_{p,nad}/E_{s,nad}} = \frac{|R_p|}{|R_s|}$$

, где R_p и R_s — комплексные коэффициенты отражения для p -и s -компонентов. Второй эллипсометрический параметр

$$\Delta = \delta_{p,omp} - \delta_{s,omp} = \delta_p - \delta_s,$$

т.е. параметр Δ равен разности фаз $\delta_{p,omp} - \delta_{s,omp}$ между p - и s -компонентами, возникшей вследствие отражения от рассматриваемой структуры. Предполагается, что падающий луч является линейно-поляризованным, т.е. фазы p - и s -компонентов для падающего луча совпадают. Отношение комплексных коэффициентов отражения

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{|R_p|}{|R_s|} e^{i(\delta_p - \delta_s)} = \tan \Psi e^{i\Delta}.$$

Соотношение называют фундаментальным уравнением эллипсометрии. Величина R_p/R_s является функцией многих параметров: n_2 , k_2 , n_1 , d_1 , λ , φ_0 (см. рис. 7). Поскольку состояние поляризации света характеризуется только параметрами Ψ и Δ , из измерений можно определить при одном угле падения также два параметра, задавая остальные. Так, например, для чистой поверхности полупроводника ($d_1=0$) можно определить оптические константы n_2 и k_2 для данной длины волны λ , задавая φ_0 . Для сильнолегированной подложки с эпитаксиальным слоем (структуры $n+n$, $p+pn+p$, $p+n$) можно определить толщину d_1 и один из параметров подложки (например, концентрацию носителей заряда), связанный с оптическими константами подложки n_2 и k_2 . Связь уравнения с коэффициентами отражения на границах раздела и толщиной пленки d_1 имеет следующий вид:

$$\tan \Psi e^{i\Delta} = \frac{r_{1p} + r_{2p}e^{-2i\delta}}{1 + r_{1p}r_{2p}e^{-2i\delta}} \cdot \frac{r_{1s} + r_{2s}e^{-2i\delta}}{1 + r_{1s}r_{2s}e^{-2i\delta}}$$

где r_{1p}, r_{1s} и r_{2p}, r_{2s} — соответственно коэффициенты отражения Френеля p - и s -компонентов для поверхности раздела воздух—пленка и пленка—подложка; δ — изменение фазы (в градусах), вызванное прохождением луча света через слой толщиной d_1 , равно

$$\delta = \frac{360d_1}{\lambda} (n_1^2 - \sin^2 \varphi_0)^{1/2}.$$

Метод окрашивания шлифа

В силу своих принципиальных особенностей интерференционные методы измерения толщины эпитаксиальных слоев в гомоэпитаксиальных структурах применимы только для контроля структур с сильнолегированной подложкой или со скрытым диффузионным слоем. Поэтому в ряде случаев, например для контроля структур pn -типа, возникает необходимость применения более трудоемких и разрушающих методов окрашивания шлифа.

Сущность метода

Процедура измерений состоит из последовательного выполнения следующих операций. На образце со стороны эпитаксиального слоя изготавливается косой шлиф под некоторым углом α , поверхность шлифа химически окрашивается для визуализации границы эпитаксиального слоя с подложкой, и под микроскопом определяется расстояние L от края шлифа до этой границы. Толщина эпитаксиального слоя определяется из соотношения $d = L \sin \alpha$.

Для химического окрашивания применяется несколько химических составов, в зависимости от типа измеряемой эпитаксиальной структуры. Для кремниевых структур np - и pn -типа рекомендуется травитель, который готовится путем добавления восьми капель азотной кислоты (HNO_3) в 50 мл плавиковой кислоты (HF). Для кремниевых структур $nn+$ - и $pp+$ -типа используют смесь 30 мл плавиковой кислоты (HF) и 15 мл перекиси водорода (H_2O_2). Для этих же структур можно применять травитель, получаемый добавлением четырех капель азотной кислоты (HNO_3) и двух

капель раствора азотнокислого серебра ($AgNO_3$) в 10 мл плавиковой кислоты. Раствор азотнокислого серебра готовится путем растворения 2,0 г $AgNO_3$ в 100 мл воды.

Для эпитаксиальных структур арсенида галлия $p-n$ -типа используют окисление в разбавленном растворе HNO_3 в течение 10...15 мин. Для структур $nn+$ -, ni -типа применяется травитель, содержащий водный раствор азотной и плавиковой кислоты. Соотношение компонентов подбирается из условия получения наилучшего контраста картины окрашивания для конкретного типа эпитаксиальных структур. Для замедления реакции травления в реактив добавляют 1%-ный водный раствор $AgNO_3$. Косой шлиф обычно изготавливается механическим способом, позволяющим получать плоские поверхности с углом скоса до 1° . Однако при измерении толщины тонких эпитаксиальных слоев (менее 1 мкм) возникает необходимость изготавливать шлифы с углом скоса менее 1° . Для этой цели предлагается более удобный способ химического травления, схема которого показана на рис. 8. Устройство состоит из нижней емкости 1, держателя 2 с образцом 3, помещенных в емкость 1, верхней емкости 4 и трубки 5, соединяющей две емкости, и воздушного насоса 6, в качестве которого служит резиновая груша. Нажатием груши трубка заполняется травителем из сосуда 4, после этого начинается произвольное равномерное наполнение емкости) травителем из емкости 4. При наполнении емкости травителем различные участки образца по его высоте травятся разное время, в результате чего угол скоса получаемого шлифа зависит от соотношения скорости травления и наполнения емкости 1 травителем.

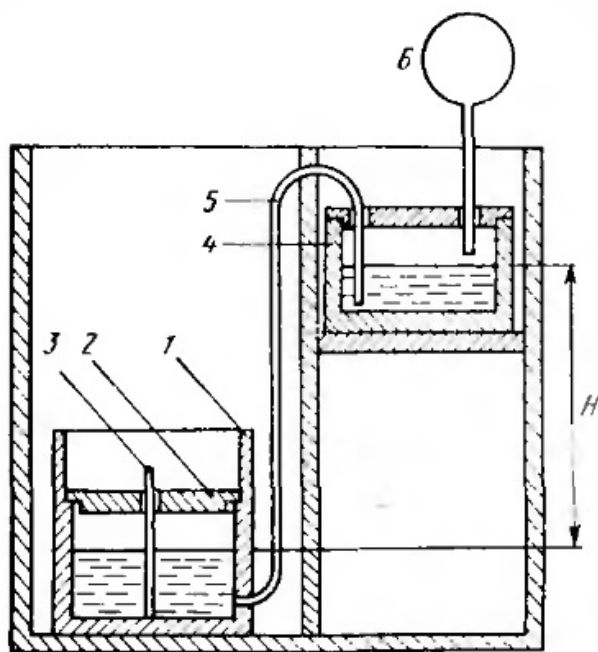


Рис. 8. Устройство для изготовления косого шлифа химическим травлением: 1 — нижняя емкость; 2 — держатель; 3 — образец; 4 — верхняя емкость; 5 — трубка; 6 — воздушный насос

Скорость травления определяется составом травителя. Скорость наполнения варьируется изменением отношения площади сечения емкости 1 к поперечному сечению соединительной трубки. Угол наклона получаемого шлифа оценивается по соотношению $\tan \alpha = v_m S / S_{mp} \sqrt{2gH}$, где v_m — скорость травления; S — площадь сечения нижнего сосуда; S_{mp} — площадь сечения трубки; g — ускорение свободного падения; H — разность высот начальных уровней травителей в верхнем и нижнем сосудах. Высокая равномерность скорости наполнения нижнего сосуда травителем обеспечивает ровную поверхность шлифа и линейность его профиля. В этом отношении описанный способ изготовления косого шлифа имеет преимущества перед аналогичными методами, в которых используется принцип механического погружения образца в травитель. Описанный способ позволяет получать косые шлифы с углом скоса до нескольких минут и даже секунд. Применение метода косого шлифа становится

затруднительным, когда необходимо получить информацию об однородности толщины по площади эпитаксиальной структуры. Для этой цели наиболее удобно применять сферический шлиф, который получил наиболее широкое распространение. При использовании сферического шлифа толщина

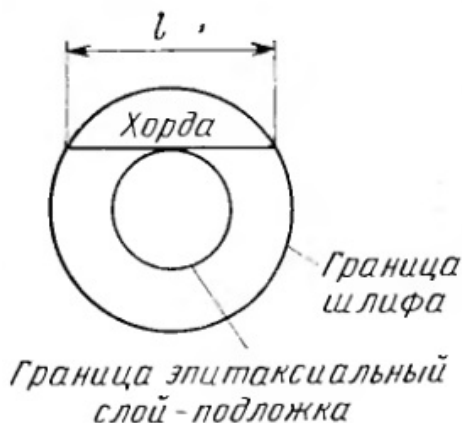


Рис. 9. Измерение толщины эпитаксиального слоя методом сферического шлифа

эпитаксиального слоя $d = l^2/8R$, где l — длина хорды контура сферического шлифа, касательной к контуру границы эпитаксиальный слой — подложка (рис. 9), R — радиус сферической поверхности.

Диапазон измеряемых значений толщины и погрешность измерений

Методы косого и сферического шлифа обеспечивают возможность измерения толщины эпитаксиального слоя в очень широких пределах (от 0,1 мкм и более) как в гомоэпитаксиальных, так и гетероэпитаксиальных структурах. В производственных условиях применяется главным образом метод сферического шлифа как наиболее производительный и обеспечивающий минимальные по площади механические нарушения рабочей поверхности эпитаксиальной структуры.

Основными источниками погрешности этого метода являются несферичность лунки шлифа, возникающая в результате биения шлифующего шара, качество обработки поверхности шлифа и химический состав травителя, от выбора которого зависит четкость выявляемой границы раздела эпитаксиальный слой — подложка. Несферичность шлифа может быть устранена специальной конструкцией привода вращения шлифующего шара. Качество обработки поверхности шлифа влияет на четкость и контрастность границы выхода шлифа на поверхность. Наилучшая контрастность достигается применением абразивных составов на основе алмазных паст. На практике широко используются абразивные суспензии, состоящие из алмазной пасты АСМ 0,5 или АСМ 1,0 и часового масла. Хорошее качество шлифа с четкой контурной границей с помощью этого абразива достигается только при достаточно большой глубине шлифовки. Поэтому алмазная паста АСМ 0,5 применяется при измерении толщины эпитаксиальных слоев более 2,0 мкм. При меньших значениях толщины из-за большой глубины шлифа уменьшается длина измеряемой хорды, и влияние степени размытости контура шлифа на погрешность измерения хорды становится значительным. Поэтому при толщине эпитаксиального слоя менее 2 мкм необходимо использовать алмазный абразив с меньшим размером зерна.

Погрешность измерения толщины эпитаксиального слоя зависит также от контрастности выявленной границы эпитаксиальный слой — подложка (или скрытый слой). Особую значимость этот источник погрешности приобретает в гомоэпитаксиальных структурах, в которых эпитаксиальный слой и подложка имеют одинаковый тип проводимости. Так как реакция окрашивания шлифа по природе своей является электрохимической, то контрастность картины окрашивания зависит от потенциального рельефа вдоль поверхности шлифа. Относительное изменение потенциала на границе слоев гомоэпитаксиальной структуры определяется их уровнем легирования. Поэтому методы окрашивания шлифа для измерения толщины эпитаксиальных слоев эффективны только в том случае,

если выполняются определенные соотношения между удельными сопротивлениями эпитаксиального слоя и подложки.

Измерение отклонения от плоскости и контроль рельефа поверхности полупроводниковых пластин и структур

Отклонение от плоскостности и методы его измерения

Отклонение от плоскостности Δ является одним из важнейших геометрических параметров, знание которого определяет качество воспроизведения топологического рисунка фотомаски при проведении операции фотолитографии. По определению, данному в ГОСТ 24642—81, отклонение от плоскостности есть наибольшее расстояние от точек реальной поверхности до прилегающей плоскости в пределах нормируемого участка (рис. 10). Частными видами отклонения от плоскости являются выпуклость и вогнутость поверхности. Эти виды дефектов пластин возникают из-за механических напряжений, завалов края пластин при полировке, из-за брака при наклеивке пластин и других причин. В микроэлектронике практический интерес представляет контроль формы поверхности в случаях, когда пластина находится в прижатом и свободном состояниях. Величина Δ , измеренная на пластине в свободном состоянии, включает в себя составляющие, характеризующие как механическую деформацию пластины, так и качество обработки контролируемой поверхности, и поэтому может достигать больших значений.

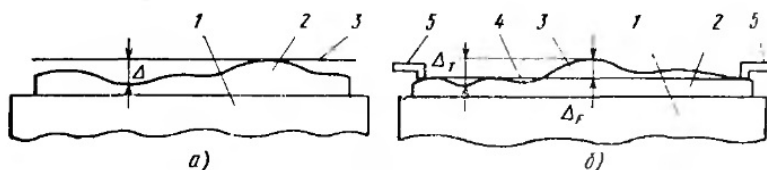


Рис. 10. К определению величин Δ (а), Δ_F и Δ_T (б): 1 — стол с вакуумным прижимом; 2 — пластина; 3 — прилегающая плоскость; 4 — базовая (фокальная) плоскость; 5 — упоры

Для четкого воспроизведения топологического рисунка на поверхности пластины параметр Δ должен быть по возможности минимальным, не превышающим глубину резкости оптической системы проекционной аппаратуры. Поэтому при проведении операций экспонирования для устранения механических деформаций пластина прижимается нерабочей стороной к специальному столу с помощью вакуумного прижима. В этом случае параметр Δ определяет качество обработки поверхности пластины, которое может характеризоваться очень малыми значениями Δ . Для контроля отклонения от плоскостности широко используются две группы методов, отличающихся по своему физическому принципу — интерференционные методы и методы, использующие шуповые датчики (пневматические, индуктивные, емкостные, акустические).

В некоторых зарубежных технических изданиях используют другое определение отклонения от плоскостности. При проведении измерения с помощью шуповых датчиков путем регулировки рабочего стола с прижатой к нему контролируемой пластиной предварительно выставляется некоторая базовая плоскость, часто называемая фокальной (рис. 10, б). При сканировании датчика вдоль поверхности пластины регистрируются отклонения рельефа поверхности со знаками «+» и «—» относительно этой фокальной плоскости. За отклонение от плоскостности принимают максимальное из измеренных отклонений Δ_F с соответствующим знаком, обозначаемое FPD (Focal Plane Deviation). В некоторых случаях отклонение от плоскостности характеризуют величиной Δ_T , равной максимальному размаху колебаний на регистрируемом датчиком профиле реальной поверхности и обозначаемой TIR (Total Indicator Reading). Параметры Δ и Δ_T по своему определению близки друг к другу.



Рис. 11. Интерференционные линии равной высоты зазора

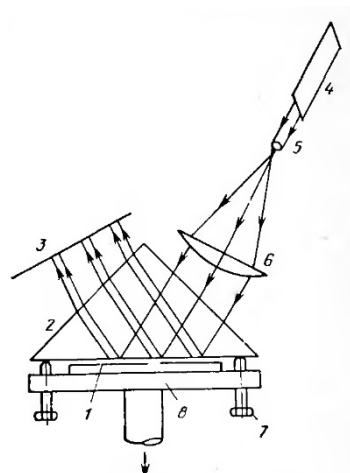


Рис. 12. Схема призмного интерферометра с вакуумным присосом: 1 — образец; 2 — эталонная призма; 3 — экран (матовое стекло); 4 — лазер ЛГ-56; 5, 6 — коллиматоры; 7 — котирующий ВИНТ; 8 — столик с вакуумным присосом

Принцип метода панорамной интерференции основан на интерференции монохроматического света в воздушном зазоре, образованном контролируемой поверхностью пластины и эталонной гранью оптического элемента сравнения (стеклянного клина рис. 13 или призмы рис. 12). Получаемая интерференционная картина представляет семейство чередующихся линий равной высоты зазора (рис. 11). Регулировкой стола, на котором установлена пластина, добиваются наименьшего числа полос на экране, что эквивалентно прилегающей плоскости параллельно эталонной грани. На интерференционной топограмме идентифицируются выступы и впадины и выбирается из них пара экстремальных точек, разделенных наибольшим числом интерференционных полос. Это число полос определяет значение неплоскостности Δ . При использовании шуповых датчиков снимаемый с них полезный сигнал пропорционален расстоянию между торцевой поверхностью датчика и поверхностью контролируемой пластины. При сканировании датчика вдоль поверхности пластины определяются Δ_F и Δ_T .

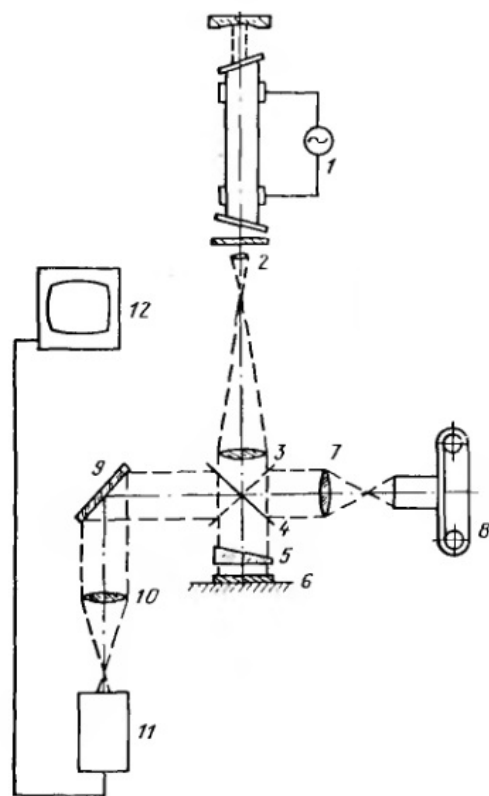


Рис. 13. Схема лазерного телевизионного интерферометра УКП-2: 1—лазер ЛГ-56; 2, 3—коллиматор; 4—светоделительное зеркало; 5—эталонный клин; 6—образец; 7, 8—фоторегистрация; 9—отклоняющее зеркало; 10—объектив; 11—передающая телевизионная камера; 12—дисплей