

Лекция 8. Измерение концентрации и подвижности носителей заряда

Физические основы эффекта Холла

В лабораторной и производственной практике применяется несколько методов измерения концентрации и подвижности носителей заряда. Возможность применения того или другого метода, его метрологические характеристики, интерпретация и информативность измеряемого параметра зависят от физического принципа измерений, электрофизических свойств, геометрической формы и размеров объекта измерения. Кроме того, при выборе метода принимают во внимание его трудоемкость, локальность, техническую сложность аппаратуры и погрешность измерения.

Физическая сущность эффекта Холла заключается в следующем. Через образец, имеющий форму параллелепипеда (рис. 1), пропускают ток в направлении оси X . Если вдоль оси y , перпендикулярной оси x , приложить магнитное поле B_y , то движущиеся вдоль x со скоростью v_y носители заряда будут отклоняться под действием силы Лоренца

$$F = qv_x B_y$$

в направлении z , перпендикулярном x и y . Поскольку направления скоростей и знаки заряда электронов и дырок различны, они будут отклоняться в одну и ту же сторону.

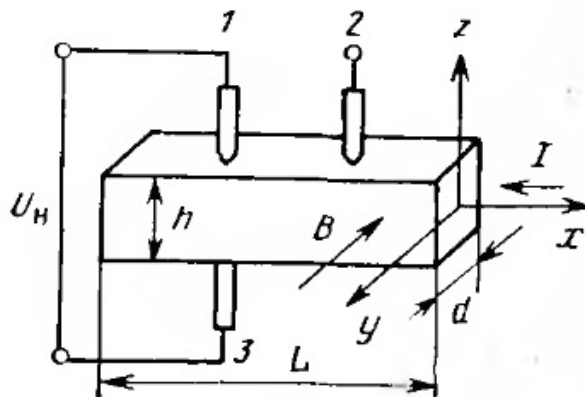


Рис. 1. Измерение эффекта холла

Таким образом, в направлении z появится поперечный ток $I_z = I_n z + I_p z$. Так как образец имеет конечные размеры в направлении оси z , то произойдет накопление зарядов на верхней грани и возникнет их недостаток на нижней. Противоположные грани заряжаются, и возникает поперечное электрическое поле E_z . Поле E_z растет до тех пор, пока не скомпенсирует поле силы Лоренца и поперечный ток I_z не станет равным нулю. Результирующее поле E в образце будет повернуто относительно E_x на некоторый угол φ_n , пропорциональный магнитной индукции B_y :

$$\operatorname{tg} \varphi_n = \frac{E_z}{E_x} = \mu_H B_y$$

Коэффициент пропорциональности μ_H имеет размерность подвижности и называется холловской подвижностью. Холловская подвижность отличается от микроскопической подвижности μ , которая характеризует электропроводность полупроводника. Как следует из теории кинетических явлений в твердом теле,

$$\mu_H = \frac{q \langle \tau^2 \rangle}{m}; \mu = \frac{q \langle \tau \rangle}{m}$$

где τ — время релаксации носителей заряда; m — эффективная масса носителей. Обозначения $\langle \tau^2 \rangle$ и $\langle \tau \rangle$ указывают на усреднение стоящих в скобках величин по энергии. Отличие между μ_H и μ , состоит в различном способе усреднения времени релаксации по энергии. Холл экспериментально установил, что поле E_z удовлетворяет следующему эмпирическому соотношению (для слабых магнитных полей):

$$E_z = R_H J_x B_y,$$

где J_x — плотность тока; R_H — постоянная Холла, зависящая от свойств материала. И:

$$\mu_H E_x B_y = R_H J_x B_y$$

Используя известные выражения для J_x и проводимости σ для полупроводника n -типа проводимости

$$J_x = \sigma E_x; \sigma = qn\mu_n$$

где n — концентрация электронов; μ_n микроскопическая подвижность электронов, получаем

$$R_{Hn} = \frac{\mu_{Hn}}{nq\mu_n} = \frac{r_n}{nq}$$

Здесь μ_{Hn} — холловская подвижность электронов. Аналогично для полупроводника p -типа

$$R_{Hp} = \frac{\mu_{Hp}}{pq\mu_p} = \frac{r_p}{nq}$$

где p — концентрация дырок. При смешанной проводимости, когда имеется два типа носителей заряда,

$$R_H = \frac{r_n n \mu_n^2 - r_p p \mu_p^2}{q(n\mu_n + p\mu_p)^2}$$

Отношение подвижностей $r = \mu_H/\mu$, равное, величине $\frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}$, называется холл-фактором. Значение r зависит от механизма рассеяния носителей, который определяет функциональную связь времени релаксации с энергией носителей заряда. В невырожденном полупроводнике с простыми (невырожденными) зонами при рассеянии на тепловых колебаниях решетки $r = r_n = r_p = 3\pi/8 \approx 1.17$ рассеяние на ионизированных примесных центрах дает $r = 1.93$, а при рассеянии на нейтральных центрах $r = 1$.

Таким образом, для определения концентрации и подвижности носителей заряда необходимо измерить проводимость образца и постоянную Холла. Эти измерения проводятся следующим образом (см. рис.1). На верхней грани образца размещаются два зонда (1 и 2) вдоль направления линий тока, а со стороны нижней грани устанавливается зонд 3, встречный одному из верхних. С помощью зондов 1 и 2 измеряют проводимость по двухзондовому методу. Зонды 1 и 3 служат для измерения холловской разности потенциалов. Для полупроводника n -типа $U_n = \frac{U_H d}{I_x B_y}$, где d — толщина образца в направлении магнитного поля. Отсюда определяется постоянная Холла:

$$R_{Hn} = \frac{U_H d}{I_x B_y}$$

По намеренному значению R_{Hn} находится концентрация электронов, а из полученного с помощью соотношения

$$R_{Hn} \sigma = \mu_{Hn}$$

вычисляется холловская подвижность электронов. В том случае, когда полупроводник содержит два типа носителей, определить раздельно их концентрацию и подвижность с помощью только эффекта Холла невозможно.

Геометрия образцов и расположение контактов

Для измерения эффекта Холла образцы изготавливают либо в форме параллелепипеда, либо специальной гантелеобразной формы. Образец в виде параллелепипеда очень неудобен в практическом отношении, так как в этом случае усложняется процедура изготовления контактов, не воспроизводятся расстояние между пнями и их геометрические размеры. Кроме того, контакты, нанесенные непосредственно на грани параллелепипеда, обладают повышенным уровнем шумов. Технология нанесения контактов существенно упрощается, если образцу придается гантелеобразная форма (рис. 2). При этом обеспечивается хорошая воспроизводимость расстояния между контактами и их линейных размеров, облегчаются операции сплавления и напыления, так как для металлизации используются расширенные участки боковых отводов. Гантелеобразные образцы изготавливаются с помощью ультразвука или химическим травлением.

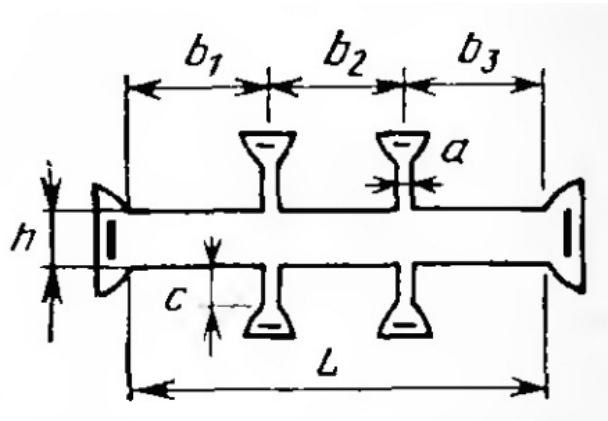


Рис. 2. Гантелеобразный образец для измерения эффекта Холла

Для эпитаксиальных и диффузионных слоев можно применить фотолитографическую технологию. Число боковых отводов может быть различным. Для проведения измерений достаточно четыре боковых отвода, но на случай возможного их скалывания в процессе изготовления образца число отводов увеличивают до шести. Чтобы исключить закорачивание холловского напряжения токовыми контактами, длина и ширина образца должны находиться в соотношении $L/h \geq 5$. Линейный размер боковых отводов должен быть достаточно малым, чтобы не исказить линий тока вдоль образца. Поэтому рекомендуется $h \geq 3a$. Для образца, с четырьмя отводами (см. рис. 2) рекомендуются соотношения $b_1 b_2 \geq 2h$, $d \leq 0.1 \text{ см}$, $c \geq 0.1 \text{ см}$, $1 \text{ см} \leq L \leq 1.5 \text{ см}$.

Метод Ван дер Пау

Для измерения эффекта Холла классическим методом, изложенным в предыдущем параграфе, необходимо изготовление образцов правильной геометрической формы, что усложняет процедуру измерений. Для контроля образцов произвольной формы и особенно для эпитаксиальных слоев наиболее удобным является метод Ван дер Пау. Холловская подвижность носителей заряда

$$\mu_H = d\Delta R_{BDAC}/B\rho$$

где ΔR_{BDAC} — изменение сопротивления $R_{BDAC} = U_{AC}/I_{BD}$, обусловленное магнитным полем B . Концентрация свободных носителей:

$$N = (\mu_H/\mu)1/q\mu_H\rho = r/q\mu_H\rho,$$

где r — холл-фактор.

При выводе формул предполагалось, что контакты располагаются строго по периферии и имеют точечные размеры. Если контакт имеет протяженную форму, необходимо вводить поправочный коэффициент. Влияние контактов можно исключить, если образцу придать специальную форму клеверного листа (рис. 3).

Четырехзондовый холловский метод

Изготовление омических контактов представляет собой трудоемкую подготовительную операцию, затрудняющую использование холловских методов в практике. Поэтому, при контроле не очень высокоомных пластин и эпитаксиальных слоев полупроводниковых материалов, когда влияние контактных сопротивлений на погрешность измерений существенно не проявляется, можно применить для оперативных измерений постоянной Холла четырехзондовый метод с расположением зондов по вершинам квадрата (рис. 4).

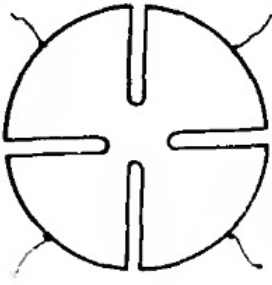


Рис. 3. Образцы в форме клеверного листа

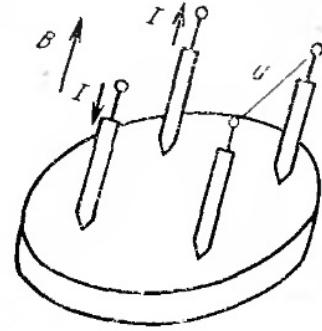


Рис. 4. Четырехзондовый холловский метод

Измеряемая по схеме рис. 4 разность потенциалов на образцах с толщиной $d \ll s$

$$U = U_{\rho} + U_M + U_H = \frac{\rho I \ln 2}{\pi d} C_{\rho} (1 + \beta^2) + \frac{R_H I B}{d} C_H$$

где C_{ρ} , и C_H — поправочные коэффициенты; $\beta = R_H B / \rho$. Первое слагаемое U_{ρ} представляет собой рабочую формулу четырехзондового метода с поправкой на краевые эффекты, второй член U_M с множителем β^2 отражает действие магнитного поля на холловские токи, возникающие при закорачивании ЭДС Холла периферийной областью образца. Это явление называют вторичным эффектом Холла. Действие U_M препятствует прохождению тока между зондами, поэтому U_M интерпретируют как результат проявления геометрического магнитосопротивления. Третье слагаемое U_H — ЭДС Холла. При слабых магнитных полях, когда выполняется условие $\mu_H B < 1$, слагаемым U_M можно пренебречь. Выбором соответствующей симметрии расположения и схемы включения зондов можно добиться того, что полная разность потенциалов будет равна только одной из составляющих U_{ρ} или U_H . Для образцов круглой и полукруглой формы раздельное определение U_{ρ} и U_H проводят путем расположения зондов в центре образца при ориентировании диагонали зондового квадрата вдоль радиальной линии симметрии. При измерении U_H в качестве потенциальных используют зонды, лежащие на диагонали, перпендикулярной радиальной линии симметрии. Поправочные функции C_H показаны на рис. 5 (кривые 4, 5, 6). Схема включения зондов при измерении U_{ρ} и поправочные функции C_{ρ} , представлены кривыми 1, 2, 3. Таким образом, измеряя независимо U_{ρ} и U_H , можно вычислить удельное сопротивление $\rho = \pi d U_{\rho} / C_{\rho} I \ln 2$ и постоянную Холла $R_H = d U_H / C_H B I$.

При измерениях U_H на образцах прямоугольной формы используются способ расположения зондов и поправочный коэффициент C_H , показанные на рис. 6. Удельное сопротивление в этом случае определяется четырехзондовым методом.

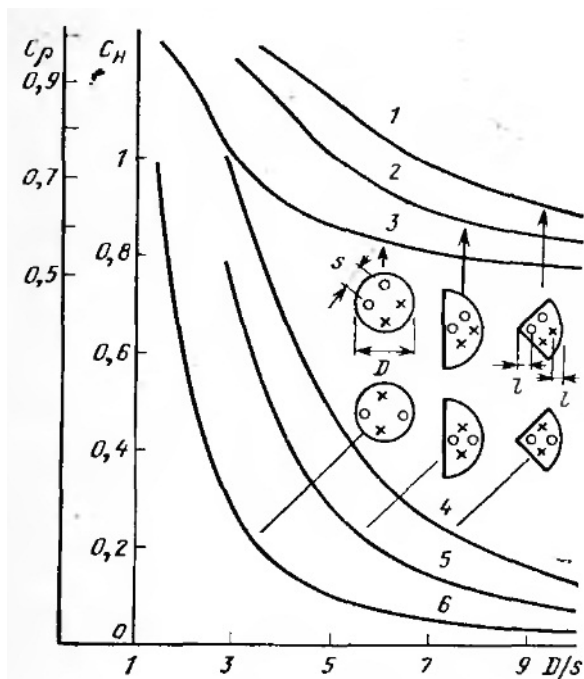


Рис. 5. Поправочные функции четырехзондового холловского метода для круглых платин с центрированным расположением зондов: X-потенциальный контакт; O-токовый контакт; 1, 2, 3 - C_p , 4, 5, 6 - C_H

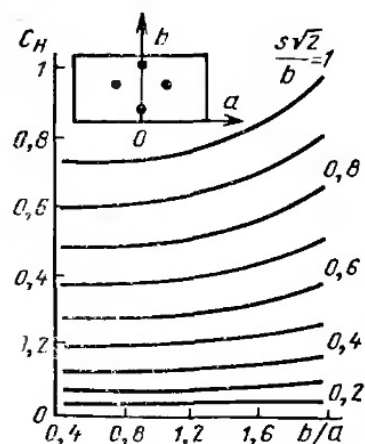


Рис. 6. Поправочная функция C_H для прямоугольного образца в зависимости от отношения сторон прямоугольника и межзондового расстояния

Измерение подвижности по геометрическому магнитосопротивлению

Метод геометрического магнитосопротивления применяется для измерения подвижности в некоторых специальных случаях, когда использование других методов невозможно.

Описанный холловский метод измерения подвижности не может быть применен, например, для контроля эпитаксиальных слоев в структурах nn^+ - и pp -типов вследствие шунтирующего действия сильнолегированной подложки. В этом случае определение подвижности возможно методом геометрического магнитосопротивления. Сущность метода иллюстрируется рис. 7.

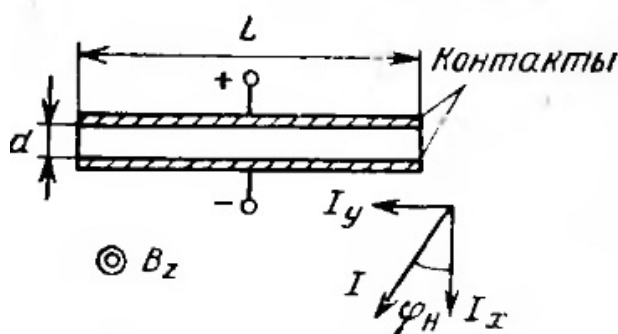


Рис. 7. Измерение геометрического магнитосопротивления

На исследуемый образец наносятся омические контакты большой площади и через них в направлении x пропускается электрический ток I_x . В поперечном магнитном поле B_z , в образце возникает холловский ток I_y . В отличие от описанного эффекта Холла в рассматриваемом случае холловский ток I_y не компенсируется холловской разностью потенциалов U_H в силу того, что при выбранной геометрии образца, когда $d/L \ll 1$, токовые контакты закорачивают холловское поле, и поэтому $U_H = 0$.

Таким образом, результирующий ток в образце будет направлен под некоторым холловским углом к току I_x , что приведет к изменению сопротивления образца в направлении x . Относительное изменение сопротивления

$$\Delta R/R_0 = (\eta \mu_H B_z)^2$$

$$\text{при } \mu_H B_z \ll 1,$$

где η — параметр, зависящий от механизма рассеяния. Для рассеяния на тепловых колебаниях $\eta = 1.13$, примесное рассеяние дает $\eta = 1.25$. Так как параметр η не во всех случаях может быть рассчитан, пользуются понятием подвижности по магнитосопротивлению μ_m , которое определяют из соотношения

$$\Delta R/R_0 = (\mu_m B_z)^2$$

Следует, что $\eta = \mu_m/\mu_H$. Этими выражениями пользуются обычно для экспериментального измерения параметра η . Измерения на арсениде галлия дают $\eta = 1.03$ в интервале удельных сопротивлений 0.4...2.5 Ом·см.

Для того чтобы метод геометрического магнитосопротивления обеспечивал высокую точность измерений, сопротивление контактов должно быть минимальным и пренебрежимо малым по сравнению с сопротивлением исследуемого образца.

Измерение концентрации носителей по спектрам поглощения и отражения

Одним из важнейших критериев качества полупроводниковых материалов является их однородность по концентрации носителей. В современной микроэлектронике к этому параметру предъявляются самые высокие требования. Регламентируются как относительные изменения концентрации, так и характер ее распределения по объему монокристалла или площади пластины. Чтобы контролировать качество материалов на их соответствие этим требованиям, необходимы неразрушающие методы с высокой производительностью и локальностью измерений. Большими возможностями для решения этой задачи обладают оптические методы контроля.

Оптическое поглощение на свободных носителях

В общем случае диэлектрическая постоянная полупроводников является величиной комплексной. Реальная ε' и мнимая ε'' части диэлектрической проницаемости определяются по формулам

$$\varepsilon' = \varepsilon_L - \frac{Nq^2}{m\varepsilon_0} \frac{\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} = n^2 - k^2$$

$$\varepsilon'' = \frac{Nq^2}{m\omega\varepsilon_0} \frac{\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} = 2nk$$

где ε_L — диэлектрическая проницаемость решетки; n — показатель преломления; k — коэффициент экстинкции; N — концентрация носителей; m — эффективная масса носителей; ω — частота падающего излучения; τ — усредненное по энергии время релаксации носителей, которое определяется подвижностью μ и эффективной массой носителей, $\tau = m\mu/q$. Коэффициент экстинкции характеризует поглощение света на свободных носителях и непосредственно связан с коэффициентом поглощения α соотношением $k = \alpha\lambda/4\pi$. Таким образом, коэффициент поглощения света в полупроводниках зависит от концентрации свободных носителей.

Эту зависимость можно получить, решая систему уравнений относительно k . Чтобы получить искомое значение концентрации свободных носителей, необходимо измерить коэффициент поглощения. Для этого экспериментально определяются коэффициенты пропускания T и отражения R исследуемого образца:

$$I_1/I = T = \frac{(1 - R_0)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R_0^2 \exp(-2\alpha d)},$$

$$I_2/I = R = R_0(1 + \text{Tex}p(-\alpha d)),$$

где I, I_1, I_2 — интенсивности соответственно падающего, отраженного и прошедшего через образец излучения; R_0 — коэффициент отражения для полубесконечного образца; d — толщина образца. Совместное решение уравнений дает величину α .

Теоретическая модель поглощения света на свободных носителях заряда разработана недостаточно полно; поэтому для некоторых полупроводников расчетная зависимость $\alpha(N)$ плохо согласуется с экспериментальными данными.

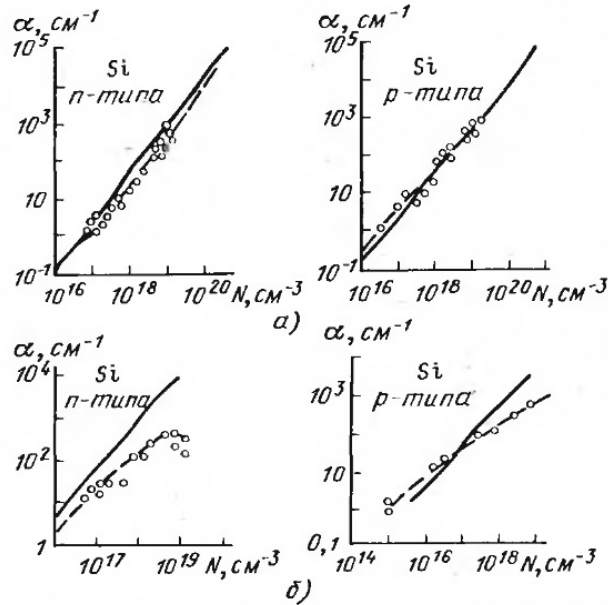


Рис. 8. Зависимость коэффициента поглощения от концентрации носителей в кремнии n - и p -типа при длине волны $\lambda=5$ мкм (а) и $\lambda=40$ мкм (б)

В ряде случаев соответствие теории и эксперимента хорошее, но не во всем спектральном диапазоне. Это имеет место, например, для кремния n - и p -типа. Так на рис. 8 в коротковолновом участке инфракрасной области спектра экспериментальная зависимость $\alpha(N)$ согласуется с теоретически ожидаемой достаточно хорошо, а в длинноволновой области наблюдаются заметные расхождения. Учитывая указанное обстоятельство, функцию $\alpha(N)$ обычно находят экспериментальным путем с помощью измерений α : на калибровочных образцах с известным значением N , определенным независимым способом. Экспериментальные зависимости на рисунке могут быть использованы в качестве калибровочных кривых для численных оценок концентрации носителей.

Плазменный резонанс

В общем случае, когда имеет место поглощение света свободными носителями, коэффициент отражения света от поверхности сильнолегированного полупроводника

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

где вещественная часть комплексного показателя преломления n и коэффициент экстинкции k : связаны между собой соотношениями, определяющими реальную и мнимую диэлектрическую проницаемость. Анализ выражений показывает, что зависимость коэффициента отражения от частоты со падающего излучения имеет характерный вид, показанный на рис. 9.

С ростом частоты R резко уменьшается, достигает минимума и снова монотонно возрастает. Минимум коэффициента отражения наблюдается на длине волны λ_{min} вблизи λ_p , соответствующей

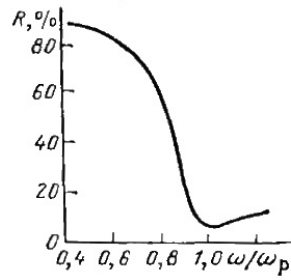


Рис. 9. Зависимость коэффициента отражения полупроводника от частоты падающего излучения

собственной частоте колебаний электронной плазмы $\omega_p^2 = Nq^2/m^x\varepsilon_0\varepsilon_L$. Явление поглощения света на плазменной частоте ω_p получило название плазменного резонанса. Спектральное положение резонансного минимума зависит от концентрации свободных носителей. Таким образом, измеряя спектральную зависимость коэффициента отражения и определяя длину волны λ_{min} , соответствующую наблюдаемому минимуму, можно вычислить концентрацию свободных носителей N . На практике обычно используют в качестве калибровочных эмпирические зависимости $N(\lambda_{min})$, полученные на специальных образцах с известным значением N .

Измерение профиля распределения концентрации свободных носителей по толщине монокристаллов и полупроводниковых слоев вольт-фарадным методом

Наибольшее распространение в исследовательской и производственной практике для измерения профиля легирования эпитаксиальных слоев нашел вольт-фарадный метод, сочетающий в себе хорошие метрологические показатели, высокое разрешение по координате регистрируемого профиля производительность, неразрушающее воздействие на контролируемый объект.

Принцип метода следует из основных положений теории барьера Шотки и асимметричного $p-n$ -перехода и основан на определении зависимости емкости барьера от обратного напряжения смещения. Емкость барьера обусловлена наличием области объемного заряда, возникающей в результате обеднения ее свободными носителями под действием внутреннего и внешнего электрического поля. В случае барьера Шотки, образованного контактом металла с полупроводником, объемный заряд формируется в полупроводнике.

В резко асимметричном $p-n$ -переходе, когда уровни легирования p - и n -областей различаются на несколько порядков, объемный заряд распространяется в сторону слаболегированного полупроводника. Поэтому методом вольт-фарадных характеристик (ВФХ) асимметричного $p-n$ -перехода регистрируется профиль распределения концентрации носителей в низколегированной области полупроводника. Ширина области объемного заряда x барьера Шотки, или резко асимметричного $p-n$ -перехода, зависит от концентрации легирующей примеси в полупроводнике (или низколегированной области $p-n$ -перехода) и связана с ней следующим соотношением:

$$x = \sqrt{\frac{2(U_y - U)\varepsilon\varepsilon_0}{qN_{\partial,a}}},$$

где U — напряжение смещения; U_y — изгиб зон при смещении $U=0$ В; $N_{\partial,a}$ — концентрация легирующей примеси (донорной или акцепторной).

Величину x можно интерпретировать как расстояние между обкладками эквивалентного плоского конденсатора. Тогда связь емкости барьера с шириной области объемного заряда выразится в виде известной формулы

$$C_6 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A}{x}$$

где A — площадь контакта, образующего барьер. Отсюда для емкости барьера

$$C_{\bar{\epsilon}} = A \sqrt{\frac{q \epsilon \epsilon_0 N_{\partial,a}}{2(U_y - U)}}.$$

Формулы получены в предположении, что барьер Шотки или асимметричный $p - n$ -переход сформированы в однородном полупроводнике, в котором соблюдается условие электронейтральности и концентрация свободных носителей равна концентрации ионизированных атомов легирующей примеси, т. е. $N(x) = N_{\partial,a}(x)$.

Таким образом, измерение емкости барьера может служить количественной оценкой концентрации свободных носителей в однородных полупроводниках. Чтобы получить основные соотношения вольт-фарадного метода применительно к неоднородному полупроводнику, рассмотрим самое общее определение емкости барьера:

$$C_{\bar{\epsilon}} = \frac{dQ}{dU} = qN(x)A\left(\frac{dx}{dU}\right),$$

где изменение заряда dQ представляет собой изменение количества свободных носителей в области объемного заряда за счет малых колебаний ее ширины x . Из этого следует:

$$N(x) = \frac{2}{q \epsilon \epsilon_0 A^2} \cdot \frac{dU}{dC_{\bar{\epsilon}}^{-2}}.$$

Соотношение является основной рабочей формулой вольт-фарадного метода, из которой следует, что экспериментально определяемая зависимость характеризует распределение концентрации свободных носителей, а не легирующей примеси. Только при выполнении условия электронейтральности экспериментальная зависимость $N(x)$ эквивалентна $N_{\partial,a}(x)$. Связь между измеренным профилем свободных носителей и легирующей примеси определяется соотношением

$$N_{\partial,a}(x) = N(x) - \frac{kT}{q} \cdot \frac{\epsilon \epsilon_0}{q} \cdot \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{N(x)} \cdot \frac{dN(x)}{dx} \right].$$

Поскольку в выражение входит вторая производная от $N(x)$, которая определяется третьей производной емкости по напряжению, то требуется высокая точность измерения и обсчета ВФХ, чтобы получить достоверную информацию о характере распределения примесей $N_{\partial,a}(x)$.

Для определения профиля распределения концентрации свободных носителей необходимо измерить зависимость емкости барьера Шотки или асимметричного $p - n$ -перехода от обратного напряжения смещения, построить функцию $C_{\bar{\epsilon}}^{-2}(U)$ и провести ее дифференцирование. На практике производная определяется графическим дифференцированием по методу конечных приращений или методами численного решения дифференциальных уравнений.

Вычисления по формуле дают значение концентрации свободных носителей на определенной глубине x от поверхности полупроводника. Расстояние x соответствует начению емкости $C_{\bar{\epsilon}} = (C_{\bar{\epsilon}1} + C_{\bar{\epsilon}2})/2$ лежащей посередине интервала $\Delta C_{\bar{\epsilon}} = (C_{\bar{\epsilon}1} - C_{\bar{\epsilon}2})$, выбираемого при графическом дифференцировании экспериментальной кривой.

Измерение поверхностной концентрации примесей в диффузионных слоях

При изготовлении интегральных микросхем и полупроводниковых приборов с применением технологических операций диффузии примесей возникает необходимость оперативного контроля поверхностной концентрации легирующей примеси в диффузионном слое.

Если диффузионный слой и пластина, в которую проводится диффузия, имеют противоположные типы проводимости, то для определения поверхностной концентрации N_S может быть использован простой способ численных оценок. Четырехзондовым методом измеряется поверхностное сопротивление R_S диффузионного слоя, с помощью сферического или косого шлифа определяется глубина

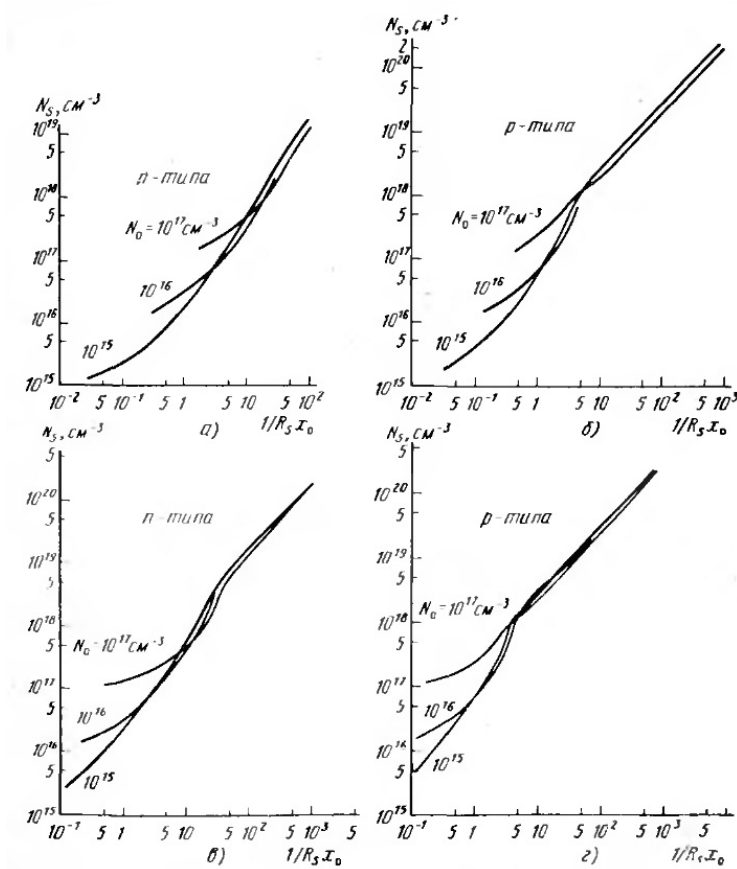


Рис. 10. Связь поверхностной концентрации примеси в диффузионном слое на кремниевой пластине с параметром $(R_s x_0)^{-1}$: а,б - распределение Гаусса; в,г - распределение по функциям ошибок

залегания $p - n$ -перехода x_0 , и по известному параметру $(R_s x_0)^{-1}$ предполагаемой функции распределения концентрации легирующей примеси по толщине диффузионного слоя и уровня легирования исходной пластины N_0 , рассчитывается N_s .

Для упрощения процедуры численных оценок N_s строятся теоретически рассчитанные графические зависимости, связывающие параметры $(R_s x_0)^{-1}$, N_s , N_0 . На рис. 9 представлены такие зависимости для кремния n - и p -типа применительно к двум наиболее типичным на практике закономерностям распределения примесей в диффузионном слое, описываемым функцией ошибок и функцией Гаусса.