

Физический факультет

Кафедра физической электроники

Специальный практикум
"Твердотельная электроника"

**1.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ
ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В МДП
СТРУКТУРАХ С ПОМОЩЬЮ $C-V$ -МЕТОДА**

Широкое применение МДП (металл — диэлектрик — полупроводник) структур в микроэлектронике, непрерывное совершенствование планарной технологии ставят задачи создания более совершенных диэлектрических слоев и, что не менее важно, устранения отрицательного влияния границы раздела диэлектрик —

полупроводник на параметры приборов, использующих упомянутые структуры.

Среди таких приборов наибольшее распространение получили так называемые полевые транзисторы с изолированным затвором, принцип действия которых основан на уникальных свойствах МДП структур изменять продольную проводимость в тонком слое полупроводника в зависимости от приложенного поперечного электрического поля, что является следствием возникновения индуцированных полей носителей заряда (обычно это явление называют эффектом поля). Эффективность управления проводимостью определяется, с одной стороны, толщиной диэлектрической пленки — чем она тоньше, тем меньшее напряжение требуется для создания необходимого по величине поля. С другой стороны, глубина модуляции проводимости слоя полупроводника зависит от того, какая доля индуцированных носителей заряда останется свободной и, следовательно, сможет участвовать в токопрохождении.

Еще в 1932 г. академиком И. Е. Таммом была предсказана возможность локализации электронов на поверхностных состояниях, образующихся вследствие обрыва кристаллической решетки. Позднее было показано, что и другие несовершенства границы раздела также приводят к появлению поверхностных состояний.

Выяснение причин возникновения поверхностных состояний способствовало разработке технологических методов создания границ раздела полупроводник — диэлектрик, плотность состояний на которых относительно невелика. Особенно большие успехи достигнуты в случае границы раздела Si—SiO₂, где удалось снизить плотность поверхностных состояний до величины порядка 10^{14} — 10^{13} м⁻²·эВ⁻¹. Дальнейшее совершенствование приборов, использующих МДП структуры, связано с более тщательным изучением свойств границ раздела диэлектрик — полупроводник, что в свою очередь требует применения хорошо разработанных экспериментальных методик. Одной из них является метод C—V- (вольт-емкостных, или вольт-фарадных) характеристик, дающий возможность с большой точностью определять величину плотности поверхностных состояний.

ТЕОРИЯ

1.3.1. ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Рассмотрим причины, вызывающие появление поверхностных состояний. Их можно разделить на три типа: нарушение периодичности потенциала решетки кристалла вследствие ее обрыва у поверхности, приводящее к появлению уровней Тамма; наличие нескомпенсированных валентных связей у поверхностных атомов (уровни Шокли) и, наконец, искажение потенциала решетки у поверхности, вызванное адсорбированными атомами и различ-

ного рода поверхностными дефектами. Уровни Гамма и Шокли характеризуют идеальную поверхность. На реальной поверхности решающую роль играют поверхностные уровни, обусловленные поверхностными дефектами. К их числу можно отнести точечные дефекты, представляющие собой атомные нарушения в отдельных точках решетки (например, вакансии атомов в узлах решетки или появление междоузельных атомов), а также линейные и объемные дефекты (дислокации, поры и т. д.).

С точки зрения зонной структуры полупроводника наличие поверхностных дефектов или адсорбированных атомов приводит к образованию в запрещенной зоне полупроводника разрешенных уровней, локализованных на поверхности. На такие уровни могут переходить электроны из валентной зоны, и, наоборот, электроны с поверхностных уровней могут переходить в зону проводимости, в результате чего поверхность полупроводника оказывается заряженной.

Пусть уровень E_{ss} создается хемосорбированной на поверхности полупроводника частицей M (рис. 1.29). Вероятность заполнения локальных уровней с энергией E_{ss} определяется функцией Ферми—Дирака

$$f^- = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{ss} - F}{kT}\right)}, \quad (1.3.1)$$

где F — уровень Ферми, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Вероятность того, что адсорбированная частица отдает электрон:

$$f^+ = 1 - f^- = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{F - E_{ss}}{kT}\right)} \quad (1.3.2)$$

Число отрицательно и положительно заряженных частиц на поверхности определяется следующими выражениями:

$$N^- = N_0 \left[1 + \exp\left(\frac{E_{ss} - F}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (1.3.3)$$

$$N^+ = N_0 \left[1 + \exp\left(\frac{F - E_{ss}}{kT}\right) \right]^{-1}$$

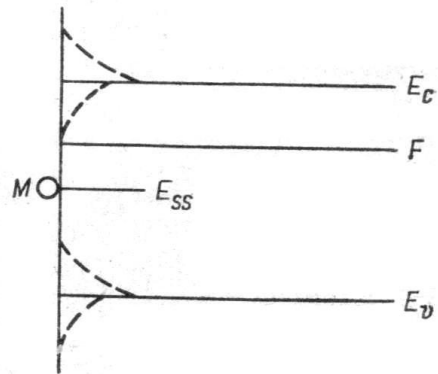


Рис. 1.29. Изгиб энергетических зон (показан пунктиром) полупроводника при зарядке поверхностных состояний. Уровень E_{ss} образуется при хемосорбции частицы M на поверхности полупроводника

Здесь N_0 — плотность адсорбированных на поверхности частиц. Полагая, что каждая частица несет заряд q , плотность заряда на поверхности полупроводников будет

$$\begin{aligned} qN^- &= qN_0 \left[1 + \exp \left(\frac{E_{ss} - F}{kT} \right) \right]^{-1}, \\ qN^+ &= qN_0 \left[1 + \exp \left(\frac{F - E_{ss}}{kT} \right) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

соответственно для частиц, создающих акцепторные и донорные уровни.

Поверхностные состояния, обусловленные наличием свободной поверхности (уровни Тамма и Шокли), адсорбцией чужеродных частиц, а также всевозможными дефектами поверхности, находятся в хорошем контакте с объемом полупроводника. Поэтому время установления равновесия этих состояний с объемом полупроводника оказывается небольшим — порядка 10^{-7} с и менее. По этой причине такие поверхностные состояния принято называть быстрыми.

Помимо быстрых состояний существуют поверхностные состояния, равновесие которых с объемом полупроводника устанавливается значительно медленнее: от 10^{-2} с до нескольких минут и даже часов. Такие состояния получили название медленных. Их существование связано с наличием на поверхности полупроводника окисной пленки, в объеме которой они и локализируются. Большое время их релаксации связано с тем, что прохождение электронов сквозь слой окисла затруднено.

В соответствии с условием электрической нейтральности полупроводника зарядка его поверхности при заполнении поверхностных состояний сопровождается возникновением вблизи поверхности объемного заряда, нейтрализующего действие поверхностного заряда. Нейтрализация происходит путем притяжения к поверхности носителей противоположного знака и отталкивания носителей с тем же знаком заряда. Из-за этого приповерхностный слой полупроводника оказывается обогащенным носителями со знаком, противоположным знаку заряда поверхности. Толщина слоя объемного заряда, на протяжении которого происходит нейтрализация поверхностного заряда, зависит от концентрации свободных носителей в объекте. В то время как в металлах, имеющих очень высокую концентрацию свободных электронов (10^{28} м⁻³), нейтрализация происходит уже на расстояниях в несколько ангстрем, в полупроводниках область пространственного заряда простирается на значительную глубину (10^{-4} см и более). Обычно ее принимают равной так называемой дебаевской длине экранирования:

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon k T}{2q^2 n} \right)^{1/2}, \quad (1.3.5)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ — относи-

тельная диэлектрическая проницаемость исследуемого объекта, n — концентрация свободных носителей.

Таким образом, у поверхности полупроводника существует область, электрические свойства которой определяются в основном величиной заряда поверхности. В этой области концентрация носителей тока может существенно отличаться от объемной концентрации. Зарядка поверхности полупроводника вызывает изменение потенциала от поверхности к объему и, следовательно, приводит к искривлению энергетических зон. Если поверхность заряжена отрицательно, энергетические зоны изгибаются вверх, так как потенциальная энергия электрона от объема к поверхности растет (рис. 1.29). Если поверхность заряжена положительно, происходит изгиб зон вниз.

1.3.2. $C-V$ -МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Основными методами изучения поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик — полупроводник являются методы эффекта поля и $C-V$ -метод. Метод эффекта поля основан на измерении зависимости проводимости полупроводника от поля, приложенного нормально к его поверхности. $C-V$ -метод предполагает измерение емкости МДП структуры в зависимости от этого поля. Следующий этап у обоих методов общий и состоит в построении теоретических характеристик, рассчитанных для идеального полупроводника, и их сравнении с экспериментально полученными зависимостями. Обработка результатов дает величину плотности поверхностных состояний. Следует заметить, что приготовление объектов для снятия $C-V$ -характеристик существенно проще и, кроме того, исключает необходимость измерения подвижности носителей. Поэтому чаще всего для исследования границы раздела диэлектрик — полупроводник используют именно $C-V$ -методику.

Для качественного описания $C-V$ -характеристик воспользуемся моделью идеальной МДП структуры, в которой отсутствуют поверхностные состояния, а в диэлектрике пренебрежимо малы токи утечки, нет фиксированных объемных зарядов и медленных состояний. Для простоты положим также, что работы выхода полупроводника и металла одинаковы. Наиболее часто применяются МДП структуры, в которых в качестве полупроводника используется кремний, а диэлектриком служит выращенный на кремнии окисел SiO_2 (обычно такую структуру называют МОП структурой). Kontakтами являются напыленные на поверхности полупроводника и диэлектрика пленки металла.

На рис. 1.30, а показана энергетическая диаграмма МДП структуры с полупроводником n -типа в отсутствие внешнего напряжения. Если приложить к электроду, расположенному на слое диэлектрика и носящему название управляющего, положительный потенциал, электроны из объема притянутся к поверхности. Тонкий приповерхностный слой обогащается основными носителями,

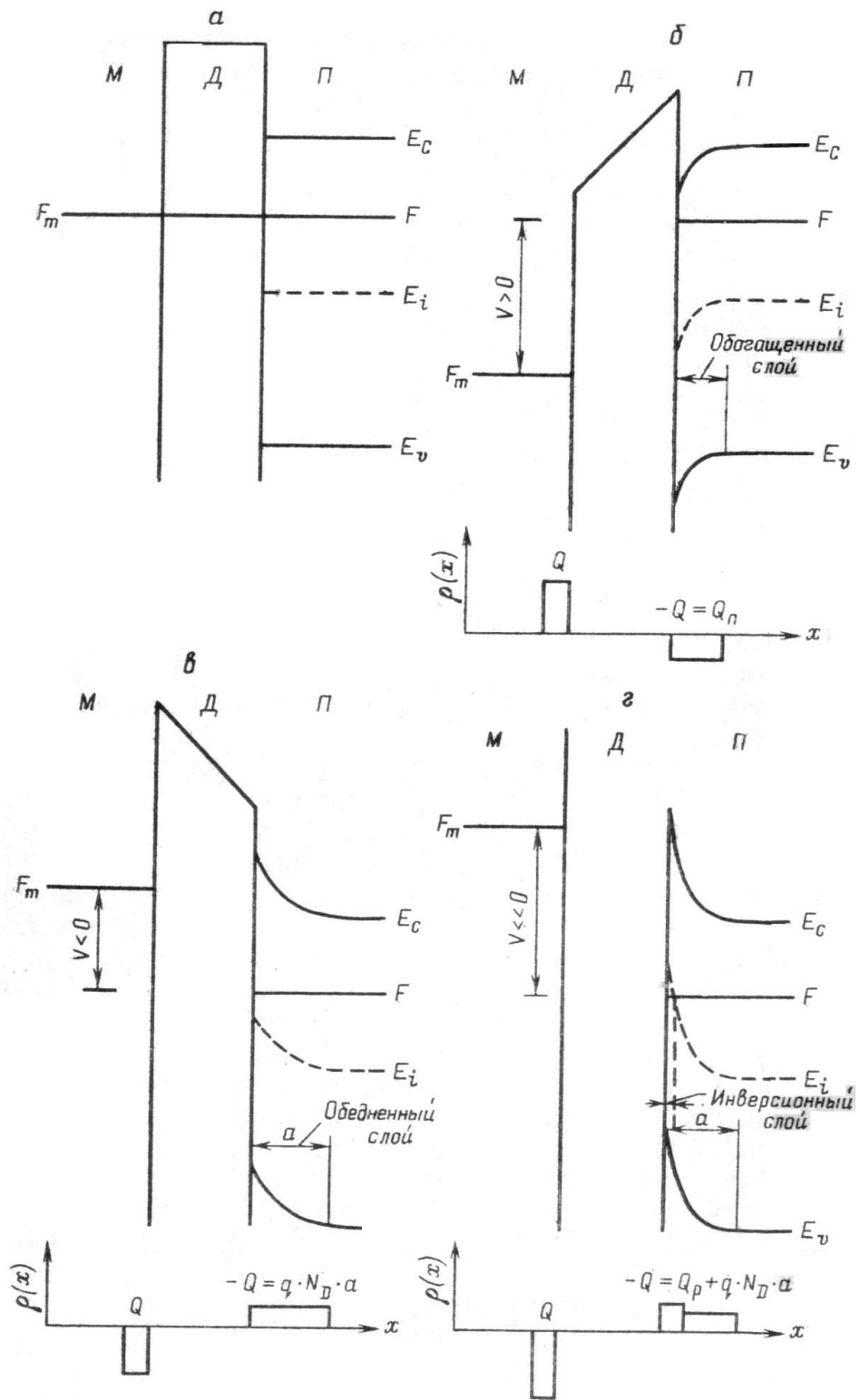


Рис. 1.30. Энергетические диаграммы и распределение зарядов $\rho(x)$ для идеальной МДП структуры с полупроводником *n*-типа (для простоты рассмотрен случай равенства работ выхода металла и полупроводника): а) в отсутствие внешнего напряжения ($V=0$);

поверхностный потенциал увеличивается и энергетические зоны изгибаются вниз (рис. 1.30, б). С изменением величины положительного напряжения толщина этого слоя практически не изменяется, так как плотность заряда при накоплении может неограниченно возрасти. Как будет показано ниже, заряд с изменением поверхностного потенциала изменяется экспоненциально, и поэтому емкость слоя быстро возрастает с увеличением приложенного к структуре напряжения. На том же рисунке показано распределение зарядов в МДП структуре.

При небольшом отрицательном смещении электроны отталкиваются от поверхности полупроводника и возникает слой, обедненный основными носителями. В нем оказываются нескомпенсированные неподвижные положительно заряженные ионы донорной примеси. В этом случае плотность заряда не может беспредельно увеличиваться и ограничена плотностью заряда, созданного ионами. Поэтому по мере увеличения отрицательного смещения область пространственного заряда, который по величине равен заряду на управляющем электроде, расширяется, и, следовательно, емкость обедненного слоя полупроводника должна уменьшаться. На рис. 1.30, в показаны энергетические диаграммы МДП структуры для данного случая.

В рассмотренных примерах основные носители будут следовать за напряжением смещения с постоянной времени установления диффузионно-дрейфового равновесия (максвелловское время релаксации) $\sim 10^{-12}$ с. В связи с этим на участках обогащения и обеднения емкость поверхностного слоя полупроводника будет одинаковым образом меняться как для медленного изменения напряжения, так и для достаточно быстрого. Иными словами, она будет вести себя одинаково при измерении на низких (НЧ) и высоких (ВЧ) частотах. При дальнейшем увеличении отрицательного смещения энергетические зоны могут быть изогнуты вверх настолько, что уровень, соответствующий середине запрещенной зоны, пересечет уровень Ферми полупроводника и произойдет инверсия, т. е. концентрация притянутых полем к поверхности дырок превзойдет концентрацию электронов, и тип проводимости полупроводника вблизи поверхности изменится на противоположный. Зонная диаграмма и распределение зарядов для этого случая представлены на рис. 1.30, г. Дырки располагаются в очень тонком слое и так же, как в случае обогащения, их заряд экспоненциально растет с увеличением поверхностного потенциала. По этой причине емкость инверсионного слоя также должна быстро расти. Однако это справедливо лишь при медленном изменении прикладываемого напряжения, поскольку перемещение неосновных

б) в режиме обогащения ($V > 0$); в) в режиме обеднения ($V < 0$); г) в режиме инверсии ($V \ll 0$). Q — заряд на металлическом электроде; Q_n и Q_p — заряды, созданные электронами и дырками в области пространственного заряда; N_D — концентрация ионизованных доноров; qN_Da — заряд обедненного слоя полупроводника; F_m — уровень Ферми металла; E_i — уровень, соответствующий середине запрещенной зоны полупроводника.

носителей — относительно медленный процесс и емкости, соответствующие случаю инверсии, для НЧ и ВЧ различны. ВЧ емкостью, обусловленной изменением концентрации дырок, можно практически пренебречь, и полная ВЧ емкость определяется емкостью обедненного слоя, которая вскоре после инверсии почти не изменяется.

Идеальную МДП структуру можно представить в виде двух последовательно соединенных емкостей. Одна из них (C_d) постоянна и зависит от толщины и свойств диэлектрика. Вторая (C_s) является емкостью приповерхностного слоя полупроводника и изменяется в зависимости от приложенного напряжения. Полная емкость структуры определяется следующим выражением:

$$C = \frac{C_d}{\frac{C_d}{C_s} + 1} \quad (1.3.6)$$

В соответствии с вышеизложенным при измерении емкости МДП структуры на низких частотах полная емкость C в режиме обогащения и инверсии будет определяться последовательно

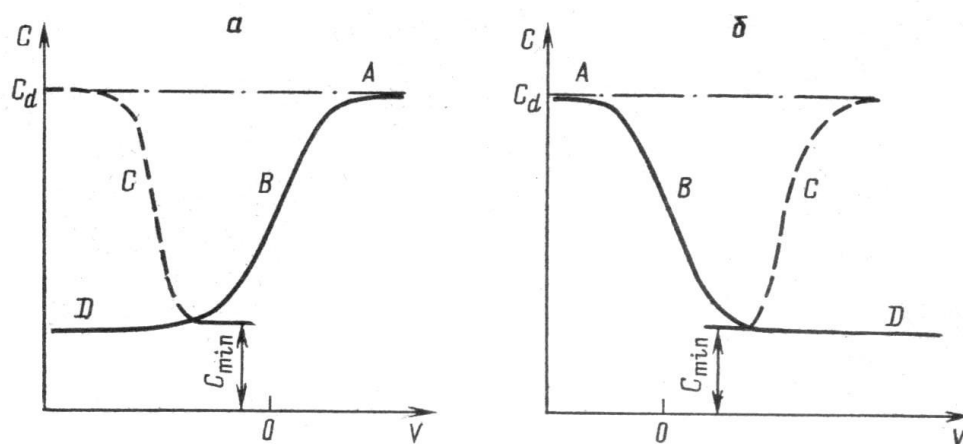


Рис. 1.31. C — V -характеристики МДП структур с полупроводниками n - (а) и p - (б) типов, полученные при использовании НЧ (кривые ABC) и ВЧ (кривые ABD) методов

соединенными емкостью $C_d = \text{const}$ и быстро возрастающей с увеличением напряжения смещения емкостью C_s , причем C_s намного превышает величину C_d и полная емкость $C = C_d$. В промежуточном интервале напряжений (режим обеднения и слабой инверсии) емкость будет принимать значения между C_{min} и C_d (рис. 1.31). ВЧ характеристика в областях обогащения и обеднения ведет себя аналогичным образом. В области инверсии, как указывалось выше, емкость C_s практически неизменна и близка к C_{min} .

ЭКСПЕРИМЕНТ

1.3.3. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА МДП СТРУКТУРЫ И ПОСТРОЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ $C-V$ -ХАРАКТЕРИСТИКИ

Как мы убедились, емкость МДП структуры изменяется с изменением приложенного напряжения. В связи с этим имеет смысл ввести понятие дифференциальной удельной емкости МДП конденсатора:

$$C = \frac{dQ}{dV}, \quad (1.3.7)$$

где Q — плотность заряда конденсатора, V — напряжение на нем.

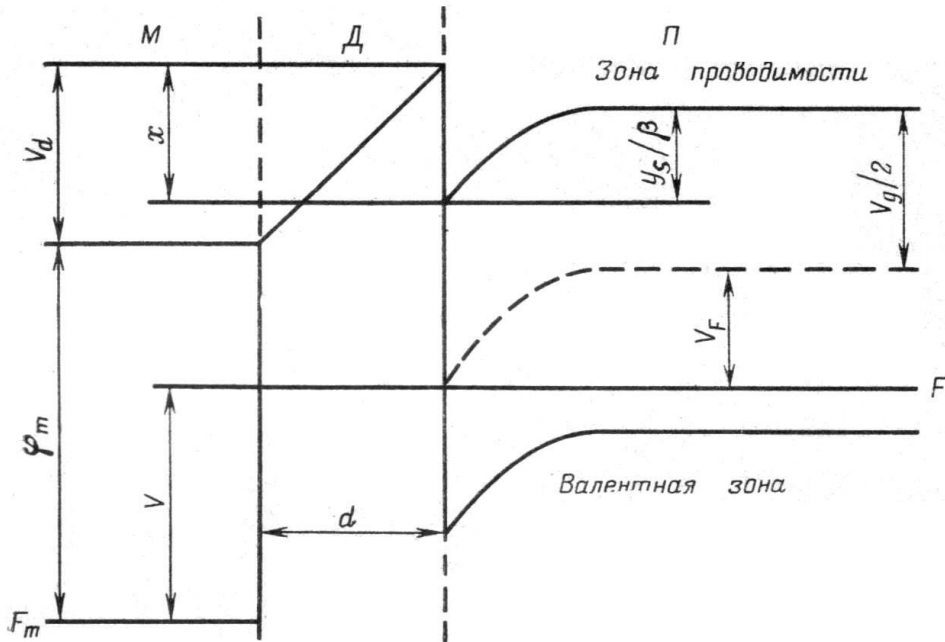


Рис. 1.32. Потенциальная диаграмма идеальной МДП структуры с полупроводником p -типа

На рис. 1.32 изображена потенциальная диаграмма МДП структуры. Величина загиба энергетических зон на поверхности y_s связана с потенциалом поверхности ϕ_s следующим соотношением:

$$y_s = \frac{q\phi_s}{kT} = \beta\phi_s, \quad (1.3.8)$$

где $\beta = q/kT$.

Полный заряд на емкости C состоит из заряда приповерхностного слоя полупроводника — Q_s и заряда поверхности, связанного с наличием поверхностных состояний, — Q_{ss} :

$$Q = Q_s + Q_{ss} = C_d V_d. \quad (1.3.9)$$

Здесь C_d — удельная емкость конденсатора с диэлектрической

прослойкой толщиной d , V_d — напряжение на этом конденсаторе. Представим (1.3.7) в виде

$$C = \beta \frac{dQ}{dy_s} \frac{d}{dV} (y_s/\beta). \quad (1.3.10)$$

Из рис. 1.32 следует, что

$$V = \varphi_m - (\chi + V_F + V_g/2) + V_d + y_s/\beta. \quad (1.3.11)$$

Дифференцируя по V , получим

$$\frac{d}{dV} (y_s/\beta) \left(1 + \frac{\beta}{C_d} \frac{dQ}{dy_s} \right) = 1,$$

откуда

$$\frac{d}{dV} (y_s/\beta) = \frac{1}{1 + \frac{\beta}{C_d} \frac{dQ}{dy_s}}. \quad (1.3.12)$$

Обозначив

$$\beta \frac{dQ}{dy_s} = C_{si},$$

из (1.3.10) имеем

$$C = \frac{C_{si}C_d}{C_{si} + C_d}, \quad (1.3.13)$$

откуда видно, что емкость МДП структуры представляет собой две последовательно соединенные емкости C_d и C_{si} . В свою очередь C_{si} состоит из емкости, определяемой объемным зарядом — C_s , и емкости, обусловленной поверхностными состояниями — C_{ss} :

$$C_{si} = C_s + C_{ss}, \quad (1.3.14)$$

причем емкость C_{ss} равна

$$C_{ss} = \beta \frac{dQ_{ss}}{dy_s}. \quad (1.3.15)$$

В идеальной МДП структуре поверхностных состояний нет ($Q_{ss} = 0$, $C_{ss} = 0$, $C_{si} = C_s$, $Q = Q_s$) и полная емкость равна

$$C = \frac{C_s C_d}{C_s + C_d}. \quad (1.3.16)$$

Емкость C_d постоянна и ее можно легко вычислить:

$$C_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d}{d},$$

где ϵ_d — относительная диэлектрическая проницаемость прослойки (в нашем случае — из окиси кремния). Поэтому для построения теоретической C — V -характеристики достаточно найти зависимость $C_s(V)$.

Вначале определим, как изменяется C_s с изменением не всего приложенного напряжения, а с изменением величины загиба энергетических зон на поверхности полупроводника. Для этого необходимо решить одномерное уравнение Пуассона и найти распределение потенциала в области пространственного заряда. Величина потенциала в области пространственного заряда на глубине x от поверхности $\varphi(x)$ связана с изгибом энергетического уровня выражением, аналогичным (1.3.8):

$$\varphi(x) = \frac{y(x)}{\beta}.$$

Для нашего случая уравнение Пуассона имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{q\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon kT}, \quad (1.3.17)$$

где

$$\rho(x) = q \{ [p(x) - p_0] - [n(x) - n_0] \}$$

плотность заряда на глубине x , ε — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, $p(x)$ и $n(x)$ — соответственно концентрации дырок и электронов на глубине x , p_0 и n_0 — те же величины для объема полупроводника. При этом

$$n(x) = N_c \exp \left[-\frac{(E_c - F)}{kT} + y(x) \right] = n_0 \exp [y(x)], \quad (1.3.18)$$

$$p(x) = N_v \exp \left[-\frac{(F - E_v)}{kT} - y(x) \right] = p_0 \exp [-y(x)]$$

и рассматриваются только такие полупроводники, в которых отсутствуют глубокие примесные уровни и всегда выполняется условие

$$n_0 - p_0 = N_D - N_A$$

(N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов). Подставляя эти выражения в (1.3.17) имеем

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{q^2}{\varepsilon_0 \varepsilon kT} [(p_0 e^{-y} - p_0) - (n_0 e^y - n_0)]. \quad (1.3.19)$$

Если ввести параметр

$$\lambda = \frac{n_i}{n_0} = \frac{p_0}{n_i} = \left(\frac{p_0}{n_0} \right)^{1/2},$$

характеризующий степень легирования полупроводника, то уравнение (1.3.19) приводится к окончательному виду:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{q^2 n_i}{\varepsilon_0 \varepsilon kT} (\lambda e^{-y} - \lambda^{-1} e^y - \lambda + \lambda^{-1}). \quad (1.3.20)$$

Для его решения умножим обе части на $2 \frac{dy}{dx}$ и после неслож-

ных преобразований получим

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 = - \frac{2q^2 n_i}{\varepsilon_0 \varepsilon k T} (\lambda e^{-y} + \lambda^{-1} e^y - \lambda + \lambda^{-1}) \frac{dy}{dx}. \quad (1.3.21)$$

Интегрируя (1.3.21) и определяя постоянную интегрирования из условия $\frac{dy}{dx} = 0$ при $y = 0$, имеем

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\Phi(y, \lambda)}{L_D}, \quad (1.3.22)$$

где L_D определяется формулой (1.3.5), в которой вместо n подставлено значение концентрации собственных носителей n_i , а

$$\Phi(y, \lambda) = - \frac{y}{|y|} \{ \lambda [e^{-y} - 1] + \lambda^{-1} [e^y - 1] + [\lambda - \lambda^{-1}] y \}^{1/2}. \quad (1.3.23)$$

Величина $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{dy}{\beta dx}$ определяет напряженность электрического поля в каждой точке x , включая $x=0$. Заряд Q_s однозначно связан с напряженностью поля на границе:

$$Q_s = \varepsilon_0 \varepsilon \left| \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\beta} \left| \frac{dy}{dx} \right|_{x=0} \quad (1.3.24)$$

Подставляя (1.3.22) и (1.3.23) в (1.3.24) и учитывая, что при $x=0$ $y=y_s$, получаем окончательное выражение для заряда Q_s :

$$Q_s = - \frac{y_s}{|y_s|} 2n_i q L_D \{ \lambda [e^{-y_s} - 1] + \lambda^{-1} [e^{y_s} - 1] + [\lambda - \lambda^{-1}] y_s \}^{1/2}. \quad (1.3.25)$$

При этом если зоны изогнуты вверх, то $y_s < 0$, если вниз, то наоборот: $y_s > 0$. Для идеальной МДП структуры

$$C_s = \beta \frac{dQ_s}{dy_s} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2L_D} \left| \frac{\lambda (1 - e^{-y_s}) + \lambda^{-1} (1 - e^{y_s})}{\{ \lambda [e^{-y_s} - 1] + \lambda^{-1} [e^{y_s} - 1] + [\lambda - \lambda^{-1}] y_s \}^{1/2}} \right|. \quad (1.3.26)$$

Кривые A , B , C на рис. 1.31 построены с использованием формул (1.3.16) и (1.3.26) соответственно для n - (а) и p - (в) полупроводников.

Рассмотрим поведение C_s отдельно для n - и p -полупроводников для случая, когда измерения проводятся на достаточно высокой частоте, где изменение емкости в режиме инверсии практически не проявляется.

Для полупроводника p -типа $\left(\lambda = \frac{p_0}{n_i} \gg 1 \right)$ в области обогащения и обеднения формулы (1.3.25) и (1.3.26) приобретают следующий вид:

$$Q_s = - \frac{y_s}{|y_s|} 2n_i q L_D \lambda^{1/2} (e^{-y_s} + y_s - 1)^{1/2}, \quad (1.3.27)$$

$$C_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \lambda^{1/2}}{2L_D} \left| \frac{(1 - e^{-y_s})}{(e^{-y_s} + y_s - 1)^{1/2}} \right|. \quad (1.3.28)$$

В области обеднения выражения справедливы для значений y_s , при которых $y_s - 1 > e^{y_s} \lambda^{-2}$, так как при больших y_s ($y_s > 0$) концентрация электронов вблизи поверхности становится заметной и при использовании ВЧ метода формулы становятся непригодными.

Для полупроводника n -типа ($\lambda = \frac{n_i}{n_0} \ll 1$) в областях обогащения и обеднения получаются аналогичные выражения:

$$Q_s = \frac{-y_s}{|y_s|} 2n_i q L_D \lambda^{-1/2} (e^{y_s} - y_s - 1)^{1/2}, \quad (1.3.29)$$

$$C_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \lambda^{-1/2}}{2L_D} \left| \frac{(1 - e^{y_s})}{(e^{y_s} - y_s - 1)^{1/2}} \right|. \quad (1.3.30)$$

Здесь так же, как и в предыдущем случае, в режиме обеднения должно соблюдаться условие

$$-y_s - 1 > e^{-y_s} \lambda^2.$$

Формулы (1.3.27) — (1.3.30) дают зависимость заряда и емкости от потенциала поверхности полупроводника. Обычно под C — V -характеристикой подразумевают зависимость емкости от напряжения, приложенного к МДП структуре, которое связано с $\varphi_s = y_s \frac{kT}{q}$ следующим соотношением:

$$V = \varphi_s - \frac{Q_s}{C_d}. \quad (1.3.31)$$

1.3.4. C — V -ХАРАКТЕРИСТИКА РЕАЛЬНОЙ МДП СТРУКТУРЫ

На рис. 1.30, а рассмотрена энергетическая диаграмма идеальной МДП структуры для случая, когда металл и полупроводник имеют одинаковые величины работы выхода. Благодаря этому в отсутствие напряжения реализуется так называемый режим «плоских зон» (нет изгиба зон вблизи поверхности). В реальных МДП структурах работы выхода металла и полупроводника различны, поэтому даже в отсутствие внешнего напряжения всегда наблюдается искривление уровней у поверхности и она приобретает некоторый заряд, знак которого зависит от знака разности работ выхода. Возникающее электрическое поле складывается с полем, создаваемым приложенным напряжением, в результате чего C — V -характеристика сдвигается по оси напряжений без изменения формы. Аналогичное смещение C — V -характеристики происходит и в том случае, если в объеме диэлектрика существует фиксированный заряд.

В реальных структурах на границе раздела диэлектрик — полупроводник в запрещенной зоне всегда имеются разрешенные по-

верхностные состояния. Заряд на поверхностных состояниях Q_{ss} определяется вероятностью их заполнения электронами, которая в свою очередь подчиняется статистике Ферми — Дирака. Если в запрещенной зоне полупроводника имеются моноэнергетические уровни с энергией E_{ss} и плотностью N_{ss} , то заряд на поверхности с учетом изгиба зон y_s определяется следующим выражением:

$$Q_{ss} = qN_{ss} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{ss} - F}{kT} - y_s\right)}. \quad (1.3.32)$$

Емкость, обусловленная наличием поверхностных состояний и определяемая (1.3.15), максимальна, когда происходит наиболее эффективная перезарядка поверхностных состояний, т. е. при совпадении уровня Ферми с уровнем E_{ss} :

$$\frac{E_{ss} - F}{kT} - y_s = \frac{E_{ss} - F - q\varphi_s}{kT}, \quad (1.3.33)$$

или

$$E_{ss} - F - q\varphi_s = 0.$$

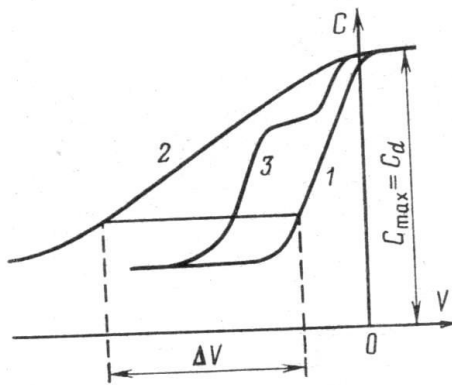


Рис. 1.33. C — V -характеристики: 1 — идеальной МДП структуры; 2 — с распределенными по запрещенной зоне поверхностными состояниями; 3 — с моноэнергетическими поверхностными состояниями

Если поверхностные состояния непрерывно распределены в запрещенной зоне полупроводника, то максимальный вклад в C_{ss} дают те из них, которые расположены близко к уровню Ферми. При расстояниях уровня от F более чем $3kT$ перезарядки практически не происходит. Для распределенных по запрещенной зоне поверхностных состояний вводят функцию распределения плотности поверхностных состояний по энергии:

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \frac{dQ_{ss}}{dE_{ss}}. \quad (1.3.34)$$

Изменяя прикладываемое к МДП структуре напряжение, можно достичь пересечения любого уровня с уровнем Ферми и таким образом определить распределение N_{ss} по запрещенной зоне. Так же как для случая фиксированного в диэлектрике заряда, зарядка поверхностных состояний приводит к сдвигу C — V -характеристики по оси напряжений. Но, в отличие от рассмотренных случаев, здесь заряд меняется при изменении величины φ_s , поэтому характеристика сдвигается не параллельно, а в каждой точке на величину, соответствующую заряду Q_{ss} в этой точке:

$$\Delta V = \frac{Q_{ss}}{C_d} + \frac{Q_0}{C_d}, \quad (1.3.35)$$

где Q_0 — плотность фиксированного в окисле заряда. На рис. 1.33 представлены ВЧ $C-V$ -характеристики для трех случаев: кривая 1 соответствует расчетной $C-V$ -характеристике; кривая 2 — экспериментальная $C-V$ -характеристика для случая, когда поверхностные состояния распределены равномерно в запрещенной зоне полупроводника; наконец, кривая 3 демонстрирует, как преобразуется $C-V$ -характеристика, когда имеются лишь моноэнергетические поверхностные состояния. Как указывалось выше, при непрерывном распределении поверхностных уровней сдвиг ΔV неодинаков при разных V . Для случая 3 на участках, где не происходит перезарядки поверхностных состояний, сдвиг один и тот же и кривая идет параллельно теоретической зависимости.

1.3.5. ОСОБЕННОСТИ ВЧ И НЧ МЕТОДОВ СНЯТИЯ $C-V$ -ХАРАКТЕРИСТИК И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ

ВЧ метод предполагает, что поверхностные состояния не успевают следовать за частотой измерительного сигнала и емкость C_{ss} оказывается равной нулю (для большинства важных случаев эта частота составляет ~ 1 МГц). В таких условиях заряд в инверсионном слое тем более не успевает за изменением ВЧ сигнала, и, как рассматривалось выше, емкость в режиме инверсии практически неизменна. Из-за этого ВЧ $C-V$ -метод позволяет исследовать поверхностные состояния только в режимах обеднения и слабого обогащения, что дает возможность зондировать лишь часть запрещенной зоны. Для исследования другой части необходимо брать тот же материал, но с противоположным типом проводимости.

Несмотря на этот и другие недостатки, ВЧ метод получил широкое распространение ввиду простоты установок для снятия $C-V$ -характеристик и определения плотности поверхностных состояний. Точность метода при определении N_{ss} составляет 10^{13} — 10^{14} $m^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$. При НЧ $C-V$ -методе необходимо использовать медленно меняющиеся измерительные сигналы, чтобы не только перезаряжались поверхностные состояния, но и заряд в инверсионном слое успевал следить за изменением прикладываемого напряжения. Это достигается при частотах ~ 1 Гц, и измерения емкости вызывают большие трудности по сравнению с ВЧ методом.

1.3.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВЧ $C-V$ -МЕТОДА

Дифференцируя условие (1.3.33), получаем

$$dE_{ss} = qd\phi_s.$$

Подставляя результат дифференцирования в (1.3.34) и учитывая (1.3.15), приходим к следующему выражению для плотности по-

верхностных состояний:

$$N_{ss} = \frac{1}{q^2} C_{ss} (E). \quad (1.3.36)$$

Возьмем производную от ΔV в (1.3.35):

$$\frac{d}{d\varphi_s} (\Delta V) = \frac{dQ_{ss}}{C_d d\varphi_s} = \frac{C_{ss}}{C_d}. \quad (1.3.37)$$

Выраженное из (1.3.37) значение для C_{ss} подставляем в (1.3.36) и получаем еще одну формулу для N_{ss} , которую будем в дальнейшем использовать:

$$N_{ss}(\varphi_s) = \frac{C_d}{q^2} \frac{d}{d\varphi_s} (\Delta V). \quad (1.3.38)$$

Величина N_{ss} представляет собой плотность поверхностных состояний на единичный интервал энергий и обычно измеряется в $\text{м}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

Для экспериментального определения зависимости $N_{ss}(\varphi_s)$ поступают следующим образом.

1. Получают экспериментальную C — V -характеристику исследуемой МДП структуры.

2. Задавая различные значения y_s , рассчитывают и строят теоретическую C — V -характеристику, используя формулы (1.3.27) и (1.3.28) или (1.3.29) и (1.3.30) в зависимости от типа проводимости полупроводника, формулу (1.3.31) для установления соответствия между приложенным напряжением V и φ_s и выражение (1.3.16) для нахождения полной емкости C МДП структуры. При этом необходимо учесть, что емкость C , полученная с использованием формул (1.3.28) и (1.3.30), является удельной величиной и при ее сравнении с измеренной емкостью необходимо сделать поправку на площадь МДП структуры. Емкость C_d чаще всего определяется из эксперимента по значению максимальной емкости в режиме обогащения,

$$C_d \approx C_{\max}.$$

3. Проводят сравнение теоретической и экспериментальной C — V -характеристик. Для этого берется ряд значений емкости на теоретической кривой и определяются сдвиги ΔV экспериментальной кривой в каждой точке. Строится зависимость $\Delta V = f(\varphi_s)$ с учетом того, что φ_s и V однозначно связаны соотношением (1.3.31). В режиме обогащения при $C \rightarrow C_{\max}$ погрешность расчета плотности состояний резко возрастает. Поэтому в указанном режиме метод редко используется. В режиме обеднения y_s изменяется от 0 до значений, ограниченных условиями: $y_s - 1 > e^{y_s} \lambda^{-2}$ для p -полупроводника и $-y_s - 1 > e^{-y_s} \lambda^2$ для n -полупроводника.

4. По наклону графика $\Delta V = f(\varphi_s)$, который определяет производную $\frac{d}{d\varphi_s} (\Delta V)$, по формуле (1.3.38) вычисляют величину $N_{ss}(\varphi_s)$ в данной точке φ_s . Если зависимость $\Delta V = f(\varphi_s)$ линейная,

то поверхностные состояния равномерно распределены в исследуемой области запрещенной зоны. В противном случае можно построить зависимость $N_{ss} = N_{ss}(\varphi_s)$.

$C-V$ -зависимости можно измерять с помощью ВЧ мостовых или резонансных измерителей емкости. Однако существенным недостатком таких систем является необходимость перестройки приборов при изменении прикладываемого к МДП структурам напряжения, что является причиной низкой производительности измерений.

Наибольшее распространение получили методы автоматического снятия $C-V$ -характеристик, когда напряжение смещения подается от генератора пилообразного напряжения, а измерительный сигнал от ВЧ генератора. При этом ВЧ сигнал не должен приводить к заметному изменению емкости области пространственного заряда по сравнению с тем изменением, которое возникает при приложении напряжения смещения (его величина не должна превышать 50—100 мВ).

На рис. 1.34 показана блок-схема одного из вариантов установки для автоматического снятия ВЧ $C-V$ -характеристик. На исследуемую МДП структуру с переменной емкостью C_x от генератора синусоидального напряжения подается небольшой измерительный сигнал частотой 1 МГц. Последовательно с C_x включено активное сопротивление $R \ll \frac{1}{\omega C_x}$, благодаря чему величина C_x оказывается пропорциональной напряжению V_R , которое поступает на вход усилителя с детектором. Выход усилителя подключен к входу «Y» двухкоординатного самописца. С помощью градуировочных емкостей аппаратура может быть настроена непосредственно на измерение емкости. На вход «X» самописца поступает линейно меняющееся напряжение, одновременно подаваемое и на структуру.

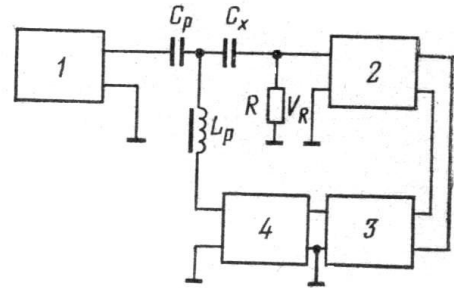


Рис. 1.34. Блок-схема установки для снятия $C-V$ -характеристик ВЧ методом: 1 — генератор ВЧ синусоидального напряжения; 2 — усилитель с детектором; 3 — двухкоординатный самописец; 4 — генератор линейно меняющегося напряжения. C_x — емкость МДП структуры, C_p , L_p — разделительные элементы схемы, R — измерительное сопротивление

УПРАЖНЕНИЯ

1. Собрать схему для снятия $C-V$ -характеристик согласно рис. 1.34.
2. Снять $C-V$ -характеристики для предложенных МДП структур.
3. Рассчитать и построить теоретические $C-V$ -кривые для МДП структур на основе кремния с p - и n -типом проводимости.

4. Из сравнения теоретических и экспериментальных $C-V$ -характеристик построить зависимости $\Delta V = f(\varphi_s)$ и по их наклону определить величины плотностей поверхностных состояний N_{ss} .

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.
2. Новиков В. В. Теоретические основы микроэлектроники. М.: Высшая школа, 1972.

Дополнительная

1. Lindner R.—Bell System Technical Journal, 1962, vol. XLI, N 3, p. 803—831.
2. Колешко В. М., Каплан Г. Д. $C-V$ -методы измерения параметров МОП структур. Обзоры по электронной технике, сер. 3. Микроэлектроника, вып. 2 (465). ЦНИИ Электроника. М., 1977.
3. Свойства структур металл—диэлектрик—полупроводник. Под ред. А. В. Ржанова. М.: Наука, 1976.