

ВВЕДЕНИЕ

Важное место среди изделий электроники занимают интегральные системы (ИС). Основным направлением их развития является увеличение степени интеграции, информационной емкости и быстродействия. Эти задачи могут быть успешно решены в частности на пути создания сверхбольших интегральных схем (СБИС) на основе структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). Данные структуры обладают большими потенциальными возможностями, так как в основе их функционирования лежат поверхностные электронные процессы, позволяющие реализовать не только широкий класс интегральных микросхем, но и определенные функциональные устройства. К числу таких устройств в первую очередь следует отнести приборы с зарядовой связью (ПЗС), а также интегральные сенсорные устройства.

Увеличение степени интеграции ИС связано с уменьшением размеров их элементов. Это приводит к тому, что главную роль начинают играть электронные процессы, протекающие в приповерхностном слое полупроводника, так как этой слой может иметь толщину, соизмеримую с размерами элементов ИС. Кроме того, установлено, что физико-химические процессы, происходящие на поверхности полупроводников, оказывают существенное влияние и на их объемные свойства, следовательно, электрические параметры полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем могут определяться условиями, в которых находится поверхность полупроводника.

Таким образом, изучение электронных процессов, протекающих на поверхности полупроводников, является одной из важных задач курса «Физика поверхности».

В настоящем пособии кратко изложены физические основы поверхностных явлений в полупроводниках, определяющие функционирование основных элементов полупроводниковой электроники.

1. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

1.1. Идеальная и реальная поверхности полупроводника. Быстрые и медленные поверхностные свойства

Поверхность полупроводника представляет собой нарушение периодической металлической решетки. Очевидно, что при этом должна изменяться и структура энергетических зон. Впервые этот вопрос был исследован в 1932г. И.Е. Таммом, который теоретически предсказал существование поверхностных уровней, обусловленных тем, что у поверхности нарушена периодичность потенциала, т.е. потенциальный барьер пограничного атома отличается от потенциального барьера атома внутри кристалла (рис.1.1.).

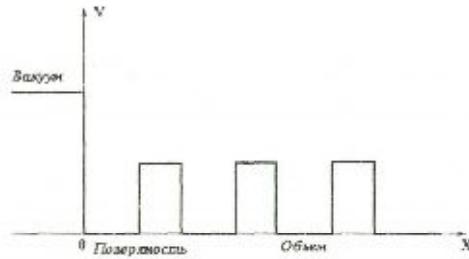


Рис. 1.1. Распределение потенциальной энергии вблизи поверхности кристалла

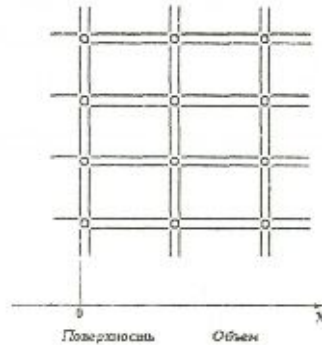


Рис.1.2. Модель идеальной поверхности полупроводника

Решение уравнения Шредингера в области поверхности как для слабо связанных электронов, так и в случае сильной связи при различной форме периодичности потенциала решетки приводит к выводу о существовании помимо обычных энергетических зон поверхностных энергетических состояний электронов. Эти дополнительные уровни должны быть акцепторными из-за того, что у атомов, лежащих на поверхности, окажутся незаполненными электронные оболочки, так как они имеют по три соседних атома вместо четырех (рис.1.2.). Следовательно, поверхность полупроводника будет обладать р-типом проводимости.

Плотность поверхностных уровней, или как их называют, поверхностных состояний, должна быть такого же порядка, что и число атомов на единицу поверхности кристалла, т.е. около 10^{15} см^{-2} . Такая плотность очень велика, и поэтому дырочная электропроводность поверхности должна быть сильно выраженной. Изучение чистых поверхностей полупроводников затруднительно. Получить такую поверхность можно, только в условиях сверхвысокого вакуума. Экспериментально установлено, что даже при давлении около 10^{-6} мм.рт.ст. монослой окиси может образовываться на поверхности в течение нескольких секунд. Поэтому измерения на чистых поверхностях должны производиться при давлении порядка $10^{-9} - 10^{-10}$ мм.рт.ст., что очень сложно. В таких условиях можно очистить поверхность полупроводника путем ионной бомбардировки с последующим прогревом или путем скалывания части кристалла.

Экспериментальные исследования подтвердили существование электропроводности р-типа на чистой поверхности полупроводника, причем плотность поверхностных состояний получилась равной $1 \cdot 10^{13} - 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$,

что приближается к значению, предсказанному И.Е. Таммом. Однако для поверхности полупроводника, находившегося хотя бы небольшое время на воздухе, никакого совпадения с теорией Тамма не получено. Причиной является то, что реальные поверхности имеют значительно более сложное строение, чем предложенная Таммом модель с простым обрывом периодичности кристаллической решетки.

Поверхность реального кристалла полупроводника обязательно покрыта слоем окислов. Атомы O_2 активно присоединяются к связям, оставшимися свободными при обрыве кристаллической решетки. Это происходит даже в условиях сравнительно высокого вакуума. Толщина слоя окиси на поверхности Si составляет около 10-30 Å, но может значительно увеличиться после прогрева кристалла в окислительной среде. Слой окиси имеет аморфную или мелкокристаллическую структуру. Схема физического строения поверхности алмазоподобного кристалла полупроводника (Ge, Si) показана на рис.1.3.

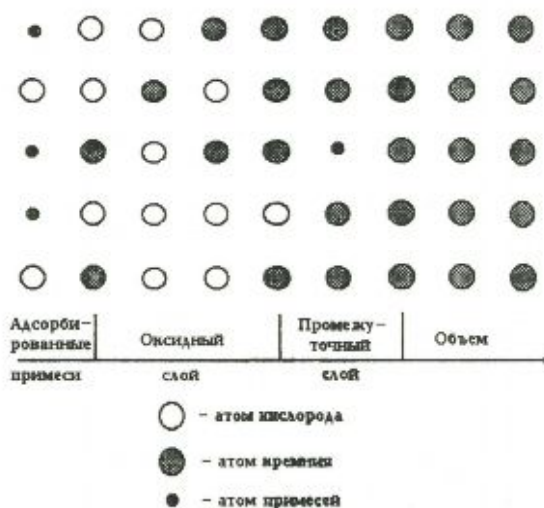


Рис.1.3. Модель реальной поверхности полупроводника

Таким образом, реальные поверхности полупроводника всегда покрыты слоем большей или меньшей толщины адсорбированных или химически связанных атомов и молекул. Поэтому на реальной поверхности решающую роль играют поверхностные уровни, обусловленные адсорбированными атомами и всевозможными дефектами поверхности. Энергетическое положение поверхностного уровня, образованного при адсорбции на поверхности стороннего атома или благодаря дефектам поверхности, зависит как от параметров решетки, так и от свойств адсорбированных атомов или дефектов. В результате теоретического рассмотрения задачи о поверхностных состояниях, обусловленных адсорбированными атомами, было показано, что при определенных условиях адсорбированный атом создает энергетический уровень внутри запрещенной зоны. При удалении адсорбированного атома от поверхности этот локальный поверхностный уровень подтягивается к зоне проводимости и в пределе исчезает. Локализация

электрона на этом уровне означает химическую адсорбцию инородного атома.

В отличие от таммовских уровней плотность уровней, связанных с дефектами и инородными атомами, может быть произвольной. Поверхностные состояния, обусловленные наличием свободной поверхности (состояния Тамма), адсорбцией чужеродных атомов на эту поверхность, а так же всевозможными дефектами поверхности (дислокациями, вакансиями и т.д.), находятся в хорошем контакте с объемом полупроводника. Поэтому время установления равновесия этих состояний с объемом полупроводника (время перехода электронов из энергетических зон на поверхностные уровни и обратно) оказывается очень большим – порядка 10^{-7} с и менее. По этой причине такие поверхностные состояния принято называть быстрыми. Экспериментальное измерение на чистых поверхностях полупроводника показывает, что их плотность оказывается ниже плотности уровней Тамма и составляет приблизительно 10^{11} см⁻².

Многочисленные опыты, проведенные с поверхностями полупроводников, находившихся в контакте с окружающей средой, показывают, что помимо быстрых состояний существуют поверхностные состояния, равновесие которых с объемом полупроводника устанавливается в течение значительно большего промежутка времени от 10^{-2} с до нескольких минут, часов и суток. Такие состояния получили название медленных. Их существование связывается с наличием на поверхности полупроводника окисной пленки, которая может возникать даже в условиях сравнительно высокого вакуума, а тем более на воздухе. Предполагается, что медленные состояния локализируются на внешней поверхности окисной пленки. Медленность установления их равновесия с объемом полупроводника обусловлена тем, что для прохождения электронов сквозь окисный слой, являющийся изолятором, требуется значительное время. С увеличением толщины окисной пленки постоянная времени увеличивается.

1.2. Зонная модель поверхности полупроводника

В соответствии с условием электрической нейтральности, заполнение поверхностных состояний носителями заряда должно сопровождаться возникновением у поверхности слоя полупроводника объемного заряда, нейтрализующего поверхностный заряд. Нейтрализация происходит за счет притяжения к поверхности носителей заряда со знаком, противоположным знаку заряда поверхности, и отталкивания носителей одного знака. Поэтому поверхностный слой полупроводника оказывается обедненным носителями заряда, имеющими тот же знак, что и поверхностный заряд, и обогащенным носителями противоположного знака.

Толщина слоя объемного заряда, на протяжении которой происходит нейтрализация поверхностного заряда, зависит от концентрации носителей заряда в полупроводнике. Обычно ее принимают равной так называемой

дебаевской длине экранирования L_D . Дебаевская длина имеет следующий смысл:

L_D представляет собой расстояние, на протяжении которого потенциал поля в веществе со свободными носителями тока уменьшаются в e раз. Расчет показывает, что

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_n kT}{q^2 n_1} \right)^{1/2}; \quad (1.1)$$

где ϵ_n – диэлектрическая проницаемость полупроводника; k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, q – заряд электрона, n_1 – концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике.

Таким образом, у поверхности полупроводника существует область, электрические свойства которой определяются не объемными концентрациями примеси, а величиной поверхностного заряда. В этой области концентрация носителей заряда может существенно отличаться от объемной.

Наличие поверхностного заряда вызывает возникновение разности потенциалов между поверхностью и объемом полупроводника и, следовательно, искривление энергетических зон. При заряджении поверхности отрицательным зарядом энергетические зоны изгибаются вверх, так как при перемещении электрона из объема к поверхности его энергия увеличивается (рис. 1.4.а). При заряджении поверхности положительным зарядом зоны изгибаются вниз (рис. 1.4.б). Изгиб проникает в глубь полупроводника примерно на дебаевскую длину L_D .

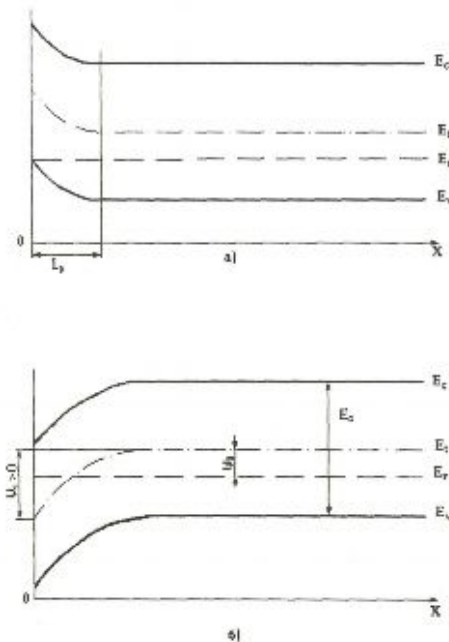


Рис.1.4. Изгиб зон у поверхности полупроводника р-типа при зарядании поверхности отрицательным (а) и положительным (б) зарядами

Как известно, при условии теплового равновесия концентрации свободных электронов n и дырок p определяется следующими выражениями:

$$n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT} = n_i e^{q\phi/kT} \quad (1.2)$$

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT} = n_i e^{-q\phi/kT} \quad (1.3)$$

где ϕ – величина электростатического потенциала в полупроводнике, определяемая из выражения $-q\phi = E_i - E_F$, где E_F – энергия уровня Ферми; E_i – энергия уровня Ферми для собственного полупроводника.

Как видно из рис. 1.4., в объеме полупроводника имеются плоские энергетические зоны. В этой области величина электростатического потенциала носит название объемного потенциала ϕ_b , который может быть использован для определения концентраций свободных носителей в объеме:

$$n_b = n_i e^{q\phi_b/kT}; \quad (1.4)$$

$$p_b = n_i e^{-q\phi_b/kT}; \quad (1.5)$$

Концентрации носителей в объеме n_b и p_b или величина ϕ_b (а следовательно, и положение уровня Ферми E_F), определяются легированием полупроводника.

Электростатический потенциал на поверхности называется поверхностным потенциалом ϕ_s с учетом этого концентрации свободных носителей на поверхности будут:

$$n_s = n_i e^{q\phi_s/kT} = n_b e^{q(\phi_s - \phi_b)/kT}; \quad (1.6)$$

$$p_s = n_i e^{-q\phi_s/kT} = p_b e^{-q(\phi_s - \phi_b)/kT}; \quad (1.6)$$

Потенциал в любой точке полупроводника относительно объемного потенциала определяется соотношением:

$$v = \phi - \phi_b, \quad (1.8)$$

а изгиб энергетических зон на поверхности запишется как

$$v = \phi_s - \phi_b, \quad (1.9)$$

В зависимости от величины и полярности поверхностного потенциала ϕ_s и изгиба зон V_s удобно провести классификацию видов областей пространственного заряда у поверхности полупроводника. Обычно поверхностные условия совпадают с одним из следующих случаев.

1.2.1. Если на поверхности существует избыток основных носителей, то говорят об обогащенном или аккумулятивном слое. Такой слой имеет место при $V_s < 0$ для полупроводника р-типа и при $V_s > 0$ для полупроводника n-типа.

1.2.2. В случае $V_s = 0$ энергетические зоны плоские. Это так называемое условие плоских зон.

1.2.3. Если часть основных носителей покинула поверхность и заряд ионизированных (донорных или акцепторных) атомов примеси не скомпенсирован, то образуется обедненный слой. Такой слой существует, если знак V_s противоположен знаку ϕ_b и $|V_s| < |2\phi_b|$.

1.2.4. В том случае, если концентрация неосновных носителей на поверхности равна или превосходит концентрацию основных носителей в объеме, образуется инверсионный слой. При этом знак V_s противоположен

знаку ϕ_b и $|V_s| \geq |2\phi_b|$. Энергетические диаграммы, соответствующие перечисленным пунктам, представлены на рис. 1.5.

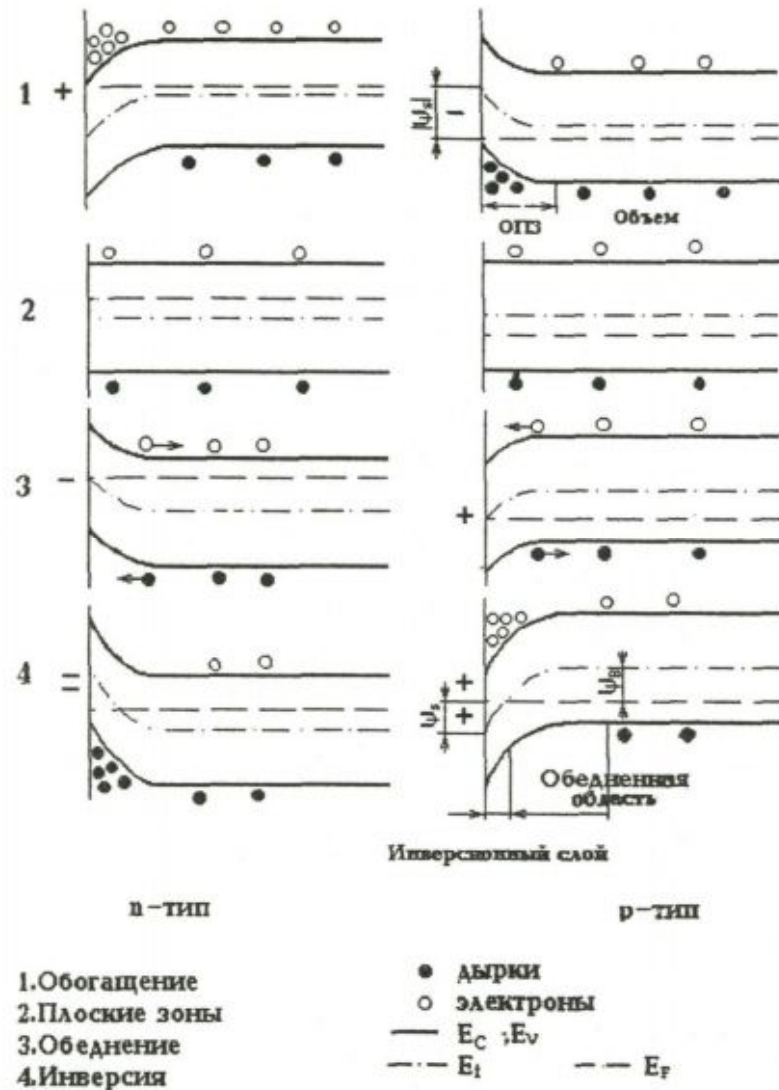


Рис. 1.5. Виды областей пространственного заряда у поверхности полупроводника

Заполнение поверхностных состояний, так же как и примесных уровней в объеме полупроводника, подчиняется статистике Ферми-Дирака. Вероятность заполнения поверхностных состояний с энергией E_t с учетом спинового вырождения определяется следующей формулой:

$$f(E_t) = \frac{1}{1 + g \exp \frac{E_t - E_F}{kT}}; (1.10)$$

в которой $g=1/2$ для акцепторных уровней и $g=2$ для донорных уровней.

В равновесии поверхностный потенциал устанавливается таким образом, что поверхностные состояния заполняются в соответствии с (1.10) и выполняется условие зарядовой нейтральности. Другими словами, величина поверхностного потенциала такова, что вызывает образование пространственного заряда $Q_{пз}$ в приповерхностной области полупроводника, необходимого для нейтрализации заряда поверхностных состояний. Если $Q_{пс}$

есть суммарный заряд поверхностных состояний, то при отсутствии внешнего электрического поля

$$Q_{nz} + Q_{nc} = Q; (1.11)$$

В качестве примера такой случай представлен на рис.1.6 для полупроводника n-типа и поверхностных состояний, которые нейтральны, если не заполнены носителями.

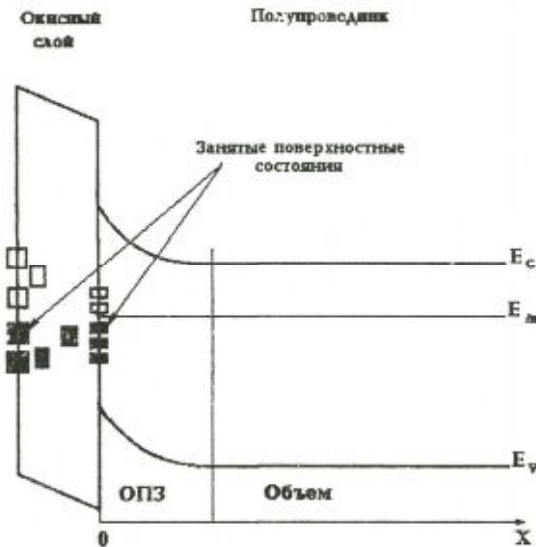


Рис. 1.6. Энергетическая диаграмма поверхности полупроводника n-типа при наличии поверхностных состояний

2. ЭФФЕКТ ПОЛЯ

2.1. Понятие о поверхностной проводимости полупроводника

Рассмотрим процессы в приповерхностной области полупроводника в случае, когда перпендикулярно к его поверхности с помощью металлического электрода приложено внешнее электрическое поле. Металлический электрод отделен от полупроводника слоем диэлектрика, как показано на рис.2.1.



Рис. 2.1. Структура металл-диэлектрик-полупроводник

Эта структура получила название МДП (металл-диэлектрик-полупроводник). Микросхемы на основе структур МДП называются полупроводниковыми интегральными микросхемами на основе структур металл-диэлектрик-полупроводник.

Когда в качестве диэлектрика используется окисел полупроводника, такую структуру называют МОП - структурой. Иногда в литературе эту структуру называют MOS (от английских слов Metal-Oxide-Semiconductor).

Предположим вначале, что поверхностные состояния на границе полупроводника с диэлектриком отсутствуют. Поэтому до появления электрического поля энергетическая диаграмма полупроводника n-типа у поверхности не искривлена (рис.2.2.).

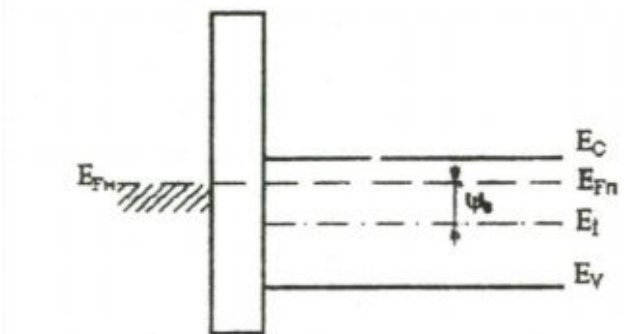


Рис.2.2. Энергетическая диаграмма МДП - структуры в равновесном состоянии

При появлении электрического поля у поверхности металла и полупроводника накапливаются заряды, обусловленные изменением концентраций свободных носителей заряда.

В случае, когда к металлическому электроду приложен положительный потенциал, а к полупроводнику n-типа проводимости – отрицательный, то изменение концентрации электронов в полупроводнике можно представить зависимостью, показанной на рис.2.3.а.

Энергетическая диаграмма МДП - структуры в этом случае будет иметь вид, представленный на рис.2.3.б.

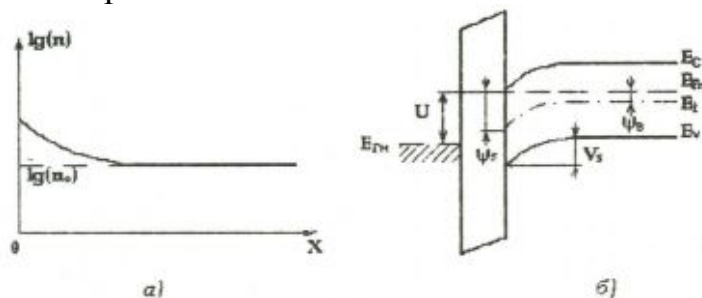


Рис.2.3. Распределение концентрации электронов и энергетическая диаграмма МДП - структуры в режиме обогащения

Соответствующие изменения концентрации носителей в приповерхностной области полупроводника и структуры энергетических зон при изменении полярности напряжения на МДП – структуре показана на рис.2.4.

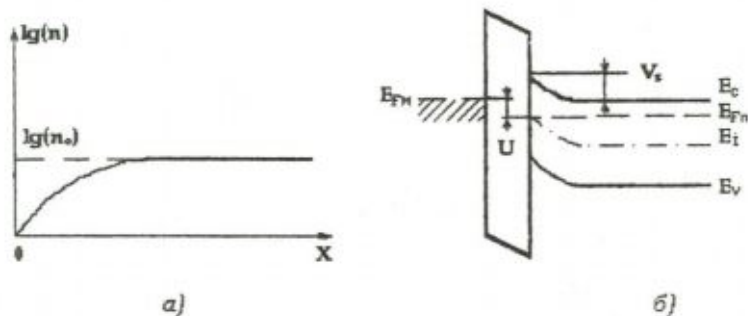


Рис. 2.4. Распределение концентрации электронов и энергетическая диаграмма МДП - структуры в режиме обеднения

Рассмотрим закономерности изменения проводимости приповерхностной области полупроводника, связанные с изменением величины концентрации носителей заряда.

В общем случае проводимость полупроводника определяется следующим выражением:

$$\sigma(x) = q[n(x)\mu_n(x) + p(x)\mu_p(x)], (2.1)$$

где $\mu_n(x)$ и $\mu_p(x)$ – подвижности электронов и дырок соответственно; $n(x)$ и $p(x)$ – концентрации электронов и дырок, определяемые выражениями (1.2) и (1.3) соответственно.

В объеме полупроводника подвижности и концентрации носителей заряда постоянны и объемная проводимость равна

$$\sigma = q(n_b\mu_n + p_b\mu_p), (2.2)$$

Проводимость полупроводникового образца σ_s , определяемая поверхностным изгибом зон, носит название поверхностной проводимости, величину которой можно записать в виде

$$\sigma_s = q(n_s\mu_n + p_s\mu_p), (2.3)$$

где n_s и p_s – концентрация электронов и дырок на поверхности полупроводника, определяемая формулами (1.6) и (1.7) соответственно.

Выражение (2.3) справедливо в определении, что подвижность носителей заряда в приповерхностной области полупроводника такая же, что и в объеме.

Таким образом, изменение концентрации свободных носителей заряда под действием электрического поля приводит к изменению проводимости вдоль поверхности образца.

Это явление принято называть эффектом поля.

Размерность поверхностной проводимости σ_s соответствует обычной проводимости (Ом^{-1}), так как она относится к единице площади поверхности (квадрату) и не зависит от размера этой площади.

Величина σ_s в случае реальной поверхности полупроводника не равна нулю и при отсутствии внешнего электрического поля, так как при наличии поверхностных состояний $V_s=0$. Концентрация носителей заряда при этом также определяется выражениями (1.6) и (1.7). Кроме этого, следует принимать во внимание, что при значительном изгибе зон на поверхности

полупроводника образуется потенциальная яма для того и иного типа носителей, что может привести к уменьшению подвижности носителей на поверхности.

Исследование поверхностной проводимости полупроводника является особенно актуальным при разработке полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем, работающих на основе эффекта поля и переноса информационного заряда параллельно поверхности полупроводника.

2.2. Зависимость поверхностной проводимости полупроводника от величины поверхностного потенциала

Нетрудно составить общее представление о зависимости поверхностной проводимости σ_s от поверхностного электростатического потенциала φ_s (рис.2.5).

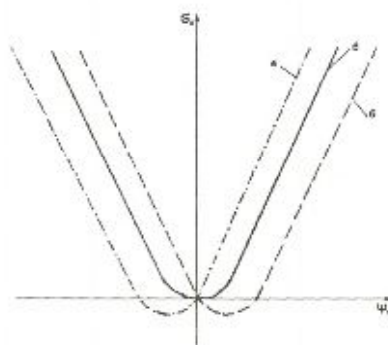


Рис.2.5. Зависимости поверхностной проводимости полупроводников от величины поверхностного потенциала:

- а – полупроводник n – типа
- б – полупроводник p – типа
- в – собственный полупроводник

Будем рассматривать для определенности полупроводник с электронной проводимостью (см. рис. 2.5.а) и начнем с больших положительных значений φ_s , когда в приповерхностном слое обогащения имеется большой избыток электронов, определяемый приближенно выражением

$$\Delta n_s = n_b \exp\left(\frac{q\varphi_s}{kT}\right) \quad (2.4)$$

Очевидно, что этот избыток электронов будет определять поведение проводимости, которая также будет экспоненциально зависеть от показателя, пропорционального величине φ_s , при уменьшении которого должно наблюдаться уменьшение σ_s по этому же закону. В диапазоне малых положительных значений φ_s , уменьшение σ_s замедленно, так как в слое пространственного заряда приповерхностной области полупроводника все большую роль начинает играть заряд ионизированных доноров.

Если электронный тип проводимости образца выражен достаточно резко, то σ_s в основном имеет электронный характер даже при перемене

положительного знака поверхностного электростатического потенциала на отрицательный, т.е. при образовании вблизи поверхности слоя обеднения. Однако при этом величина σ_s будет отрицательной, так как полная проводимость образца со слоями обеднения вблизи поверхности меньше проводимости образца с плоскими зонами. При некотором отрицательном φ_s уменьшение σ_s за счет уменьшения концентрации электронов в приповерхностном слое будет скомпенсировано возрастанием концентрации дырок. Этому значению φ_s , при которой вблизи поверхности образуется довольно тонкий инверсионный слой, соответствует минимуму поверхностной проводимости.

При дальнейшем росте отрицательных значений φ_s концентрация дырок в инверсионном слое растет, а вместе с ней растут поверхностная проводимость и проводимость образца в целом. Когда σ_s становится равной проводимости образца с плоскими зонами, ее значение снова переходит через нуль и далее опять становится положительным, но проводимость σ_s уже имеет дырочную природу. Наконец, при больших отрицательных значениях φ_s избыток дырок в приповерхностном слое, а вместе с ним и поверхностная проводимость σ_s будет неограниченно возрастать по экспоненциальному закону.

Очевидно, что с увеличением степени легирования минимум кривой $\sigma_s(\varphi_s)$ будет смещаться влево (n - тип). Это объясняется тем, что с увеличением степени легирования увеличивается энергетический зазор между E_i и E_f и, следовательно, увеличивается потенциал, который необходимо приложить к поверхности относительно объема полупроводника для осуществления инверсии. Анализ показывает, что величина поверхностного потенциала, соответствующего минимуму поверхностной проводимости, выражается следующей формулой

$$\varphi_{s_{\text{мин}}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{\lambda^2 \mu_p}{\mu_n}, (2.5)$$

где $\lambda = \frac{n_i}{n_b}$. Параметр λ характеризует степень легирования полупроводника или положение уровня Ферми.

Правая ветвь кривой (см. рис.2.5.а) обусловлена в основном электронным типом проводимости, а левая ветвь – дырочным.

Для полупроводников дырочного типа проводимости зависимости $\sigma_s(\varphi_s)$ имеют вид, показанный на рис.2.5.б.

Когда на поверхности полупроводника имеются поверхностные состояния, эффект поля существенно ослаблен. Это объясняется тем, что часть свободных носителей захватывается на поверхностные уровни. Возникающий поверхностный заряд экранирует внешнее электрическое поле, которое в этом случае проникает в полупроводник на меньшую глубину.

Чем больше концентрация поверхностных состояний, тем меньше изменение поверхностной проводимости, наблюдаемое при данном изменении напряжения на управляющем электроде.

Из формулы (2.5) видно, что положение минимума кривой $\sigma_s(\varphi_s)$ зависит лишь от параметров полупроводников в объеме (n_i/n_b , μ_n/μ_p) и не зависит от свойств поверхности. Это позволяет использовать данный минимум как узловую точку при сравнении теоретической и экспериментальной кривых с целью изучения свойств поверхностных состояний с помощью эффекта поля.

Большой интерес представляет исследование изменения поверхностной проводимости от времени (см. рис.2.6.).

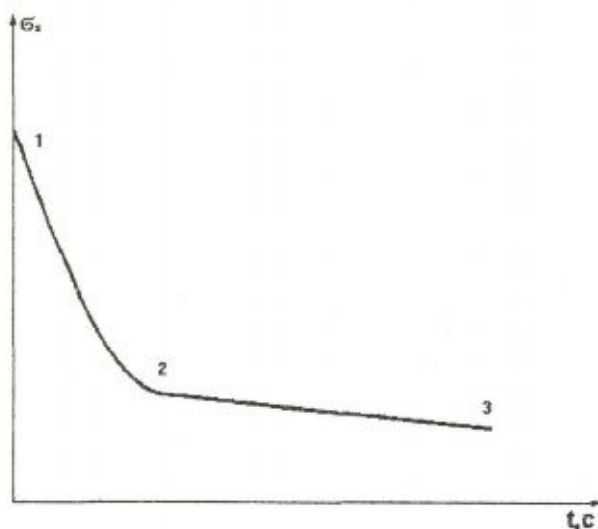


Рис. 2.6. Изменение поверхностной проводимости полупроводника от времени

Эта зависимость объясняется процессами захвата электронов проводимости поверхностными состояниями. Быстрый спад проводимости вначале связан с захватом электронов быстрыми поверхностными состояниями (участок 1). Медленный спад проводимости (участок 2-3) зависит от толщины окисного слоя на поверхности, а также от химического состава окружающей среды и может быть объяснен заполнением медленных поверхностных состояний. Таким образом, результаты исследования эффекта поля позволяют определить тип проводимости полупроводника, найти начальный изгиб зон, вызванный поверхностными состояниями, установить величину заряда, захваченного этими состояниями в зависимости от изгиба зон, определить концентрацию и энергетическое положение поверхностных состояний. И, наконец, изучая кинетику эффекта поля, можно определить время релаксации быстрых и медленных поверхностных состояний.

3. ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-СТРУКТУР

3.1. Теоретические соотношения для вольт - фарадных характеристик МДП – структур

Емкость МДП – структур определяется, как дифференциальная емкость

$$C = \frac{dQ}{dU}; (3.1)$$

где Q – заряд; U – приложенное напряжение.

Для МДП – структуры заряд Q равен заряду основных носителей в области обогащения или заряду неосновных носителей и заряду ионизированных примесей в области инверсии. При расчете необходимо также учитывать последовательно включенную емкость окисла.

Поэтому в первом приближении МДП – структуру можно рассматривать как два последовательно включенных конденсатора. Емкость одного из них обусловлена диэлектрическим слоем. Эта емкость, очевидно, не зависит от напряжения и выражается как

$$C_0 = \frac{C_d S}{d}; (3.2)$$

где ϵ_d и d – диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрического слоя; S – площадь металлического электрода.

Емкость другого конденсатора обусловлена поверхностным зарядом полупроводника. Эта емкость зависит от приложенного напряжения и определяется уравнением Пуассона для приповерхностной области полупроводника:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_n}; (3.3)$$

где ϵ_n – диэлектрическая проницаемость полупроводника; φ – электростатический потенциал; $\rho(x)$ – плотность объемного заряда у поверхности полупроводника.

Для одномерного случая плотность объемного заряда в направлении оси x меняется по закону

$$\rho(x) = q(N_D - N_A + p - n); (3.4)$$

где N_D и N_A – концентрации ионизированных доноров и акцепторов.

В объеме полупроводника достаточно далеко от поверхности ($x \rightarrow \infty$) – выполняется условие электронейтральности, т.е. $\rho(x) = 0$ и $\varphi = 0$. При этом

$$N_D - N_A = n_b - p_b (3.5)$$

Учитывая (3.5), а также вводя обозначение $Y = q\varphi/kT$, получим для произвольного значения электростатического потенциала φ выражение

$$\rho = q[p_b(e^{-Y} - 1) - n_b(e^Y - 1)] (3.6)$$

Подставляя (3.6) в уравнение Пуассона (3.3), получим

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_n} [p_b(e^{-Y} - 1) - n_b(e^Y - 1)] (3.7)$$

Далее расчет вольт-фарадных характеристик МДП - структуры сводится к интегрированию уравнения (3.7), в результате чего определяется выражение для напряженности электрического поля:

$$E = \pm \frac{2kT}{qL_D} - F(Y, n_b / p_b) (3.8)$$

где F – функция, зависящая от электростатического потенциала и объемных свойств полупроводника.

Плотность пространственного заряда на единицу поверхности $Q_{пз}$ связана с напряженностью электрического поля на поверхности E_s по закону Гаусса $Q_{пз} = \epsilon_n E_s$.

Таким образом, получаем $Q_{пз} = \pm \frac{\epsilon_n}{L_D} \frac{2kT}{q} F(Y_s; n_b / p_b)$ (3.9)

Емкость на единицу площади пространственного заряда равна

$$C_{пз} = \frac{\partial Q_{пз}}{\partial \phi_s} \quad (3.10)$$

Тогда дифференциальная емкость МДП – структуры с учетом емкости диэлектрика равна

$$C = \frac{C_o C_{пз}}{C_o + C_{пз}}$$

Таким образом, задавая ϕ_s , можно по приведенной методике вычислить и затем построить вольт-фарадную характеристику (ВФХ) “идеальной” МДП-структуры, т.е. структуры, не содержащей поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик - полупроводника или вблизи ее.

При построении ВФХ необходимо учесть, что напряжение U , приложенное к МДП – структуре, определяется как $U = U_d + \phi_s$

где $U_d = \frac{Q_{пз} d}{\epsilon d}$ - падение напряжения на диэлектрике.

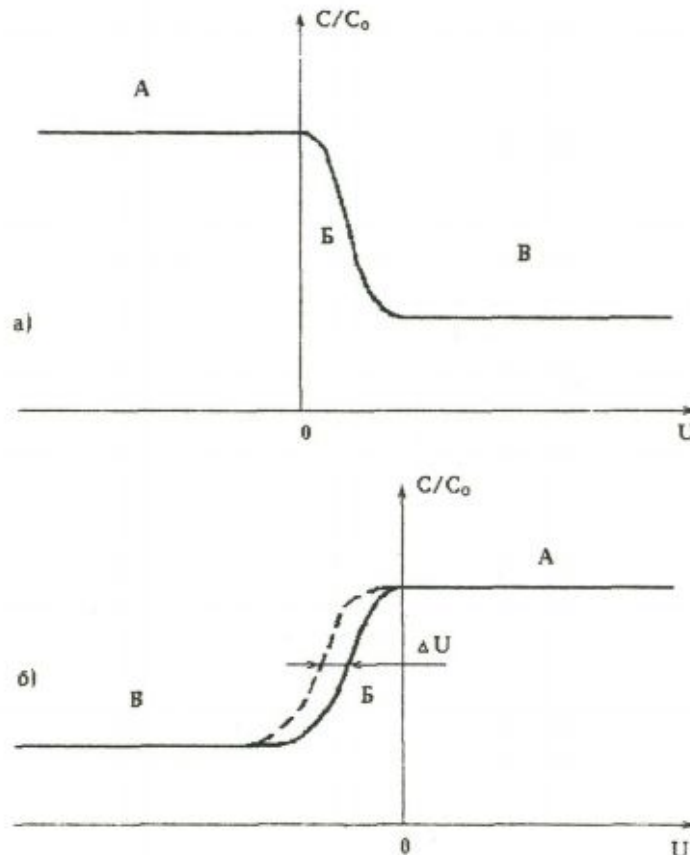


Рис. 3.1. Вольт - фарадная характеристика МДП - структуры

На рис. 3.1. показана результирующая расчетная зависимость емкости МДП – структуры (кривая 1) от приложенного напряжения в случае дырочного (а) и электронного (б) полупроводника. Участок А, на котором величина C/C_0 изменяется крайне незначительно, соответствует обогащенному слою на поверхности полупроводника. Участок Б соответствует обеднению поверхностного слоя полупроводника основными носителями заряда. На участке В, соответствующем инверсии, емкость снова практически остается неизменной. Приведенные на рис.3.1 зависимости и получили название вольт – фарадных характеристик.

3.2. Экспериментальные вольт-фарадные характеристики МДП – структур

Рассмотренные выше соотношения и закономерности относились к случаю, когда полупроводник не содержит поверхностных состояний. Однако, на реальной поверхности полупроводника всегда имеется некоторое количество поверхностных состояний, оказывающих влияние на распределение зарядов в полупроводнике. В этом случае, помимо заряда $Q_{пз}$, у поверхности возникает заряд $Q_{пс}$, локализованный на этих состояниях. Появление этого заряда может быть уподоблено тому, что приложенное к МДП – структуре напряжение сдвинуто на величину, равную $Q_{пс}/C_0$.

Поэтому экспериментальные С-*U*-характеристики будут сдвинуты по направлению в ту или иную сторону от теоретических кривых в зависимости от знака поверхностного заряда. На рис.3.1.б пунктирной линией показана экспериментальная кривая, сдвинутая влево относительно расчетной за счет положительного заряда поверхностных состояний.

Отмеченное свойство С-*U*-характеристик часто используется в технологии ИС для определения плотности поверхностных состояний. Действительно, зная емкость C_0 и площадь металлического электрода S , по сдвигу экспериментальной кривой С-*U*-характеристики относительно расчетной можно определить ΔU и соответственно плотность поверхностных состояний $N_{пс} = C_0 \Delta U / qS$.

Описанный вид С-*U*-характеристик может экспериментально наблюдаться лишь при измерении емкости на высокой частоте, когда период изменения сигнала, с помощью которого осуществляется измерение, значительно меньше эффективного времени жизни неосновных носителей, накопленных в инверсионном слое. В этих условиях заряд неосновных носителей в инверсионном слое не успевает следовать за сигналом и остается практически постоянным. При этом МДП – структуру можно рассматривать в виде двух последовательно включенных конденсаторов, как это делалось выше.

Если же измерение емкости производить, используя сигнал низкой частоты, то вид С-*U*-характеристики существенно изменяется (рис. 3.2.).

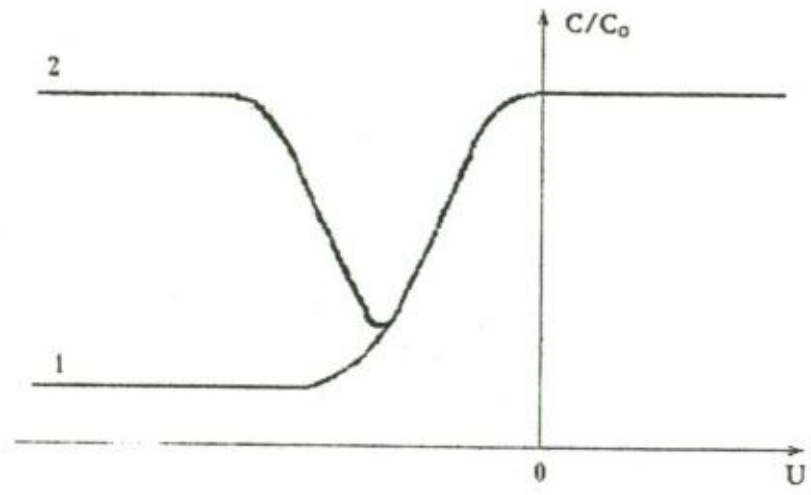


Рис. 3.2. Вольт – фарадные характеристики МДП – структуры:
 1 – измерение на высокой частоте;
 2 – измерение на низкой частоте

При этом необходимо учитывать заряд в приповерхностной области, обусловленный поверхностными состояниями. Основная эквивалентная схема, отражающая влияние поверхностных состояний, имеет вид, представленный на рис. 3.3.

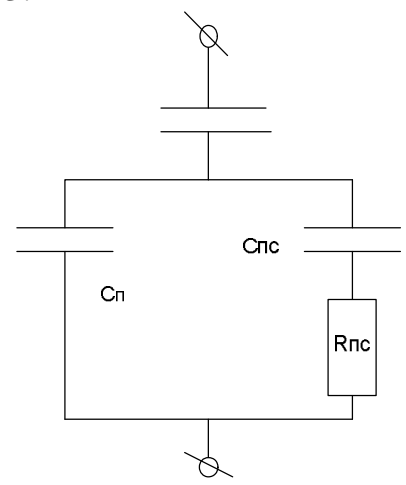


Рис. 3.3. Эквивалентная схема МДМ - структуры

Произведение $\tau = R_{пс}C_{пс}$ определяется как время захвата подвижных носителей заряда на поверхностные состояния и отражает поведение поверхностных состояний в зависимости от частоты тестового сигнала.

Кроме того, заряд неосновных носителей в инверсионном слое успевает следовать за медленно изменяющимся сигналом. Следовательно, в условиях инверсии при измерении на низкой частоте емкость МДП - структуры должна быть практически равна C_0 – емкости образованной металлическим электродом и тонким инверсионным слоем, разделенным диэлектриком.

4. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ НА ОСНОВЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭФФЕКТОВ

4.1. Поверхностный варикап

Управляемые напряжением или другим параметром нелинейные емкости широко применяются в ряде областей радиоэлектроники. Большим качественным скачком в развитии радиоэлектроники явился переход к интегральным микросхемам. Поэтому все более актуальной является разработка методами микроэлектроники таких радиоэлектронных устройств, расширение функциональных возможностей которых не требовало бы существенного увеличения количества их компонентов.

К таким устройствам можно отнести схемы с частотным представлением информации:

- функциональные схемы на базе нелинейных резонансных цепей с управляемым реактивным параметром, способные работать в триггерном, усилительном и т.п. режимах;
- перестраиваемые по заданному закону генераторы синусоидальных колебаний;
- преобразователи частоты;
- неоднородные распределенные структуры с перестраиваемой по необходимому закону частотной фильтрацией.

Разработчики схем с частотным представлением информации на основе нелинейных резонансных цепей столкнулись с необходимостью решения важной задачи создания полупроводниковых емкостей – варикапов, как основных управляемых элементов.

Известно, что варикапы характеризуются следующими параметрами: собственным уровнем шумов, добротностью, температурным коэффициентом емкости, коэффициентом перекрытия и коэффициентом нелинейности.

Наиболее важными параметрами являются параметры, характеризующие нелинейность вольт-фарадной характеристики варикапа. К ним относятся коэффициент нелинейности k_H и коэффициент перекрытия.

Коэффициент перекрытия k_H определяется как отношение

$$k_H = C_{\max} / C_{\min} \quad (4.1)$$

где C_{\max} и C_{\min} – соответственно максимальное и минимальное значения емкости.

Коэффициент нелинейности k_H определяется выражением

$$K_H = \frac{1}{C} \frac{dC}{dU} \quad (4.2)$$

и характеризует относительную крутизну вольт - фарадной характеристики. Традиционные методы создания нелинейных емкостей на основе p-n – переходов позволяют реализовать крайне малый набор C-U-характеристик.

Коэффициент перекрытия у варикапов на основе p-n – переходов не превышает величины $k_H=20$. Увеличение его связано с необходимостью повышения напряжения смещения, что, с одной стороны, ограничено

пробивным напряжением р-п – перехода, а с другой – рабочими напряжениями в микроэлектронике.

Для управления варикапами на МДП – структурах имеется больше возможностей.

При одних значениях напряжения смещения С-U – характеристика определяется параметрами диэлектрика, а при других – параметрами полупроводника, так как максимальная емкость МДП – варикапа (поверхностного варикапа) $C_{\text{макс}}$ определяется емкостью диэлектрического слоя, а минимальная емкость $C_{\text{мин}}$ – поверхностной емкостью полупроводника, т.е. управление значениями $C_{\text{макс}}$ и $C_{\text{мин}}$ осуществляется независимо, что очень важно.

Коэффициент перекрытия у МДП – варикапов гораздо выше, чем у варикапов на р-п – переходах, и может быть больше 100 в интервале напряжений $\pm 3-5V$.

4.2. Полевые транзисторы

Эффект поля, заключающийся в изменении поверхностной проводимости под действием поперечного электрического поля нашел широкое применение в полевых транзисторах на основе МДП – структур. В отличие от биполярных полевые транзисторы являются униполярными, так как они работают с использованием только одного типа носителей заряда, а именно основных.

Существуют две разновидности МДП – транзисторов: с индуцированным и проводящим каналами.

Рассмотрим принцип работы и основные параметры МДП – транзистора с индуцированным каналом (рис. 4.1).

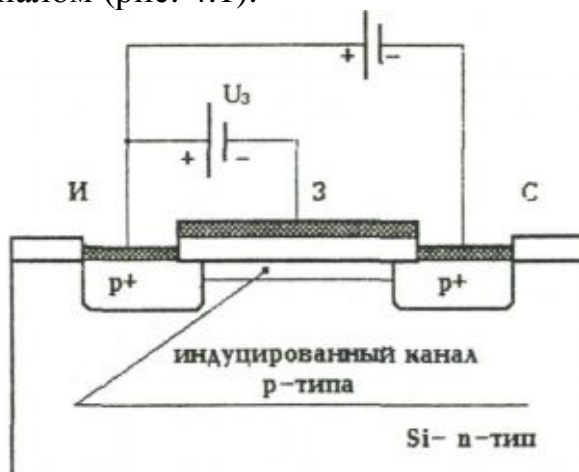


Рис. 4.1. Схематическое изображение МДП – транзистора с индуцированным каналом

Металлический затвор, отделенный от полупроводника n – типа проводимости окисным слоем, образует МДП – структуру. Под металлическими контактами истока и стока образованы диффузией области р – типа. В исходном состоянии, когда к электродам не приложены внешние напряжения, приповерхностная область полупроводника, находящаяся под

затвором, практически ничем не отличается от объема полупроводника n – типа. Возможно лишь некоторое ее обогащение электронами за счет поверхностных состояний на границе Si – SiO₂, заряженных обычно положительно. Если к МДП – транзистору приложить внешнее напряжение, как показано на рис. 4.1., то по мере увеличения напряжения на затворе U_з приповерхностный слой полупроводника будет обедняться. При этом ток стока I_с будет очень мал и равен обратному току стокового p-n перехода. При некотором напряжении U_{зотп} происходит инверсия, как показано на рис. 1.5.

Инверсионный слой p – типа образует канал, который соединяет диффузионные области под истоком и стоком, в результате чего появляется ток между этими электродами. При дальнейшем повышении напряжения на затворе ток стока снова увеличивается.

Анализ показывает, что вольт – амперная стоковая характеристика описывается формулой

$$I_c = \frac{\mu \epsilon_n z}{Ld} [(U_z - U_{зотп}) U_c - \frac{U_c^2}{2}] \quad (4.3)$$

где z и L – ширина канала; d – толщина слоя окисла под затвором; μ – подвижность основных носителей заряда в канале; U_с – напряжение между истоком и стоком.

Семейство основных характеристик МДП – транзистора показано на рис. 4.2.

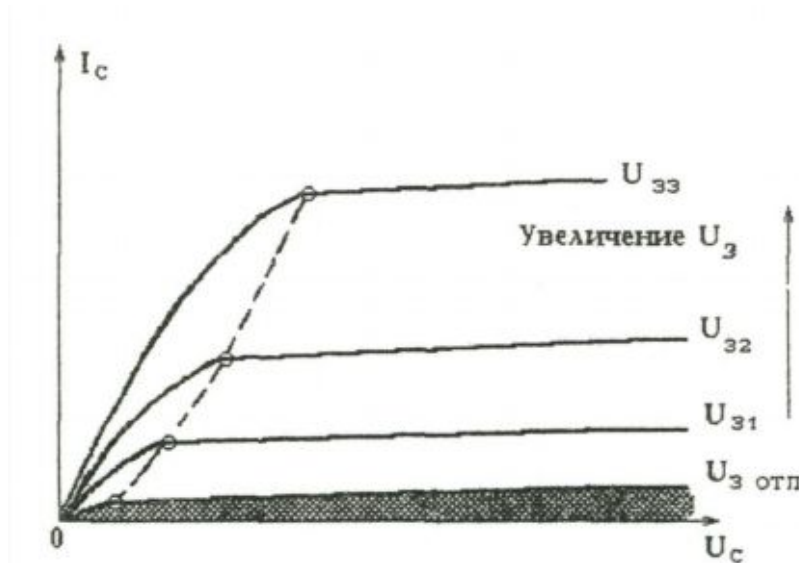


Рис. 4.2. Идеализированные выходные характеристики (семейство стоковых характеристик) МДП – транзистора с индуцированным каналом

Пунктирная линия указывает местоположение напряжения стока при насыщении.

Напряжение стока, при котором наступает насыщение в МДП – транзисторе, выражается формулой

$$I_{сННА} = \frac{\mu \epsilon_n z}{2Ld} U_{сННА}^2 \quad (4.5)$$

Усилительные свойства МДП – транзистора малосигнальными параметрами, которые определяются как частные производные от токов и напряжений на электродах прибора. Эти параметры имеют смысл во всех рабочих областях.

Одним из таких параметров является крутизна по затвору, определяемая из стоко – затворной характеристики (рис. 4.3)

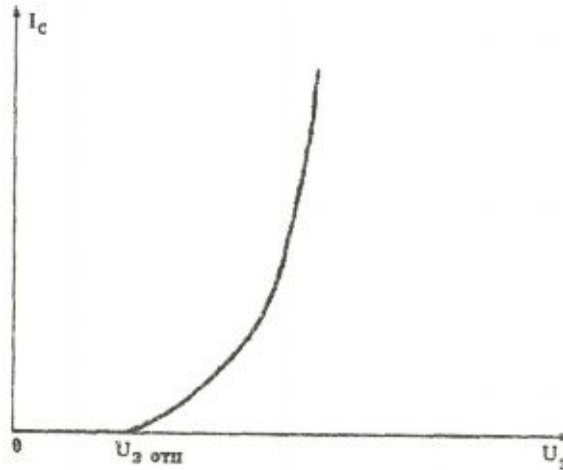


Рис.4.3. Стоко – затворная характеристика МДП - транзистора

и равная частной производной

$$S = \frac{\partial I_c}{\partial U_3} \quad (4.6)$$

при постоянных напряжениях на стоке и подложке ($U_c = \text{const}$, $U_n = \text{const}$). Например, крутизна в области насыщения определяется дифференцированием выражения (4.5)

$$S_{\text{нас}} = \frac{\partial I_{c\text{НАС}}}{\partial U_3} = \frac{\mu \varepsilon_n z}{Ld} U_{\text{Сина}} \quad (4.7)$$

Дифференциальное выходное напряжение

$$R_{\text{ВЫХ}} = \frac{\partial U_c}{\partial I_c} \quad (4.8)$$

Определяется при постоянных значениях на затворе и подложке ($U_3 = \text{const}$, $U_n = \text{const}$).

Еще одним важным параметром МДП – транзистора является коэффициент усиления по напряжению

$$M = \frac{\partial U_c}{\partial U_3} \quad (4.9)$$

Определяемый при постоянном токе стока ($I_c = \text{const}$). С учетом соотношений (4.6) и (4.7) выражение для коэффициента усиления по напряжению может быть переписано в виде

$$M = SR_{\text{ВЫХ}} \quad (4.10)$$

У реальных МДП – транзисторов на основе кремния крутизна S равна $2 \pm 5 \text{ мА/В}$, а пороговое напряжение $U_{3 \text{ отп}}$, при котором отпирается транзистор, равно 2-6 В.

Остаточный ток стока транзистора в закрытом состоянии обычно не превышает $10^{-9} - 10^{-10}$ А.

Постоянная времени полевого транзистора, определяющая его быстродействие, равна

$$\tau = \frac{C_3}{S} \quad (4.11)$$

где C_3 – емкость затвора.

В реальных МДП – транзисторах эта постоянная времени составляет $10^{-9} - 10^{-10}$ с.

У транзистора с проводящим каналом (рис. 4.4) канал между стоком истоком создается технологическими способами.

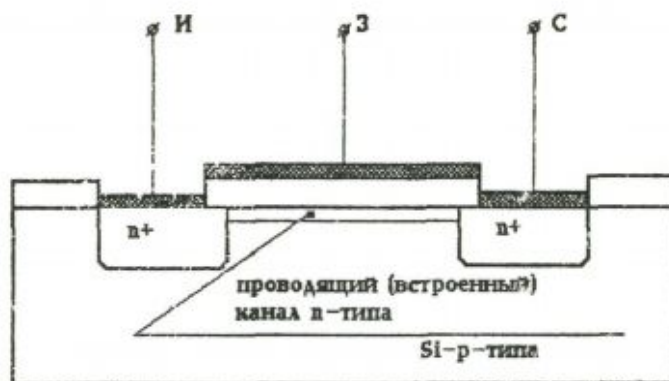


Рис. 4.4. Схематическое изображение МДП – транзистора с проводящим каналом

Отрицательное напряжение смещения, приложенное к металлическому затвору, вызывает появление обедненной области, что сопровождается уменьшением эффективного поперечного сечения области, проводящей ток от стока к истоку (электроны движутся от истока к стоку).

Семейство стоковых характеристик такого МДП – транзистора показано на рис. 4.5.

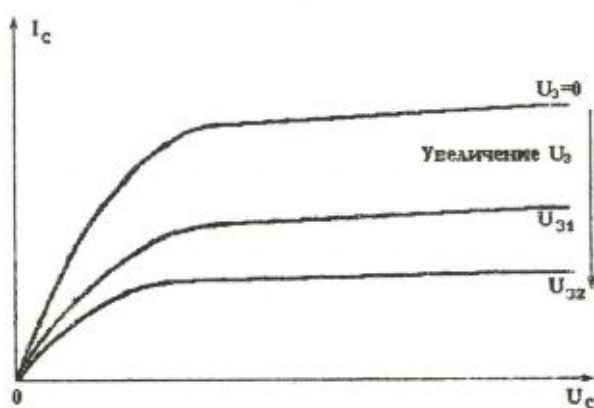


Рис. 4.5. Семейство стоковых характеристик МДП – транзистора с проводящим каналом

В отличие от транзисторов с индуцированным каналом, работающими только в режиме обогащения, МДП – транзисторы со встроенным каналом могут работать в режиме обогащения и обеднения канала основными носителями. В зависимости от полярности напряжения на затворе проводимость канала может уменьшаться или возрастать.

Таким образом, структуры МДП, используемые в качестве элементов ИМС, могут выполнять функции усиления, генерации и преобразования электрических сигналов. Наряду с этим МДП – структуры можно использовать в качестве конденсаторов и резисторов, номинальные значения которых изменяются в определенных пределах при изменении приложенного потенциала к управляющему электроду. Кроме того, МДП – структуры могут также выполнять функции элемента памяти.

Особенно широко МДП – транзисторы применяют при построении цифровых ИМС. На основе МДП – структур создаются схемы со средней (регистры, счетчики, сумматоры) и высокой (постоянные и оперативные ЗУ, электронные калькуляторы, микропроцессоры) степенью интеграции.

Естественно, что описанные здесь приборы с обогащением и обеднением имеют двойников, у которых подложка изготовлена из р – полупроводника, а области истока и стока – из материала n – типа проводимости.

В принципе между ними нет разницы. Однако на практике некоторые различия все же имеются, поскольку поверхностный потенциал на границе раздела Si-SiO₂ стремится стать положительным: в результате легче добиться инверсии, применив материал р – типа.

Схемные обозначения различных типов полевых транзисторов представлены на рис. 4.6.

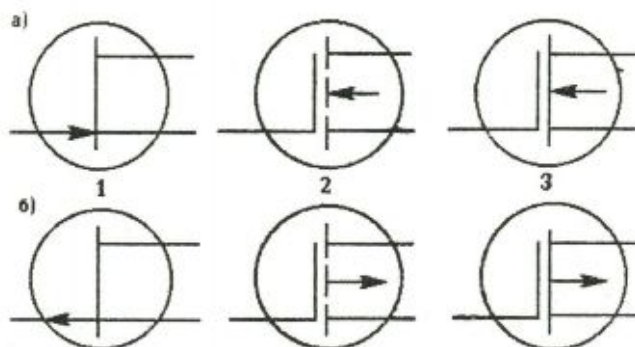


Рис. 4.4. Схемные обозначения n – канальных (а) и р – канальных (б) полевых транзисторов:

- 1 – с управляющим р-п переходом;
- 2 – МДП-транзистор с индуцированным каналом;
- 3 – МДП-транзистор с проводящим каналом

Очевидна возможность использования описанных МОП – транзисторов для реализации логических функций, так как полевой транзистор в зависимости от потенциала затвора находится или в состоянии «Включено» (напряжение U_c мало), или в состоянии «Выключено» (напряжение U_c велико). В качестве

примера рассмотрим КМОП – логику (комплементарную МОП - логику), которая широко известна из-за малого потребления мощности.

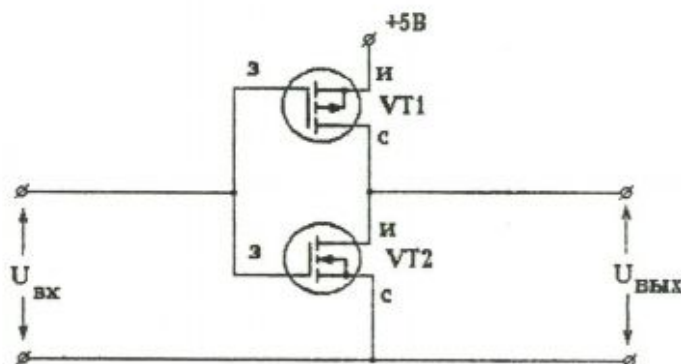


Рис. 4.7. Схема КМОП - инвертора

На рис. 4.7 изображена схема простейшего КМОП – инвертора. Здесь верхний прибор VT1 представляет собой р – канальный МОП – транзистор, в то время как нижний прибор VT2 является п – канальным транзистором. Стоки и затворы обоих приборов соединены: исток каждого прибора соединяется с подложкой.

Пусть в начале входное напряжение $U_{вх}=0$. Для того чтобы перевести транзистор VT2 в состояние «Выключено», требуется подать положительное напряжение U_3 . Если такое напряжение отсутствует, транзистор VT2 находится в состоянии «Выключено». Транзистор VT1 находится в состоянии «Включено», так как его исток находится под высоким потенциалом ($U_{и}=U_{пит}=5$ В). Следовательно, падение потенциала на VT1 невелико и выходное напряжение $U_{вых}$ приблизительно равно $U_{пит}=5$ В.

Итак, если значение $U_{вх}=U_{пит}$, то транзистор VT1 заперт, а транзистор VT2 открыт: в результате напряжение на выходе близко к нулю.

Чем этот инвертор лучше других инверторов. Главным образом, меньшими значениями токов. Однако ясно, что, когда прибор открыт, в нем должен протекать некоторый ток.

Напрашивается прямая аналогия с работой шлюза. Действительно, когда ворота шлюза закрыты, сквозь них пробивается лишь слабенький ручеек, но стоит открыть ворота, как сразу обрушивается целый водопад. Эта аналогия применима ко многим электронным приборам (в частности, к биполярному транзистору или к полевому транзистору), однако ее нельзя отнести к КМОП – транзистору.

Ток через открытый транзистор VT1 не может стать большим, поскольку для этого тока просто нет подходящего пути. Действительно, этот ток должен равняться току через закрытый транзистор VT2, т.е. току через р-п – переход, смещенный в обратном направлении: значение его составляет около 50 нА. Такая же картина будет наблюдаться и в том случае, если транзистор VT1 закрыт, а транзистор VT2 открыт. При напряжении питания $U_{пит}=5$ В рассеиваемая мощность составляет 0,25 мВт. Конечно существует еще

небольшой ток в цепи затворов, но и с учетом этого фактора рассеиваемая мощность не превосходит 1 мкВт, т.е. она на несколько порядков меньше, чем у других полупроводниковых устройств, применяемых для этих же целей. По этой причине логические схемы типа КМОП целесообразно применять в разнообразных устройствах с пониженным питанием (батарейным). В частности, именно появление этих схем сделало возможным выпуск электронных часов.

В последние годы мы стали свидетелями «битвы гигантов» между производителями биполярных транзисторов и МОП – приборов за захват рынка цифровой электроники. Преимуществами МОП – приборов являются высокое входное сопротивление и конструктивная простота, достоинство биполярных транзисторов состоит в более высоком быстродействии. Большинство специалистов отдают предпочтение МОП – транзисторам, однако борьба еще не закончена.

4.3. Приборы с зарядовой связью.

Одним из новых классов приборов со структурой металл – диэлектрик – полупроводник являются приборы с зарядовой связью (ПЗС).

Принцип действия ПЗС основан на хранении заряда неосновных носителей тока в потенциальных ямах, возникающих вблизи поверхности полупроводника под действием внешнего электрического поля, и на перемещении этого заряда вдоль поверхности при сдвиге потенциальных ям.

Функциональные возможности ПЗС определили области их практического применения, которыми являются:

- аналоговые устройства (линии задержки сигналов, устройства фазовой коррекции, фильтры и т.д.);
- цифровые устройства (сдвиговые регистры, логические схемы динамического типа и др.);
- оптоэлектронные устройства, используемые для формирования сигналов изображения.

Структура ПЗС представляет собой (рис.4.8) кремниевую подложку с проводимостью n – типа, на которой сформирован слой окисла SiO_2 .

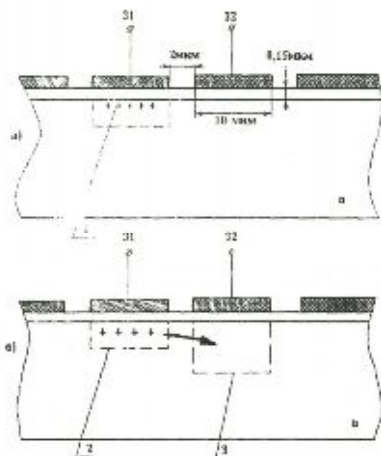


Рис. 4.8. Структура ПЗС в режиме хранения (а) и передачи (б) информационного заряда:

- 1 – информационный заряд;
- 2 – потенциальная яма;
- 3 – более глубокая потенциальная яма

На окисном слое формируются металлические электроды (затворы).

Структура ПЗС очень проста, так как по существу состоит из трех слоев. Однако следует отметить, что к технологии изготовления ПЗС предъявляются гораздо более жесткие требования в отношении совершенства границы раздела полупроводник – диэлектрик, чем к технологии МДП – транзисторов.

Если для МДП – транзисторов достаточно обеспечить плотность поверхностных состояний $N_{\text{нс}}=10^{11}$ см⁻², то для функционирования ПЗС это значение должно быть меньше на один – два порядка.

Для ПЗС характерны два режима работы: режим хранения и режим передачи информационного заряда. В режиме хранения на один из затворов ПЗС (31) подается отрицательное напряжение (напряжение хранения $U_{\text{хр}}$). Под действием этого напряжения под затвором ПЗС возникает обедненная основными носителями заряда область, которая является потенциальной ямой для неосновных носителей (дырок).

Если имеется источник неосновных носителей заряда, то потенциальная яма заполняется дырками, которые притягиваются к поверхности и локализуются в узком приповерхностном слое. Это соответствует режиму хранения информационного заряда, т.е. потенциальные ямы обладают «памятью».

Источником неосновных носителей заряда могут быть инжектирующие р – n – световой поток, вызывающий генерацию электронно – дырочных пар, и др.

Информационный заряд не может храниться в ПЗС в течение длительного времени вследствие процессов термогенерации, которые приводят к накоплению паразитного заряда дырок в потенциальной яме.

В цифровых устройствах на ПЗС накапливаемый паразитный заряд искажает состояние логического нуля (отсутствие информационного заряда), а в аналоговых приводит к искажению аналоговой информации.

Таким образом, ПЗС могут работать лишь в динамическом режиме.

Максимальная длительность хранения информации в ПЗС может изменяться в интервале от сотен миллисекунд до десятков секунд в зависимости от качества обработки поверхности и свойств исходного материала.

Такая длительность хранения информации вполне достаточна для большинства областей применения ПЗС, однако их нельзя использовать для долговременных запоминающих устройств.

Вторым характерным режимом для ПЗС является передача информационного заряда. Для передачи заряда на соседний затвор (32) поступает импульс записи $U_{\text{зап}}$.

Напряжение записи является более отрицательным по сравнению с напряжением хранения, подаваемым на первый затвор. Поэтому под соседним затвором создается более глубокая потенциальная яма, к которой будут притягиваться дырки, хранившиеся под затвором 31.

Первоначальные условия хранения восстанавливаются при снятии напряжения хранения с затвора 31 и уменьшении напряжения записи на затворе 32 до значения напряжения хранения.

Как только установится режим хранения под затвором 32, процесс передачи заряда может быть повторен по отношению к другому соседнему затвору.

Таким образом происходит передача заряда вдоль поверхности полупроводника от затвора к затвору.

При разработке устройств на ПЗС необходимо учитывать частичную потерю заряда при его переходе от одного затвора к другому.

Вследствие этого информационный заряд будет постоянно уменьшаться.

Наиболее значительными при работе ПЗС являются потери заряда из – за наличия поверхностных состояний на границе раздела полупроводник – диэлектрик, которые являются центрами захвата носителей.

Для уменьшения нежелательного воздействия поверхностных состояний на перенос заряда производят смещение всех электродов ПЗС – структуры на одинаковую величину в область обеднения.

Потери заряда будут также существенными, если металлические электроды ПЗС разделены широкими затворами.

В этом случае вблизи зазоров возможно образование потенциальных барьеров для неосновных носителей заряда.

Поэтому в процессе передачи часть носителей заряда с энергией, соответствующей высоте потенциального барьера, может остаться в области своей первоначальной локализации и рекомбинировать в ее окрестности после снятия импульса напряжения хранения с соответствующего затвора.

Необходимо отметить, что после получения малых межэлектродных промежутков (около 2 мкм) в ПЗС с однослойной металлизацией сопряжено со значительными трудностями прецизионной фотолитографии. Как уже указывалось, ПЗС используется для построения запоминающих и других устройств вычислительной техники. На ПЗС можно сравнительно просто реализовать сдвиговые регистры.

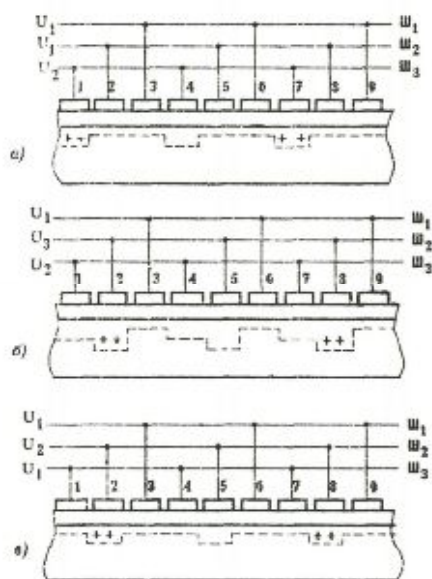


Рис. 4.9. Схема работы трехтактного сдвигового регистра на ПЗС

На рис. 4.9 показана схема работы трехтактного сдвигового регистра на ПЗС.

Каждый электрод ПЗС соединен с одной из трех шин, на которые от внешнего генератора подаются тактовые импульсы.

Пусть в некотором начальном состоянии (рис.4.9.а) напряжение хранения U_2 приложено к электродам 1,4,7 и т.д., а меньшее по абсолютной величине напряжение хранения U_1 – ко всем остальным электродам. Необходимо отметить, что все напряжения U_1 , U_2 , U_3 , прикладываемые к шинам, должны превосходить пороговое напряжение, при котором образуется обедненный слой. Подложка находится под нулевым потенциалом.

Допустим, что под электродами 1 и 7 локализован положительный информационный заряд, а под электродом 4 заряд отсутствует. Для продвижения информации в следующий момент времени (следующий такт) на шину Ш2 подается напряжение U_3 (рис. 4.9,б), причем $|U_3| > |U_2|$.

Напряжение записи прикладывается к электродам 2, 5, 8 и т.д. Поскольку под этими электродами образуются более глубокие потенциальные ямы, то заряды из-под электродов 1 и 7 и состояние отсутствия заряда под электродом 4 передвинутся на шаг вправо. При следующем такте (рис. 4.9, в) к шине Ш2 прикладывается напряжение хранения, а к шинам Ш1 и Ш3 – напряжение U_1 .

Информация в таком случае хранится под электродами 2, 5 и 8.

Аналогично может осуществляться и дальнейшее продвижение информации.

ПЗС должны иметь устройства ввода и вывода информации. Под устройством ввода (записи) информации подразумевается система. Позволяющая заполнять неосновными носителями потенциальную яму под первым затвором ПЗС.

Информационный заряд на входе ПЗС можно создать инжекцией неосновных носителей из р – n – перехода.

Для этого на входе ПЗС создается диффузионная область, частично перекрываемая металлическим электродом первой МДП – структуры.

Кроме этого, основного способа записи информации возможны следующие:

- накопление информационных зарядов в потенциальных ямах ПЗС за счет процессов термогенерации;

- накопление заряда под действием светового импульса.

Устройство вывода (считывания) информации предназначено для регистрации информационного заряда на выходе ПЗС и преобразования его в форму, удобную для дальнейшего использования. Как правило, в качестве устройства вывода информации используется обратно смещенный р – n – переход, формируемый в непосредственной близости от последней МДП – структуры.

Таким образом, при разработке ПЗС необходимо учитывать следующие физические ограничения:

- предельную величину накопленного информационного заряда, превышение которой ведет к исчезновению потенциальной ямы;

- минимально допустимую рабочую частоту переноса зарядов, ниже которой информация искажается из – за тепловой генерации носителей;
- минимально допустимое геометрическое расстояние между соседними МДП – структурами, определяемое появлением туннельного эффекта (если две соседние структуры слишком близки) или возникновением электрического пробоя (если слой диэлектрика под затвором оказывается слишком тонким).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В учебном пособии рассмотрены физические основы поверхностных явлений в полупроводниках. Дана модель идеальной и реальной поверхностей полупроводника, обсуждается природа и виды поверхностных состояний, приведены энергетические диаграммы приповерхностной области полупроводника, соответствующие различным видам областей пространственного заряда.

Особое внимание уделено рассмотрению эффекта поля в МДП – структуре, так как он определяет функционирование полевых транзисторов с изолированным затвором и приборов с зарядовой связью.

Рассмотрены вольт – фарадные характеристики МДП – структур, позволяющие использовать данные структуры в качестве конденсаторов с управляемой емкостью. Кроме того, показано, что эти характеристики позволяют осуществлять контроль протекания технологического процесса изготовления полупроводниковых приборов и ИМС на основе МДП – структур.

ЛИТЕРАТУРА

- Моррисон С. Химическая физика поверхности твердого тела. – М.: Мир, 1980. – 486 с.
2. Лифшиц В.Г., Репинский С.М. Процессы на поверхности твердых тел. – Владивосток: Изд-во ВГУЭС, 2003. – 700 с.
3. K. Oura, V. Lifshits, A. Saranin, A. Zotov, M. Katayama. Surface Science. An introduction. Springer, 2003, – 460 p.
4. Новое в исследовании поверхности твердого тела / Под ред. Джайадевайя и Ванселова. – М.: Мир.
5. Naumovets A.G., Zhenyu Zhang, Surf. Sci. – 2001.
6. Bonzel H.P., Gjostain N.A.-J. Appl. Phys. – 1968, v.39, – 3480 p.
7. Swartzentruber B.S., Phys. Rev. Lett., v.76, N3. – 1996, p 459 – 462.
8. Yasunaga and A. Natori Surf. Sci. Reports. – 1992, 15, p. 205 – 280.
9. Kellog G.L., Feibelman P.J. Phys. Rev. Lett. 64. – 1990. – 3143 p.
10. Yu.L. Gavriyuk, Yu.S. Kaganovskii and V.G. Lifshits, Kristallografia, 26. 561. 1981. [Sov. Phys. Cryst., 26, 317. 1981.
11. Keeffe M.E., Umbach C.C. and Blakely J.M., J. Phys. Chem.Solids, 55, 965. 1994.
12. Webb M.B., Men F.K., Swartzentruber B.S., Kariotis R. and Legally M.G. Surf. Sci. 23. 242. 1991.
13. W. Seith. Diffusion in Metallen, Springer-Verlag. – 1955.
14. A.G. Naumovets, Y.S.Vedula, Surface diffusion of adsorbates, Surf.Sci.Rep.4. 365. 1985.
15. Gomer R., Diffusion of adsorbates on metal surfaces, Rep. Progr. Phys. 53. 917. 1990.
16. Kellog G. Field ion microscope studies of a single atom surface diffusion and cluster nucleation on metal surfaces, Surf. Sci. Rep. 21. – 1994. 1.
17. Tsong T. Atomic, molecular and cluster dynamics on flat and stepped surfaces, Progr. Surf. Sci. 64. 199. 2000.
18. Mo Y.W. Direct determination of surface diffusion by displacement distribution measurement with scanning tunneling microscopy, Phys. Rev. Lett. 71. 2923. 1993.
19. Erlich G. Diffusion of individual adatoms, Surf. Sci. 299/300. 628. 1994.
20. E.G.Seebauer and C.E.Allen. Estimating surface diffusion coefficients. Progr. Surf. Sci. v.49, N3. – 1995. p. 265 – 330.