

Национальная академия наук
Азербайджанской республики
Институт Физики

Гасанов И.С.

Плазменная и пучковая технология

Издательство “Элм”
Баку - 2007

Печатается по решению Ученого Совета
Института Физики
Национальной Академии Наук Азербайджана.

Ответственный редактор:
Д.ф.м.н., проф. Е.К.Гусейнов.

Рецензент:
Д.ф.м.н., проф. А.Х.Мурадов.

Гасанов Ильхам Солтан оглы.
Плазменная и пучковая технология.
Издательство “Элм”, 2006, - 174 с.

В книге рассматриваются физические процессы, лежащие в основе работы ионных и плазменных источников, а также их конструкции и функциональные параметры. Описываются методы масс-анализа состава ионных пучков и остаточного газа в вакуумной системе.

Характеризуются механизмы взаимодействия ускоренных ионов и электронов с веществом, способы осаждения тонких пленок, основные применения плазменной технологии.

По содержанию и уровню изложения книга предназначена для научных сотрудников, работающих в области физической электроники, а также может быть рекомендована аспирантам и магистрам соответствующих специальностей.

И.С.Гасанов. 2007

Введение

Взаимодействие частиц плазмы, а также пучков ускоренных ионов и электронов, с поверхностью твердого тела широко используется в различных научно-исследовательских областях. Посредством пучков заряженных частиц производятся ядерные реакции, дополнительный нагрев плазмы в системах управляемого термоядерного синтеза; создается реактивное движение в космических двигателях малой тяги; осуществляется электронно-лучевое испарение тугоплавких материалов; выполняются сложные технологические операции в микроэлектронике. Ионно-плазменная технология позволяет получить тонкие пленки различных материалов, модифицировать физические свойства поверхности, создавать квантовые наноструктуры.

Настоящая книга предназначена для научных сотрудников, аспирантов и магистров, обучающихся по специальности «Физическая электроника».

Для изучения механизмов взаимодействия ускоренных частиц с конденсированной средой в первую очередь нужно сформировать пучок заряженных частиц с необходимыми для данной задачи параметрами. Поэтому в пособии рассматриваются принципы получения ионных пучков и основные характеристики ионных и плазменных источников.

Состав ионного пучка должен быть проанализирован с помощью масс-анализаторов для сепарации ионов определенного вида, заряда или энергии.

При целенаправленной модификации физических свойств поверхности необходимо знание возможных механизмов взаимодействия ускоренных частиц с частицами твердого тела. В пособии описываются такие явления как радиационно-стимулированная диффузия, каналирование ионов, кинжальное проплавление, плазмохимическое травление поверхности.

В книге приводятся также практические значения физических величин, которые характеризуют действие приборов и устройств. В приложении помещены задачи и расчеты с решениями, которые способствуют более глубокому усвоению изложенного материала.

§1. Плазменное состояние вещества. Элементарные процессы в плазме.

Полностью или частично ионизированный газ называют плазмой. Из-за кулоновского взаимодействия между частицами плазмы в ней автоматически поддерживается квазинейтральность $n_e \cong kn_i$, где кратность заряда ионов $k = 1, 2, \dots$.

Плазму от реального газа отличает то, что в кулоновском взаимодействии одновременно участвуют множество частиц, а энергия парных взаимодействий пренебрежимо мала. Однако в большинстве случаев энергия кулоновского взаимодействия значительно меньше тепловой энергии частиц. По последней причине плазму можно считать идеальным газом заряженных частиц.

При локальном изменении потенциала в плазме происходит перераспределение пространственного заряда, и возмущение поля экранируется. Оценим масштаб экранировки поля.

Пусть в плазму помещен заряд q . В окрестности заряда потенциал будет удовлетворять уравнению Пуассона в сферической системе координат

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -\frac{\rho(r)}{\varepsilon_0} \quad (1)$$

где $\rho = e(n_+ - n_-)$. Будем считать среднюю концентрацию частиц равной n , а ионы – однократно заряженными.

Из-за теплового движения частиц плазмы их распределение вблизи нашего заряда будет подчиняться закону Больцмана

$$n_+ = ne^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad n_- = ne^{\frac{e\varphi}{kT}} \quad (2)$$

$$\text{Таким образом, } \rho = en \left(e^{-\frac{e\varphi}{kT}} - e^{\frac{e\varphi}{kT}} \right) \quad (3)$$

В случае слабого поля $e\varphi/kT \ll 1$ и, разложив экспоненциальные члены в ряд Тейлора, для некомпенсированного заряда получим выражение

$$\rho = -\frac{2e^2 n \varphi}{kT} \quad (4)$$

Уравнение (1) будет иметь вид:

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{2e^2 n}{\varepsilon_0 kT} \varphi = 0 \quad (5)$$

Решение этого уравнения при условии $\varphi \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$ следующее

$$\varphi = \frac{A}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}}, \quad (6)$$

где A – постоянная и $\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{2e^2 n}}$ (7)

называется дебаевским радиусом экранирования. Эта величина показывает расстояние от пробного заряда, на котором потенциал уменьшается в e раз. Радиус Дебая характеризует глубину проникновения поля в плазму; тепловое движение частиц препятствует экранировке электрического поля.

При конструировании плазменных источников ионов необходимо знать максимально возможный ток ионов, получаемый в каждом типе источников. Плотность тока ионов, поступающих из плазмы источника в выходное отверстие, можно было бы вычислить по формуле

$$j = en_i v_i, \quad (8)$$

где n_i – концентрация ионов, v_i – их тепловая скорость. Отметим, что в низкотемпературной плазме температуры компонент отличаются друг от друга и $T_i \ll T_e$.

Однако, как показывает опыт, ионный ток оказывается выше, чем вычисленный по (8). Это связано с тем, что из-за теплового движения электронов потенциал пробного заряда (или стенки камеры) экранируется не полностью (рис. 1).

Остаточный потенциал φ_0 определяет ускорение ионов к стенке и соответствующее увеличение ионного тока. Этот потенциал связан с температурой электронов $e\varphi_0 \cong kT_e$, то есть скорость ионов, движущихся к электроду с отрицательным потенциалом, определяется температурой электронов плазмы. Точный

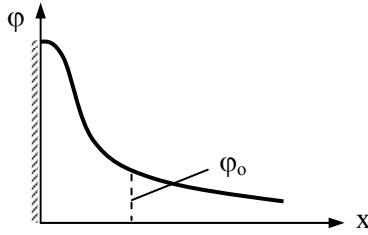


Рис.1. Распределение потенциала вблизи пробного заряда в плазме.

расчет дает для плотности ионного тока выражение

$$j_i = 0,4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M}}, \quad (9)$$

которое носит название формулы Бома.

В объеме плазмы и на ограничивающих его стенках происходят различные элементарные процессы, которые определяют параметры плазмы: диссоциация молекул, возбуждение и ионизация атомов и молекул, рекомбинация заряженных частиц и др. Для количественной характеристики процессов вводится понятие эффективного сечения δ .

Пусть электронный пучок со скоростью v и единичной поперечной площадью распространяется в газе с концентрацией n_a . Число электронов, выбывающих из пучка в результате столкновений с атомами, определяется из выражения

$$\frac{dn_e}{dt} = -\delta n_e n_a v \quad (10)$$

Сделав замену $vdt = dx$, получим

$$\frac{dn_e}{n_e} = -\delta n_a dx \quad (11)$$

Отсюда следует выражение для средней длины свободного пробега электронов

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\delta n_a} \quad (12)$$

Величина $\delta = \frac{1}{\bar{\lambda} n_a}$ носит название эффективного сече-

ния процесса. Она имеет размерность площади и для каждого вида столкновений имеет смысл площади рассеивающего центра. Величина эффективного сечения зависит от относительной скорости сталкивающихся частиц. На рис.2 приведены зависимости эффективного сечения ионизации электронным ударом от скорости электронов для некоторых элементов. Максимумам кривых соответствуют энергии электронов в диапазоне 50–100 эВ.

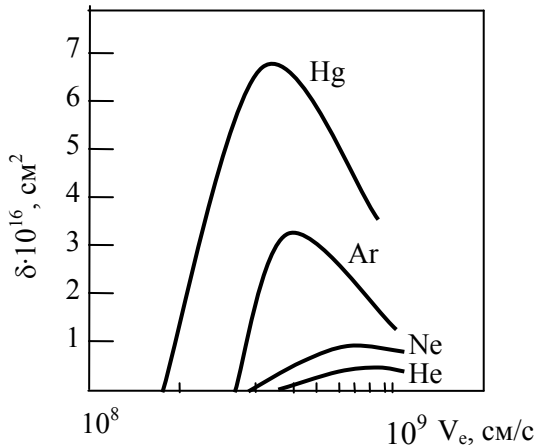


Рис. 2. Зависимость сечения ионизации газа от скорости электронов.

При прохождении ионов через газ может происходить также обмен электроном между быстрым ионом и атомом, в результате чего возникает быстрый атом и медленный ион: (перезарядка): $A^+ + B = A + B^+$

Этот процесс можно использовать для получения пучка быстрых нейтральных атомов. Особенно большие сечения перезарядки наблюдаются при движении ионов в собственном газе

(резонансная перезарядка). На рис. 3 приведены эффективные сечения перезарядки протонов на атомах некоторых элементов.

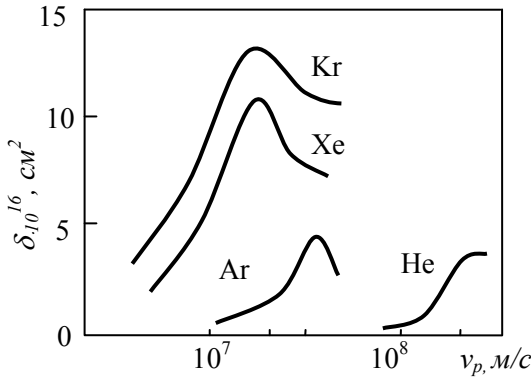


Рис.3. Зависимость сечения перезарядки от скорости протонов.

Наряду с процессами образования заряженных частиц в плазме происходят и обратные процессы: рекомбинация зарядов в объеме и нейтрализация их на граничных поверхностях. Число актов рекомбинации в 1cm^2 за 1s в случае квазинейтральной плазмы

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha n_e^2, \quad (13)$$

где α - коэффициент объемной рекомбинации, являющийся функцией температуры.

Объемная рекомбинация атомов имеет существенное значение лишь при больших давлениях, а в условиях разрядов низкого давления рекомбинация происходит главным образом на стенках прибора. Число ионов, нейтрализующихся за 1s на стенках разрядной трубки радиуса R в пределах 1cm ее длины, равно

$$\nu_{cm} \cong n_e \sqrt{\frac{kT_e}{M}} 2\pi R, \quad (14)$$

где $\sqrt{\frac{kT_e}{M}}$ - по порядку величины скорость ионов, проходящих через границу плазмы и слоя.

Кулоновское взаимодействие между частицами плазмы определяет в ней ряд процессов: электропроводность, теплопроводность, диффузию и т. д. Получим выражение для эффективного сечения кулоновских столкновений.

Пусть частица А пролетает в направлении оси Z мимо частицы В на некотором расстоянии (рис. 4)

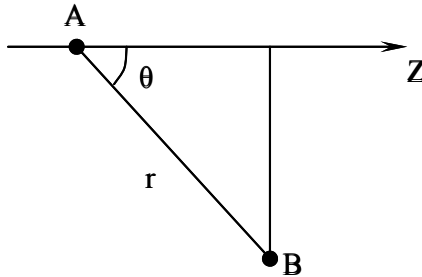


Рис.4. Отклонение частицы рассеивающим центром.

Будем рассматривать такие большие расстояния r_0 , что поперечным отклонением частиц можно пренебречь. Тогда получаемый частицей А поперечный импульс можно вычислить следующим образом

$$\Delta P_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp} dt = \int_{-\infty}^{\infty} F_r \sin \theta dt, \text{ где } F_r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Сделав замены $r = \frac{r_0}{\sin \theta}$ и $dt = \frac{dz}{v} = -\frac{r_0 d\theta}{v \sin^2 \theta}$, полу-

чим

$$\Delta P = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 v} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 r_0 v}.$$

Найдем среднее квадратичное изменение импульса $(\overline{\Delta P})^2$ заряда на 1 см пути в плазме с плотностью n . В цилиндрическом

слое радиуса r_0 и толщиной dr_0 число рассеивающих центров будет $dn = 2\pi nr_0 dr_0$.

$$\text{Тогда } \overline{d(\Delta P)^2} = \left(\frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 r_0 v} \right)^2 dn = \frac{e^4 n}{2\pi\epsilon_0^2 v^2} \frac{dr_0}{r_0}$$

Проинтегрировав это выражение по r_0 от r_{\min} до r_{\max} , получим

$$\overline{(\Delta P)^2} = \frac{e^4 n}{2\pi\epsilon_0^2 v^2} \ln \Lambda, \quad (15)$$

где $\Lambda = r_{\max} / r_{\min}$.

Для ионизованного газа понятие длины свободного пробега частицы можно определить как расстояние, на котором изменение импульса порядка самого импульса $\lambda(\Delta P)^2 \approx P^2$. Из этого определения следует

$$\lambda = \frac{2\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}{e^4 n \ln \Lambda} \quad (16)$$

Эффективное сечение кулоновских столкновений будет иметь вид

$$\delta = \frac{1}{\lambda n} = \frac{e^4 \ln \Lambda}{2\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}$$

Естественно считать r_{\max} равным дебаевскому радиусу экранирования, а r_{\min} – равным расстоянию наибольшего сближения частиц $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 W}$. Тогда

$$\Lambda = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{2e^2 n} \right)^{1/2} \frac{4\pi\epsilon_0 W}{e^2}.$$

При максвелловском распределении частиц $W = \frac{3}{2} kT$

$$\Lambda = \frac{6\pi\epsilon_0}{e^3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2n}} (kT)^{3/2} \quad (17)$$

Вычисления показывают, что для практически интересных случаев величина $\ln \Lambda$ близка к 20. Тогда подставляя в формулу (16), получим

$$\delta = \frac{2,5e^4}{\pi\epsilon_0^2 W^2} \quad (18)$$

Таким образом, для отклонения частицы существенными оказываются слабые, но частые толчки со стороны удаленных зарядов.

В различных плазменных устройствах с неоднородной плазмой важную роль могут играть процессы ухода частиц, приводящие к выравниванию параметра неоднородности. Эти диффузионные процессы особенно существенны для плазмы, находящейся в магнитном поле.

Пусть в плазме существует градиент концентрации вдоль оси z . Тогда результирующий поток частиц в результате столкновений будет иметь вид

$$J = -\nu(\Delta\epsilon)^2 \frac{dn}{dz}, \quad (19)$$

где множитель $D = \nu(\Delta\epsilon)^2$ есть коэффициент диффузии. Он равен среднему квадратичному смещению частицы за 1 секунду. В магнитном поле каждое столкновение приводит к смещению в направлении, перпендикулярном магнитному полю, от нуля до диаметра ларморовской окружности. Точный расчет показывает, что коэффициент диффузии поперек магнитного поля равен

$$D_{\perp} = \frac{D_0}{1 + \omega_n^2 \tau^2}, \quad (20)$$

где $D_0 = \frac{\lambda\nu}{3}$ - коэффициент диффузии для нейтрального газа, λ -длина свободного пробега частиц. На практике величины магнитных полей достаточно большие и для электронов $\omega_n^2 \tau^2 \gg 1$. В таком случае коэффициент диффузии должен быть пропорционален $1/B^2$. Часто в экспериментах диффузия

электронов происходит значительно быстрее, чем предсказываемая формулой (20). Это связано с флуктуациями электрического поля в плазме и соответствующий коэффициент диффузии пропорционален $1/V$.

Как правило, диффузия частиц не происходит независимо. Легкие электроны опережают ионы, возникает поляризационное электрическое поле, которое увлекает ионы за электронами. Такая совместная диффузия компонент плазмы описывается коэффициентом амбиполярной диффузии

$$D_{амб} = \frac{\mu_e D_{0i} + \mu_i D_{0e}}{\mu_e + \mu_i}, \quad (21)$$

где μ_e , μ_i – подвижности электронов и ионов в электрическом поле.

Из-за коллективных взаимодействий плазму отличает большое количество колебательных степеней свободы. В большом количестве случаев колебания определяют применимость плазменного устройства для какой либо задачи.

Само нарушение квазинейтральности может вызвать колебания пространственного заряда в плазме в силу того, что возникшее электрическое поле будет играть роль квазиупругой силы.

Частоту колебаний можно найти из системы линейных уравнений:

$$\begin{array}{ll} \text{Пуассона} & \text{div} \vec{E} = -\frac{en}{\epsilon_0} \\ \text{Движения} & \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m} \vec{E} \\ \text{Непрерывности} & \frac{dn}{dt} + n_0 \text{div} \vec{V} = 0 \end{array} \quad (22)$$

Продифференцировав последнее уравнение и сделав подстановки, получим

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} n = 0 \quad (23)$$

Отсюда следует выражение для частоты колебаний, которые называются ленгмюровскими

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m}} . \quad (24)$$

Как следует из формулы (24), частота колебаний растет с увеличением плотности плазмы. Это связано с тем, что с увеличением концентрации плазмы возрастает величина квазиупругой силы.

§2. Способы получения вакуума. Термоэлектронная и автоэлектронная эмиссия.

Разнообразие вакуумных насосов связано с тем, что они работают на различных физических принципах. В целом насосы можно классифицировать по начальному давлению, с которого они могут действовать:

1) форвакуумные насосы, действующие с атмосферного давления;

2) насосы, действующие после предварительного разрежения (как правило, с $P \leq 10^{-2}$ мм.рт.ст.).

Принцип действия форвакуумных насосов разберем на примере пластинчато-роторного насоса, сечение которого показано на рис. 1.

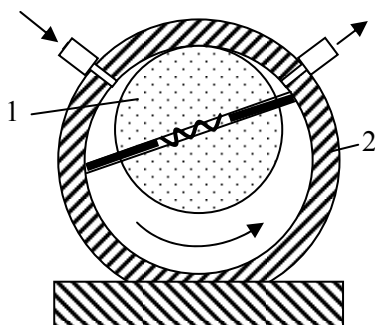


Рис.1. Схема форвакуумного насоса.

Ось цилиндрического ротора 1 расположена эксцентрично относительно оси статора 2 так, что они имеют точку касания. В корпусе ротора помещаются две пластины, прижимаемые к корпусу статора пружиной. При вращении ротора периодически происходит всасывание и выброс газа. Трущиеся поверхности пластинчатых насосов должны быть хорошо обработаны и нуждаются в постоянной смазке вакуумным маслом.

Действие диффузионных насосов, предназначенных для получения высокого вакуума, основано на передаче импульса молекулам откачиваемого газа. Импульс передается со стороны тяжелых молекул струи рабочего пара, куда молекулы откачиваемого газа попадают в результате диффузии.

На рис. 2 показана схема металлического паромасляного насоса. Здесь имеется один испаритель и пар поднимается к соплам зонтичного типа по отдельным паропроводам. Такое расположение паропроводов обеспечивает автоматическую разгонку масла в жидкой фазе.

Сконденсировавшееся на охлаждаемых стенках корпуса масло стекает в общий испаритель. Тяжелые фракции, кипящие при более высокой температуре, доходят до центра испарителя и создают струю пара для самого высокого сопла. Чтобы уменьшить попадание паров масла в откачиваемый объем, в верхней части насоса помещают охлаждаемые маслоотражательные щитки. Современные паромасляные насосы действуют в диапазоне $10^{-3} - 10^{-7}$ мм рт. ст.

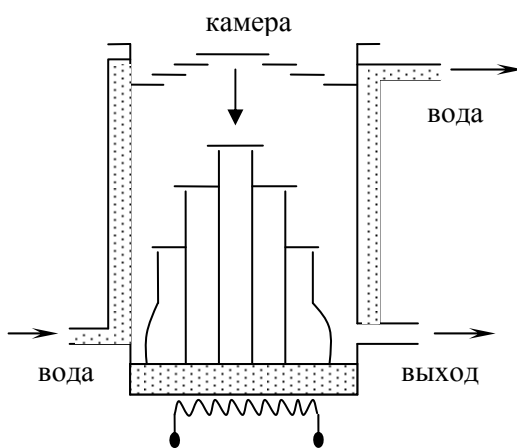


Рис.2. Схема диффузионного насоса.

В молекулярных и турбомолекулярных насосах откачка также происходит в результате передачи импульса молекулам газа. Но в отличие от диффузионных насосов, здесь импульс передается от вращающихся с большой скоростью деталей насоса.

В этих насосах применяется свободная подвеска ротора и поэтому отпадает необходимость в использовании смазок, ограничивающих предельный вакуум. Дисковый ротор не имеет подшипников, а удерживается на определенной высоте системой магнитной подвески и приводится в движение вращающимся магнитным полем. Скорость ротора может достигать десятков тысяч об/мин. При прогреве стенок системы до 400°С удается понизить предельный вакуум до 10^{-11} мм рт. ст.

Газ из камеры можно удалять не только передачей импульса молекулам. После ионизации молекул (или атомов) их можно удалять электрическим полем. Причем не обязательно молекулы выбрасывать в атмосферу, они могут оставаться в камере в связанном каким-либо способом состоянии.

В ионно-сорбционных насосах газ связывается посредством испаряющихся поглотителей. Обычно для этой цели используется титан. В колбе находится накаливаемый вольфрамо-

вый катод, сетчатый (цилиндрический) анод и несколько испарителей. При непрерывной работе испарителей на стенках колбы поддерживается свежий титановый слой, способный поглощать попадающие на него молекулы откачиваемого газа. Между анодом и катодом прикладывается разность потенциалов в несколько сотен вольт. Тогда ионы, образовавшиеся в пространстве анод-катод, будут устремляться к стенкам, и поглощаться пленкой титана. Предварительное разрежение для таких насосов должно быть не более 10^{-4} мм рт. ст., а предельное давление достигает 10^{-10} мм рт. ст.

В электроразрядных магнитных насосах (рис.3) разряд используется как для повышения эффективности связывания газов, так и для распыления титанового испарителя. Внутри камеры расположены две титановые пластины 1, служащие катодами, и анод 2 ячеистой конструкции.

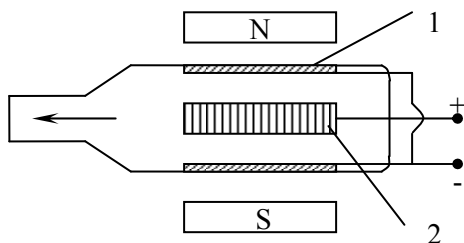


Рис.3. Схема электроразрядного насоса:
1-титановый катод; 2-анод.

Между анодом и катодом прикладывается напряжение в несколько киловольт, вся система помещается в постоянное магнитное поле с напряженностью порядка 1 кЭ. Включение насоса производится при достижении предварительного разрежения $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. При зажигании разряда холодные катоды бомбардируются положительными ионами, что приводит к распылению титана на развитую поверхность анода и стенки насоса. Электроны в разряде совершают колебательное движение и ионизируют как молекулы газа, так и атомы распыленного титана. Связывание ионов в слоях титана особенно важно при откачке инертных газов, которые из-за малой химической актив-

ности практически не хемосорбируются на титане. Скорость откачки инертных газов не превышает 10% скорости откачки воздуха, которая в некоторых марках таких насосов достигает десятков тысяч л/с.

Работа криогенных насосов основана на конденсации газов и паров на поверхности твердых тел, охлажденных до очень низких температур, при которых равновесная упругость пара откачиваемых веществ намного ниже требуемого давления в системе. В качестве рабочих веществ используется жидкий водород ($T=20,4$ К) или жидкий гелий ($T=4,2$ К). Предварительное разрежение в этих насосах составляет 10^{-6} мм рт. ст.

Диапазоны рабочих давлений основных типов вакуумных насосов показаны на рис.4 в логарифмическом масштабе.

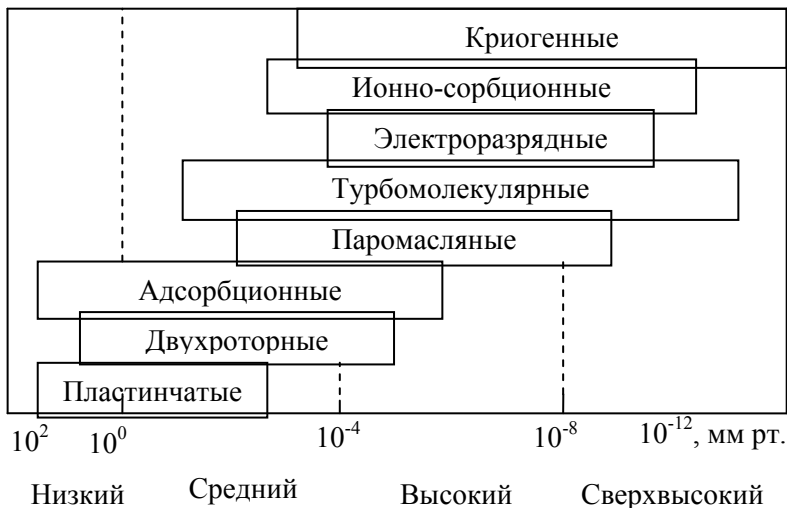


Рис.4. Области действия различных насосов.

Термоэлектронная и автоэлектронная эмиссия.

Для целенаправленного изменения свойств поверхности материалов потоками заряженных частиц в первую очередь требуется получить пучки с необходимыми для данной задачи па-

раметрами. Рассмотрим основные физические явления, которые часто используются при получении электронных пучков.

Термоэлектронная эмиссия.

При нагревании тугоплавких металлов до высокой температуры часть электронов проводимости вылетает с поверхности металла. Вычислим плотность такого электронного тока.

В металле электроны находятся внутри потенциальной ямы с высотой E_B и подчиняются функции распределения Ферми. Для того, чтобы электрон покинул металл, его скорость должна превышать величину $\sqrt{\frac{2E_B}{m}}$ и быть направленной перпендикулярно поверхности.

Предположим, что ось x перпендикулярна поверхности металла. Тогда число электронов, скорости которых находятся в диапазоне $dv_x dv_y dv_z$, прошедших за 1сек через единичную площадку поверхности, будет равно

$$dn = \frac{2m^3}{h^3} \frac{v_x}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z . \quad (1)$$

Экспонента в знаменателе намного больше единицы. Общее число частиц найдем интегрированием; нижний предел интегрирования для v_x будет равен $\sqrt{\frac{2E_B}{m}}$.

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_B}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_x e^{\frac{E_F}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (2)$$

Энергию можно выразить через компоненты скорости

$$E = \frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2} .$$

Тогда выражение (2) примет вид

$$N = \frac{2m^3}{h^3} e^{\frac{E_F}{kT}} \int_{v_B}^{\infty} v_x e^{\frac{-mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-mv_z^2}{2kT}} dv_z \quad (3)$$

Первый интеграл равен $\frac{kT}{m} e^{-\frac{E_B}{kT}}$, а каждый из последующих - $\sqrt{2\pi kT/m}$. Для плотности тока $j=eN$ получим

$$j = \frac{4\pi k^2 em}{h^3} T^2 e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (4)$$

где $A=E_B-E_f$ - работа выхода электронов. Эта формула называется формулой Ричардсона–Дешмана.

После вычислений формула Ричардсона–Дешмана принимает вид

$$j = 1,2 \cdot 10^6 T^2 e^{-\frac{A}{kT}}, (A/m^2).$$

Эффект Шоттки и автоэлектронная эмиссия.

В вакуумном диоде с накаливаемым катодом при подаче анодного напряжения электронный ток оказывается выше, чем дает формула (4). Это связано с тем, что внешнее электрическое поле способствует вырыванию электронов из катода. Вычислим величину дополнительного роста тока.

Из электростатики известно, что на вылетевший из металла электрон действует сила зеркального отображения

$$F_z = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{(2x)^2}, \quad (5)$$

где x – расстояние электрона от поверхности. Соответствующая этой силе потенциальная энергия равна

$$W_z = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2x} \quad (6)$$

На рис.5 показаны распределения силы и потенциальной энергии электрона вблизи поверхности катода. Однородное

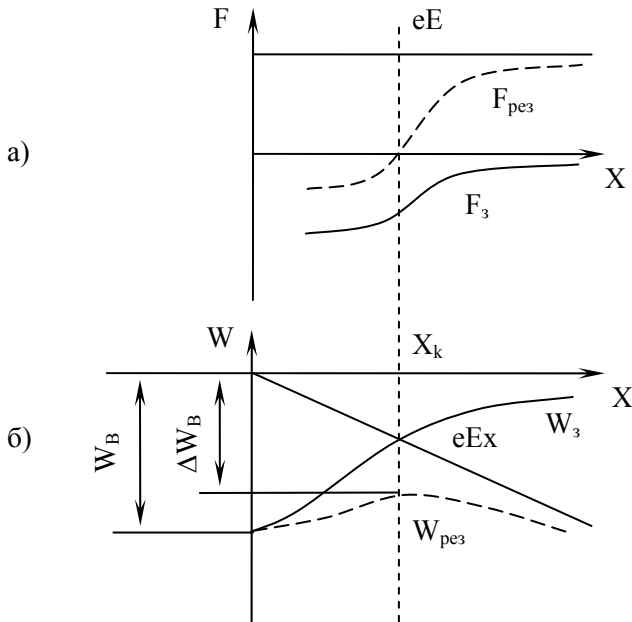


Рис.5. Распределение силы, действующей на электрон (а), и его потенциальной энергии (б) вблизи поверхности катода.

внешнее поле соответствует линейному распределению потенциала. В точке x_k внешняя сила компенсирует силу зеркального отображения

$$eE = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x_k^2} \quad (7)$$

$$x_k = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}} \quad (8)$$

В точке x_k снижение потенциального барьера ΔW_B равно удвоенному значению потенциальной энергии eEx_k или W_3

$$\Delta W_B = -2eE \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} = -\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \cdot \sqrt{E} \quad (9)$$

Увеличение плотности тока за счет снижения высоты потенциального барьера во внешнем электрическом поле выражается формулой Шоттки

$$j_E = j_0 e^{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \frac{\sqrt{E}}{kT}} = j_0 e^{\frac{0,44\sqrt{E}}{T}}, \quad (10)$$

где j_0 – плотность тока Ричардсона-Дешмана.

При большой напряженности поля электронный ток оказывается выше, чем предсказывает формула (10). Дело в том, что внешнее поле не только снижает высоту потенциального барьера для электронов, но и уменьшает ширину этого барьера. В таком случае возрастает вероятность проникновения электронов сквозь барьер (туннельный эффект). При высокой напряженности поля электроны вырываются из холодного катода. Это явление называется автоэлектронной эмиссией.

Согласно теории Фаулера-Нордгейма, при автоэлектронной эмиссии напряженность поля E играет в формуле для плотности тока такую же роль, что и температура T в формуле Ричардсона-Дешмана

$$j_{авт} = aE^2 e^{-\frac{b}{E}}, \quad (11).$$

где a и b – константы.

Расчеты показывают, что для холодной эмиссии необходима величина электрического поля порядка $2 \div 5 \cdot 10^7$ В/см.

§3. Системы извлечения заряженных частиц. Пушка Пирса. Конструкции и параметры источников.

Из эмиттера заряженных частиц (плазменного или твердотельного) отбор частиц необходимой полярности можно производить различными способами.

Рассмотрим плоский катод с неограниченной эмиссионной способностью, напротив которого на расстоянии d располагается плоский анод (вакуумный диод). Определим распределение потенциала между электродами, когда на анод подано напряжение U_a , и зависимость плотности тока электронов от напряжения.

Потенциал между электродами подчиняется одномерному уравнению Пуассона

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = -\frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \quad (1)$$

при граничных условиях: $x=0, \frac{du}{dx} = 0$ $u=0; x=d, U=U_a$. Плотность пространственного заряда электронов получим из зависимости

$$j_e = -\rho_e \sqrt{\frac{2e}{m} U} \quad (2)$$

Вспользуемся соотношением $\frac{d}{dx} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = 2 \frac{dU}{dx} \cdot \frac{d^2 U}{dx^2}$.

Тогда уравнение (1) приведет к виду

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = \frac{2j_e}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} \sqrt{U}}} \cdot \frac{dU}{dx}$$

После первого интегрирования получим выражение для поля

$$\frac{dU}{dx} = \frac{\sqrt{4j_e}}{\sqrt{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m}}} U^{1/4} \quad (3)$$

После второго интегрирования - распределение потенциала

$$U = \left(\frac{9}{4\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \right)^{2/3} j_e^{2/3} x^{4/3} \quad (4)$$

Из последнего уравнения получим выражение для плотности тока, ограниченного пространственным зарядом - закон Чайльда-Ленгмюра

$$j_e = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (5)$$

При выводе зависимости мы предположили, что на катоде скорость электронов и электрическое поле равны нулю. На самом деле электроны имеют разброс по скоростям, и вблизи катода существует минимум потенциала, который и ограничивает ток эмиссии.

Выше решалась одномерная задача при бесконечных размерах электродов. На практике катоды имеют малые размеры, и электронный пучок также имеет определенный поперечный размер. В этом случае пространственный заряд пучка неизбежно приведет к расширению пучка по мере его распространения. Если изменить форму электродов, то можно получить такое распределение потенциала, что на границе пучка поле всегда будет равно нулю. Как было показано Пирсом, для этого необходимо, чтобы угол между границей пучка и свободной частью катода равнялся $67,5^0$ (рис. 6). То есть изгиб катода приводит к появлению

нию радиального электрического поля, которое компенсируется полем пространственного заряда пучка.

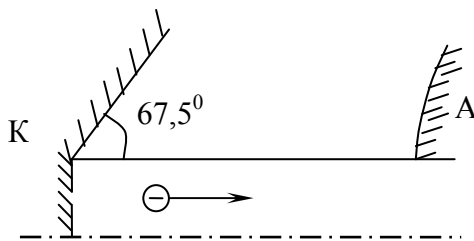


Рис. 6. Система Пирса в плоском диоде.

На практике часто используется трехэлектродная система (например, в кинескопах). Отрицательная сетка располагается вблизи катода. Изменяя потенциал сетки, можно регулировать ток эмиссии и форму пучка.

В качестве твердотельных эмиттеров электронов кроме вольфрама используют различные соединения с целью снижения работы выхода. Это торированный вольфрам, гексаборид лантана, оксидные катоды (окиси бария, стронция и кальция на никелевом основании), барий на основе вольфрама. Наиболее высокую плотность тока дают катоды из гексаборида лантана $\sim 20 \text{ А/см}^2$ при $T=2000 \text{ К}$, наименьшую рабочую температуру имеют оксидные катоды $-T=1050 \text{ К}$.

В случае отбора заряженных частиц с поверхности плазменного эмиттера необходимо учитывать, что положение границы не является фиксированным и в зависимости от приложенного напряжения эмиттер может менять свою форму и размеры.

Для извлечения ионов из источника в стенке разрядной камеры проделывается отверстие или узкая длинная щель, а напротив располагается диафрагма, на которую подается извлекающее напряжение. При этом возможны три способа отбора ионов, связанные с формой границы плазмы (рис. 7).

Если электрическое поле достаточно для того, чтобы граница плазмы была плоской (рис.7, а), то пучок будет параллель-

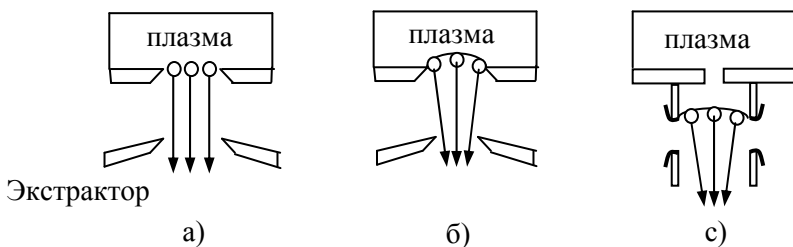


Рис.7. Три способа извлечения ионов.

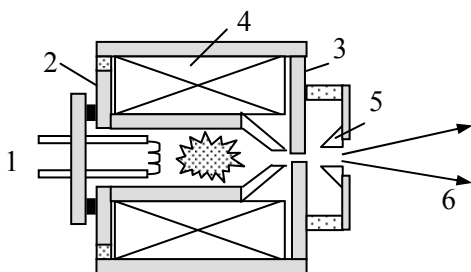
ным. При этом извлекаемый ток подчиняется закону Ленгмюра (5), но ограничения тока пространственным зарядом нет. Вблизи границы плазмы не может образоваться минимум (или максимум) потенциала, так как заряды противоположного знака этот потенциальный барьер ликвидируют. Кроме того, извлекаемый ток всегда будет током насыщения, так как притекающий к отверстию ионный ток со стороны плазмы определяется формулой Бома. В данном случае закон Ленгмюра устанавливает соотношение между током пучка, напряжением экстрактора и расстоянием между электродами.

Если напряжение экстрактора достаточно велико, то граница плазмы может прогнуться внутрь камеры и тогда площадь эмиссии окажется больше площади отверстия (рис.7, б). В этом случае формируется сходящийся пучок.

Если напряжение экстрактора мало, то плазма проникает за пределы камеры и заполняет специальную полость (рис.7, с). При этом концентрация плазмы в расширителе меньше, чем в камере. Поэтому с границы проникающей плазмы можно отбирать большие токи при сравнительно малых напряжениях извлечения.

Как уже отмечалось, ионные источники отличаются принципом действия и своими параметрами. Одним из наиболее интенсивных источников является дуоплазматрон - прибор с двойным контрагированием разрядной плазмы (рис. 8).

Разряд поджигается между катодом 1 и промежуточным электродом 2, затем перебрасывается на анод 3. Первичное сжа-

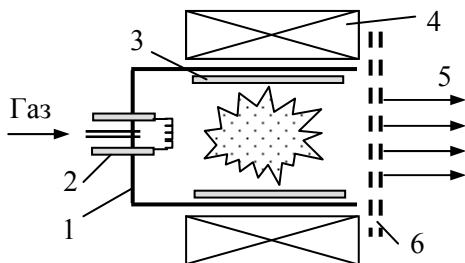


*Рис.8. Схема дуоплазматрона:
1-катод; 2-промежуточный электрод; 3-анод;
4-магнитная катушка; 5-экстрактор; 6-ионный пучок.*

тие плазмы осуществляется за счет сужения разрядной камеры, а вторичное сжатие – сильно неоднородным магнитным полем. Магнитное поле создается катушкой 4, электроды 2 и 3 служат магнитопроводом и область максимального поля находится между этими электродами. На экстрактор 5 подается извлекающее напряжение.

В стационарном режиме в выходном отверстии дуоплазматрона достигается плотность тока ионов водорода до 200 А/см^2 .

В технологических операциях микроэлектроники часто требуются пучки с большой апертурой и однородной плотностью. Из таких источников большое распространение получил источник Кауфмана (рис.9).



*Рис.9. Схема источника Кауфмана:
1-камера; 2-катод; 3-анод; 4-магнитная катушка;
5-ионный пучок; 6-экстрактор.*

В газоразрядной камере 1 разряд горит между накаливаемым катодом 2 и анодом 3 в аксиальном магнитном поле, создаваемом катушкой электромагнита 4. Ионный пучок формируется двухэлектродной многоапертурной ионно-оптической системой. Высокая степень ионизации рабочего газа достигается тем, что электроны движутся к аноду в скрещенных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях по длинным циклоидальным траекториям. Это позволяет снизить рабочее давление в камере. На среднюю сетку извлекающей системы подается небольшой отрицательный потенциал относительно последней сетки, чтобы вторичные электроны из пучка не бомбардировали и не разрушали первую сетку. Характерный ток пучка данного источника 0,2 А, а плотность тока - 0,1 мА/см².

Для получения пучков ленточной формы часто применяются генераторы плазмы на основе разряда Пеннинга.

В разряде Пеннинга используются катоды как накаливаемые, так и холодные, которые поставляют электроны в разряд за счет вторичной ион-электронной эмиссии. Извлечение ионов из разряда производится через узкую длинную щель в аноде. Одна из конструкций источника с холодными катодами представлена на рис. 10.

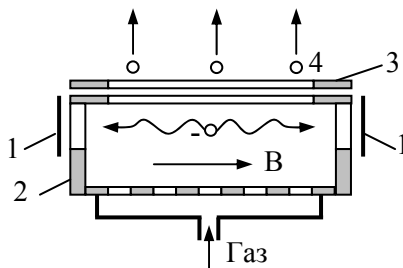


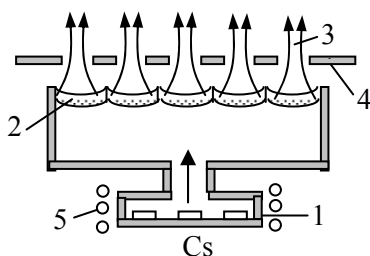
Рис.10. Источник с осциллирующей электронов:
1-катода; 2-анодная камера; 3-экстрактор 4-ионный пучок.

Электроны осциллируют вдоль магнитного поля между холодными катодами 1, производя эффективную ионизацию рабочего газа. Газ в анодную камеру 2 поступает через распределитель. Пучок формируется экстрактором 3 с узкой длинной

щелью. В отличие от дуоплазмотрона, извлечение ионов производится поперек магнитного поля.

Существуют ионные источники, в которых отсутствует газоразрядная плазма. В источниках с поверхностной ионизацией ионы образуются при прохождении пара рабочего вещества сквозь пористое вещество. При этом необходимо, чтобы энергия ионизации пара была меньше работы выхода электронов ионизатора $E_i < A_{\text{вых}}$.

Схема подобного источника показана на рис.11.



*Рис.11. Схема источника с поверхностной ионизацией:
1-испаритель; 2-пористый вольфрам; 3-ионный пучок;
4-экстрактор, 5-нагреватель.*

Рабочее вещество – цезий – переводится в парообразное состояние в испарителе 1 и подается к выходной стенке 2, выполненной из спеченного вольфрама, имеющего достаточную пористость для прохода паров Cs.

Потенциал ионизации цезия равен 3,89 В, а работа выхода для вольфрама 4,52 эВ. Ионизация цезия происходит на поверхности, обращенной к ускоряющему промежутку (рис. 11).

Ячейки ионизатора могут иметь вогнутую форму для уменьшения расходимости микропучков.

При температуре вольфрама 1500 К возможно получение эмиссионной плотности тока до 100 мА/см². Преимуществом источников данного типа является малый разброс ионов пучка по энергии (0,2 - 0,5) эВ. В пучке отсутствуют ионы примесей и многозарядные ионы, а сами ионы не возбуждены.

Для получения ионов из твердотельных мишеней используются лазерно-плазменные источники ионов, в которых плазма образуется при падении сфокусированного излучения лазера на поверхность мишени (рис. 12).

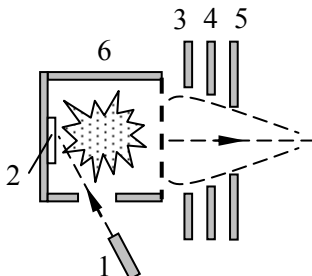


Рис.12. Схема лазерного источника ионов:
1-лазер; 2-мишень; 3,4,5-электроды экстрактора; 6-камера.

Излучение лазера 1, работающего в частотном режиме, фокусируется на поверхности мишени 2. Ускорение и формирование пучка осуществляется ионно-оптической системой (электроды 3, 4 и 5) с границы плазмы, фиксированной сеткой экспандера.

Основным достоинством лазерно-плазменных источников является возможность получения ионов любых твердых веществ; применение соответствующих мишеней позволяет получать пучки заданного стехиометрического состава.

Основные параметры ионных источников.

1. Величина общего ионного тока I_i и начальная плотность тока $j = \frac{I_i}{S_0}$, где S_0 –сечение выходного отверстия.

2. Энергия ускоренных ионов.

3. Разброс энергии ионов в пучке.

4. Степень модуляции ионного тока $M = \frac{\Delta I_i}{I_i} \cdot 100\%$, где

ΔI_i –переменная составляющая тока пучка.

5. Экономичность или отношение тока пучка к общей затраченной мощности $H = \frac{I_i}{W}$ (мА/Вт).

6. Газовая экономичность или отношение числа атомов, превращаемых в ионы, к числу атомов, подводимых к источнику $\eta = \frac{n_a^+}{n_a}$

7. Плотность тока ионов в кроссовере пучка в случае сфокусированных пучков.

Требования к определенным параметрам источника предъявляются в зависимости от его назначения.

§4. Элементы корпускулярной оптики. Влияние пространственного заряда пучков. Линзы и их аберрации.

Ионные пучки чаще всего используются в сфокусированном виде, так как при этом объекту передается наибольшая удельная энергия.

Если пространственный заряд пучка не скомпенсирован, то собственное радиальное электрическое поле может вызвать сильное его расплывание. Для оценки степени расплывания пучка рассмотрим задачу о прохождении ускоренных ионов сквозь тонкую линзу.

Пусть пучок заряженных частиц, обладающих зарядом e и массой M , выходящий из плоскости $z=0$ и имеющий круглое сечение, распространяется в направлении оси z в эквипотенциальном пространстве (рис. 1).

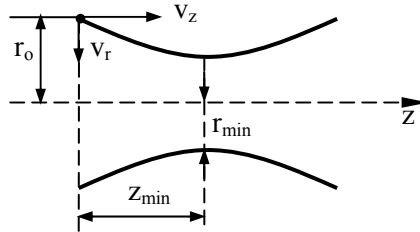


Рис.1. Фокусировка пучка заряженных частиц.

После прохождения какой-либо линзы ионы, кроме скорости v_z , имеют и радиальную скорость v_r . Естественно считать пучок гомоцентричным. Тогда компоненты скорости иона удовлетворяют соотношению

$$\frac{v_r}{v_z} = \frac{r}{f},$$

где f – фокусное расстояние линзы.

Если длина пучка значительно больше его диаметра, то уравнение Пуассона будет иметь вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

В случае постоянной концентрации пучка по его сечению, первое интегрирование уравнения дает выражение для радиального поля

$$E_r = \rho \frac{r}{2\epsilon_0} = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r v_z}, \quad (2)$$

где $I = \rho v_z \pi r^2$ – ток пучка.

Форма пучка определяется интегрированием уравнения радиального движения периферийной частицы

$$M\ddot{r} = eE_r = \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 r v_z} \quad (3)$$

при начальных условиях $t = 0, r = r_0, \dot{r} = -v_r, v_r = \frac{r_0}{f} v_z$.

Первое интегрирование уравнения (3) дает квадрат радиальной скорости

$$v^2 = \frac{eI}{\pi\epsilon_0 M v_z} \ln \frac{r}{r_0} + v_r^2 \quad (4)$$

В фокусе пучка при $r = r_{\min}$ радиальная скорость ионов равна нулю. Отсюда получим выражение для минимального радиуса пучка.

$$r_{\min} = r_0 \exp\left(-\frac{\pi\epsilon_0 M v_r^2 v_z}{eI}\right) \quad (5)$$

Пользуясь формулой (2), можно также оценить перепад потенциала между осью пучка и его границей

$$\Delta U = \int_0^R E_r dr = \frac{\rho R^2}{4\epsilon_0} = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 v_z}. \quad (6)$$

Тогда показатель экспоненты в формуле (5) будет пропорционален отношению энергии радиального движения иона к его потенциальной энергии в поле пространственного заряда

$$r_{\min} = r_0 \exp\left(-\frac{W_r}{2e\Delta U}\right) \quad (7)$$

Из (7) следует, что радиус сфокусированного пучка тем меньше, чем больше его радиальная кинетическая энергия и меньше пространственный заряд.

Для преодоления сил пространственного заряда и фокусировки пучков применяются различные электронно-оптические системы.

Электростатические линзы.

Электростатические линзы применяются при небольших токах пучков, когда пространственным зарядом можно пренебречь. Для вычисления фокусного расстояния системы принимается ряд допущений.

Задача решается в параксиальном приближении, т.е. пучки имеют малый радиус и угол относительно оси, поля являются аксиально-симметричными. Потенциал вблизи оси не зависит от азимутального угла и его зависимость от радиуса должна быть четной.

Используя разложение потенциала по четным степеням радиуса r и уравнение Лапласа в цилиндрических координатах, можно вычислить коэффициенты разложения. В конечном виде потенциал выразится через его значение и производные по z на оси системы

$$U(r, z) = U_0(z) - U_0'' \frac{r^2}{2^2} + U_0^{IV} \frac{r^4}{2^2 4^2} - \dots \quad (8)$$

Уравнения движения ионов в плоскости (r, z) имеют вид

$$\ddot{r} = -\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial r}, \quad \ddot{z} = -\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (9)$$

Для получения уравнения траектории из (9) нужно исключить время

$$\dot{r} = \frac{dr}{dz} \dot{z}, \quad \ddot{r} = \frac{dr}{dz} \ddot{z} + \frac{d^2 r}{dz^2} \dot{z}^2, \quad (10)$$

После подстановок в первое из уравнений (9) получим

$$-\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{q}{m} \frac{dr}{dz} \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{d^2 r}{dz^2} (\dot{z})^2 \quad (11)$$

Из закона сохранения энергии $\frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + \dot{z}^2) = -qU$ и (10)

следует выражение

$$\dot{z}^2 = -\frac{2(q/m)U}{1 + (dr/dz)^2}. \quad (12)$$

Из (11) и (12) находим общее уравнение траектории

$$2U \frac{d^2 r}{dz^2} = \left(\frac{\partial U}{\partial r} - \frac{dr}{dz} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right] \quad (13)$$

В параксиальном приближении $(dr/dz)^2 \ll 1$

$$2U \frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{dr}{dz} \frac{\partial U}{\partial z} \quad (14)$$

В этом уравнении можно использовать разложение (8), а также считать

$$U \approx U_0(z), \quad \frac{\partial U}{\partial z} \approx U_0'(z), \quad \frac{\partial U}{\partial r} \approx -U_0''(z) \frac{r}{2}.$$

В результате получится уравнение параксиального движения

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{dr}{dz} \left(\frac{U_0'}{2U_0} \right) + \frac{r U_0''}{4 U_0} = 0 \quad (15)$$

Это уравнение не зависит от q/m и не меняется при умножении r на произвольный множитель. Производные нормированы относительно U_0 , поэтому траектории определяются не напряженностью поля, а его формой.

Уравнение (15) можно переписать в виде

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{U_0} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{r}{4} \frac{U_0''}{\sqrt{U_0}} \quad (16)$$

После интегрирования получим

$$\sqrt{U_0} \frac{dr}{dz} \Big|_1^2 = -\frac{1}{4} \int_1^2 \frac{r U_0''}{\sqrt{U_0}} dz \quad (17)$$

Цифры 1 и 2 обозначают произвольные начальную и конечную точки траекторий. Линза называется тонкой, если ее активная область мала по сравнению с фокусным расстоянием, так что между точками 1 и 2 r не может заметно измениться. Поэтому r можно вынести за знак интеграла.

Фокусное расстояние линзы можно найти, приравняв нулю производную (dr/dz) в точке 1.

$$\frac{1}{f} = \frac{-(dr/dz)}{r} = \frac{1}{4\sqrt{U_0}} \int_1^2 \frac{U_0''}{\sqrt{U_0}} dz \quad (18)$$

Из анализа этого уравнения следует, что все электростатические линзы, расположенные между свободными от полей областями, являются фокусирующими.

Причина заключается в том, что линзы состоят из фокусирующей и дефокусирующей частей и время пребывания заряженной частицы в фокусирующей части всегда больше.

Рассмотрим оптические свойства трех типов электростатических линз: диафрагм, иммерсионных и одиночных линз.

Диафрагма представляет собой электрод с круглым отверстием, находящимся под потенциалом U_d (рис. 2)

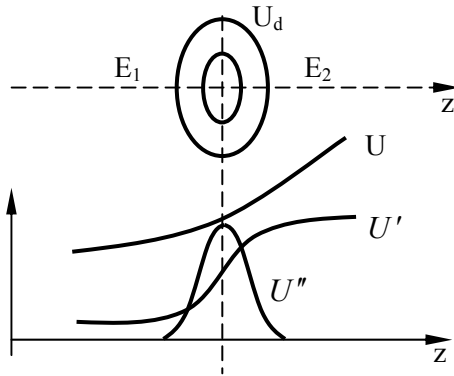


Рис.2. Распределение потенциала и напряженности электрического поля в диафрагме.

Так как вблизи отверстия потенциал меняется незначительно, в первом приближении в уравнении (18) U_0 можно вынести за знак интеграла.

$$\frac{1}{f} \approx \frac{1}{4U_d} (U'_2 - U'_1) \quad (19)$$

Так как $U' = -E$, $\frac{1}{f} = \frac{|E_2| - |E_1|}{4U_d}$.

Диафрагма является единственной линзой, которая может быть фокусирующей или рассеивающей в зависимости от соотношения полей E_1 и E_2 . Она имеет ограниченное применение в качестве самостоятельного фокусирующего прибора, но часто используется в составе электронно-оптических систем.

Примером иммерсионной линзы может быть система из двух соосных диафрагм (рис.3).

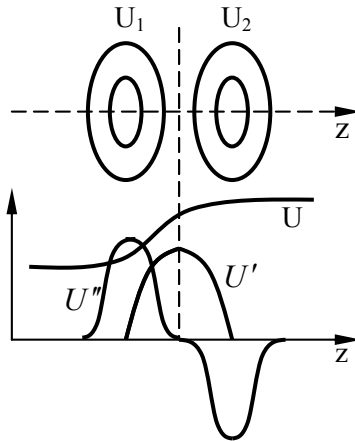


Рис.3. Распределение потенциала и напряженности электрического поля в иммерсионной линзе.

При прохождении заряженных частиц через иммерсионную линзу их скорости меняются.

Фокусное расстояние иммерсионной линзы нельзя рассчитывать в параксиальном приближении для любой геометрии электродов. Для тонкой линзы из двух диафрагм можно получить следующее выражение:

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{16d} \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1} \right)^2 \quad (20)$$

Это соотношение справедливо при условии $(U_2 - U_1)/U_1 \leq 0,2$.

Линза всегда собирающая, оптическая сила зависит от отношения потенциалов на электродах U_2/U_1 . Иммерсионные лин-

зы, в которых объект (источник электронов) расположен в электрическом поле линзы, широко используются в кинескопах и электронных микроскопах.

Одинокная линза образуется тремя коаксиальными электродами (рис. 4).

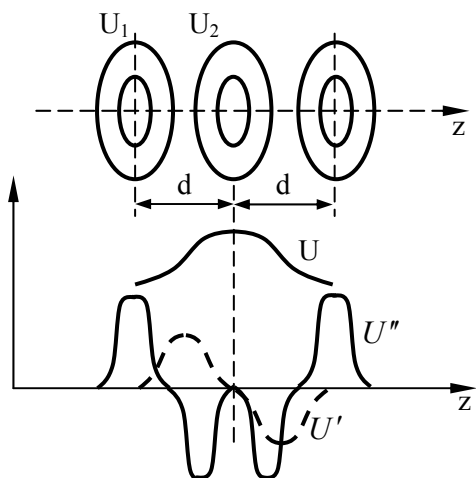


Рис.4. Распределение потенциала и напряженности электрического поля в одинокной линзе.

Особенностью одинокной линзы является равенство потенциалов внешних электродов. В результате электроны проходят через такую линзу без изменения энергии.

Для слабой симметричной одинокной линзы выполняется условие $(U_2 - U_1)/U_1 \ll 1$. Приближенно фокусное расстояние вычисляется по формуле

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{8d} \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1} \right)^2 \quad (21)$$

Магнитные линзы.

В магнитных линзах поле аксиально-симметричной формы создается с помощью проволочной катушки с током. Магнитное поле имеет ограниченную протяженность в осевом направлении.

В таком поле уравнение движения заряженной частицы в цилиндрических координатах выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= r\dot{\varphi}^2 - \frac{q}{m}(B_{\varphi}\dot{z} - B_z r\dot{\varphi}) \\ \ddot{z} &= -\frac{q}{m}(B_r r\dot{\varphi} - B_{\varphi}\dot{r}) \\ r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi} &= -\frac{q}{m}(\dot{r}B_z - \dot{z}B_r) \end{aligned} \quad (22)$$

Из последнего уравнения следует, что после прохождения области магнитного поля частица должна совершить поворот в азимутальном направлении.

Как и в случае электростатической линзы, уравнение движения можно упростить, используя разложение в ряд аксиальной составляющей магнитного поля B_z

$$B_z(z) = B_0(z) - B_0'' \frac{r^2}{2^2} + B_0^{IV} \frac{r^4}{2^2 4^2} - \dots \quad (23)$$

В аксиально-симметричном случае $B_{\varphi}=0$. Тогда B_r можно выразить через B_z из условия $\operatorname{div}\vec{B} = 0$:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (24)$$

Из последних двух уравнений получим

$$B_r = -B_0' \frac{r}{2} + B_0''' \frac{r^3}{2^2 4} - B_0^{IV} \frac{r^5}{2^2 4^2 6} + \dots \quad (25)$$

Таким образом, полное магнитное поле можно выразить через аксиальную составляющую B_z и ее производные по z . Пренебрегая всеми нелинейными по r элементами в разложениях, имеем $B_z \approx B_0(z)$, $B_r \approx -B_0'(z) \frac{r}{2}$.

Система уравнений (22) после подстановок получит вид

$$\begin{aligned}\ddot{r} &= r\dot{\phi}^2 + \frac{q}{m} B_0 r \dot{\phi}, \\ \ddot{z} &= \frac{q}{m} B_0' \frac{r}{2} r \dot{\phi}, \\ \dot{\phi} &= -\frac{q}{m} \frac{B_0}{2}\end{aligned}\quad (26)$$

Подстановка последнего выражения в первое уравнение дает

$$\ddot{r} = -\left(\frac{q}{m}\right)^2 \frac{B_0^2}{4} r \quad (27)$$

Используя соотношение $\ddot{r} = \frac{d^2 r}{dz^2} \dot{z}^2$ и $\dot{z}^2 = 2 \frac{q}{m} U$, где U – потенциал точки нахождения частицы относительно эмиттера, получим

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\left(\frac{q}{m}\right) r B_0^2}{8U}, \quad (28)$$

Это уравнение параксильного приближения для аксиально-симметричных магнитных полей. Уравнение содержит удельный заряд (q/m), поэтому фокусное расстояние зависит от этой величины.

Как и раньше, фокусное расстояние находим путем интегрирования уравнения (28) между точками, где полностью заключена активная область линзы:

$$\left(\frac{dr}{dz}\right)_2 - \left(\frac{dr}{dz}\right)_1 = \int_1^2 \frac{q}{m} \frac{B_0^2 r}{8U} dz \quad (29)$$

Для тонкой линзы γ можно вынести за знак интеграла, в фокусе пучка $(dr/dz)_2 = 0$

$$\frac{1}{f} = -\frac{(dr/dz)_1}{r} = \frac{q}{m} \frac{1}{8U} \int_1^2 B_0^2 dz \quad (30)$$

Интеграл положителен, поэтому магнитные линзы всегда собирающие. Из третьего уравнения системы (26) следует

$$\frac{d\varphi}{dz} = -\frac{q}{m} \frac{B_0}{2\dot{z}} = -\frac{q}{2m} \frac{B_0}{\left[2\frac{q}{m}U\right]^{1/2}} \quad (31)$$

После интегрирования получим поворот изображения

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \left(\frac{q}{8mU}\right)^{1/2} \int_1^2 B_0 dz \quad (32)$$

Рассмотрим для примера короткую катушку с числом витков n , средним радиусом r и током I . Магнитное поле такой катушки определяется формулой

$$B_0(z) = \frac{\mu_0 r n I}{2(r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (33)$$

В качестве фокусируемых частиц выберем электроны. Найдем фокусное расстояние и угол поворота изображения

$$f \approx 98 \frac{Ur}{(nI)^2} \text{ (см)}$$

$$\Delta\varphi = 10,7 \frac{nI}{\sqrt{U}} \text{ (град)} \quad (34)$$

В этих формулах ток и потенциал выражаются в амперах и вольтах, а радиус - в сантиметрах.

Искажения изображения.

В корпускулярной оптике также наблюдается деформация изображаемых объектов. Деформации изображений могут происходить как вследствие отклонений в распределении полей линзы, так и вследствие свойств самих пучков.

Геометрические искажения связаны с нелинейными членами разложения полей в линзах. Если в уравнениях движения учитываются только члены третьего порядка (r^3 , $r^2 dr/dz$, rd^2r/dz^2 , d^3r/dz^3), погрешности формирования называются аберрациями третьего порядка. Такие погрешности характеризуются пятью

видами абберационных фигур: сферическая абберация, кома, астигматизм, бочкообразная дисторсия, подушкообразная дисторсия.

Погрешности изображения, вносимые самим пучком, связаны с тем, что частицы практически всегда имеют начальный разброс по скоростям. Так как фокусное расстояние линзы зависит от энергии частиц, то изображение точки неизбежно будет размытым. Такая абберация называется хроматической. Для уменьшения хроматической абберации нужно увеличивать энергию пучков и уменьшать их апертуру.

Другие типы вносимых пучком аббераций связаны с пространственным зарядом и волновыми свойствами электронов.

§5. Плазмооптика. Плазмооптические системы.

Формулы для фокусного расстояния электростатической и магнитной линз, а также абберационные коэффициенты вывелись в предположении малости пространственного заряда фокусируемых пучков. Для формирования мощных ионных пучков обычные оптические системы могут оказаться вообще непригодными. Поэтому необходимы такие ионно-оптические системы, в которых объемный заряд пучков не искажает исходное распределение потенциала. Другими словами, ионы нужно ускорять в плазменной квазинейтральной среде.

Существованию электростатических полей в плазме препятствует большая подвижность электронов, так как энергия поля в основном передается легким частицам – электронам. Анализ их движения позволяет выяснить условия существования электрического поля в плазме. Уравнение движения электронной компоненты в гидродинамическом приближении имеет вид

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\nabla P_e - en_e (\vec{E} + [\vec{v}_e, \vec{B}_e]) + \frac{en_e}{\sigma} \vec{j}, \quad (1)$$

где P_e – электронное давление, j – плотность тока, σ – проводимость.

Как следует из уравнения (1), электрическое поле в плазме может поддерживаться тремя механизмами:

1. Тепловым убеганием электронов

$$\vec{E} \approx \frac{m}{e} \frac{d\vec{v}_e}{dt} - \frac{1}{en} \nabla P_e \quad (2)$$

2. «Трением» электронов об ионы

$$\vec{E} \approx \frac{\vec{j}}{\sigma} \quad (3)$$

3. Магнитным удержанием электронов

$$\vec{E} \approx -[\vec{v}_e, \vec{B}] \quad (4)$$

Очевидно, что в однородной низкотемпературной плазме с умеренной плотностью тока приемлемым способом поддержания электрического поля является магнитное удержание электронов, при котором подвижность электронов резко ограничивается в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Причем величина магнитного поля выбирается такой, чтобы оно не влияло на движение ионов $R_e \ll L < R_i$, где L – характерный размер системы, R_e , R_i – ларморовские радиусы электронов и ионов.

Из уравнения (4) следует, что в холодной разреженной плазме магнитные силовые линии являются эквипотенциалами.

В аксиально-симметричном случае электроны совершают замкнутый дрейф в скрещенных $\vec{E} \perp \vec{B}$ полях со скоростью $v_e = E/B$, и потенциал есть некоторая зависимость от функции магнитного потока

$$\psi = rA_\theta(r, z) \quad \varphi = \varphi(\psi).$$

Если температурой электронов в плазме пренебречь нельзя, то эквипотенциальные кривые не будут совпадать с магнитными силовыми линиями. При конечной электронной температуре в уравнении (1) нельзя отбрасывать электронное давление и закон Ома будет выглядеть следующим образом

$$\frac{\Delta P_e}{en} - \nabla \varphi + [\vec{v}_e, \vec{B}] = 0 \quad (5)$$

Считая $T_e = \text{Const}$ и взяв проекцию уравнения (5) на направление магнитного поля, получим

$$\varphi^* = \varphi - \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n}{n_0} \quad (6)$$

То есть вдоль силовых линий магнитного поля сохраняется не электрический потенциал φ , а «термализованный» φ^* . Последнее соотношение означает наличие больцмановского распределения электронов вдоль силовой линии.

$$n = n_1 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right), \quad (7)$$

где $n_1 = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi^*}{kT_e}\right)$.

Таким образом, в плазмооптической системе электронное давление будет оказывать действие на ионы наряду с электрическим полем.

При учете динамики электронов потенциал зависит не только от структуры магнитного поля, но и от вида функции распределения электронов по скоростям. Если функция распределения немаксвелловская, то температура электронов будет меняться вдоль силовой линии (в этом случае под электронной температурой подразумевается величина средней энергии элек-

тронов). В общем случае вредное действие давления электронов и немаксвелловской функции распределения электронов можно компенсировать соответствующим подбором формы магнитного поля, чтобы получить электрическое поле нужной формы.

Необходимо отметить, что в рассмотренных условиях потенциал должен удовлетворять не только уравнению $\varphi = \varphi(\psi)$, но и уравнению Пуассона. Эквипотенциализация магнитных силовых линий определяет только топографию электрического поля, но величина электрического поля определяется нескомпенсированным зарядом $e(n_e - n_i)$. В этом смысле, степень квазинейтральности среды может меняться в весьма широких пределах. В предельных случаях среда с электромагнитными полями будет чисто электронным газом или нейтральной плазмой.

Обобщая вышесказанное, можно сказать, что плазмооптика – это корпускулярная оптика систем с эквипотенциальными магнитными силовыми линиями.

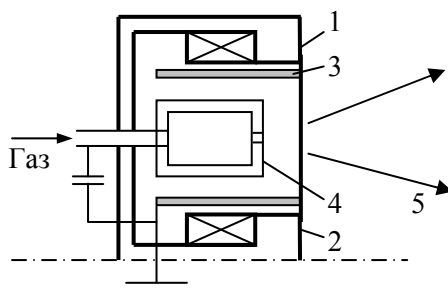
На принципах плазмооптики основано действие ряда плазмооптических систем, к которым относятся плазменные ускорители, сепараторы, электростатические плазменные ловушки, рекуператоры, плазменные линзы.

Плазменные ускорители.

Ионные источники, в которых ускорение ионов происходит в плазме с замагниченными электронами, называют также плазменными ускорителями.

Ускоритель с анодным слоем представляет собой аксиально-симметричную систему с радиальным магнитным полем и продольным электрическим (рис. 1).

Магнитное поле создается катушками и сосредоточено между полюсами 1 и 2. Между катодом 3 и анодом 4 подается высокое напряжение и в этой области происходит ионизация газа. Электроны совершают замкнутый дрейф в азимутальном направлении и движутся к аноду в диффузионном режиме. Электрическое поле локализовано в узкой области с шириной порядка ларморовского радиуса электронов, примыкающей к аноду источника.



*Рис.1. Ускоритель с анодным слоем:
1,2-магнитные полюса; 3-катод;
4-анод; 5-ионный пучок.*

В данной геометрии системы формируемый ионный пучок является трубчатым, что не всегда удобно в технологических операциях, кроме того, ионы получают азимутальный импульс в радиальном магнитном поле.

Основным отличием ускорителей с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения является то, что стенки разрядной камеры делаются диэлектрическими. Это приводит к тому, что электрическое поле существует в широком слое, протяженность которого удовлетворяет условию $R_e < L < R_i$, где R_e , R_i – ларморовские радиусы электронов и ионов. Разность потенциалов прикладывается между анодом, находящимся в глубине канала, и катодом-компенсатором, эмитируемые электроны которого нейтрализуют ионный пучок и заполняют внутреннюю область канала (рис. 2).

Для того, чтобы обеспечить устойчивость электрического поля, магнитное поле делается нарастающим от анода к выходу. В противном случае, в канале возникает вращающийся по азимуту сгусток электронов, и плазменный поток становится неустойчивым.

Для данного типа ускорителей характерен широкий энергетический спектр ионов, так как они могут рождаться в точках с различным электрическим потенциалом. Максимум энергии частиц составляют 2/3 от энергии разряда. Такой разброс

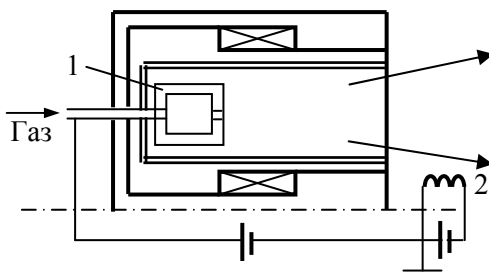


Рис.2. Ускоритель с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения:
1-анод; 2-катод.

скоростей не желателен в тех применениях, когда требуются монохроматические пучки.

Наиболее высокие токи, энергии и концентрации ионных пучков достигаются в импульсных плазменных ускорителях, разработка которых стала возможной благодаря развитию мощной импульсной техники. Современные накопители энергии позволяют получать пиковую мощность 10^{13} Вт за время разряда около 100 нс. Этот класс ускорителей, предназначенных в первую очередь для проблемы управляемого термоядерного синтеза, также включает в себя множество различных модификаций.

Характерные особенности импульсного ускорителя можно представить на примере плоского магнитоизолированного диода (рис. 3).

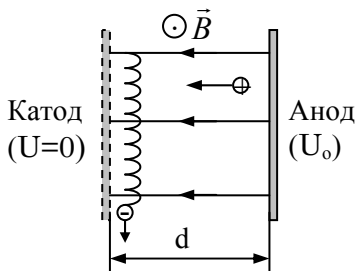


Рис.3. Плоский диод с магнитной изоляцией.

Электронный поток на анод подавляется внешним магнитным полем, направленным параллельно электродам. Минимальная напряженность магнитного поля, необходимого для обеспечения изоляции ускоряющего промежутка, определяется выражением

$$B_i = \frac{mc^2}{ed} \left[\frac{2e\varphi_0}{mc^2} + \left(\frac{e\varphi_0}{mc^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

где φ_0 – потенциал анода, d – расстояние между электродами. В данном диоде напряжение определяется величиной магнитного поля и может быть достаточно высоким. Из-за подавления электронного тока вся подводимая энергия тратится на ускорение ионов. Они набирают энергию между электродами и выводятся сквозь сеточный катод.

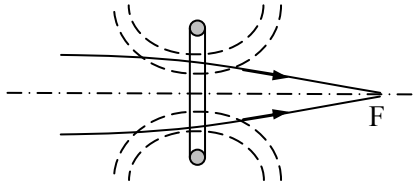
Плазменные линзы.

Фокусировка сильноточных пучков возможна плазмооптическим способом, то есть с помощью электромагнитных полей в объеме квазинейтрального пучка. Для получения такой плазмооптической системы – плазменной линзы – нужно электростатическую линзу совместить с магнитной. Тогда магнитные силовые линии – эквипотенциали – будут пронизывать весь объем пучка, и радиальное электрическое поле будет существовать во всем поперечном сечении.

Для сравнения оптической силы плазменной линзы с силой электростатической и магнитной линзы рассмотрим каждую из них при равных условиях.

В качестве магнитной линзы выберем кольцо с радиусом R , по которому протекает ток I (рис. 4). Пучок с энергией ионов W распространяется вдоль оси кольца. Фокусное расстояние такой линзы определяется формулой

$$f_B = \frac{256m}{3\pi e^2 \mu_0^2} \frac{RW}{I^2}, \quad (9)$$



*Рис. 4. Фокусировка ионного пучка
кольцевой плазменной линзой.*

где m – масса фокусируемых частиц.

Пусть пучок ионов аргона имеет энергию 10 кэВ, кольцо – радиус 5 см и по нему протекает ток 10^3 А (в таком случае магнитное поле в центре кольца будет иметь величину 125 Э). При этих данных фокусное расстояние магнитной линзы составляет $3,6 \cdot 10^5$ см.

Это же кольцо можно превратить в электростатическую линзу, если на него подать потенциал U , а ток не пропускать. Фокусное расстояние заряженного кольца будет иметь вид

$$f_E = \frac{128m RW^2}{3\pi e^2 U^2}, \quad (10)$$

Как известно, на одних участках электростатической линзы частицы отклоняются от оси, а на других – к оси. В результате фокусное расстояние квадратично по U и линза всегда собирающая.

Пусть потенциал кольца $U=10^3$ В. Для рассмотренных условий фокусное расстояние электростатической линзы имеет величину $6,8 \cdot 10^3$ см

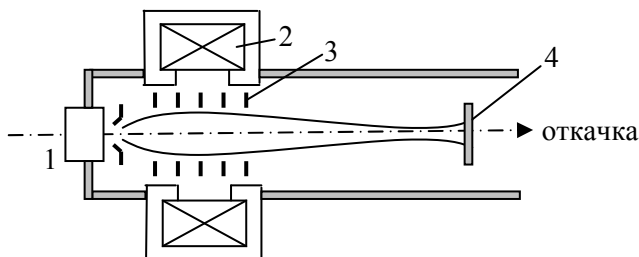
Линза станет плазменной, если по заряженному кольцу будет протекать ток и в пучке количество электронов будет достаточным для эквипотенциализации магнитных силовых линий. Так как теперь на оси кольца будет нулевой потенциал, то фокусирующие силы везде радиальные и пучок нигде не будет отклоняться от оси. Фокусное расстояние плазменной линзы выражается формулой

$$f_{пл} = \frac{RW}{2eU}, \quad (11)$$

Если поменять полярность потенциала кольца, то плазменная линза может стать и рассеивающей. Так как энергия пучка и потенциал кольца в первой степени, то оптическая сила плазменной линзы оказывается намного больше, чем в предыдущих случаях. При указанных выше параметрах пучка и плазменной линзы ее фокусное расстояние составляет 25 см.

Таким образом, оптическая сила плазменной линзы на два порядка больше, чем у электростатической и на четыре порядка больше, чем у магнитной.

Действующая конструкция плазменной линзы схематично представлена на рис. 5.



*Рис. 5. Схема установки с плазменной линзой:
1-ионный источник; 2-магнитная катушка;
3-электроды линзы; 4-коллектор.*

Ионный пучок извлекается из источника 1. Магнитное поле линзы создается катушкой 2. В области распределения магнитных силовых линий устанавливаются изолированные диафрагмы 3. Центральный электрод имеет наивысший потенциал. Силовая линия магнитного поля, проходящая через центр линзы, упирается в диафрагму с нулевым потенциалом. Поэтому напряжение линзы распределяется между границей пучка и его осью.

§6. Ускорители заряженных частиц.

Для осуществления ядерных реакций с большой вероятностью посредством заряженных частиц, им необходимо сообщать энергию порядка $0,1 \div 10$ МэВ, с которой они могли бы преодолеть кулоновское поле ядра мишени.

В ускорителях простейшего типа высокое напряжение $0,1 \div 5$ МВ создается между электродами, в промежутке между которыми располагаются фокусирующие электроды. Подобными ускорителями является каскадный генератор и генератор Ван-де-Граафа. В ускорителях, называемых резонансными или циклическими, частицы получают конечную энергию в результате многократного пролета одной щели или при прохождении большого числа щелей, причем момент достижения амплитудного значения напряжения и его знак должен быть согласован с временем пролета частицы.

Каскадный генератор.

Основой генератора является мостовая выпрямительная схема Грейнахера для получения удвоенного напряжения. В многоступенчатой схеме (рис. 1) часть, охватываемая пунктиром, соответствует простой схеме Грейнахера.

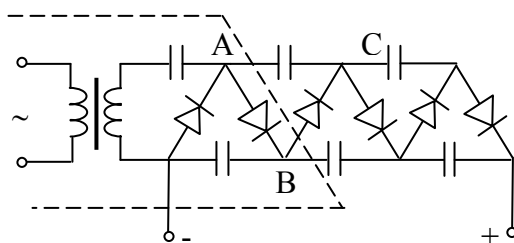


Рис. 1. Каскадная схема многократного повышения напряжения.

Переменное напряжение между точками А и В этой части схемы играет для последующих ступеней ту же роль, что и напряжение трансформатора для первой ступени. Если число ступеней n , то напряжение холостого хода

$$U_{\max} = 2 n U_0, \quad (1)$$

где U_0 – амплитудное напряжение на вторичной обмотке трансформатора.

Преимущество каскадного генератора заключается в возможности достижения большой силы тока. Она может достигать нескольких миллиампер. В большинстве опытов по ядерной физике полная мощность генератора не используется.

Генератор Ван-де-Граафа.

Это наиболее простое и дешевое устройство ядерной техники. Принцип его действия заключается в следующем: ряд игл, находящихся под постоянным напряжением 10 кВ, заряжает проходящую перед ними диэлектрическую ленту. Лента, приводимая в движение мотором, переносит этот заряд к высоковольтному электроду, находящемуся на некоторой высоте над землей. На высоковольтный электрод заряд снимается вторым рядом игл. Сила переносимого лентой тока выражается в виде

$$i = vb\sigma, \quad (2)$$

где v – скорость ленты, b – ее ширина, σ – поверхностная плотность заряда на ленте. Значение σ ограничено электрической прочностью воздуха: $\sigma_{\max} = \epsilon_0 E_{\max} = 8,85 \times 10^{-12} \times 3 \times 10^6 = 2,6 \times 10^{-9} \text{ А/см}^2$. При скорости ленты 20 м/с и ширине полосы 0,5 м можно достичь значения силы тока 200-300 мкА. Для максимального значения напряжения определяющей величиной являются размеры верхнего электрода. Верхний электрод установки с напряжением 1,5 МВ должен иметь диаметр приблизительно 1 м. При еще больших напряжениях всю установку окружают оболочкой (отсюда название Tankgenerator), которую наполняют газом под высоким давлением от 5 до 15 атм. Обычно это смесь N_2 - CO_2 , иногда для увеличения электрической прочности добавляют фреон CCl_2F_2 или SF_6 .

Циклотрон.

Этот один из самых удачных приборов атомной физики был сконструирован в 1932 г. Лоуренсом.

Два полых металлических Д-образных дуанта повернуты навстречу друг другу (рис. 2) и помещены в однородное магнитное поле. К дуантам подводится переменное напряжение.

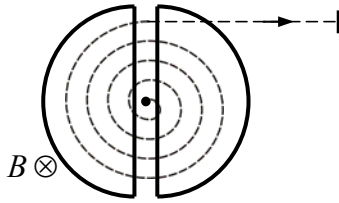


Рис. 2. Схема циклотрона.

Частицы, выходящие из источника ионов, расположенного между электродами в центре системы, ускоряются электрическим полем и попадают внутрь одного из дуантов. Там магнитное поле заставляет частицы двигаться по круговой орбите. Проходя через зазор, частицы каждый раз увеличивают свою скорость и двигаются по окружности все большего радиуса.

Постоянное ускорение частиц в зазоре связано с тем, что период вращения частицы в магнитном поле не зависит от ее скорости:

$$T = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (3)$$

Следовательно, напряжение между дуантами должно меняться с частотой $1/T$. Максимальная энергия, получаемая с помощью циклотрона, может быть рассчитана по формуле

$$W_m = \frac{mv_m^2}{2} = \frac{r_m^2 q^2 B^2}{2m}. \quad (4)$$

При постоянной частоте генератора, но разных размерах дуантов

$$W_m = 2\pi^2 r_m^2 f^2 m. \quad (5)$$

То есть максимальная энергия зависит от размеров магнитных полюсов и от массы ускоряемых частиц. Если, например, использовать электрическое поле с частотой 15 МГц, то циклотрон с радиусом дуантов 0,46 м может дать пучок протонов с энергией 10 МэВ.

Бетатрон.

Однородное, периодически изменяющееся во времени магнитное поле создает электрическое поле с замкнутыми силовыми линиями. Если заряженная частица вводится в это поле, то возможно увеличение кинетической энергии частицы. Если скорость частицы возрастает пропорционально скорости увеличения напряженности магнитного поля, то частица будет двигаться по орбите с постоянным радиусом. Схема бетатрона представлена на рис. 3.

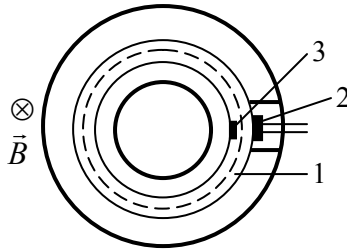


Рис. 3. Схема бетатрона:

1-откачанная стеклянная трубка;
2-электронная пушка; 3-вольфрамовая мишень.

Рассмотрим условия получения постоянного радиуса орбиты.

На основании закона индукции напряжение, приходящееся на виток, выражается формулой

$$U = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (6)$$

Напряженность поля на окружности радиуса r_0 имеет значение

$$E = \frac{U}{2\pi r_0} = \frac{1}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (7)$$

Уравнение движения будет иметь вид

$$\frac{d(mv)}{dt} = \frac{q}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (8)$$

Это уравнение справедливо и в релятивистском случае. После интегрирования (8) получим

$$mv = \frac{q}{2 \pi r_o} \Phi, \quad (9)$$

при условии $t = 0, v = 0, \Phi = 0$.

Однако, если электрон имеет скорость v , то поле с индукцией B_o заставляет его двигаться по орбите с радиусом

$$r = \frac{mv}{qB_o} = \frac{q}{2 \pi r_o} \frac{\Phi}{qB_o} = \frac{1}{2 \pi r_o} \frac{\Phi}{B_o}. \quad (10)$$

Следовательно, необходимо соблюдение условия $r = r_o$. Для этого поле в бетатроне должно быть неоднородным. Введем среднее значение индукции B_m

$$\Phi = \pi r_o^2 B_m. \quad (11)$$

Тогда

$$r_o = \frac{\pi r_o^2 B_m}{2 \pi r_o B_o} \text{ или } B_o = \frac{B_m}{2}. \quad (12)$$

Таким образом, для постоянства радиуса траектории индукция должна быть убывающей функцией (рис. 4), то есть магнитные силовые линии должны быть выпуклыми.

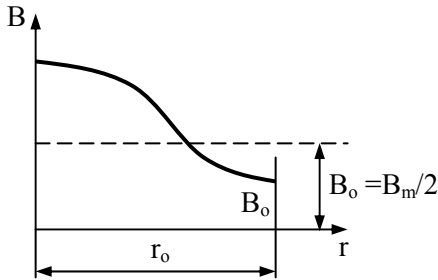


Рис. 4. Радиальное распределение магнитного поля в бетатроне.

Синхротрон и синхрофазотрон.

В циклотроне постоянство частоты вращения выдерживается до тех пор, пока масса частицы постоянна. При релятивистских скоростях

$$\frac{W_k}{W_o} = \frac{\Delta m}{m_o} . \quad (13)$$

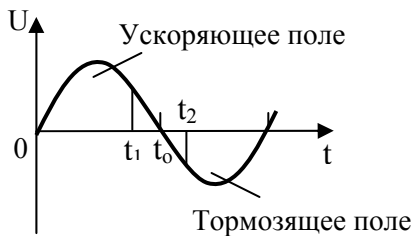
В конце концов, происходит расфазировка и частица перестает ускоряться. Для электронов это наступает быстро, так как их энергия покоя на несколько порядков меньше, чем у других частиц. Именно поэтому циклотрон не используется для ускорения электронов.

Выражение для частоты вращения можно записать в общем виде

$$\omega = \frac{qBc^2}{mc^2} = \frac{qBc^2}{W} . \quad (14)$$

Достижимые наибольшие значения энергии на циклотроне составляют 20-30 МэВ.

Векслер и Мак-Миллан предложили новый принцип ускорения частиц до релятивистских скоростей. Идея заключается в том, чтобы частица влетала в зазор при нулевом поле. Тогда орбита будет равновесной. Более того, такое согласование стабилизирует орбиту. Если частица запаздывает в зазор, то она попадает в тормозящее поле, ее энергия уменьшается. Если же частица попадает в зазор раньше времени, то ее энергия возрастает. В обоих случаях частица возвращается в фазовую точку (рис. 5).



*Рис. 5. Принцип фазового равновесия:
 t_o - равновесная фаза; t_1 -ускоряющая фаза;
 t_2 -тормозящая фаза.*

При движении по орбите стабильной фазы частица не получает никакой добавочной энергии.

Если немного уменьшить частоту переменного напряжения, то частица придет в зазор несколько раньше нулевой фазы, получит добавочную энергию и после нескольких оборотов придет в равновесие с большей энергией. Из выражения

$$W = \frac{qVc^2}{\omega} \quad (15)$$

следует, что энергию можно повышать неограниченно медленным уменьшением частоты.

Из (15) также следует, что энергию можно увеличивать в результате повышения индукции. Для установления равновесного состояния необходимо, чтобы частота и индукция менялись адиабатически. Соотношение $\omega = qV/m$ можно переписать в виде

$$\frac{B}{\omega} = \frac{m}{q}. \quad (16)$$

То есть отношение B/ω при изменении энергии меняется так же, как масса. Частоту менять в широких пределах технически сложно, поэтому меняют магнитное поле. Если магнитное поле меняется пропорционально изменению массы, то при скорости электрона, близкой к скорости света, орбита электрона остается почти постоянной. Поэтому достаточно создавать магнитное поле в пределах небольшой кольцеобразной площадки около окружности радиуса R_{\max} . Естественно, что необходимо вводить электроны, скорость которых уже близка к скорости света. В синхротроне, служащем для ускорения электронов, частота поля постоянна, а магнитное поле меняется в широких пределах.

Для тяжелых частиц изменение массы при очень высоких энергиях еще сравнительно невелико и достигает лишь нескольких процентов или десятков процентов. В этом случае можно магнитное поле оставить постоянным, а менять только частоту. Тогда радиус траектории меняется практически от нуля до максимального, что потребует использования полюсов большого

радиуса. Ускорители для тяжелых частиц называются синхроциклотронами.

Можно избежать использования массивных дорогостоящих магнитов, если одновременно изменять и магнитное поле, и частоту. Но из (15) следует, что возрастание магнитного поля должно быть большим, чем возрастание частоты, так как иначе энергия частицы не будет увеличиваться.

Сформулируем характеристики трех типов ускорителей. Магнитное поле бетатрона является кольцеобразным. Оно изменяется со временем, поэтому магнитный полюс должен быть изготовлен из листового железа. Электроны вводятся из вспомогательного ускорителя со скоростью, близкой к скорости света.

Магнитное поле синхроциклотрона, предназначенного для ускорения тяжелых частиц, однородно и постоянно. Поле составляет полный круг, нет необходимости использовать полюсы из листового железа. Частота изменения поля между электродами переменна, до конца каждого рабочего периода она уменьшается. Конструкция всей установки, если не учитывать способ изменения частоты генератора, идентична конструкции циклотрона.

В установках третьего типа изменяются и индукция и частота; в этом случае магнитное поле также кольцеобразно. Тяжелые частицы должны с очень большой начальной энергией инжектироваться на орбиту. Для этого часто используется генератор Ван-де-Граафа высокого давления или линейный ускоритель. Установки подобного рода, позволяющие получать энергии порядка 70 ГэВ, называются синхрофазотронами.

Для любого типа ускорителей максимально достижимая энергия оценивается следующим образом. Максимальный импульс частицы равен $mv_{\max} = qBr_{\max}$. Тогда полная энергия определится из релятивистского соотношения

$$W_{\max} = \sqrt{m_o^2 c^4 + c^2 p_{\max}^2} = \sqrt{m_o^2 c^4 + c^2 q^2 B^2 r_{\max}^2}. \quad (17)$$

При скоростях, близких к скорости света

$$W_{\max} \sim cqBr_{\max},$$

так как энергия покоя мала по сравнению с полной энергией.

Таким образом, достижимая энергия пропорциональна пер-

вой степени линейных размеров. Значение энергии, которое принципиально достижимо, ограничено возрастанием мощности, излучаемой движущейся по окружности частицей. Потери на излучение можно пренебречь в так называемых линейных ускорителях, где частица пролетает через последовательно расположенные зазоры, в которых создается высокочастотное напряжение.

§7. Электронная, ионная и туннельная микроскопия.

Обработка поверхности материалов для определенных задач микроэлектроники требует наблюдения поверхности после технологического процесса, а иногда и в процессе обработки. Обычные оптические методы наблюдения для данной цели не подходят, так как их разрешающая способность намного превышает размеры элементов микроэлектроники.

Предельное разрешение оптических приборов ограничивается дифракцией света на диафрагмах, которые располагаются на пути распространения светового луча.

В этом случае минимальное расстояние между двумя светящимися точками, разрешаемое оптическим прибором, определяется выражением

$$\Delta = \frac{0,61\lambda}{n \sin \gamma / 2}, \quad (1)$$

где λ - длина волны излучения, γ - апертурный угол, n - показатель преломления среды.

Учитывая, что в современных микроскопах $\gamma \approx 140^\circ$, $\sin\gamma/2 = 0,9$, $n \approx 1...1,3$, находим, что даже в самых лучших оптических микроскопах нельзя наблюдать детали объекта меньше, чем 0,3 мкм.

Увеличение микроскопа определяется как отношение размера, разрешаемого невооруженным глазом (0,2 мм), к размеру наименьшей детали, разрешаемой микроскопом (Δ)

$$M = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{\Delta}. \quad (2)$$

Для оптического микроскопа $M=1000$.

Исходя из вышесказанного, для изображения объектов субмикронного масштаба необходимо уменьшать длину волны излучения. Перспективным явилось использование вместо световых лучей ускоренных заряженных частиц, так как длина волны де Бройля для частиц значительно меньше, чем для фотонов видимого света. Например, для электронов

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2emU}} = 1,23 \cdot 10^{-9} \cdot U^{-1/2}, \quad (3)$$

где U - ускоряющая разность потенциалов. Уже при $U=150$ В $\lambda=1 \text{ \AA}$, то есть посредством электронов корпускулярная оптика позволяет изображать отдельные атомы.

Принцип получения изображений в электронном микроскопе такой же, как и в оптическом. Электронный пучок проходит сквозь тонкий объект, увеличенное изображение которого проецируется на люминесцентном экране посредством магнитных линз. Участки объекта с разной плотностью неодинаково рассеивают электроны, поэтому контраст изображения на экране определяется распределением плотности вещества на объекте.

Просвечивающий электронный микроскоп (ПЭМ).

Первый электронный микроскоп был создан в 1932 г. (Э. Руска, Германия). Его схема аналогична оптическому микроскопу (рис. 1).

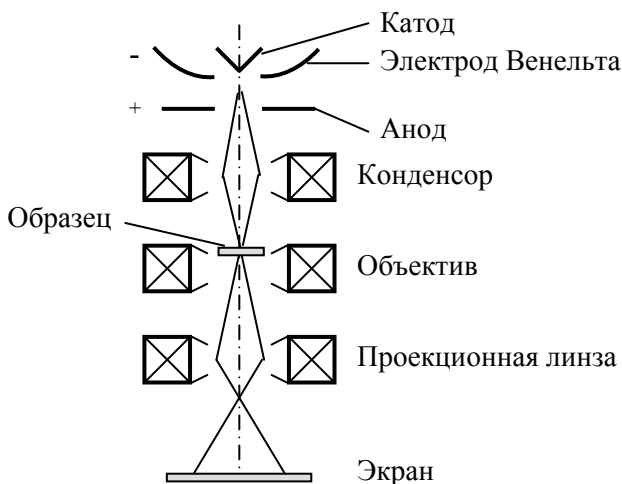


Рис. 1. Схема просвечивающего электронного микроскопа.

Между катодом и анодом трехэлектродного источника формируется кроссовер, и электронный пучок после выхода из анода имеет расходимость порядка 10^{-2} рад ($0,5^0$). Линза первого конденсора формирует уменьшенное изображение кроссовера внутри области между линзами. Второй конденсор увеличивает изображение (в пределах 1-2) для получения пятна на образце. Обычно линза первого конденсора уменьшает кроссовер пучка в 10-15 раз. Диаметр облучающего пятна на образце может быть уменьшен до 1 мкм при использовании стандартной V-образной нити накала.

Линза объектива имеет малое фокусное расстояние, которое можно сделать равным 1 мм; образец располагается непосредственно в фокусе. В микроскопе используются магнитные линзы, так как они обладают меньшими aberrациями, чем электростатические.

Толщина образца должна быть меньше средней длины свободного пробега при упругих столкновениях облучающих его электронов. Как правило, толщина образца не должна превышать более чем в 10 раз величину разрешающей способности.

Для биологических объектов разработаны ультрамикротомы, с помощью которых создаются срезы толщиной 10-100 нм, а для получения пленок металлов, сплавов и полупроводников такой же толщины разработаны методы микротравления.

Объекты располагаются на подложке из тонкой пленки, которая должна быть механически прочной, термически стойкой, обладать хорошей электропроводностью. Лучшими являются пленки, полученные методом испарения или конденсации в вакууме углерода (толщина 20 Å).

Обычно напряжение в микроскопах составляет 50-100 кВ, наилучшее разрешение достигает 2-3 Å. Увеличение электронного микроскопа может при этом приближаться к значению $M=10^6$.

Объект рассматривается в условиях высокого вакуума, что не всегда удобно, особенно для биологических объектов.

Сканирующий электронный микроскоп (СЭМ).

В сканирующем электронном микроскопе применяется излучающая система, формирующая пятно на образце очень малого размера и позволяющая перемещать его по всей поверхности образца (рис. 2).

Часть вторичных электронов, генерируемых первичным пучком, собирается и ускоряется на катодолюминесцентную поверхность. На другом конце световода расположен фотоумножитель с очень низким уровнем шумов, высокой чувствительностью и большим коэффициентом усиления в широком диапазоне частот. Изображение на дисплее представляет собой карту электронов, собранной детектирующей системой с каждой точки сканирования. Топография поверхности даже с одинаковым коэффициентом эмиссии вторичных электронов качественно отображается на экране дисплея с хорошим пространственным разрешением, когда нормаль к плоскости образца немного отклонена относительно оптической оси системы. Вследствие того, что размер пятна поддерживается в пределах нескольких микрон, глубина обзора очень велика. Способность СЭМ наблюдать структуры поверхности обуславливает практическое

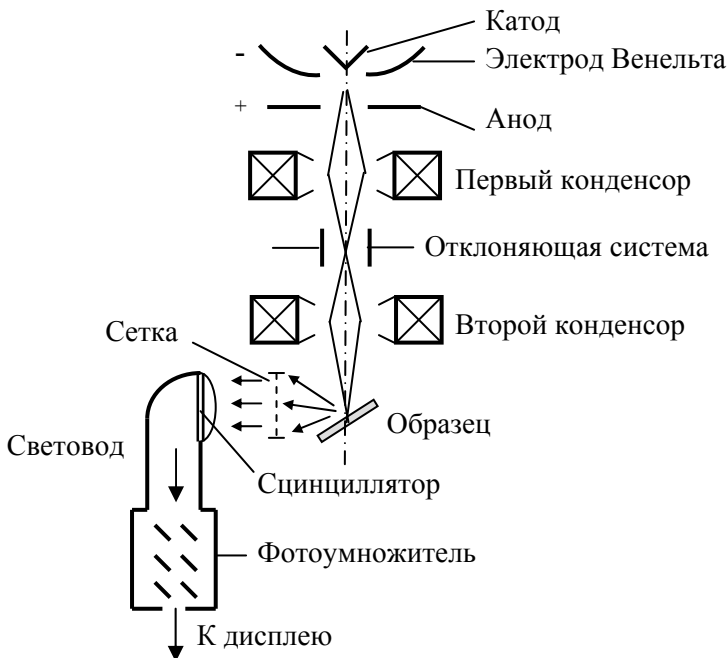


Рис. 2. Схема сканирующего электронного микроскопа.

значение этих приборов даже при небольших увеличениях, чего лишены оптические микроскопы (из-за малой глубины обзора) и просвечивающие микроскопы (из-за малой толщины образца).

Излучающая система СЭМ отличается от аналогичной в ПЭМ необходимостью формировать пятно очень малого размера электронами более низкой энергии (5-25 кэВ). Применение точечных источников с автоэлектронной эмиссией или термоэлектронной эмиссией из гексаборида лантана позволяет получать пятна диаметром 1 нм с хорошей яркостью.

Если использовать очень тонкие образцы и более высокие энергии луча, то этот микроскоп можно применять в просвечивающем режиме. Этим способом было получено разрешение 0,3-0,5 нм и наблюдались отдельные атомы тяжелых элементов.

Микроскоп с автоэлектронной эмиссией (АЭМ).

Среди эмиссионных микроскопов АЭМ является самым простым. Он состоит из иглы с острием радиуса r , расположенной на расстоянии R от катодлюминесцентного экрана и находящейся под потенциалом V относительно экрана (рис. 3).

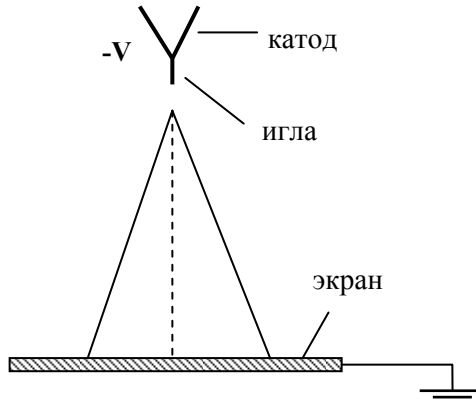


Рис.3. Схема автоэлектронного микроскопа.

Для работы такого микроскопа в течение длительного времени требуется сверхвысокий вакуум ($P < 10^{-8}$ Па). Напряженность электрического поля на острие определяется как

$$E = \frac{V}{kr}, \quad (4)$$

где k — постоянная, зависящая от формы иглы. Для получения достаточно высокой плотности тока (10^4 - 10^8) А/см² напряженность электрического поля должна иметь величину порядка 10^7 - 10^8 В/см.

Иглы обычно формируются с помощью теплового отжига в электрических полях и представляют собой монокристаллы с остриями радиусом порядка 1 мкм, к которым должны прикладываться напряжения около 10 кВ.

Электроны разлетаются радиально, величина увеличения определяется как

$$M = \frac{R}{r}. \quad (5)$$

В данных микроскопах достигается увеличение $M \approx 10^5$, разрешение – лучше 1 нм, и можно наблюдать большие адсорбированные органические молекулы.

Микроскопы с автоионной эмиссией.

Принцип работы ионного проектора аналогичен принципу микроскопа с автоэлектронной эмиссией за исключением, того, что вместо электронов используются положительные ионы, образующиеся при ионизации газа вблизи острия.

Если атом или молекулу поместить в электрическое поле порядка 10^8 В/см, то сначала они поляризуются, а при достижении критического поля электрон за счет туннельного эффекта уходит в вакуум, оставляя положительно заряженный ион. Электрическое поле вызывает ускорение иона от острия и обеспечивает радиальное движение в направлении экрана.

Поскольку ионизация обычно происходит вблизи острия на расстоянии от поверхности порядка 0,1 нм, то локальное изменение электрических полей поверхностными атомами обеспечивает изображение. Более вероятно, что поляризованная частица при ее ионизации расположена ближе к поверхностному атому, а не в промежутке между атомами. Этот эффект проявляется сильнее при охлаждении острия до температур жидкого водорода. В качестве газа используется гелий, поскольку он одноатомный, химически инертный и имеет низкий коэффициент распыления, что уменьшает износ экрана. Давление газа в системе составляет около 10^{-1} Па. Для ионов длина волны де Бройля существенно меньше, чем для электронов, и поэтому получается лучшее разрешение.

Плотность достигающих экран ионных токов очень мала, и для наблюдения изображения в течение достаточно длительного времени используется каналирующий умножитель. Это устройство состоит из двумерного массива тонких капилляров, параллельно оси которых прикладывается электрическое поле. Ион, попадая в капилляр, генерирует вторичные электроны, число которых при пролете через трубу лавинообразно возрастает при столкновениях со стенками капилляра. Эти электроны, вылетевшие с другой стороны капилляра, ускоряются в направ-

лении катодолюминесцентного экрана, на котором формируется яркое изображение. Ионный проектор в настоящее время является единственным микроскопом, в котором в нормальном режиме наблюдаются массивы атомов.

Сканирующий туннельный микроскоп (СТМ).

Изображение поверхности можно осуществить не проекционным, а принципиально другим способом. Перенос изображения на экран можно сделать посредством перемещения вдоль поверхности эмиттера, модулирующего ток на расстояниях атомного масштаба. Этот принцип положен в основу действия сканирующего туннельного микроскопа, созданного в 1983 году (Г. Биннинг, Г.Рорер. Швейцария).

Если использовать тонкую иглу с радиусом вершины 0,1 мкм, то вблизи нее легко получить напряженность электрического поля порядка $E=10^8$ В/см, достаточного для автоэлектронной (туннельной) эмиссии электронов из самых последних атомов. Если эту иглу перемещать вдоль поверхности на очень малом расстоянии от нее, то электронный ток будет очень чувствительным к неровностям атомного размера.

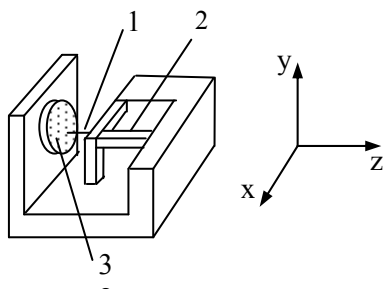
При разности потенциалов U между иглой и объектом уровень Ферми в одном из металлов будет выше уровня в другом на величину eU . В цепи пойдет ток электронов, туннелирующих сквозь барьер на свободные места, лежащие в зоне проводимости другого металла. Для плотности тока справедливо соотношение

$$j \sim U \cdot \rho(E_F) \exp\left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m\varepsilon}\right), \quad (6)$$

где $\rho(E_F)$ –плотность состояний на уровне Ферми, d –расстояние от иглы до поверхности, ε - работа выхода электронов.

Для точного контроля расстояния от объекта и перемещения параллельно ему используются пьезоэлектрики, которые изменяют свои размеры под действием приложенного управляющего напряжения.

Конструкция СТМ представлена на рис. 4.



*Рис. 4. Конструкция сканирующего туннельного микроскопа:
1-игла; 2- пьезоэлемент; 3-исследуемый объект.*

На пьезоэлементы, изменяющие свою длину в направлении осей x, y , лежащих в плоскости образца, подаются пилообразные напряжения, формирующие строчную и кадровую развертки. На третий пьезоэлемент подается напряжение с выхода усилителя обратной связи, которое вырабатывает такое напряжение, чтобы туннельный ток был все время постоянным, что достигается изменением зазора между образцом и острием благодаря удлинению или укорочению пьезоэлемента. Напряжение разверток формируется под управлением ЭВМ, куда передается и напряжение обратной связи. Они запоминаются и преобразуются в картину $z(x, y)$, отображающую траекторию острия. Переход от напряжений к координатам осуществляется без труда, так как малые изменения длины пьезокерамики пропорциональны изменениям напряжения.

СТМ превышает электронный микроскоп по разрешающей способности, проще в изготовлении и дешевле по стоимости.

§8. Масс-анализ ионных пучков.

Принцип работы масс-спектрометрических приборов основан на ионизации остаточных газов и последующем пространственном или временном разделении полученных ионов.

Масс-анализаторы подразделяются на статические и динамические. Их основными параметрами являются разрешающая способность и порог чувствительности.

Разрешающая способность определяется следующим образом. С помощью анализатора получается спектр масс в виде отдельных пиков (рис. 1). Разрешающей способностью называется отношение массового числа иона к ширине пика масс-спектрограммы у основания пика $M / \Delta M$. Чем уже пик, тем выше разрешающая способность.

Порог чувствительности оценивается парциальным давлением анализируемой смеси, при котором показания прибора превосходят уровень собственного шума в два раза.

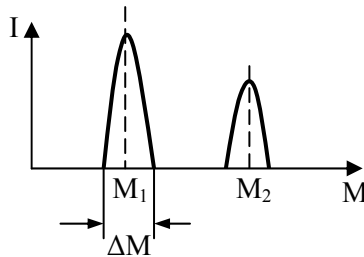


Рис. 1. Определение разрешающей способности анализатора.

Простым анализатором является фильтр скоростей Вина. Пучок ионов распространяется в скрещенных $\vec{E} \perp \vec{B}$ полях. При равенстве электрической и магнитной сил ион будет двигаться вдоль оси системы и попадет в выходное отверстие.

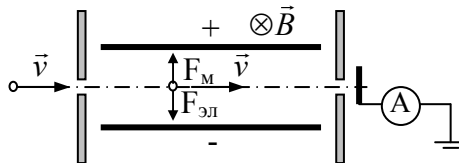


Рис.2. Схема фильтра скоростей.

$$F_m = F_e, \quad qE = qvB, \quad v = \frac{E}{B}, \quad v = \sqrt{\frac{2qU_o}{m}},$$

$$\frac{2qvU_o}{m} = \frac{E^2}{B^2}, \quad \frac{q}{m} = \frac{U^2}{2U_o d^2 B^2}.$$

В полученном выражении U_o – ускоряющее напряжение источника ионов. Изменяя напряжение U между пластинами, из пучка можно выделить ионы с разным удельным зарядом.

Фильтр скоростей использовался в масс-спектрографе Бейнбриджа с отклонением пучка на 180° . Фильтр пропускает через щель S_2 ионы различных масс, но одной и той же скорости. Пройдя через щель, ионы описывают круговые траектории в однородном магнитном поле. Радиусы кривизны этих траекторий прямо пропорциональны массе ионов

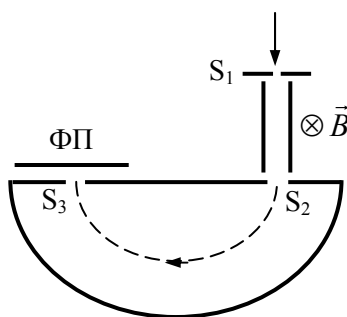


Рис.3. Схема масс-спектрографа Бейнбриджа.
ФП-фотопластина.

$$R = \frac{mv}{qB}.$$

Преимуществом прибора является линейность его шкалы.

В статических анализаторах наряду с традиционным отклонением на 180° в однородном магнитном поле, также используется секторное магнитное поле. При этом должны выполняться следующие условия: выходная щель ионного источника,

вершина секторного поля и входная щель лежат на одной прямой, ионный пучок падает перпендикулярно к границам сектора.

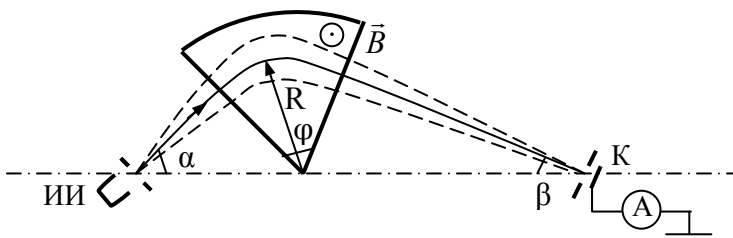


Рис. 4. Схема анализатора с секторным магнитным полем.

Теоретическое значение разрешающей способности данного прибора выражается формулой

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{R}{S_1 + S_2}, \quad (1)$$

где S_1 и S_2 – ширина выходной щели ионного источника и входной щели коллектора. Чем уже щели прибора, тем выше разрешающая способность, но при этом уменьшается величина регистрируемого ионного тока.

Двойная фокусировка радиальным электрическим полем была использована Бейнбриджем и Джорданом для построения масс-спектрографа большой светосилы и особенно высокой разрешающей способности. В этом приборе расходящийся пучок ионов

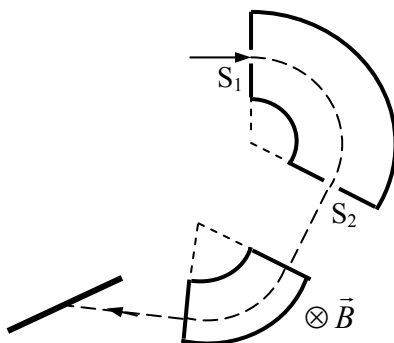


Рис. 5. Схема масс-спектрографа Бейнбриджа-Джордана.

сначала фокусируется радиальным электрическим полем, а затем секторное магнитное поле с углом 60° дает на фотопластинке спектр масс. Разрешающая способность такого спектрографа в зависимости от ширины щелей может достигать значения 1500, что позволяет регистрировать изотопы элементов.

Скрещенные $\vec{E} \perp \vec{B}$ поля используются также в анализаторе с циклоидальной фокусировкой. Здесь происходит двойная фокусировка – и по энергии ионов, и по направлению их скоростей. Выходящие из ионного источника частицы описывают удлиненную циклоиду (трохоиду) и на расстоянии периода трохойды попадают на коллектор. Радиус окружности, которая равномерно перемещается вдоль оси x , (радиус качения) определяется выражением

$$r = \frac{mE}{eB^2}. \tag{2}$$

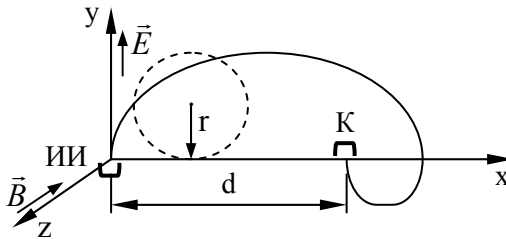


Рис.6. Схема трохотрона.

Период трохойды вычисляется по формуле

$$d = 2 \pi r = \frac{2 \pi m E}{eB^2}. \tag{3}$$

Развертку по массам можно осуществлять изменением напряженности электрического и магнитного полей. Разрешающая способность прибора

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{d}{\Delta d} = \frac{d}{S_1 + S_2}, \tag{4}$$

где S_1 и S_2 – ширина выходной и входной щели.

Порог чувствительности составляет $10^{-11} \div 10^{-12}$ мм рт.ст.

Статические масс-анализаторы имеют большие габариты и их трудно присоединять к вакуумной камере. В этом смысле более удобными приборами являются динамические масс-анализаторы, в которых применяются переменные электрические поля.

В омегатронном масс-анализаторе используется резонанс при циклотронном вращении иона и росте его энергии в переменном электрическом поле. Ионизация газа в однородном магнитном поле производится узким пучком электронов, ускоренных до энергии в несколько сотен электрон-вольт вдоль магнитного поля (рис. 7). В этом случае резонансные ионы движутся по спиральным траекториям, удаляясь от центра. Радиусы кривизны этих траекторий прямо пропорциональны массе ионов

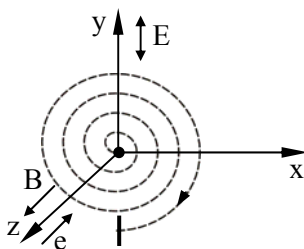


Рис. 7. Схема омегатрона.

Разрешающая способность омегатрона

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{r_0 e B^2}{2E_0 m}, \quad (5)$$

где r_0 – расстояние от центра анализатора до коллектора, E_0 – амплитуда электрического поля. Нижний предел парциальных давлений достигает 10^{-12} мм рт. ст., а величина разрешающей способности может быть более 100.

В радиочастотном масс-анализаторе разделение ионов по массам происходит при их прохождении через систему электродов-сеток, к которым приложено высокочастотное напряжение.

Ионы, вышедшие из источника с начальной энергией W_0 , попадают в пространство с несколькими группами сеток по три в каждой (рис. 8). Между крайними и центральной сеткой приложено высокочастотное напряжение. Пройти через всю систему сеток и преодолеть задерживающее поле у коллектора смогут только те ионы, которые в поле накопили определенную дополнительную энергию. Условие резонанса выполняется для ионов с массой

$$m = \frac{2\pi^2 e W_0}{\omega^2 S^2}, \quad (6)$$

где ω – круговая частота переменного напряжения, S – расстояние между крайней и средней сеткой. Развертка по спектру масс может осуществляться плавным изменением частоты или начальной энергии ионов.

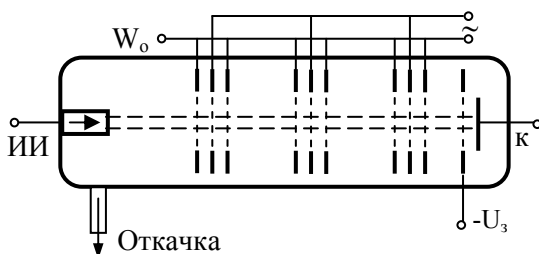


Рис. 8. Схема радиочастотного масс-анализатора.

Между сетками имеется пространство дрейфа, свободное от полей. Это делается для того, чтобы нерезонансные ионы успели выйти из фазы переменного поля. Разрешающая способность радиочастотного масс-анализатора определяется разбросом скоростей ионов, который зависит от типа ионного источника, и ее величина достигает 100.

Принцип действия импульсного времяпролетного анализатора основан на разделении ионов по времени пролета в дрейфовом пространстве. Ионы, образовавшиеся в ионизационной камере электронным ударом, выталкиваются из нее под

действием импульса напряжения между электродами, и попадают в область ускорения (рис. 9). Независимо от массы все ионы

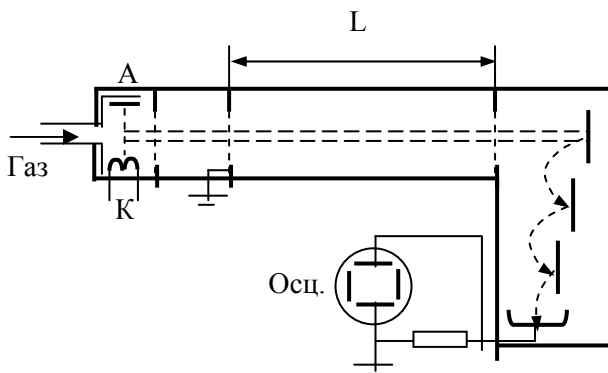


Рис. 9. Схема времяпролетного масс-анализатора.

получают одинаковую энергию, разделение же по массам происходит вследствие зависимости времени пролета от массы:

$$\tau = \frac{L}{v} = L \sqrt{\frac{m}{2eU}}, \quad (7)$$

где U – ускоряющее напряжение. Более легкие частицы пройдут путь L быстрее тяжелых, и на выходе из области дрейфа образуются пакеты ионов одинаковых масс, которые через различные промежутки времени поступают на вход фотоумножителя. На сопротивлении нагрузки возникнут кратковременные импульсы напряжения, фиксируемые посредством осциллографа.

Синхронизируя частоту развертки осциллографа с частотой импульсов ионного источника, на экране можно получить спектр масс. Разрешающая способность хронотрона

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{\tau}{2\Delta t}, \quad (8)$$

где Δt – время протекания тока на коллектор ионов данной массы. Оно определяется шириной пакета ионов у коллектора и за-

висит от начальной ширины пакета, выходящего из источника, а также от его размытия в пространстве дрейфа.

Разрешающая способность времяпролетных анализаторов достигает 100, диапазон регистрируемых масс 1-600 а.е.м., рабочий диапазон давлений 10^{-4} - 10^{-9} мм рт.ст.

§9. Взаимодействие ускоренных электронов с веществом.

Для целенаправленного изменения свойств твердых тел электронными пучками необходимо детальное исследование элементарных процессов на поверхности тел и в их объеме, происходящих в результате бомбардировки электронами различной энергии. Сложность подобного исследования заключается в том, что различные процессы при прохождении электронов часто бывают взаимосвязанными.

Акты взаимодействия электронов с атомами твердого тела можно разделить на два основных класса – упругие и неупругие.

В электронно-лучевой технологии энергия электронов, как правило, не превышает 100-200 кэВ. При такой энергии электрон, упруго рассеивалась на атоме твердого тела, не может разорвать его связь с соседями. В результате смещения атома по цепочке распространяется упругая волна. В каждом акте упругого рассеяния первичный электрон теряет энергию дискретными порциями, соответствующими возбуждению одного или нескольких фононов.

При когерентном упругом взаимодействии в твердых телах с упорядоченным расположением атомов также возникает дифракция электронных волн де Бройля.

Некоторая часть первичных электронов испытывает отклонение на большие углы в результате одного или нескольких последовательных актов упругого рассеяния на приповерхностных атомах и возвращается в вакуум. Характерной особенно-

стью этих электронов, называемых упруго отраженными, является то, что их энергия практически не отличается от начальной.

В целом, упругое отражение электронов определяется их энергией, свойствами и взаимным расположением рассеивающих центров. Это позволяет использовать данное явление в электронографии, электронной микроскопии и в некоторых разновидностях электронной спектроскопии для анализа состава и структуры различных объектов.

Основной механизм торможения первичных электронов в веществе связан с процессами неупругого рассеяния, в результате которых электронная система твердого тела возбуждается. Различают два основных типа электрон – электронных взаимодействий в твердом теле: коллективные и одночастичные.

При коллективных возбуждения первичный электрон взаимодействует с системой валентных электронов, которую можно рассматривать как плазму свободных электронов в поле однородно распределенного положительного заряда. Квант энергии плазменных колебаний – плазмон – является квазичастицей твердого тела, обладающий определенными значениями энергии и импульса.

Различают два вида плазменных колебаний – объемный и поверхностный. Поверхностный плазмон имеет импульс, направленный вдоль границы раздела двух сред. Его энергия меньше, чем энергия объемного плазмона. Их время жизни не превышает 10^{-16} с. Каждому веществу соответствуют свои значения энергии плазмонов, лежащие обычно в диапазоне 3-30 эВ.

При одночастичных электрон-электронных взаимодействиях энергия первичных электронов тратится на ионизацию и возбуждение атомов твердого тела.

Часть возбужденных электронов после многократного изменения направления движения может достигнуть поверхности твердого тела. Если при этом у электрона еще сохраняется энергия, достаточная для преодоления потенциального барьера, то он может выйти в вакуум в качестве вторичного электрона. Общее количество вторичных электронов, выбиваемых в среднем одним первичным, называется коэффициентом вторичной электронной эмиссии δ . Во всех металлах вследствие сильного торможения на электронах проводимости средняя глубина, с кото-

рой возбужденные электроны могут выйти в вакуум, составляет несколько атомных слоев и $\delta \leq 2$.

Энергетические спектры вторичных электронов дают информацию о составе твердого тела. В таких спектрах наблюдаются пики при определенных значениях энергии, характерных для данного вещества и не зависящих от начальной энергии пучка. При переходе электрона атома на вакансию, образованную в результате ионизации одного из нижележащих энергетических уровней, выделяющаяся дискретная порция энергии может быть передана безизлучательным способом еще одному электрону твердого тела (Оже процесс). Полное количество оже-электронов определенного сорта пропорционально концентрации соответствующего элемента в приповерхностной области.

При заполнении вакансии на внутренней электронной оболочке возможно также испускание кванта характеристического излучения. Спектр такого излучения расположен, как правило, в области рентгеновских длин волн и также несет информацию о природе излучающих атомов. При рентгеноспектральном анализе толщина приповерхностной области образца гораздо больше, чем в оже-спектроскопии, так как рентгеновские кванты рассеиваются и поглощаются гораздо меньше.

При облучении электронным пучком твердого тела большинство возбужденных электронов осаждаются в объеме и за время 10^{-14} - 10^{-12} секунды теряет всю избыточную энергию в многочисленных актах торможения. В металлах термализованных электронов значительно меньше, чем электронов проводимости, поэтому заметное влияние на проводимость они могут оказать только в диэлектриках и полупроводниках. Явление радиационной проводимости находит применение в усилителях изображения электронных микроскопов, в кристаллических детекторах заряженных частиц и т.д.

В неметаллических веществах термализованные электроны неизбежно исчезают в результате рекомбинации с носителями противоположного знака. Такая рекомбинация может происходить как при непосредственном столкновении электрона и дырки, так и с промежуточным захватом одного из носителей на локальные ловушечные уровни примесей или дефектов, которые

играют роль центров рекомбинации. Возвращение электронной системы твердого тела в равновесное состояние сопровождается рекомбинационным излучением, которое называют люминесценцией. Это явление широко используется в электронно-лучевых приборах. Если в результате возбуждения электронов резко возрастают силы отталкивания между соседними атомами, то происходит необратимое изменение состава облучаемого электронами вещества. К процессам такого рода относится электронно-стимулированная десорбция чужеродных атомов и молекул, а также диссоциация химических соединений, находящихся на поверхности твердого тела.

Электронная обработка может приводить и к противоположному результату, т.е. к образованию химических соединений, если химическая активность атома при возбуждении возрастает. Одной из таких реакций является, например, образование диэлектрических пленок в результате полимеризации адсорбированных на поверхности органических молекул.

Длина пробега ускоренных электронов зависит от их начальной энергии и тормозной способности вещества, которая возрастает при уменьшении энергии электронов. Это означает, что у поверхности, где скорость первичных электронов еще велика, вероятность потери энергии должна быть меньше, чем в конце пробега. В результате максимум пространственного распределения удельной энергии расположен в объеме твердого тела.

В результате рассеяния электронов при их проникновении в вещество также увеличивается диаметр электронного пучка. Если исходный диаметр пучка меньше, чем глубина проникновения электронов (как в растровом электронном микроскопе), то их энергия выделяется в приповерхностном объеме, близком по форме к сферической. Именно размером сферы рассеяния ограничивается пространственное разрешение соответствующего способа микроанализа.

Исключительно важную роль в технологии играет электронно-лучевой нагрев вещества. Повышение температуры вещества стимулирует протекание ряда термических процессов: структурных фазовых переходов, отжига дефектов, диффузии,

рекристаллизации, плавления, десорбции и испарения с поверхности атомных частиц, термоэлектронной эмиссии и др.

При электронно-лучевом нагреве можно достигнуть очень высокой концентрации тепловой энергии при сравнительно малой общей мощности пучка. При удельных энергиях первичного пучка более 10^6 Вт/см² возрастают механические силы, действующие на облучаемый участок. В результате может наблюдаться аномально глубокое проплавление вещества (кинжальное проплавление) и даже образование сквозных отверстий.

В микротехнологии важными параметрами являются глубина проникновения электронов и в зависимости от нее распределение энергетических потерь.

Скорость уменьшения кинетической энергии электрона E описывается формулой энергетических потерь Бете.

$$\frac{dE}{dS} = \left(\frac{N_A e^4}{2\pi\epsilon_0^2} \right) \left(\frac{\rho Z}{A} \right) \left(\frac{1}{E} \ln \frac{1.66E}{I} \right) \quad (1)$$

Первый сомножитель является константой, второй зависит только от характеристик вещества, третий зависит как от характеристик пучка, так и от средней энергии ионизации $I = 1,15 \cdot 10^{-2} Z$ (кэВ). Поскольку отношение Z/A почти постоянно, второй сомножитель определяется изменением плотности вещества. Эту зависимость можно учесть, если длину измерять в единицах ρS (г/см²).

Для вычисления длины пробега электрона следует проинтегрировать уравнение (1) с начальным условием $E=E_0$ при $S=0$,
Тогда

$$R_E = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{dE/d(\rho S)} \quad (2)$$

Максимальное значение ρS , соответствующее полному замедлению ($E=0$), называется пробегом Бете R_B .

Реальный пробег электронов R , определенный экспериментально путем прохождения электронов через такие пленки, можно аппроксимировать формулой

$$R=10E_0^{1,43}, \text{ мкг/см}^2 \quad (3)$$

где E_0 измеряется в кэВ. Эта формула справедлива в диапазоне энергий E_0 1-100 кэВ. Для материалов с малым атомным номером Z реальный пробег по порядку величины совпадает с пробегом Бете R_B .

Многие теоретические модели прохождения электронов через вещество основаны на разновидностях формулы (1). В рамках этих моделей электроны проникают в вещество на глубину Z , теряя энергию согласно закону Бете и рассеиваясь в соответствие с сечением экранированного кулоновского взаимодействия. На глубине Z траектории электронов из-за многократного рассеяния становятся изотропными, они движутся по всевозможным направлениям, пока их полный пробег не достигнет величины R_B . Эта глубина полной диффузии определяется приближенным соотношением

$$Z \approx R_B \frac{40}{7Z} \quad (4)$$

Выделяемая электронным пучком энергия $dE/d(\rho z_d)$ расходуется главным образом на генерацию рентгеновского излучения, эмиссию вторичных электронов и образование электронно-дырочных пар. Типичный график потерь энергии от величины ρZ приведен на рис. 1.

Информация о характере зависимости рассеяния энергии от глубины проникновения ρZ (распределение дозы по глубине $\phi(Z)$) в окрестности входа первичного пучка электронов необходима для расчета выхода вторичных электронов. Рассчитанные при помощи метода Монте-Карло кривые распределения дозы по глубине для углерода и золота показаны на рис. 2.

Когда пучок электронов соударяется с плоской мишенью, вышедшие из мишени обратно рассеянные электроны имеют энергии, превышающие 50 эВ, истинно вторичные электроны имеют энергии 2-5 эВ.

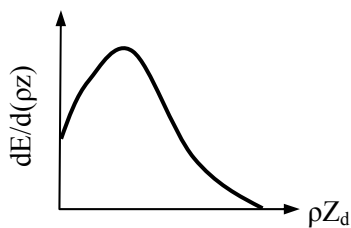


Рис. 1. Потери энергии по длине траектории.

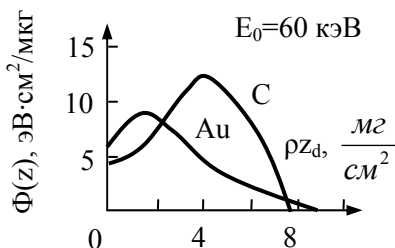


Рис. 2. Распределение дозы по глубине в мишенях.

Коэффициент отражения обратно рассеянных электронов η можно найти, интегрируя формулу Резерфорда для больших углов рассеяния. Расчет показывает, что η не зависит от энергии первичных электронов, а определяется лишь атомным номером материала мишени (рис. 3)

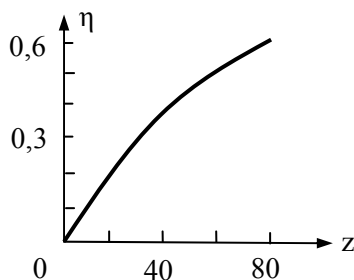


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения электронов от атомного номера материала мишени.

Глубина, с которой вылетают обратно рассеянные электроны, при нормальном падении составляют около половины длины пробега электронов.

Коэффициент выхода вторичных электронов δ не возрастает монотонно с Z . На его величину влияют изменения ра-

боты выхода и состояния поверхности. Максимальное значение δ , превышающее единицу, достигается при энергиях первичных электронов в диапазоне $E_0=300-800$ эВ.

При малых энергиях первичных электронов глубина их проникновения также мала и коэффициент δ пропорционален энергии пучка (рис. 4). При больших энергиях электронов пучка вторичным электронам затруднительно достичь поверхности.

Глубина выхода вторичных электронов составляет величину порядка 1-10 нм.

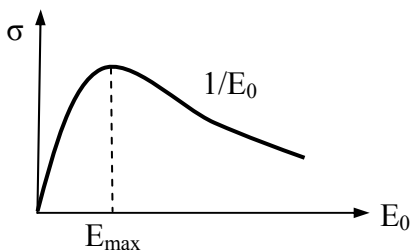


Рис. 4. Зависимость коэффициента выхода электронов от энергии пучка.

Рентгеновское излучение, полученное при взаимодействии электронов с твердым телом, может иметь сплошной спектр (при торможении электронов в поле ядра и взаимодействии их с валентными и свободными электронами) или линейчатый (при неупругих столкновениях с электронами внутренних оболочек - образовании оже-электронов или характеристического рентгеновского излучения). Как было экспериментально обнаружено, доля интенсивности первичных электронов, преобразуемая в тормозное излучение, линейно зависит от атомного номера материала мишени Z и энергии первичных электронов

$$f \cong 7 \cdot 10^{-10} Z E_0, \quad (5)$$

где E_0 задается в эВ.

§10. Электронно-лучевая обработка материалов.

Тепловое воздействие электронного пучка.

Большая часть поглощенной веществом энергии пучка переходит в теплоту. Пока нагрев не сопровождается изменением агрегатного состояния вещества, закономерности проникновения электронов в образец при удельной мощности пучка до 10^5 Вт/см² остаются такими же, как и в случае маломощных потоков. Распределение температуры T в облучаемом образце в любой момент времени t можно найти, решая неоднородное уравнение теплопроводности

$$\nabla^2 T - \frac{c\rho}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{P(x, r, t)}{\lambda}, \quad (1)$$

где λ – теплопроводность материала, c – его теплоемкость, ρ – плотность. Это уравнение необходимо решать в каждом конкретном случае, определив вид $P(x, r, t)$ и задав условия на границах образца и в начальный момент времени.

Начиная с некоторой удельной мощности первичного пучка $P_e \sim 10^6$ Вт/см², скорость выделения тепловой энергии все больше превышает скорость ее отвода за счет теплопроводности, теплового излучения и испарения с поверхности, что приводит к возрастанию температуры облучаемого участка. В этом случае процесс проникновения электронов в образец имеет характерные особенности:

1) максимальная глубина проникновения электронов зависит от удельной мощности пучка и от времени облучения. Эта глубина может в тысячи раз превышать траекторный пробег, рассчитанной по формуле Бете;

2) плотность вещества в зоне обработки меньше, чем вне ее, а сама зона имеет не сферическую, а “кинжальную” форму, сильно вытянутую в направлении первичного пучка. Если P_e достигает экстремального значения, то в месте попадания пучка может образоваться сквозное отверстие с очень высоким отношением глубины к диаметру;

3) при облучении листовых материалов толщиной до несколько сантиметров, через несколько микросекунд после включения пучка с обратной стороны листа появляется ток

прошедших электронов, который пульсирует около среднего значения и периодически спадает до нуля. Энергия электронов на выходе из образца почти не отличается от начальной даже тогда, когда сквозное отверстие не образуется и лист после обработки остается вакуумно-плотным.

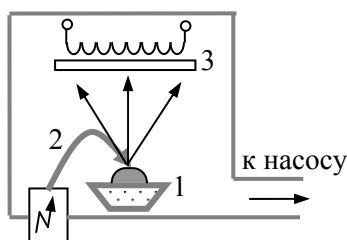
Электронно-лучевая плавка (ЭЛП).

Промышленное применение ЭЛП стимулировалось потребностью новых отраслей техники в особо чистых материалах и в материалах, сохраняющих свою прочность при высоких температурах или обладающих повышенной химической стойкостью. Обычно для изготовления и очистки таких материалов применяют плавку в вакууме или в атмосфере защитных газов. На всех стадиях процесса возможность загрязнения материала посторонними примесями сведена к минимуму. Сравнительно легко в течение требуемого времени поддерживать расплав при температуре, значительно превышающей температуру плавления. Это создает условие для протекания различных физико-химических процессов, которые не идут при более низких температурах.

Электронно-лучевое испарение (ЭЛИ).

Метод ЭЛИ позволяет проводить прямой нагрев поверхности электронным пучком, что дает возможность применять водоохлаждаемые тигли и таким образом исключить взаимодействие испаряемого материала со стенками тигля. В настоящее время ЭЛИ заметно потеснило другие способы термического испарения и широко применяется для решения самых разнообразных задач – от производства тонкопленочных элементов в микроэлектронике до промышленной металлизации бумаги и антикоррозионной защиты стальных лент.

Принцип ЭЛИ поясняется рисунком 1. Поверхность испаряемого материала, помещенного в водоохлаждаемый тигель 1, разогревается электронным пучком 2 до такой температуры, когда она становится источником пара. В потоке этого пара помещают подложку 3, на которую производят напыление. Испаритель оборудован средствами измерения и контроля, необходимыми для управления параметрами пучка в ходе испарения.



*Рис. 1. Схема электронно-лучевого испарения:
1-тигель; 2-электронный луч; 3-подложка.*

Независимо от мощности установки в диапазоне от 3 до 250 кВт для испарения применяют пучки с удельной мощностью $10^4 - 10^5$ Вт/см², так как при $P > 10^5$ Вт/см² у многих материалов начинается разбрызгивание расплава. Диаметр сфокусированных пучков составляет 0,1 мм – 5 мм.

Чтобы катод не попадал под прямой поток пара, а сама пушка не затеняла рабочее пространство над тиглем, как правило, используется электромагнитное отклонение пучка.

При испарении сплавов и химических соединений скорости испарения различных компонентов могут очень сильно отличаться. Это существенно затрудняет термическое получение покрытий сложного состава, в которых необходимо выдерживать заданное соотношение между компонентами. Подобные слои можно наносить из многотигельного испарителя, в котором компоненты испаряются из разных тиглей, а конденсируются на подложке совместно. Для получения покрытий с неизменным составом в этом случае требуется чрезвычайно высокая точность регулировки температуры. С целью приготовления пленок химических соединений помимо описанных способов используется реакционное нанесение, при котором в процессе испарения и конденсации материала происходит его химическое взаимодействие с введенным в объем газообразным реагентом.

Электронно-лучевая сварка (ЭЛС).

“Кинжальное” проплавление при электронном облучении дает возможность сваривать различные материалы. От традиционных способов сварка электронным лучом отличается тем, что

позволяет получать очень высокие локальные плотности тепловой энергии при сравнительно малом общем тепловложении. Это существенно расширяет возможность использования сварных соединений при изготовлении изделий из самых различных материалов, которые не поддаются сварке иными способами. Область применения современной ЭЛС чрезвычайно широка: от сварки корпусов ракет и подводных лодок до крепления контактов в транзисторах и микросхемах

При сварке крупногабаритных изделий вакуум обычно создают лишь в сравнительно небольшом объеме вблизи шва. Этого добиваются, применяя специальные передвижные камеры, подсоединяемые к поверхности детали с помощью прижимных уплотнений. Другая возможность заключается в том, чтобы вести сварку в промежуточном вакууме. При этом отсек, в котором находится электронная пушка, отделяют от рабочей камеры перегородкой с небольшим отверстием для вывода луча и откачивают до давления 10^{-3} Па, достаточного для нормального формирования пучка. В отсеке с обрабатываемым крупногабаритным изделием вакуум может быть на несколько порядков ниже. При $E=150-200$ кэВ даже при атмосферном давлении пучок может сохранять достаточную для сварки удельную мощность на расстоянии в несколько сантиметров, особенно в легком газе. Поэтому в тех случаях, когда в первую очередь желательно иметь высокую скорость сварки, целесообразно использовать ЭЛС с выводом луча в атмосферу через малое отверстие в камере при непрерывном обдуве места сварки легким инертным газом.

Термическая электронно-лучевая обработка.

К термической электронно-лучевой обработке относится группа способов микрообработки, при которых в результате локального нагрева, плавления или испарения материала происходит перестройка структуры или изменения формы облучаемого участка. Среди этих способов наибольшее распространение получила размерная обработка, в которой электронный луч используется в качестве режущего инструмента, основанная на уносе материала из зоны действия пучка. Примерами такой обработки могут служить получение отверстий или пазов с задан-

ным профилем, безконтактная резка дефицитных и труднообрабатываемых материалов, фрезерование, полировка и т.п. Главная особенность электронно-лучевой обработки заключается в том, что ее ход и результаты определяются не механическими свойствами материала, как при традиционных способах, а его теплофизическими свойствами. Это изменяет характер обработки, а иногда (например, для хрупких, пластичных и твердых материалов) расширяет ее технологические возможности.

Все процессы, лежащие в основе различных методов термообработки, интенсивно протекают лишь при нагреве до температур, превышающих некоторое пороговое значение. Поэтому геометрия обработки определяется, в основном, той граничной поверхностью в объеме образца, на которой достигнута пороговая температуры. Чтобы локализовать эту область, необходимо свести к минимуму распространение теплоты за ее пределы, то есть обеспечить малую продолжительность воздействия электронного пучка в каждой точке. Для этого часто используют импульсный режим облучения. Можно также непрерывно перемещать пучок вдоль поверхности по заданному контуру обработки с достаточно большой скоростью.

Нетермическая электронно-лучевая обработка.

Так как ускоренные электроны даже при низких температурах стимулируют протекание в веществе различных физико-химических реакций, их можно использовать для избирательного изменения свойств приповерхностной области образца, в том числе и для создания или разрушения тонких слоев на его поверхности. Явления, лежащие в основе нетермической обработки, подразделяются на три основные группы: протекание химических реакций в результате ионизации и возбуждения атомов вещества; образование радиационных дефектов при упругом соударении электронов с атомами кристаллического материала; зарядка поверхности диэлектриков с высокими изолирующими свойствами. Наибольшее распространение получили методы, основанные на явлениях первой группы.

Основным типом химических реакций, протекающих при электронной бомбардировке, является разложение (диссоциация) химических соединений в результате возбуждения или ио-

низации. Рассмотрим этот процесс на примере некоторого произвольного соединения XY. Силы взаимодействия между компонентами X и Y зависят от разделяющего их расстояния R и от природы частиц. Условием устойчивости любого соединения является наличие минимума потенциальной энергии $U(R)$ взаимодействия компонентов (рис. 2). При низких температурах большая часть молекул соединения находится в основном состоянии с энергией E_0 .

Диапазон допустимых расстояний между X и Y в условиях равновесия ограничивается значениями $R_1 < R < R_2$.

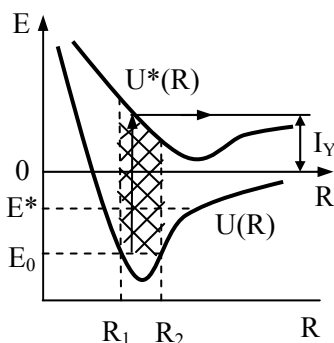


Рис. 2. Зависимость энергии взаимодействия атомов в молекуле от расстояния.

Пусть под действием электронной бомбардировки происходит ионизация или возбуждение одной из компонент $Y \rightarrow Y^*$. Это должно привести к изменению энергии взаимодействия, которая для возбужденной молекулы XY^* будет описываться новой функцией $U^*(R)$. Согласно принципу Франка - Кондона, за время электронного перехода расстояние между соседними атомами и их относительные скорости не успевают заметно изменяться. Это означает, что переход молекулы XY из состояния $U(R)$ в состояние $U^*(R)$ под действием электронной бомбардировки будет происходить при $R = \text{const}$ (по вертикальной линии). Подобный переход возможен только в пределах заштрихо-

ванной на рисунке области, которая называется зоной Франка – Кондона.

Реакция разложения соединения на компоненты будет протекать не всегда, а лишь в том случае, если в результате электронного возбуждения возрастет относительная роль сил отталкивания, то есть если минимум $U^*(R)$, окажется смещенным относительно $U(R)$ в область больших R . При этом значительная часть конечных состояний в области Франка – Кондона попадает на участок $U^*(R)$, где преобладают силы отталкивания. Под действием этих сил возбужденная компонента Y^* начнет удаляться от X .

Приведенный анализ применим к достаточно широкому кругу явлений, сопровождающих электронную бомбардировку, так как вид соединений XY не был конкретизирован. Наибольший практический интерес представляют следующие варианты:

1. XY – адсорбированная молекула, в результате разложения которой можно избирательно удалить с поверхности одну из компонент.

2. XY – адсорбированная молекула, один из продуктов разложения которой химически реагирует с подложкой.

3. X – твердое тело, Y – адсорбируемая частица, удаляемая с поверхности при облучении (электронно-стимулированная десорбция).

4. X – твердое тело, Y – атом в узле кристаллической решетки, переходящей в результате реакции в междоузлие или вакуум.

5. XY – органическая молекула, расщепление которой под электронным пучком вызывает цепную реакцию полимеризации. Хотя здесь исходной была реакция диссоциации, в результате облучения могут образоваться более крупные молекулы.

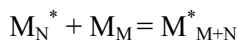
Примером применения реакций, происходящих в адсорбированных слоях, является сверление отверстий в алмазе при облучении его электронами в присутствии кислорода



Основная область применения электронно-стимулированных реакций в адсорбированных слоях связана не с размерной обработкой, а с избирательным нанесением на поверхность тонких пленок самых различных (в том числе и тугоплавких) веществ. Металлические пленки можно получить при разложении соответствующих металлоорганических соединений или карбониллов $Me_m(CO)_n$; пленки кремния и SiO_2 получают из кремнийорганических соединений.

Полимеризация органических молекул.

При электронной бомбардировке многоатомных органических молекул образуются свободные радикалы M_i^* , представляющих собой либо осколки молекул ($1 < i < N$), либо молекулы, находящиеся в возбужденном состоянии ($i = N$). Радикалы обладают свободной валентностью и, как правило, высокой химической активностью, благодаря чему легко вступают во взаимодействие с насыщенными молекулами:



Эта реакция не сопровождается исчезновением свободной валентности и носит, поэтому, цепной характер. В результате молекулы мономера M_i объединяются в непрерывно растущие молекулярные цепи, и в предельном случае может образоваться одна гигантская молекула, занимающая весь объем, подвергнутый электронной бомбардировке.

Электронно-лучевая литография.

Принцип электронно-лучевой литографии основан на изменении средней длины молекулярных цепей в полимерных лаковых пленках при облучении электронами. Эта длина в свою очередь определяет поведение лака в растворителе во время процесса проявления скрытого изображения, созданного электронным лучом. В общем случае, чем длиннее полимерные цепи, тем меньше скорость растворения материала. При проявлении позитивного резиста, облучение которого приводит к расщеплению полимерных молекул и уменьшению их средней дли-

ны, удаляются обработанные участки пленки. В случае негативных лаков, напротив, при проявлении удаляется только не облучавшийся слой, а обработанные участки, средняя длина молекулярных цепей в которых возросла в результате электронно-стимулированной полимеризации, остаются на подложке.

В установках электронной литографии удается получить при диаметре зонда на поверхности резиста около 3 нм ширину линии 8 – 10 нм, что соответствует разрешению 50000 лин/мм (на два порядка лучше, чем в светооптических методах). Преимуществом электронно-оптических систем является и большая глубина резкости, составляющая ввиду малой угловой расходимости пучка не менее 10 – 20 мкм. Это, по крайней мере, на порядок превышает глубину резкости обычных объектов. Кроме того, электронная оптика имеет большие размеры рабочего поля обработки (не менее 2×2 мм).

§11. Взаимодействие ускоренных ионов с веществом.

При падении ускоренных ионов (энергия 1 – 100 кэВ) на поверхность твердого тела возможны следующие виды взаимодействий:

1. Обратное рассеяние иона атомом или группой атомов на поверхности. При этом происходит отклонение траектории иона и обмен энергией с поверхностью.

2. Атомная дислокация – смещение после удара атома на поверхности в положение с более сильной связью со структурой образца.

3. Внутренние дислокации в веществе при облучении ионами с большой энергией.

4. Физическое распыление – удаление с поверхности одного или нескольких атомов при передаче большого импульса иона.

5. Ионная имплантация – проникновение быстрого иона вглубь кристаллической решетки.

6. Образование на поверхности новых химических соединений, в некоторых случаях поверхностный слой оказывается в газообразном состоянии и испаряется (химическое распыление).

7. Отражение ионов от поверхности в виде нейтральных частиц в результате оже – нейтрализации.

8. Вторичная ион – электронная эмиссия.

9. Адсорбирование – связь падающих ионов с поверхностью.

10. Вторичная ион – ионная эмиссия – ионизация и удаление атомов поверхности.

При анализе процессов потери энергии ионом различают два основных механизма: соударения с электронами и соударения с ядрами.

Первый неупругий механизм состоит в том, что быстрый ион взаимодействует с электронами кристаллической решетки, в результате чего возникает возбуждение и ионизация атомов кристалла. Так как плотность электронов в веществе высока, этот процесс можно считать непрерывным. При втором упругом взаимодействии происходит обмен энергией между экранированными зарядами ядер первичного иона и атомами мишени. Его можно рассматривать как столкновение двух частиц. Ионы высоких энергий хорошо описываются Резерфордским рассеянием, ионы средних энергий – экранированным кулоновским рассеянием. Кроме этих механизмов вклад в энергетические потери дают обмен зарядами между движущимся ионом и атомом мишени. Этот обмен особенно эффективен, когда относительная скорость иона сравнима с боровской скоростью электрона $2 \cdot 10^6$ м/с.

Таким образом, полные потери энергии можно представить в виде суммы трех составляющих – ядерной, электронной, и обменной

$$\frac{dE}{dz} = \left(\frac{dE}{dz} \right)_я + \left(\frac{dE}{dz} \right)_э + \left(\frac{dE}{dz} \right)_{об} \quad (1)$$

При малых энергиях ионов преобладает взаимодействие с ядрами, которое приводит к угловой расходимости пучка. При высоких энергиях более существенными становятся столкновения с электронами. Известно следующее эмпирическое правило: передача энергии кристаллической решетке осуществляется в основном за счет ядерных столкновений при энергиях меньших A кэВ, где A – атомная масса первичного иона. Зависимость энергетических потерь от энергии первичного иона показана на рис. 1.

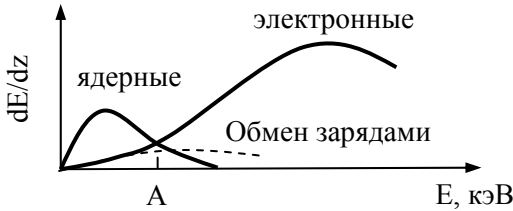


Рис. 1 Зависимость энергетических потерь от энергии иона.

Взаимодействие с ядрами.

Для вычисления потерь, обусловленных упругими взаимодействиями, необходимо знать экранированный ядерный потенциал. Хорошую приближенную формулу для энергетических потерь можно получить, используя для потенциала обратную квадратичную зависимость

$$\left(\frac{dE}{dz} \right)_я = 0,278 \frac{z_1 z_2}{\left(z_1^{2/3} + z_2^{2/3} \right)^{1/2}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} N, \text{ эВ/нм} \quad (2)$$

где Z_1, M_1 и Z_2, M_2 - атомные номера и массы первичного иона и атомов кристаллической решетки соответственно; N – концентрация атомов, число частиц/нм³. Расчеты по этой формуле дают для большинства вариантов «ион – атом мишени» величину

коэффициента энергетических потерь в диапазоне 100 – 1000 эВ/нм.

Как видно из формулы (2), замедляющая способность вещества не зависит от энергии. Поэтому пробег иона определяется равенством

$$R_{\text{я}} = \frac{E_0}{(dE/dz)_{\text{я}}} = 2kE_0 \quad (3)$$

где $k = \frac{1,8(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}{NZ_1Z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1N}$ нм/эВ.

Как и следовало ожидать, пробег уменьшается с увеличением атомного номера Z и концентрации N .

Взаимодействие с электронами.

Если скорость ионов превышает скорость электронов на K - оболочке атома мишени, то вероятность полной ионизации иона велика. В этом случае энергетические потери описываются формулой Бете. Но формула Бете несправедлива для низких энергий ионов и больших атомных номеров (z_1, z_2), так как в ней не учитываются флуктуации заряда, возбуждение колебаний плазмы и эффект обмена зарядами.

Особенности замедления тяжелых ионов в результате взаимодействия с электронами при низких и промежуточных энергиях учитываются в модели Линдхарта, Шарфа и Шютта (ЛШШ). В соответствие с этой моделью, энергетические потери пропорциональны скорости иона

$$\left(\frac{dE}{dZ} \right)_e = k'E^{1/2} \quad (4)$$

где $k' = 3,28 \cdot 10^{-3}(Z_1+Z_2)M_1^{-1/2}$ N, эВ^{1/2}/нм зависит от типа первичного иона и материала мишени.

Пробег иона.

При вычислении длины пробега иона можно считать, что потери на ядерные и электронные взаимодействия не связаны друг с другом. Тогда

$$R = \int_0^R dz = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(dE/dz)_я + (dE/dz)_e} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{1/2k + k'E^{1/2}} = \frac{2E_0^{1/2}}{k'} - \frac{1}{kk'^2} \ln \left(1 + 2kk'E_0^{1/2} \right) \quad (5)$$

Используя разложение Тейлора

$$\ln(1+x) \approx x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} + \dots,$$

получим

$$R \approx 2kE_0 \left(1 - \frac{4}{3}kk'E_0^{1/2} \right) \quad (6)$$

Замедляющая способность вещества определяется следующим образом

$$S = \frac{1}{N} \frac{dE}{dz} = \frac{1}{N} [S_я(E) + S_e(E)] \quad (7)$$

В общем случае, когда функции $S_я(E)$ и $S_e(E)$ известны, это равенство можно проинтегрировать и найти полное расстояние R , которое ион с энергией E_0 проходит до остановки

$$R = \int_0^R dz = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_я(E) + S_e(E)} \quad (8)$$

При проведении технологических операций более важной величиной является глубина, на которой остановится ион. При облучении образца вдоль нормали к поверхности глубина внедрения совпадает с проекцией траекторного пробега на первоначальное направление движения иона. Эта величина называется проективным пробегом R_p . Кроме того, иногда необходимо знать расстояние, на которое сместится ион до своей остановки

относительно начального направления движения, т.е. поперечный пробег R_{\perp} .

Можно ввести еще и векторный пробег R_c , который представляет собой вектор, проведенный из точки начала движения иона в твердом теле к точке его остановки. Три последние величины связаны соотношением $R_c^2 = R_p^2 + R_{\perp}^2$.

Когда мишень облучается большим числом ионов, распределение концентрации внедренных ионов описывается распределением Гаусса

$$n(x) = n_{\max} \exp \left[-\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right] \quad (9)$$

где $\Delta \bar{R}_p^2$ - среднеквадратичное отклонение проективного пробега, а n_{\max} определяется из условия нормировки

$$\phi = n_{\max} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right] dx \quad (10)$$

где ϕ - суммарная доза ионов.

Существует также машинный метод получения распределения ионов по продольному и поперечному пробегам, который называется методом Монте-Карло. Идея метода заключается в том, что в ЭВМ моделируется некоторый элемент твердого тела, задаются законы, по которым происходит взаимодействие иона с атомами, а затем в случайное место поверхности “выпускается” ускоренный до определенной энергии ион. Иными словами, проводится машинный эксперимент, при котором можно проследить весь путь иона до его остановки. После многократного повторения этой операции так, чтобы погрешности, связанные со среднестатистическими отклонениями, были малы, можно построить распределения ионов по глубине, поперечным пробегом и т.д., не прибегая ни к каким аппроксимациям и дополнительным приближениям. При этом, не представляет какой – либо сложности рассмотрение в качестве мишени многокомпо-

нентных веществ. Одновременно с исследованием пробега ионов методом Монте-Карло можно получить такие сведения, как распределение числа смещенных атомов мишени по глубине и т.п.

Взаимодействие ионов с монокристаллами.

Выше рассматривались в качестве образцов аморфные или поликристаллические вещества. Полученные выводы неприменимы для монокристаллов, так как в них атомы располагаются упорядоченно и вещество принципиально анизотропное.

Пусть ион с энергией E_1 направлен на цепочку атомов, располагающихся на равном расстоянии d друг от друга (рис. 2)

Угол между осью цепочки и направлением движения иона

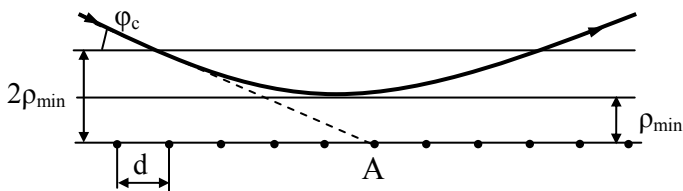


Рис. 2. Взаимодействие иона с цепочкой атомов.

на расстоянии, где его взаимодействием с атомами можно пренебречь, достаточно мал и равен φ . В этой ситуации ион испытал бы лобовое соударение с атомом А, если бы на него не воздействовали предыдущие атомы цепочки. На самом деле, при приближении иона к атомному ряду на него действуют силы отталкивания, причем из-за упорядоченного расположения атомов это отталкивание коррелировано, т.е. направлено все время в одну сторону. В результате никакого лобового соударения не происходит, а ион просто отражается от такой цепочки, приблизившись к ней на расстояние ρ_{\min} , которое может существенно превышать расстояние максимального сближения для случая лобового столкновения иона с атомом А.

Существует максимальный угол, до которого происходит отражение ионов от цепочки, называемый критическим. Этот угол приближенно может быть выражен соотношением

$$\varphi_c = \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E_1 d} \right)^{1/2} \quad (11)$$

С увеличением энергии иона угол φ_c уменьшается, при высокой упаковке атомов в кристалле расстояние между соседними атомами в ряду d уменьшается и отражение облегчается.

Очевидно, что если ускоренный ион попадает в кристалле в пространство между атомными плоскостями, то он может осциллировать между этими плоскостями и проникнуть глубоко внутрь вещества. Подобное явление называется каналированием.

Таким образом, при проникновении пучка ионов внутрь монокристалла он распадается на две компоненты: хаотический пучок и каналируемый пучок.

В чем же состоят основные особенности взаимодействия каналированных ионов с атомами монокристалла?

Главная особенность та, что для таких ионов невозможны близкие взаимодействия, т.е. невозможны процессы, связанные со сближением иона и атома на расстояние, меньшее, чем ρ_{\min} . Это такие процессы, как, например, рассеяние на большие углы, передача большой энергии атому, ядерные реакции, ионизация глубоких электронных оболочек. Ограничение расстояния, на которое сближаются ион и атом, приводит к сильному снижению упругих потерь энергии, а также к некоторому уменьшению неупругих. В результате уменьшаются полные потери энергии и уменьшается отношение S_y / S_e .

Ионы хаотического пучка ($\varphi > \varphi_c$) в первом приближении будут иметь распределение по глубине, характерное для аморфного вещества. Ионы каналируемого пучка будут двигаться, испытывая главным образом неупругие потери. Для этой группы ионов наблюдается второй максимум в распределении

внедренных ионов, расположенный глубже максимума, соответствующего хаотическому пучку. Ионы этой группы, часто и близко приближаясь к атомным цепочкам ($\varphi \approx \varphi_c$), легко могут рассеяться на углы, большие φ_c , даже из-за небольшого увеличения E_1 , например, в результате взаимодействия с тепловыми колебаниями цепочки. Такие ионы перестанут испытывать коррелированные взаимодействия, произойдет деканалирование. На самом деле деканалирование может иметь место и для хорошо каналируемых ионов, например, в результате взаимодействия с дефектами кристаллической решетки.

Рассмотрим факторы, которые влияют на распределение по глубине внедренных ионов при наличии каналирования.

Доза ионов. Если при внедрении ионов в аморфное вещество профили их распределения при различных дозах подобны друг другу, то для каналируемых ионов это не всегда так. Если в результате ионной бомбардировки образуются устойчивые нарушения кристаллической структуры, то, накапливаясь по мере набора дозы, они будут изменять условия каналирования, приводя сначала к усилению деканалирования, а затем просто к полному разрушению атомных плоскостей и цепочек. Такие дефекты накапливаются во всех полупроводниках и диэлектриках при комнатной температуре весьма эффективно.

Температура облучения. Температура, при которой происходит облучение, может приводить к изменению распределения каналируемых ионов по глубине из-за двух причин. С одной стороны ее увеличение приводит к увеличению амплитуды тепловых колебаний атомов и соответственно к росту деканалирования ионов. С другой стороны, рост температуры может приводить к снижению концентрации устойчивых радиационных дефектов, что должно снижать деканалирование. Какая из этих двух причин будет определяющей, зависит от конкретных условий облучения.

Состояние поверхности. Во многих случаях на поверхности бомбардируемого образца могут находиться неконтролируемые загрязнения, окисные пленки. Иногда те или иные неупорядоченные пленки наносят на поверхность специально.

Ионный пучок, проходя через такие пленки, рассеивается, в результате чего распределение частиц по углам входа в монокристалл уширяется.

Расходимость первичного пучка. В реальном ионном пучке, сфокусированном ионно-оптической системой, направления движения отдельных ионов не совсем параллельны. В большинстве технологических установок угол расходимости составляет несколько градусов, т.е. имеет один порядок с φ_c . Чем больше этот угол, тем меньше доля каналированного пучка в кристалле, если первичный пучок был направлен вдоль оси с малыми индексами.

§12. Ионное распыление материалов.

Бомбардировка поверхности твердого тела ионами с достаточно высокой энергией сопровождается эмиссией вещества мишени в вакуум. Явление распыления ионной бомбардировкой широко используется в технологии для очистки поверхностей от различных загрязнений; размерной обработки в микроэлектронике; полировки оптических поверхностей; контролируемого удаления материала с поверхности при проведении послойного анализа; нанесения пленок и т.п.

С другой стороны, распыление ограничивает предельную концентрацию имплантируемой примеси; приводит к появлению проводящих пленок на изоляторах технологических установок и разрушению катодов в электровакуумных и газоразрядных приборах и устройствах; вызывает эрозию электродов в ионных двигателях, а также загрязнение плазмы продуктами распыления материала стенок в установках управляемого термоядерного синтеза.

Эффективность распыления характеризуется коэффициентом распыления S , как число частиц мишени, выбитых одним ионом пучка. Частицы могут покидать поверхность в разных зарядовых состояниях – как нейтралы, положительные или отрицательные ионы.

Физическое распыление является результатом передачи атомам мишени кинетической энергии от ускоренных ионов. Для того, чтобы атом покинул поверхность твердого тела, полученная энергия должна превышать энергию связи атома. Существует пороговая энергия бомбардирующих ионов, ниже которой распыление не происходит. Обычно пороговая энергия для разных комбинаций ион – твердое тело составляет 10-30 эВ. Из-за наличия на поверхности твердых различных дефектов, примесных или адсорбированных атомов, теплового движения атомов в экспериментах четко выраженного энергетического порога распыления наблюдать не удается.

Передача атомам мишени энергии и импульса, необходимых для их вылета в вакуум, может осуществляться разными способами. Возможные схемы столкновений представлены на

рис.1: а) - вылет рикошетом; б) - выход первично смещенных атомов отдачи; в) - выбивание атомов в каскаде столкновений.

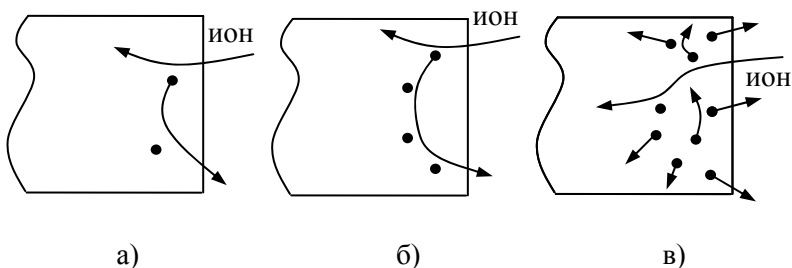


Рис.1. Схемы столкновений иона с атомами мишени.

Эмиссия атомов при бомбардировке ионами может быть также обусловлена их термическим испарением из области теплового пика (область локального перегрева мишени). Характерное время этого процесса лежит в интервале $10^{-12} - 10^{-10}$ с.

На основе представлений о последовательности столкновений между атомами П.Зигмунд разработал теорию катодного распыления аморфных и поликристаллических материалов, наилучшим образом описывающую экспериментально наблюдаемые закономерности этого явления. Согласно этой теории, коэффициент распыления S прямо пропорционален сечению упругого торможения S_n при $E=E_1$ и обратно пропорционален энергии связи атомов E_b на поверхности. В области энергий ионов $E_1 \geq 1$ кэВ эта зависимость описывается формулой

$$S = 4,2 \cdot 10^{14} a_s \frac{S_n}{E_b}, \quad (1)$$

где E_b выражается в эВ; a_s – безразмерный коэффициент, характеризующий эффективность передачи энергии, который зависит от отношения масс взаимодействующих частиц и слабо изменяется с энергией первичных ионов.

Энергия связи E_b атомов на поверхности для различных материалов обычно лежит в интервале 2-8 эВ. В общем случае E_b меньше пороговой энергии смещения атомов в узле кристаллической решетки, характеризующей образование радиационных дефектов в объеме. С другой стороны, поскольку катодное

распыление является неравновесным процессом, его энергия E_v может несколько превышать энергию сублимации.

На рис. 2 показаны зависимости коэффициента распыления меди от энергии ионов ксенона и аргона (сплошная линия - расчет по формуле (1), точки - эксперимент). Общий вид функции $S(E_1)$, а именно рост при низких энергиях, наличие максимума и спад при больших энергиях, отражает характер изменения с энергией сечения упругого торможения S_n .

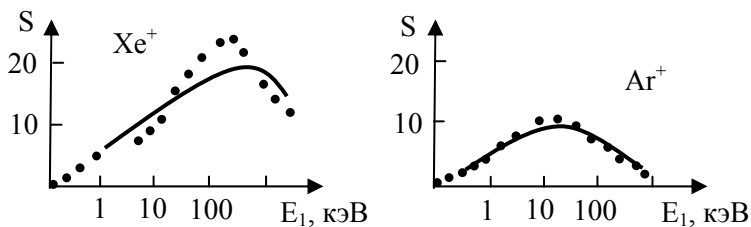


Рис. 2. Зависимость коэффициента распыления меди от энергии ионов ксенона и аргона.

На рис. 3 приведена типичная зависимость коэффициента распыления от заряда ядра бомбардирующих ионов: при $E_1 = \text{const}$ с ростом Z_1 коэффициент S возрастает (мишень-кремний, $E_1 = 45$ кэВ). Эта экспериментальная кривая была получена при малых дозах ионов.

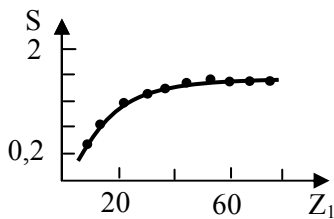


Рис. 3. Зависимость коэффициента распыления от заряда ядра иона.

Изменение S по мере накопления имплантируемых частиц связано с существенными изменениями приповерхностной

структуры, например, ее аморфизации. В общем случае функция S от дозы ионов может быть как падающей, так и возрастающей функцией. Например, при имплантации висмута в медь S растет, а при имплантации ванадия – падает.

Толщина слоя, из которого в вакуум выходит основное количество распыленных атомов, обычно составляет 1-2 нм, что, как правило, значительно меньше глубины проникновения ионов. Из-за этого коэффициент распыления зависит от угла падения ионов α , отсчитываемого от нормали к поверхности. В первом приближении можно считать, что путь, проходимый ионом в активном слое – поставщике распыленных атомов, пропорционален $1/\cos \alpha$. Энергия, рассеиваемая в этом слое, а следовательно, и коэффициент распыления S изменяются примерно по такому же закону. В рамках теории П.Зигмунда количественный расчет приводит к выражению

$$S(\alpha) = \frac{S(0)}{(\cos \alpha)^f} \quad (2)$$

где $S(0)$ – коэффициент распыления при $\alpha = 0$, определяемый по формуле (1); f – фактор, определяемый соотношением масс сталкивающихся частиц. (для $M_1 \geq M_2$ $f \cong 1,7$; для $M_1 \ll M_2$ $f \cong 1$).

При наклонном падении ионов на мишень становится возможным такое соударение, когда ион сразу же выбивает атом в вакуум.

Экспериментальные угловые зависимости коэффициента распыления поликристаллических образцов показаны на рис. 4 (ионы аргона с $E_1=1$ кэВ).

При углах падения, больших некоторого критического угла происходит уменьшение коэффициента распыления, что обусловлено увеличением количества отраженных от поверхности мишени первичных ионов до развития полного каскада столкновений. Очевидно, что значение α_{\max} должно возрастать с увеличением энергии первичных ионов и их массы. Так, при бом-

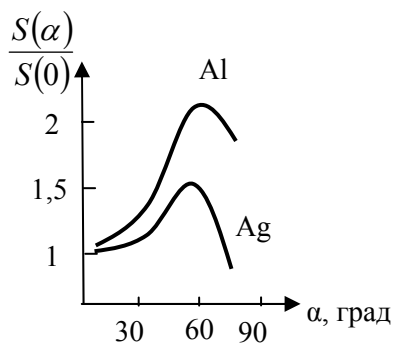


Рис.4. Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов.

бардировке кремния ионами аргона α_{\max} увеличивается от 50° до 60° при возрастании E_1 от 0,35 до 1 кэВ.

Распределение распыленных атомов по углам вылета для поликристаллических и аморфных материалов при бомбардировке по нормали к поверхности в первом приближении подчиняется закону косинуса; $I(\alpha)=I(0)\cos\alpha$. При низких энергиях ионов $E_1 \sim 0,1-1$ кэВ угловое распределение распыленных частиц несколько «приплюснуто», т.е. большее по сравнению с законами косинуса число частиц распыляется вдоль поверхности и меньшее - перпендикулярно ей. При энергиях $E_1 \geq 10$ кэВ распределение «вытягивается» по нормали к поверхности и приближается к распределению Гаусса. Если ионы падают на образец наклонно, угловое распределение трансформируется: увеличивается выход распыленных частиц в направлениях, близких к направлению зеркального отражения.

Согласно теории П.Зигмунда в потоке атомов, падающем изнутри на границу раздела твердое тело - вакуум, распределение частиц по энергиям подчиняется закону $dN/dE \sim E^{-2}$.

Для того чтобы выйти в вакуум, атомам внутреннего потока надо преодолеть поверхностный потенциальный порог с энергией E_B . Для этого энергия, связанная с нормальной состав-

ляющей скорости атома, должна быть больше E_B . Таким образом, в энергетическом распределении вылетевших в вакуум частиц появляется максимум при $E_2 \cong 0,5 E_B$. Эти теоретические представления хорошо согласуются с экспериментами. Как следует из рис. 5, на котором представлено энергетическое распределение распыленных атомов золота, максимум соответствует $E_2 \approx 2$ эВ, а спад зависимости при больших энергиях происходит приблизительно по закону $dN/dE \sim E_2^{-2}$. Основная часть энергии распыленных атомов сосредоточена в диапазоне до 10 эВ.

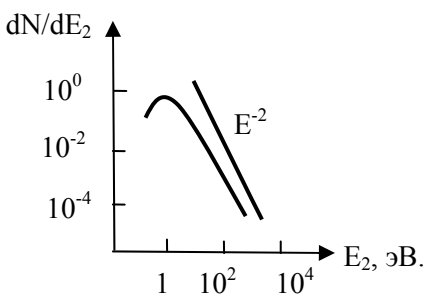


Рис.5. Распределение энергии распыленных атомов.

Следует отметить, что вещество может распыляться кластерами-группами, состоящими из связанных между собой двух, трех и т.д. атомов.

Процесс распыления монокристаллов по сравнению с поликристаллами и аморфными материалами имеет ряд особенностей, проявляющихся, прежде всего в угловой зависимости коэффициента S и в угловом распределении распыленных частиц. Характерная для монокристалла зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов выглядит примерно так же, как зависимость при ионно-электронной эмиссии. При совпадении оси пучка с главными направлениями в кристалле распыление минимально, поскольку при таких ориентациях вследствие затенения атомов друг другом значительная часть ионов первичного пучка не испытывает близких соударений в поверхностных слоях, сопровождающихся передачей атомам энергии,

большей энергии связи. На больших глубинах из этих ионов формируется каналированный пучок.

В случае распыления монокристалла осадок распределяется на экране не равномерно, а пятнами. Эти пятна соответствуют направлениям с низкими индексами и называются пятнами Венера. Причин их образования две. Во-первых, в кристаллах вдоль плотноупакованных атомных рядов (кристаллографические направления с низкими индексами) могут происходить так называемые фокусированные столкновения. Если выполняются условия, при которых возможны такие столкновения, то атомы ряда последовательно передают кинетическую энергию друг другу, причем направление импульса каждого последующего атома составляет с рядом меньший угол, чем для предыдущего. Когда такой сфокусированный импульс, инициированный первичным ионом, подойдет к поверхности, последний атом ряда покинет кристалл в направлении, близком к оси ряда.

Вторая причина образования пятен Венера состоит в том, что распределение каскадных атомов во внутреннем потоке, приближающемся к поверхности, описывается законом $dN/dE \sim E^{-2}$. Иными словами, к поверхности подходят в основном медленные атомы, кинетическая энергия которых близка к энергии связи атома с поверхностью. Такие каскадные атомы смогут передавать атомам самого поверхностного слоя энергию, большую E_v , лишь при центральных или близких к ним столкновениях. Если допустить, что среди каскадных значительное число составляют атомы, вылетающие из узлов ближайшего к поверхности слоя, то становится понятным, почему увеличивается выход распыленных частиц в направлениях с низкими индексами.

Зависимость коэффициента распыления от температуры облучаемой мишени может быть обусловлена фазовыми переходами кристалл - аморфное вещество. Экспериментально также наблюдалось увеличение S при приближении температуры мишени к температуре плавления или к температуре начала заметного испарения. Это объясняется, во-первых, ослаблением связи атомов с решеткой за счет увеличения амплитуды тепловых колебаний, а во-вторых, повышением температуры в области теплового пика.

Основным осложнением при распылении многокомпонентных мишеней является то, что, как показывает опыт, компоненты необязательно распыляются стехиометрически: в связи с чем состав сплава может измениться в некотором интервале глубин под бомбардируемой поверхностью. Уменьшение концентрации сильнораспыляющейся компоненты в приповерхностной зоне ведет к уменьшению скорости ее распыления, и в конце концов может достигаться стационарный режим, в котором состав потока распыленных атомов соответствует составу в объеме сплава.

Процесс распыления также характеризуется скоростью распыления v , определяемой по толщине слоя вещества, удаляемого в единицу времени:

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{dm}{\rho dt} = \frac{M_2 j_i S}{N_A e \rho} = 1,04 \cdot 10^{-5} \frac{M_2 j_i S}{\rho} \quad (3)$$

где M_2 – молярная масса мишени, j_i – плотность тока ионов, S – коэффициент распыления, N_A – число Авогадро, e – заряд электрона, ρ – плотность вещества мишени.

Плотность потока ионов, создаваемая источниками ионов, изменяется в широких пределах от 10^{-6} до $0,1$ А/см². Коэффициент распыления может изменяться в пределах 10^{-4} – 10 . Подставив эти значения в (1), находим, что метод ионного распыления позволяет обрабатывать любые твердые материалы со скоростью 10^{-14} – 10^{-4} см/с.

§13. Применения ионного распыления.

Ионная очистка поверхностей от загрязнений.

Из многих способов очистки поверхностей от загрязнений наилучшие результаты дает очистка поверхности методом ионного распыления. В отличие от большинства других способов, которые избирательно воздействуют на загрязнение (жиры, адсорбированная вода, газы, окислы, карбиды, нитриды), ионная бомбардировка весьма эффективно удаляет эти и другие загрязнения. Вследствие этого с помощью ионного распыления очищают поверхности металлов, сплавов, полупроводников, диэлектриков от загрязнений, имеющих любую твердость и прочность сцепления с материалом. Достоинством метода очистки распылением является также то, что сам процесс не загрязняет поверхность и при определенных условиях (низких энергиях ионов) не вызывает заметных повреждений приповерхностных слоев материала.

Очистку поверхностей приводят пучками ионов или плазмой тлеющего разряда.

Некоторые металлы образуют очень прочные пленки окислов, карбидов и других соединений. Например, теплота испарения бора в атомарном состоянии равна $5,9 \times 10^5$ Дж/моль, а теплота диссоциации окиси бора B_2O_3 – $2,6 \times 10^6$ Дж/моль. Для удаления таких пленок особенно эффективно распыление пучками тяжелых ионов с энергией 20-50 кэВ.

Во всех установках для получения пленок различными способами используется предварительная ионная очистка поверхностей от загрязнений.

Ионные источники, разработанные для нагрева плазмы в термоядерных установках, позволяющие при использовании ионов аргона, криптона и ксенона очищать большие участки поверхности ($1000 - 1500 \text{ см}^2$). Создание чистой поверхности первой стенки, ограничивающей высокотемпературную плазму в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы, определяет во многом долю мощности, теряемой плазмой на излучения примесями. Она составляет 50-70 % вкладываемой в разряд мощности.

Ионное фрезерование (травление).

Изготовление многозаходных газодинамических канавок с профилированными углублениями с высокой точностью (доли миллиметра) и чистотой поверхности (9-10-й классы) в композиционных материалах с износостойкими и антифрикционными покрытиями вызывает определенные трудности при использовании традиционных методов обработки. Поэтому была предложена размерная обработка деталей ионными пучками.

Сначала детали очищались химическими реактивами, затем - в вакууме тлеющим разрядом. Оптимальные режимы ионного фрезерования: давление аргона – 1,3 Па, ускоряющее напряжение 2-3 кВ, плотность тока ионов 0,5-1,8 мА/см², ток разряда 0,5-2 А. В результате такой обработки точность размеров канавок возросла в 3 раза, а чистота поверхности – на 2 класса.

Этот процесс делает возможным проведение последовательных операций ионного травления канавок, очистки мишени и подложки, напыления износостойкого и смазочного покрытия (дисульфид молибдена и фторопласт 4) одновременным ионным распылением десятков и сотен деталей со скоростью до 1 мкм/мин без нарушения вакуума и перестановок деталей.

Получение решетки и структур с размерами 40 – 100 нм.

На основе операции ионного травления разработана методика последовательного удвоения числа линий решеток. Схема последовательных операций представлена на рис. 1.

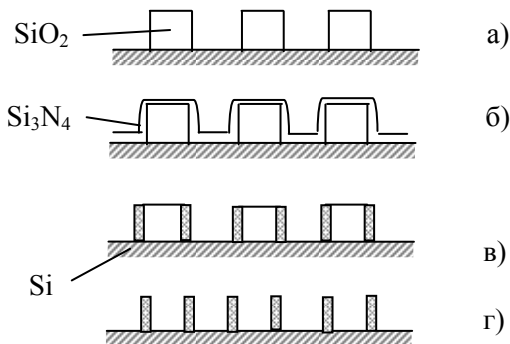


Рис.1. Технология удвоения числа линий.

Используя голографическую литографию длины волны 351,4 нм в жидкой среде получают первичные (материнские) решетки с периодом примерно 160 нм (а). После этого химическим осаждением из пара наносили слой Si_3N_4 точной толщины (б). Верхние площадки этих слоев удаляют реактивным ионным травлением (в).

Наконец, SiO_2 между стенками Si_3N_4 удаляли изотропным (г) селективным травлением. Теневая рентгеновская маска изготавливалась из углерода толщиной 4,5 нм. На поверхности около 1 см² были получены решетки из Si_3N_4 с шагом 40 – 240 нм. Есть надежда, что с помощью первичных решеток с шагом 40 нм будут получены решетки с периодом 10 нм.

Решетки с большой плотностью линий можно также получать непосредственной обработкой остросфокусированным ионным пучком. В последние годы такие пучки получают с помощью жидкометаллических источников ионов. Например, один из таких источников давал пучки ионов галлия с энергией 40 – 50 кэВ с диаметром 0,05 – 0,1 мкм и током 10 – 100 мкА. Пучок фокусировался электростатической линзой и мог сканировать поверхность 0,4×0,4 мм². Наибольшая скорость сканирования при хорошо очерченной ширине линии 0,1 мкм была 4 мм/с и соответствовала дозе ионов $1,5 \times 10^{13}$ см⁻². Таким способом были созданы оптические решетки с числом линий до 40000 на 1 см.

Ионные пучки применяются также для выравнивания поверхностей. Для этого на обрабатываемую поверхность, имеющую выступы и углубления, наносят слой вещества, который имеет одинаковый с обрабатываемой поверхностью коэффициент распыления при больших углах падения ионов (60° - 70°). Толщина нанесенного слоя должна существенно превышать глубину и высоту неровностей. Например, на поверхности двуокиси кремния с амплитудой микронеровностей 0,15 мкм наносился слой фоторезиста толщиной 1,5 мкм. Облучение вращающихся образцов пучками ионов аргона с энергией 2 кэВ, плот-

ностью тока 20 мкА/см^2 под углом падения 60° показало, что максимальное отклонение от плоскости уменьшилось до 50 нм.

Ионная микрообработка широко используется для утончения образцов в процессе непосредственных исследований в электронных микроскопах, оже-анализаторах, ионных масс-спектрометрах и других приборах. Она позволяет изготавливать очень тонкие образцы (до 10 нм), почти свободные от разрушений и загрязнений, исследовать процессы окисления, изменения содержания химических элементов в приповерхностных слоях и т.п.

В настоящее время разработаны методы получения различных профилей оптических поверхностей (параболических, клинообразных, сферических); имеются интенсивные пучки ионов и плазмы: показана техническая возможность и необходимость применения ионной обработки для получения оптических линз, зеркал, рисунков и т.п. Наибольшие трудности представляет формообразование зеркал из-за их больших размеров и большого влияния отклонений поверхности. Процесс полировки стекла ионами достаточно длительный. Так для удаления стекла толщиной 250 нм ($\lambda / 2$) в трехметровом телескопе потребуется обработка в течение 30 суток. Такой телескоп предназначался для орбитальной астрономической обсерватории.

Тяжелые ускоренные ионы, проходя сквозь пленку слюды, стекла или лавсана, образуют каналы сильного радиационного повреждения. В них сложные молекулы разрываются на мелкие компоненты, уменьшается энергия связи между молекулами. Это приводит к ускоренному химическому травлению, в результате которого в тонких пленках образуются поры, диаметр которых можно изменять от 3 нм до нескольких десятков микрон. Для различных материалов существует минимальное (пороговое) значение удельной потери энергии иона, при котором возможно избирательное травление. Микрофильтры с радиусом каналов 12-50 нм и числом отверстий $10^7 - 10^9 \text{ см}^{-2}$ в лавсановой пленке толщиной 3-10 мкм получали при бомбардировке восьмизарядными ионами аргона с энергией 45 МэВ. Такие микрофильтры выдерживают давление до $3 \times 10^5 \text{ Па}$.

Ядерные молекулярно-вирусные фильтры позволяют производить холодную стабилизацию жидких пищевых продуктов, что обеспечивает их длительное хранение при комнатной температуре. Нуклеопоры можно использовать для стерилизации биологических сред в микробиологии, для разделения различных типов клеток, в частности, для выделения раковых клеток в крови, для очистки воды от бактерий и т.п.

Ионная бомбардировка различных граней монокристаллов создает в них ориентированные ограниченные фигуры: трех-, четырех-, и шестигранные пирамиды, обладающие симметрией той грани, на которой они возникают. Запыляя эти ямки сплавами никель+фосфор, никель+бор, получали резцы с твердостью, сравнимой с твердостью стальных напильников, и размерами менее 50 нм.

Топография поверхности при ионной бомбардировке.

С помощью ионной бомбардировки можно выявлять структуру поверхности. Поскольку атомы слабее связаны с поверхностью в местах нарушений кристаллической решетки, по границам зерен, в участках скопления примесей, то распыление там будет больше. Поэтому в указанных местах на поверхности появятся углубления – произойдет ионное травление, выявление структуры вещества.

Существует несколько стадий ионного травления в зависимости от его режима (времени распыления, плотности ионного тока, энергии ионов, остаточного давления газа): 1) очистка поверхности; 2) полировка поверхности; 3) выявление границ зерен и различных дефектов (в частности дислокаций) на поверхности образца; 4) формирование внутри зерен ориентированных углублений, определяющих симметрию того зерна (или грани монокристалла), на котором они расположены; 5) образование конусообразного рельефа поверхности (многоострийного).

Обычно очистка происходит в течение нескольких минут при небольшой плотности ионного тока (например, в течение 5 мин ионами аргона или воздуха, ускоренными до 5 кВ при плотности тока около 0,2 мА/см²).

Очистка поверхности вещества происходит также в том случае, когда образец, помещенный в плазму газового разряда, не подсоединяется к источнику питания и имеет плавающий потенциал (бомбардируется хаотически движущимися ионами с малыми скоростями)

Эффективно также применение распыления для снятия верхних деформированных слоев и полировки поверхности. Полировка обычно осуществляется с помощью скользящих пучков медленных ионов с энергией от 100 до 700 эВ.

Под действием ионной бомбардировки происходит преимущественное разрушение границ зерен поликристалла, которые проявляются на распыляемой поверхности в виде ложбин. Зернистая структура выявляется даже у тех веществ, для которых химическое травление не дает результатов, например, сплава на основе алюминия. Ионное травление используется для выявления структуры составляющих сплавов, минералов и особенно многокомпонентных диэлектрических и полупроводниковых систем (ситаллов, углератитов, резины, нейлона).

Одним из основных достоинств метода распыления, в отличие от химического и термического травления, является возможность выявления структуры поверхности вещества в широком интервале температур.

При определенных режимах распыления внутри зерен поликристаллов или на гранях монокристалла возникают углубления (напоминающие фигуры химического травления), обладающие симметрией той грани, на которой они расположены. Пятна Венеры образуются в направлениях плотной упаковки атомов.

Появление ориентированных фигур при ионной бомбардировке связано с преимущественным распылением вещества вдоль определенных кристаллографических направлений. Помимо этого может играть роль обратное осаждение на мишень распыленного вещества, а также миграция атомов на поверхности.

Места выхода дислокаций (краевых и винтовых) на поверхность массивных образцов определяются обычно путем химического и электрического травления. При определенных условиях травления в местах выхода дислокаций на поверхности

кристалла образуется ямка или фигура травления. Наилучшие результаты получаются при кратковременном воздействии на кристалл потоком ионов большой плотности. С помощью ионной бомбардировки удалось определить не только местоположение, но и геометрическую форму дислокаций. Было установлено также, что методом распыления можно выявить «свежие» дислокации и обнаружить движение дислокаций.

При исследовании нарушений, вносимых ионной бомбардировкой, в качестве объекта исследования выбирают обычно тонкие пленки, которые затем исследуют методами электронной микроскопии и электронной дифракции. Согласно имеющимся экспериментальным данным, при бомбардировке тонких пленок пучками ионов (с энергией до 20-30 кэВ) происходят следующие изменения их структуры:

а) Возникновение вакансий и вакансионных скоплений. Они наблюдаются при дозах около 10^{12} ион/см² и не меняют общий вид поверхности (число вакансий на 1 бомбардирующий ион равно 1-2 для ионов Ag⁺ с энергией 60 кэВ; средний размер скоплений приблизительно 25 \AA).

б) Образование дислокационных петель в результате скопления точечных дефектов (призматических дислокаций) наблюдается при дозах 10^{13} ион/см² и выше. Плотность петель дислокаций, по крайней мере, на 2 порядка меньше, чем количество дислокаций, присутствующих в веществе в результате деформаций. Размер петель дислокаций остается постоянным вплоть до доз 10^{15} ион/см² и далее медленно возрастает, но, не превышая нескольких сотен ангстрем.

Таким образом, ионная бомбардировка при дозах ионов до 10^{16} ион/см² не создает в веществе заметных нарушений.

в) Внедрение атомов инертных газов. Атомы газов в мишени могут соединяться в небольшие скопления-пузырьки. Радиус пузырьков зависит от дозы облучения, температуры пленки и других параметров. Образование блистеров вблизи поверхности приводит к увеличению распыляемости мишени и к периодическому выбросу газа из скоплений при распылении поверхностного слоя вещества.

При некоторых условиях распыления поверхность, подвергающаяся ионной бомбардировке, покрывается микроконусами. Причина их появления заключается в зависимости коэффициента распыления от угла падения ионов и распылении ионов в результате каскада столкновений (поэтому вершина конуса не распыляется). Поверхности с плотно расположенными конусами могут служить катодами при автоэмиссии или взрывной эмиссии.

С помощью ионной бомбардировки можно сделать видимыми деформируемые участки поверхности, например, выявить стертые изображения на монетах, сточенное клеймо на различных изделиях. Контраст между деформированным и недеформированным участками поверхности металла связан, прежде всего, с изменением формы и размеров зерен в деформированной области.

§14. Изменение электрических свойств твердых тел ионной бомбардировкой.

Бомбардировка поверхности твердого тела ионами сопровождается внедрением примеси и образованием радиационных дефектов. Оба этих процесса приводят к различным изменениям электрических свойств облучаемого материала.

Влияние ионного облучения на проводимость металлов.

Проводимость металла определяется концентрацией свободных носителей заряда и их подвижностью

$$\sigma = en\mu \quad (1)$$

В металлах основным является эффект уменьшения подвижности за счет введения новых центров рассеяния - радиационных дефектов и самих внедрившихся частиц.

При больших дозах изменения проводимости металлов происходит также в результате изменения концентрации носителей заряда. Если внедренные атомы образуют с атомами металла диэлектрические молекулярные комплексы или даже диэлектрические включения, то это приведет к уменьшению проводимости. Также возможно образование новых сплавов или химических соединений. Так, например, при бомбардировке пленок тантала ионами углерода при дозах порядка 10^{17} см⁻² удается получать высокостабильные резисторы с температурным коэффициентом сопротивления, близким к нулю

Полное сопротивление тонких металлических пленок может возрасти из-за уменьшения толщины проводника вследствие его распыления ионным пучком.

Ионное облучение полупроводников.

В отличие от металлов, изменение проводимости полупроводников происходит в первую очередь из-за изменения концентрации носителей заряда. Введение примесного атома в полупроводник сопровождается появлением в запрещенной зоне локального энергетического уровня (или нескольких уровней). В зависимости от вещества, сорта внедренного атома, его местоположения в решетке такие примесные центры могут иметь различные электрические свойства. При соответствующем выборе сорта примеси ионной имплантацией можно вводить центры, являющиеся донорами или акцепторами и в чрезвычайно широких пределах изменять проводимость полупроводников.

При ионной имплантации внедренные частицы, потеряв кинетическую энергию, будут останавливаться в разных местах кристаллической решетки. Они могут попасть как в узлы, так и в некоторые междоузельные положения. Но требуемые электрические свойства внедренные атомы обычно проявляют не во

всех положениях, а лишь в одном из них. Например, будучи внедренными в кремний и германий, атомы лития являются эффективными донорами, находясь в междоузельных положениях, в то время как атомы бора и фосфора дают мелкие акцепторные или донорные уровни соответственно, лишь, когда они оказываются в узлах кристаллической решетки. Это связано с тем, что спектр энергетических уровней определяется формой потенциальной ямы, в которой находится электрон, а она различна при нахождении примесного атома в неэквивалентных точках кристалла.

Таким образом, атомы нужно не только ввести в кристалл, но еще и поместить в электрически активное положение. Это часто обеспечивается высокотемпературной обработкой полупроводника.

Так как всегда имеется набор дефектов с разными энергиями активации отжига, то выбрать оптимальные температуры имплантации и отжига совсем не просто. Как показывает опыт, наилучшие результаты получаются, если проводить имплантацию в кремний ионов бора и фосфора при такой температуре, когда создается настолько много дефектов, что происходит полная аморфизация слоя. В этом случае отжиг до $700-800^{\circ}\text{C}$ вполне достаточен для получения высокого коэффициента использования примеси и высокой подвижности носителей заряда.

Особенно очевидны преимущества имплантации в тех случаях, когда осуществление диффузии по каким-либо причинам затруднено или вообще невозможно. Так, диффузионное легирование алмазов возможно лишь при высоком давлении и высокой температуре. А ионной имплантацией в алмазе могут быть созданы слои как с электронной, так и с дырочной электропроводностью.

Попытки создать p-n переходы диффузией в таких соединениях, как CdS, ZnS и ZnTe закончились неудачей. Это связано с явлением самокомпенсации, которое состоит в том, что при введении легирующей примеси диффузией в решетке возникают дефекты, компенсирующие действие этой примеси. Если легирующая примесь донорного характера, возникают акцепторы, захватывающие электроны с донорных уровней, и наоборот. Так

как ионное легирование является неравновесным процессом, позволяющим вводить в кристалл любую примесь, а для отжига радиационных дефектов не требуется столь высоких температур, как для диффузии, то имплантацию и отжиг можно проводить под защитной пленкой, чтобы не нарушать состав соединения за счет испарения компонентов. Это позволило создать p-n переходы в указанных полупроводниках ионной имплантацией.

Имплантацию примеси в полупроводник не обязательно проводить из ионного пучка. Иногда оказывается удобным сначала высадить на поверхность полупроводника тонкую пленку из вещества, предназначенного для имплантации, а затем подвергнуть пленку бомбардировке ионами инертного газа. Ионы, соударяясь с атомами пленки, передают им энергию и импульс в направлении, перпендикулярном к поверхности полупроводника. В результате, в полупроводник будут внедряться как первичные ионы, так и атомы отдачи (имплантация атомов отдачи).

Коэффициент имплантации атомов при оптимальном выборе условий облучения может достигать нескольких единиц.

Изменение концентрации носителей заряда при ионной бомбардировке может достигаться также активацией нейтральной примеси. Пусть в полупроводнике примесь находится в виде нейтральных молекулярных комплексов. При бомбардировке ионами происходит их разрушение, и освобождающаяся примесь получает возможность проявить легирующие свойства.

Так как при ионной бомбардировке в полупроводнике создаются радиационные дефекты, которым соответствуют глубокие локальные уровни, то захват носителей заряда на эти уровни может привести к уменьшению проводимости, а при достаточно больших дозах облучения концентрация носителей может стать близкой к собственной, т.е. произойдет компенсация легирующей примеси. Кроме того, концентрация носителей заряда может уменьшиться из-за образования комплексов примесный атом – радиационный дефект, в результате чего примесный атом уйдет из электрически активного положения. Оба эти механизма могут быть использованы для получения в полупроводниках с низкой собственной электропроводностью высокоомных слоев, которые могут служить, в частности, в качестве изоляции между элементами или приборами, изготовленными

на одном кристалле. Например, при облучении протонами GaAs и GaP были получены изолирующие слои с $\rho \sim 10^9$ и 10^{14} Ом \times см соответственно.

Изменения электрических свойств под действием ионной бомбардировки из-за введения радиационных дефектов необходимо учитывать при проведении такой широко распространенной технологической операции, как ионное травление. Толщина слоя, проводимость которого заметно понижена ионным травлением, может во много раз превышать проективный пробег ионов $\overline{R_p}$. Например, при травлении Si ионами Ar^+ с энергией 6 кэВ ($\overline{R_p} \cong 10$ нм) под углом 15-20° к поверхности толщины таких слоев достигают 60-80 нм.

Изменение подвижности носителей заряда при ионном облучении обусловлено появлением электрически заряженных центров, которыми являются как сами атомы легирующей примеси, так и радиационные дефекты. Рассеяние на этих центрах приводит к уменьшению подвижности носителей заряда.

В результате неупругих столкновений ионы генерируют в полупроводнике неравновесные носители заряда – свободные электроны и дырки, что сопровождается увеличением проводимости материала. Последующее поведение возбужденных электронов и дырок точно такое же, как и при фотопроводимости. Времена жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниках невелики, как правило, $\sigma \leq 10^{-4}$ с.

Ионное облучение также может влиять на время жизни неравновесных носителей заряда. Такие носители заряда могут быть созданы внешним излучением (свет, электроны, ионы), генерированы в результате размножения носителей в сильном электрическом поле, инжектированы из другой части прибора и т.п. Радиационным дефектам соответствуют локальные энергетические уровни в запрещенной зоне. В зависимости от положения уровня на энергетической шкале дефекты могут играть роль ловушек или рекомбинационных центров. Если уровень находится ближе к краю запрещенной зоны и вероятность обратного теплового перехода захваченного носителя в зону проводимости (или валентную) превышает вероятность захвата носителя заря-

да противоположного знака, то локальный центр является ловушкой захвата. Если дефекту соответствует глубокий уровень, благодаря чему вероятность теплового перехода носителя обратно в зону проводимости (или валентную) мала, то такой центр может служить центром рекомбинации, т.е. захватывать последовательно сначала носитель заряда одного знака, а затем через некоторое время – носитель заряда противоположного знака.

При ионной бомбардировке таких широко распространенных полупроводников, как германий и кремний, возникают в основном глубокие уровни, т.е. преимущественно создаются рекомбинационные центры. Это приводит к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда.

Вводимые бомбардировкой дефекты взаимодействуют не только с неравновесными носителями заряда. Пусть какому-либо радиационному дефекту соответствует энергетический уровень в запрещенной зоне, расположенный ниже уровня Ферми. Такой дефект может захватить электрон и приобрести отрицательный заряд. Зарядка поверхностных состояний приведет к изменению изгиба зон вблизи поверхности, что может быть зарегистрировано, например, путем измерения контактной разности потенциалов. Изменение изгиба зон в свою очередь может сказаться на времени жизни носителей заряда, облегчая или затрудняя их подход к поверхности.

Радиационные дефекты сильно влияют на люминесцентные свойства полупроводников. Если дефекты являются центрами безизлучательной рекомбинации, то происходит гашение люминесценции. Если же захват электрона или дырки дефектом является излучательным процессом, в спектре люминесценции появляется линия, соответствующая новой длине волны.

Активация проводимости в имплантированных слоях термическим отжигом.

Основной материал, используемый в электронной промышленности для изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем – кремний. Перспективным является также арсенид галлия. Это обусловлено тем, что подвижность электронов в GaAs значительно выше, чем в кремнии, и поэтому

СВЧ - приборы и интегральные микросхемы на его основе должны обладать большим быстродействием.

Кремний. Для создания слоев с дырочной или электронной проводимостью чаще всего используют соответственно ионы бора или фосфора. При изготовлении полупроводникового прибора конкретного типа необходимо создать вполне определенное распределение электрически активных центров по глубине. Это распределение будет совпадать с распределением ионов по проектным пробегам только при выполнении следующих условий:

- а) радиационные дефекты, влияющие на концентрацию носителей, полностью отжигаются;
- б) перераспределение примеси в процессе высокотемпературного отжига не происходит;
- в) все внедренные частицы или постоянная по глубине их доля переходит в электрически активное положение.

Характеристики прибора зависят от концентрации и формы распределения электрически активной примеси. Поэтому важно уметь точно контролировать долю примесных атомов, перешедших в электрически активное положение, или коэффициент использования примеси.

При имплантации обычно используются ионы с энергией 50-100 кэВ и выше. Для таких энергий с достаточно хорошей точностью можно считать, что все бомбардирующие частицы внедряются в образец.

На рис.1 показано, как коэффициент использования примеси f зависит от температуры отжига. Температура кристалла кремния во время имплантации составляла 90°C , энергия ионов бора 40 кэВ, длительность каждой ступени отжига 30 мин. С ростом дозы ионов для того, чтобы f стало равно единице, требуется все более и более высокая температура. Верхний предел концентрации, который может быть достигнут имплантацией бора, не меньше предела растворимости бора в кремнии $(4-6)10^{20}\text{ см}^{-3}$.

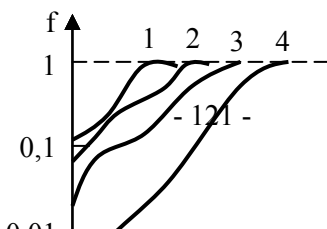


Рис.1. Зависимость коэффициента использования примеси от температуры мишени.

$$1 - \Phi = 6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}; 2 - 6 \times 10^{13}; \\ 3 - 6 \times 10^{14}; 4 - 6 \times 10^{15}.$$

Возможность понизить температуру, при которой осуществляется та или иная операция, всегда привлекает внимание технологов не столько ради экономии энергии, сколько для сохранения результатов предыдущих технологических операций.

Отжиг кремния при температуре выше 900 °С приводит к заметному расплыванию профиля имплантированного бора.

Для снижения температуры отжига при сохранении высокого коэффициента использования следует аморфизировать кристалл, что можно сделать различными способами. Процесс перехода атома бора в узлы кристаллической решетки в значительной степени определяется концентрацией вакансий $n_v \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, а скорость их термической генерации $\sim 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Эти величины малы, поэтому так высока температура отжига, особенно при высоких дозах имплантации бора (рис. 1). Если же легированный слой был аморфизирован, то в процесс рекристаллизации аморфного слоя при $\sim 600^\circ \text{С}$ должно освобождаться большое число вакансий, что и обеспечивает эффективный переход атомов бора в узлы.

Арсенид галлия. Процесс ионного легирования арсенида галлия имеет ряд особенностей по сравнению с легированием элементарных полупроводников. В решетке GaAs больше раз-

ных фиксированных местоположений, в которых могут находиться примесные атомы. Атомы замещения могут занимать узлы различных подрешеток и проявлять при этом разные свойства. Атомы 4 группы (кремний, германий, олово) в галлиевой подрешетке будут проявлять донорные свойства, а в подрешетке мышьяка – акцепторные.

В процессе отжига возможно изменение стехиометрии GaAs вследствие испарения более летучего компонента – мышьяка. В результате этого поверхностный слой будет обогащаться галлием, чему соответствует появление акцепторных уровней в запрещенной зоне. Приходится либо герметизировать образец перед отжигом с помощью защитной пленки (Si_3N_4 , SiO_2); либо создавать избыточное давление мышьяка в объеме, где проводится отжиг; либо погружать образец GaAs в мелкодисперсный порошок графита и проводить отжиг в атмосфере водорода или инертного газа.

Ограничения метода ионной имплантации.

Стандартная установка для ионной имплантации состоит из ионного источника, систем формирования ионного пучка, ускорения и разделения ионов по массам (сепаратора), системы сканирования и приемной камеры.

Наиболее употребляемыми являются дуоплазмотроны. Используются также источники с пеннинговским и высокочастотными разрядами. Для получения ионов бора в рабочую камеру источника напускают газообразный BF_3 , а для получения ионов фосфора - пары фосфора.

Для сепарации ионов используют масс – спектрометры с секторным магнитным полем. В установках для промышленного изготовления полупроводниковых приборов и микросхем разрешение по массам, как правило, невелико: $M / \Delta M \approx 80 - 100$.

Метод ионной имплантации имеет и определенные недостатки:

Образование радиационных дефектов и необходимость осуществления специальной термической операции для их отжига и перевода внедренной примеси в электрически активное

положение. Неполный отжиг дефектов приводит к появлению глубоких уровней в области р-п перехода, в результате чего обратные (темновые) токи оказываются большими, чем в диффузионных переходах.

Сложность специального оборудования, его сравнительно большие размеры, высокая стоимость.

При сравнительно легкодоступных энергиях 100-150 кэВ глубина проникновения ионов ограничена на уровне 0,5 -1 мкм. Переход к большим глубинам потребовал бы увеличения начальной энергии частиц, то есть усложнения оборудования.

Радиационно-стимулированная диффузия.

Основными механизмами диффузионного перераспределения примеси являются диффузия по междоузлиям и по вакансиям.

Следует иметь в виду, что энергия активации диффузии не обязательно равна ΔE_M или $\Delta E_M + \Delta E_v$. Если примесный атом захватывается каким-либо дефектом – ловушкой и переходит в неподвижное состояние, то для освобождения атома потребуется большая энергия, чем энергия миграции в свободном состоянии. В этом случае процесс освобождения будет ограничивать диффузию.

В полупроводниках нередко наблюдается одновременная диффузия примеси и по вакансиям и по междоузлиям. Для него характерно существование двух (и более) диффузионных потоков, между которыми осуществляется непрерывный обмен частицами. Зарядовое состояние частиц в разных потоках может быть различным, так как частицы занимают неэквивалентные положения в решетке. Поэтому электрические поля будут по-разному влиять на перемещение частиц.

Локальные деформации кристаллической решетки вблизи примесного атома могут понижать энергию образования вакансии. Это приведет к появлению комплексов примесный атом – вакансия. Такой комплекс будет диффундировать по кристаллу как единое целое.

Если примесные атомы диффундируют по междоузлиям, то создание радиационных дефектов-вакансий эквивалентно

созданию центров захвата, т.е. потенциальных ям для диффундирующих атомов. В этом случае облучение будет замедлять диффузию.

Если же диффузия осуществляется по вакансиям, то увеличение концентрации вакансий при ионном облучении должно приводить к ускорению диффузии.

В кремнии скорость диффузии обычно лимитируется захватом примеси в неподвижные комплексы. В этом случае ускорение диффузии при ионной бомбардировке может быть осуществлено за счет изменения «стартового» положения примесного атома. Пусть атом находится в составе неподвижного комплекса. При облучении в результате прямого попадания иона или быстрого смещения атома в комплекс последний может быть разрушен, и примесный атом окажется свободным.

При облучении ионами эффекты, обусловленные возбуждением электронов, как правило, не определяют характер РСД. Основное воздействие связано с упругими столкновениями, т.е. с генерацией дефектов решетки.

Наибольший практический интерес в явлении РСД представляет следующее:

1) имплантацию проводят при повышенной температуре так, что внедряемые атомы за счет РСД могут перемещаться на расстояния, сравнимые с проективным пробегом $\overline{R_p}$ или даже большие;

2) предварительно диффузией или ионной имплантацией осуществляют легирование приповерхностного слоя, а затем, облучая образец ионами (обычно H^+ , He^+) при повышенной температуре, проводят РСД;

3) после ионной имплантации при низкой температуре производят высокотемпературный отжиг радиационных дефектов и разгонку примеси.

§15. Пучковая металлургия.

Метод ионной имплантации, в арсенале которого имеются практически ионы любых элементов периодической системы, является мощным инструментом модификации поверхностных свойств конструкционных материалов. Значительный интерес к изучению модифицированных ионной имплантацией поверхностных слоев металлов возник в семидесятых годах в связи с материаловедческой проблемой первой стенки термоядерного реактора и связанной с ней задачей совершенствования конструкционных материалов, сохраняющих необходимые свойства в экстремальных условиях эксплуатации. Имеется несколько аспектов применения ионной имплантации в металлах. Исследуются вопросы, связанные с применением метода ионной имплантации в металлы для направленного изменения их поверхностных свойств. Имплантация ионов в металлы используется для формирования необычных метастабильных структур. Применение ионной имплантации с последующей термообработкой имплантированных слоев позволяет определять константы диффузии, растворимость одного материала в другом как функцию температуры, а также свойства равновесных фаз. Имплантация ионов в металлы может быть использована для интерпретации механизмов коррозии, износа и других поверхностных процессов.

Особенности имплантационной металлургии.

Одним из основных преимуществ ионной имплантации перед традиционными способами введения примеси заключается в неравновесной природе процесса. При металлургическом способе введения в металлы легирующих добавок перемещение примесей осуществляется при высоких температурах при наличии градиента концентрации этих примесей. В случае же ионного легирования атомы инжектируются за счет кинетической энергии ионов, намного превышающей энергию связи атомов в решетке. Благодаря этому ионная имплантация позволяет изменять состав и структуру поверхности сплавов независимо от

обычных равновесных ограничений, накладываемых законами термодинамики, что открывает уникальную возможность получения смеси из любых элементов. Например, удастся сплавлять металлы, не смешиваемые в жидком состоянии; при комнатной температуре получать новые метастабильные сплавы со структурой раствора, недоступные для обычных методов металлургии даже при высоких температурах. Так, молибден в алюминии практически не растворим (около 0,02 масс.% при 500° С), а в результате ионной имплантации в поверхностном слое алюминия образуется сплав, содержащий до 25ат.% молибдена.

В настоящее время с помощью ионного легирования получены пересыщенные твердые растворы, метастабильные интерметаллические соединения, равновесные сплавы и аморфные фазы.

Другим характерным отличием ионной имплантации является образование большого количества радиационных дефектов в имплантированном слое, как правило, на 2-3 порядка превосходящее число имплантированных атомов. Увеличение количества дефектов в металлах является давно известным способом их упрочнения. На этом основаны такие способы обработки металлов, как поверхностная пластическая деформация, наклеп, ковка, прокатка, штамповка, волочение, прессование и т.п. При больших дозах облучения (более 10^{16} см⁻²) каскады смещений перекрываются и достигается насыщение слоя дефектами. Образование разупорядоченных областей в имплантированном слое сопровождается возникновением механических напряжений. Как правило, сжимающие напряжения увеличивают, а растягивающие – уменьшают прочность металла.

Высокая пересыщенность радиационными дефектами имплантированных слоев способствует интенсификации всех явлений, в основе которых лежит перенос вещества – радиационно-стимулированная диффузия (РСД), радиационно-индуцированная сегрегация примесей (РИС). Если имплантация сочетается с нагревом мишени во время или после имплантации, то в распределениях появляются далеко проникающие вглубь мишеней «хвосты», обусловленные РСД. Для иллюстрации этого эффекта на рис.1 представлены профили распределения им-

плантированных в ниобий ионов азота с энергией 40 кэВ. Температура мишени в процессе облучения 250⁰С.

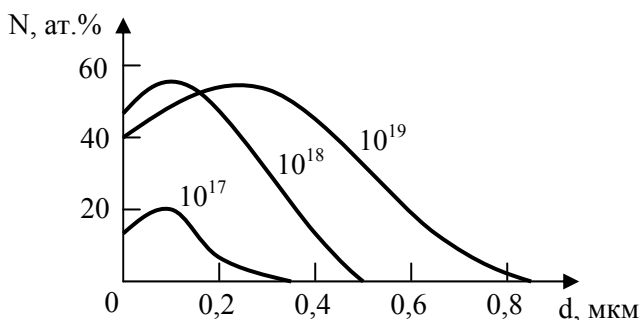


Рис.1. Профили распределения имплантированных ионов.

Максимум концентрации вбитых атомов азота по мере увеличения дозы смещается вглубь мишени. При $D = 10^{18} \text{ см}^{-2}$ толщина слоя с концентрацией азота 45-50 ат. % приблизительно в 3 раза превышает проецированный пробег ионов N^+ с энергией 40 кэВ в Nb. Выделение мелкодисперсных вторичных фаз – нитридов, карбидов, боридов, а также образование интерметаллических соединений имплантированных атомов с элементами, входящими в состав облучаемого сплава, с параметрами решетки, отличающимися от параметров решетки матрицы, приводит к возникновению локальных напряжений, способствующих упрочнению поверхностного слоя.

Модификация поверхностных свойств материалов может быть обусловлена не только имплантацией ионов, но и перераспределением компонентов сплава под действием ионной бомбардировки в результате процесса радиационно-индуцированной сегрегации, характерный температурный диапазон для которого обычно составляет (0,2-0,6) от температуры плавления. Модификация химического состава поверхностного слоя в процессе имплантации вследствие РИС может также привести к существенному изменению его коэффициента распыления.

Упрочнение металлических поверхностей ионной имплантацией может являться также следствием изменения структуры поверхности – изменения величины зерен и их ориентации и аморфизации поверхности металла. Известно, что в металлических сплавах некристаллические фазы формируются путем быстрого охлаждения жидкой или газообразной фаз с типичной скоростью закалки $10^6 - 10^9$ К/с. При определенных режимах облучения тяжелыми ионами процесс соударений в плотных каскадах можно рассматривать с точки зрения термических пиков со скоростью 10^{14} К/с. Таким образом, образование аморфных металлических сплавов при определенных условиях стимулируется самим процессом торможения высокоэнергетических ионов в твердом теле.

Сплавы с высоко разупорядоченной структурой образуются лишь для определенных комбинаций ион – металл. Аморфизация поверхностного слоя различных металлов достигается при имплантации в них ионов металлоидов (B^+ , P^+ , As^+). Поэтому формирование аморфных систем ионов металлоид – металл интерпретируется с точки зрения ковалентности в их связи.

Еще одной особенностью ионной имплантации является отсутствие резкой границы перехода между упрочненным поверхностным слоем и объемом материала. Кроме того, в поверхность инструмента могут быть внедрены ионы элементов, играющих роль твердой смазки. Сохранение макроскопических размеров обрабатываемых прецизионных деталей позволяет применять ионную имплантацию в качестве финишной операции обработки в существующих технологических линиях.

Альтернативным методом модификации поверхностных свойств металлов с помощью ионных пучков является ионное перемешивание. Ионное перемешивание осуществляется путем бомбардировки высокоэнергетическими ионами покрытия, нанесенного каким-либо способом (распылением, испарением и т.д.) и имеющего толщину, сравнимую с пробегом ионов в данном материале.

Технологические возможности имплантационной металлургии.

В первую очередь ставится вопрос о верхнем пределе концентрации имплантированных атомов и толщине модифи-

цированного ионной бомбардировкой слоя. В отличие от ионного легирования полупроводниковых материалов, где объемная концентрация имплантированной примеси, как правило, не превышает 0,1 ат.%, для модификации поверхностных свойств металлов концентрация примеси должна составлять 10 – 20 ат.%. Процесс ионного легирования сопровождается распылением облучаемого материала. После распыления слоя, равного проективному пробегу ионов R_p , профиль распределения имплантированной примеси трансформируется в столбикообразный с максимумом концентрации примеси на поверхности, и определяется коэффициентом распыления S и концентрацией атомов

мишени n_0 : $N = \frac{n_0}{S}$. В соответствии с этим предельная доза легирования составляет

$$D_{\max} = \frac{n_0 R_p}{S} \quad (1)$$

Так как для ионов данной энергии с большими массовыми числами R_p мало, а S велико, то предельные дозы легирования оказываются относительно небольшими.

Для ионов с энергиями до нескольких сот килоэлектрон-вольт R_p составляет менее одного микрона. Существенное влияние на величину предельной дозы легирования и толщину имплантированного слоя оказывает процесс радиационно-стимулированной диффузии примеси. Распыление практически не оказывает влияния на предельную дозу легирования, а толщина имплантированного слоя может возрасти от нескольких раз до нескольких порядков величины в зависимости от комбинации ион – металл, причем определяющее влияние на толщину слоя оказывает не энергия иона, а интенсивность ионного пучка.

В настоящее время метод ионной имплантации применяется для целенаправленного изменения механических, трибологических, химических, коррозионных и каталитических, оптических, сверхпроводящих, эмиссионных и других поверхностных свойств различных материалов. По аналогии с традиционным способом повышения износостойкости с помощью азотирования, для повышения сопротивления износу применяют имплан-

тацию ионов N^+ . Вместе с тем механизм в ионно-имплантированных азотом слоях отличается от механизма износа металлов, упрочненных обычным способом. Главное отличие заключается в том, что в процессе имплантации в поверхностный слой вводится большое количество радиационных дефектов. Имплантированные атомы азота, взаимодействуя с дефектами, сегрегируют на дислокациях, что блокирует их движение и упрочняет поверхностный слой.

Высокую роль играет также имплантация элементов, способствующих повышению пластичности поверхностного слоя. Например, при имплантации ионов Du^+ и Mo^+ в сталь наблюдается увеличение ее пластичности.

Альтернативным способом увеличения износостойкости стали и железа является модификация морфологии образующегося при износе металлического окисла, которая достигается имплантацией ионов иттрия и редкоземельных элементов.

Имплантация ионов N^+ существенно (до 10^3 раз) улучшает прочностные характеристики титанового сплава $Ti - 6Al-4Y$, применяемого в медицине в качестве тазобедренных и коленных протезов, контактирующих с полиэтиленом, используемом в ортопедии. При этом в области доз облучения $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ микротвердость поверхностного слоя титанового сплава возрастает на 180%. Упрочненный протез служит в течение всей последующей активной жизни молодых пациентов. Ответственные детали целого ряда машин работают в условиях циклической нагрузки при комнатной и высокой температуре, а также в коррозионных средах. Поскольку причиной развития усталостной трещины являются дислокационные процессы, на которые метод ионной имплантации оказывает существенное влияние, при надлежащем выборе режима облучения можно повышать сопротивление усталостному разрушению. На рис. 2 представлены кривые выносливости детали из сплава $BT - 18U$ до и после имплантации. Предел выносливости исходного материала на базе 10^7 циклов нагрузки возрос на 25%, циклическая долговечность – в 20 раз.



Рис. 2. Зависимость предела выносливости сплава от числа циклов нагрузки.

Поверхностное легирование позволяет существенно снизить расход дорогостоящих материалов, используемых для объемного легирования в обычной металлургии. Это относится к легированию металлов и сплавов элементами платиновой группы. В странах НАТО обсуждается вопрос о замене в ряде сплавов объемно-легированного хрома на поверхностное ионное легирование, поскольку эти страны импортируют 90% используемого ими хрома.

Модификация металлических материалов мощными импульсными пучками.

Создание в последние десятилетия ускорителей сильноточных электронных пучков (СЭП) и мощных пучков ионов (МИП) дало уникальную возможность получения новых видов воздействий на материалы концентрированных потоков энергии.

Использовались низкоэнергетичные (до десятков кэВ) и высокоэнергетичные (несколько МэВ) СЭП с длительностью импульса 10^{-8} - 10^{-6} с, плотностью тока до нескольких кА/см² и флюенсами до сотен Дж/см² на импульс. В ионной обработке эффективными оказались пучки легких ионов (кислород, углерод, азот и др.), поскольку их легче получить, и они имеют существенно большие пробеги, чем тяжелые. Параметры пучков следующие: энергии 0,1-2 МэВ, ток в импульсе 5-50 кА, интенсивности 10^7 - 10^{10} Вт/см², флюенсы 1-100 Дж·см⁻²·имп⁻¹. Такие пучки создают в приповерхностных слоях металлов сверхбыст-

рый нагрев и охлаждение со скоростями 10^8 - 10^{11} К/с при минимальном теплоотводе, которые в сочетании с высокими пространственными градиентами температур 10^6 - 10^7 К·см⁻¹ приводят к уникальным модификациям свойств.

СЭП и МИП имеют ряд преимуществ перед лазерными пучками: значительный больший КПД, меньшую стоимость получения на единицу энергии, большие площади обработки (до 10^3 см²), высокую степень поглощения в любых материалах.

Радиационные облучения в зависимости от его вида, энергии частиц, интенсивности и флюенса по-разному влияют на упрочнение металлов. Для сравнения был проведен следующий эксперимент. Из одной заготовки инструментальной стали марки Р6М5 были сделаны четыре партии образцов. Первая партия не облучалась. Вторая имплантировалась ионами С⁺, третья – импульсом мощного рубинового лазера ($\lambda = 0,694$ мкм), а четвертая – МИП. Интегральные флюенсы всех видов радиации подбирались такими, чтобы после облучения микротвердость в приповерхностной области была примерно одна и та же. Резкое отличие Н(х) наблюдалось во всех четырех случаях (рис.3).

Механизм упрочнения сталей после имплантации ионами углерода связан с образованием карбидных фаз на поверхности. Глубина слоя зависит от пробега ионов с данной энергией (< 0,2 мкм). В случае лазерного и ионного импульсных облучений упрочнение на больших глубинах определяется воздействием ударных волн. Тот факт, что при лазерном облучении второй

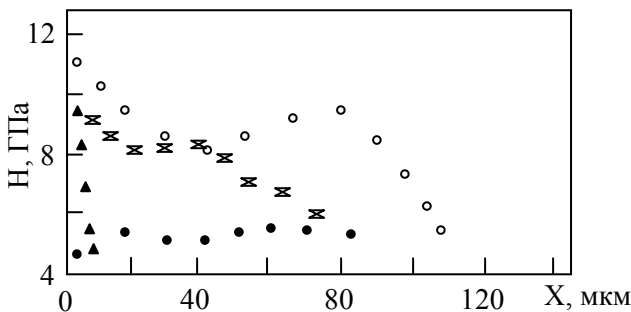


Рис.3. Распределение микротвердости материалов по глубине.

пик локализован ближе к поверхности, связан с более крутым начальным профилем поглощенной энергии, при котором глубина проникновения излучения $\sim 0,1$ мкм, что на порядок меньше, чем при воздействии МИП. Данный эксперимент подтверждает определяющую роль ударной волны в глубинном упрочнении.

Распространение УВ в необлученную область вызывает на микроскопическом уровне сжатие металла, способствует измельчению его зерен, что повышает его микротвердость с ростом давления. Давление волны по глубине падает, что сначала вызывает уменьшение N . Однако фронт УВ становится круче, градиент давления достигает максимума в области формирования фронта УВ. Наиболее интенсивная генерация как собственных, так и примесных дефектов происходит в этой области. В металлах типичными являются френкелевские пары дефектов – межузельные атомы и вакансии, которые замедляют диффузию. В результате предел текучести и микротвердость возрастают.

Одним из эффектов воздействия концентрированных импульсных радиационных потоков энергии на твердые тела является абляция (выброс) материала, возникающая из-за резкого нагрева вещества в области поглощения излучения и его перехода в пароплазменное состояние. Абляционная плазма успешно применяется в технологиях получения тонких пленок и покрытий посредством ее осаждения на специальные подложки, при синтезе наноразмерных ультрадисперсных порошков.

Использование СЭП и МИП для получения АП имеет определенные преимущества по сравнению с лазерным излучением:

- 1) высокий коэффициент поглощения пучков;
- 2) объемность поглощения, позволяющая значительно увеличить массу АП и тем самым достичь высоких скоростей осаждения ($\sim 1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$), на порядки больших, чем при любых других методах;
- 3) большие площади облучения;
- 4) возможность построения одномерной модели процесса и более точного описания взаимодействия частиц с мишенью

5) существенно больший КПД, вследствие чего стоимость получения единицы энергии при использовании МИП на три порядка меньше, чем при лазерном облучении.

§16. Плазменная обработка поверхности материалов. Плазмохимия.

Низкотемпературная газоразрядная плазма – это слабоионизованный газ при давлениях $10^{-4} - 1$ мм рт. ст. со степенью ионизации порядка $10^{-6} - 10^{-4}$ (концентрация электронов порядка $10^9 - 10^{12}$ см⁻³), в котором электроны имеют среднюю энергию 1 – 10 эВ. Средняя энергия тяжелых частиц плазмы – ионов, атомов, молекул – на два порядка меньше.

Такая плазма может генерироваться в разрядах, возбуждаемых электрическим полем, в разрядах на низкой частоте ($10^2 - 10^3$ Гц), в ВЧ ($10^5 - 10^8$ Гц), и СВЧ ($10^9 - 10^{11}$ Гц) разрядах и в электромагнитных полях оптического диапазона ($10^{13} - 10^{15}$ Гц). Плазма молекулярных газов имеет еще и образовавшиеся в результате диссоциации молекул свободные атомы и радикалы. Эти частицы имеют неспаренный электрон на внешней валентной оболочке и поэтому проявляют высокую химическую активность, вследствие чего их называют химически активными частицами.

Из-за присутствия высокоэнергетических электронов в стационарном состоянии концентрация активных частиц в плазме может существенно отличаться от термодинамически равновесной и значительно превышать последнюю.

В образовании ионов и активных частиц в плазме помимо электронов могут принимать участие возбужденные атомы и молекулы, находящиеся главным образом в метастабильном состоянии. Возбужденные атомы и молекулы выполняют функцию энергетического катализатора, ускоряя передачу энергии от электронов к частицам газа, и в отличие от обычных катализаторов позволяют получить более высокие стационарные концентрации ионов, активных частиц и их продуктов. Роль энергетического катализатора чаще всего играют возбужденные атомы и молекулы добавок к основному газу.

Рекомбинация заряженных частиц и активных частиц может происходить внутри плазмы (гомогенная рекомбинация) и на ограничивающих ее поверхностях (гетерогенная рекомбинация).

Под процессом очистки материала понимается удаление с его поверхности инородных атомов и молекул. Травление – это удаление поверхностных атомов и молекул самого материала. Очень часто при очистке наряду с инородными частицами удаляют несколько монослоев самого материала.

По физико-химическому механизму взаимодействия частиц плазмы с поверхностью обрабатываемого материала процессы травления можно разделить на три группы.

1. Ионное травление (ion etching), при котором поверхностные слои материалов удаляются только в результате физического распыления. Распыление осуществляется энергетически ионами ($E=0,1\div 2,0$ кэВ) газов, химически не реагирующими с обрабатываемым материалом (обычно ионами инертных газов). Если поверхность обрабатываемого материала находится в контакте с плазмой, то травление называется ионно-плазменным (ИПТ – sputter etching). Если поверхность образца не контактирует с плазмой, то травление называют ионно-лучевым (ИЛТ – ion beam etching).

2. Плазмохимическое травление (ПХТ – plasma-chemical etching), при котором поверхностные слои материалов удаляют-

ся в результате химических реакций. Химические реакции происходят между активными частицами и поверхностными атомами с образованием летучих продуктов. Если поверхность материала находится в контакте с плазмой, то травление называется плазменным (ПТ – plasma etching). При ПТ химические реакции стимулируются низкоэнергетической электронной и ионной бомбардировками, а также воздействием излучения. Если же поверхность образца не контактирует с плазмой, то травление называется радикальным. РТ осуществляется спонтанно (самопроизвольно) без стимуляции электронной и ионной бомбардировками.

3. Реактивное ионное или ионно-химическое травление (ИХТ – reactive ion etching), при котором поверхностные слои материалов удаляются в результате как физического распыления ионами, так и химических реакций между активными частицами и атомами материалов. При реактивном ионно-плазменном травлении на поверхность образца воздействуют энергетические ионы, свободные атомы и радикалы, электроны и излучение. При этом процесс физического распыления может как ускоряться, так и замедляться химическими реакциями.

ПТ и РИПТ происходят в плазме химически активных газов, и в них поверхность материала подвергается воздействию одинакового набора частиц. В качестве условной границы разделения этих процессов использовано значение энергии ионов, бомбардирующих поверхность образца. Если $E < 100$ эВ, то травление является плазменным, если $E > 100$ эВ, то травление ионно-плазменное.

Основные элементарные процессы, происходящие в газоразрядной плазме: электронное возбуждение, прилипание электронов, ионизация, рекомбинация, перезарядка, отлипание электронов от отрицательных ионов.

Поскольку энергия электронов значительно превышает энергию тяжелых частиц, скорости процессов диссоциации и ионизации, имеющих большие пороговые энергии, определяются, главным образом, электронным ударом.

К рабочим газам, используемым в процессах ИХТ и ПХТ, предъявляются следующие требования:

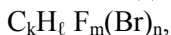
обеспечение при разложении в плазме газового разряда максимального выхода энергетичных и химически активных частиц, способных при взаимодействии с обрабатываемым материалом образовывать либо стабильные летучие, либо легко распыляемые соединения;

обеспечение требуемой скорости, селективности и анизотропии процесса травления;

отсутствие токсичности и взрывоопасности, коррозионного воздействия и загрязнения стенок реактора, внутрикамерных устройств и откачных магистралей, а также деградирующего воздействия на масло вакуумных насосов.

Необходимость травления широкого ассортимента материалов вызвала появление большого числа рабочих газов, как однокомпонентных, так и многокомпонентных (обычно число компонентов рабочего газа не превышает трех). В основном для ПХТ и ИХТ материалов используются галогеносодержащие соединения, а также их смеси с кислородом, водородом, азотом и инертными газами.

Название хладона (фреона) связано с его формулой. Общая формула соединений класса хладон имеет вид



где k , ℓ , m и n – соответственно число атомов углерода, водорода, фтора и хлора (брома) в молекуле хладона. Номер хладона записывается как

$$(k - 1)(\ell - 1)(m).$$

Например, соединение C_3F_8 хладон – 218. Для идентификации галогенизированных углеводородов существуют правила, утвержденные международными соглашениями.

В первом приближении летучесть продуктов реакции можно оценивать по их температурам кипения $T_{\text{кип}}$ при нормальном давлении, которые приводятся в химических справочниках. Процессы ПХТ и ИХТ являются низкотемпературными, и температура не превышает 400°C , а в случае использования электронно- или фоторезистивных масок ее стабилизируют на уровне $100\text{-}150^\circ\text{C}$.

Если температура процесса значительно ниже температуры испарения, то травление невозможно, так как на поверхности материала образуется нелетучее соединение, которое маскирует

материал. Например, алюминий нельзя травить атомами фтора, потому что в результате реакции образуется фторид алюминия с $T_{\text{кип}}=1256^{\circ}\text{C}$. Точно также не травятся никель, хром, медь, магний, свинец.

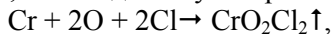
Если материал не образует летучих двухкомпонентных соединений с активными частицами, то необходимо рассмотреть его трехкомпонентные соединения. Например, все галогены хрома нелетучи ($T_{\text{кип}}>1000^{\circ}\text{C}$), однако оксихлорид хрома CrO_2Cl_2 имеет $T_{\text{кип}}=118^{\circ}\text{C}$. Поэтому травление хрома следует проводить в смеси хлорсодержащего газа и кислорода.

Выбор рабочего газа и состава газовой смеси должен базироваться на том, чтобы обеспечить такие важнейшие параметры процесса, как скорость $v_{\text{тр}}$, селективность S и показатель анизотропии A . Селективность травления одного материала относительно другого характеризуется отношением скоростей травления этих материалов в одинаковых условиях. В отличие от химии, в технологии производства интегральных схем анизотропия определяется как отношение скоростей травления по нормали и касательной к поверхности материала.

Скорость и селективность травления существенно зависит от вида газа или состава газовой смеси. Для достижения высокой анизотропии (которая в первую очередь определяет разрешение процесса ПТ) и одновременно обеспечения высокой скорости травления кремния необходимо использовать рабочий газ, содержащий большое число атомов фтора, и обеспечить интенсивную бомбардировку обрабатываемой поверхности низкоэнергетичными ионами. Эти требования выполняются, если в рабочий газ добавлен инертный газ и на образец подано отрицательное напряжение смещения. При ПТ тонких слоев кремния, когда нет необходимости в достижении высоких скоростей травления, целесообразно использовать хлорсодержащие газы, обеспечивающие высокую анизотропию, которая растет с увеличением числа атомов хлора в молекуле рабочего газа.

Добавка кислорода в CCl_4 существенно изменяет скорость ПХТ хрома. В чистом CCl_4 скорость ПХТ очень мала, что связано с низкой концентрацией активных частиц и образованием полимерных пленок на поверхности хрома при диссоциации в плазме CCl_4 . Добавка кислорода (до 40-50%) резко увеличивает

скорость ПХТ хрома, что связано с удалением полимерных пленок с поверхности хрома с образованием CO и CO₂. Кроме того, увеличивается число активных частиц в виде атомов хлора и кислорода, которые, взаимодействуя с хромом по реакции



образует летучий оксихлорид хрома. Однако, когда количество кислорода в смеси превышает 50%, поверхность хрома быстро окисляется, в результате чего скорость ПХТ хрома резко снижается.

При добавлении в CCl₄ азота увеличивается концентрация электронов и энергия ионов. При этом понижение концентрации CCl₄ компенсируется увеличением скорости диссоциации CCl₄ с образованием активных атомов хлора. Молекулы азота возбуждаются в разряде и вступают в реакцию с фрагментами хлорида углерода, образуя стабильное соединение CN и препятствуя тем самым осаждению пленок углерода. Химическая реакция между углеродом и азотом замедляет рекомбинацию атомов хлора с ненасыщенными хлоридами углерода, в результате чего скорость травления алюминия при добавлении нескольких десятков процентов азота в CCl₄ не только не снижается, но даже несколько возрастает.

Плазменное травление.

В основе ПТ лежат, активируемые излучением плазмы, электронами и ионами, гетерогенные химические реакции между свободными атомами, радикалами и поверхностными атомами обрабатываемого материала.

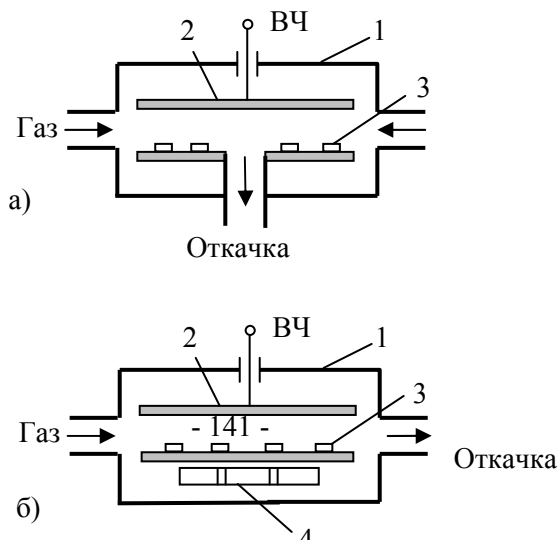
Активирующее воздействие электронов и ионов зависит от энергии, с которой они бомбардируют поверхность. Эта энергия, в свою очередь, зависит от потенциала поверхности относительно плазмы. Если обрабатываемая деталь изолирована, то ее плавающий потенциал обычно не превышает нескольких десятков вольт. Разность потенциалов между плазмой и образцом не может обеспечить заряженным частицам энергию, необходимую для физического распыления. В то же время энергия ионов, электронов и фотонов достаточна для разрушения химической связи между поверхностными атомами материала, активации

химических связей и стимулирования процессов десорбции образующихся продуктов.

Процессы плазменного травления реализуются как в цилиндрических реакторах с расположением подложек в кассетах в объеме плазмы, так и в реакторах диодного типа, в которых подложки размещаются на плоских электродах. Широкое распространение получили системы с магнитным полем и СВЧ – разрядами (рис.1)

Плазменное травление широко используется в тех случаях, когда не требуется высокое разрешение (для снятия и удаления остатков фоторезиста, для плазменного задубливания резиста с целью улучшения его термостойкости и др.). ПТ является также основным методом сухого проявления органических и неорганических резистов после их экспонирования ультрафиолетовым и рентгеновским излучением. С помощью ПТ можно производить травление пленок кремния и его соединений, фосфорно- и боросиликатного стекла, органических материалов, углерода, хрома, титана, тантала, ниобия, вольфрама, молибдена, ванадия, золота и других материалов. В производстве интегральных схем ПТ применяется для получения конфигураций с шириной линий около 3 мкм. Изотропность и неоднородность ПТ не позволяет применять этот метод в тех случаях, когда подтравливание под край маски дает существенный вклад в общую ширину линий.

Из систем плазменного травления перспективными явля-



*Рис.1. Планарный (а) и магнетронный (б)
реакторы для плазменного травления:
1-вакуумная камера; 2-обкладка конденсатора;
3-образцы; 4-постоянный магнит.*

ются планарные реакторы триодного и магнетронного типа, в которых можно получить независимые режимы ПТ и реактивно-ионно-плазменного травления и одновременно осуществить оба режима, что позволяет изменять параметры процесса травления в требуемом направлении.

Реактивное ионно-плазменное травление.

При проведении РИПТ обрабатываемые образцы находятся в контакте с плазмой и размещаются на электроде, подключенном к источнику ВЧ-напряжения. Удаление материала происходит как за счет физического распыления ускоренными ионами активных газов, так и в результате химических реакций между свободными атомами и радикалами, образующимися в газоразрядной плазме, и поверхностными атомами. Газоразрядная плазма стимулирует процессы, происходящие как в газовой фазе, так и на поверхности твердого тела. При этом физическое распыление активирует поверхность материала, повышая скорость химических реакций, которые, в свою очередь, ослабляют химические связи поверхностных атомов.

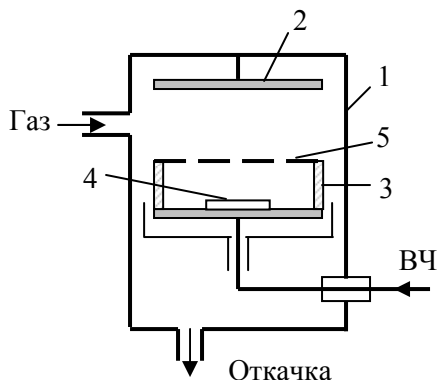
Физические и химические процессы при РИПТ складываются неаддитивно, то есть количество материала, удаленного при одновременном протекании обоих процессов, намного больше суммы количеств материалов, удаленных с помощью каждого процесса.

В низкотемпературной плазме степень ионизации обычно не превышает десятых долей процента, тогда как концентрации активных незаряженных частиц может достигать нескольких

десятков процентов. Поэтому в случае высокой химической активности незаряженных частиц и образования в результате гетерогенных реакций летучих стабильных соединений, свободные атомы и радикалы вносят основной вклад в РИПТ материала. Однако при низкой химической активности частиц к обрабатываемому материалу или при образовании нелетучих продуктов реакции основной вклад в РИПТ материала вносит процесс физического распыления.

Ограничения планарных диодных ВЧ-систем, связанные с радиационными повреждениями поверхностных слоев обрабатываемых материалов и низкой стойкостью органических масок вследствие высокоэнергетической ионной бомбардировки, привели к созданию триодных и магнетронных систем (рис.2).

В триодной системе вблизи катода, на который подано ВЧ-напряжение, помещена электрически изолированная от катода сетка, находящаяся под плавающим потенциалом. При этом образуется полый анод, в котором плотность ионов увеличивается в несколько раз и одновременно в 4-5 раз снижается напряжение автосмещения на катоде. Кроме того, малое расстояние между сеткой и катодом (15 мм) обеспечивает возможность стабильного горения тлеющего разряда при напряжении автосмещения 20 В. Характерные для триодной системы высокие скорости травления в сочетании с низкими энергиями ионов позволяют значительно уменьшить радиационные дефекты в структурах. Это очень важно, например, при травлении пленок Si_3N_4 через оксидные маски при изготовлении ИС на структурах



*Рис.2. Триодная система для РИПТ:
1-вакуумная камера; 2-заземленный электрод;
3-ВЧ-электрод; 4-образец; 5-сетка.*

металл-нитрид-оксид-металл.

Травление алюминия не позволяет обеспечить полностью замкнутый цикл “сухого” травления всех материалов, используемых в производстве ИС. Причиной является образование насыщенных хлором полимерных пленок, снижающих воспроизводимость процесса, разъедающих создаваемую структуру после травления и с трудом удаляемых даже в кислородной плазме. Было установлено, что добавка к CCl_4 азота (в количестве до 70%), не снижая скорости и равномерности травления, обеспечивает достаточно высокую селективность (до 15 по отношению к SiO_2), хорошую анизотропию и полностью устраняет образование полимерной пленки. Проведенные масс - спектроскопические и зондовые измерения показали, что по мере увеличения содержания азота возрастает плотность плазмы, повышается энергия ионов, что существенно изменяет характер травления алюминия, в котором основную роль начинают играть высокоэнергетичные ионы, обеспечивающие высокую анизотропию травления.

В настоящее время существует тенденция перехода от установок с групповой обработкой пластин к индивидуальной. Индивидуальная обработка позволит повысить эффективность использования энергии, материалов и реагентов и увеличить выход годных структур за счет более воспроизводимых и контролируемых условий обработки в рабочих камерах, имеющих малый объем.

§17. Получение тонких пленок в вакуумных условиях.

Тонкие пленки различного химического состава широко используются во многих областях науки и техники. Это просветляющие покрытия, зеркала, интерференционные фильтры, солнечные очки, декоративные покрытия на пластиках и тканях, люминофоры в электронно-лучевых трубках, элементы в микроэлектронных схемах.

Вакуумное осаждение тонких пленок состоит из нескольких процессов: 1) переход вещества из конденсированной фазы, которая может быть твердой или жидкой, в газообразную; 2) перенос паров вещества в пространстве от испарителя до подложки при пониженном давлении; 3) конденсация паров вещества на подложке. Качественное проведение процесса испарения и его практическое использование для получения пленок требуют привлечения сведений из различных дисциплин.

В простейшей модели процесса испарения конденсированная фаза рассматривается как система осцилляторов, поверхностные молекулы которых связаны определенной энергией испарения. Переход в газообразную фазу происходит тогда, когда энергия колебаний молекул на поверхности равна или превосходит энергию испарения.

Однородность получаемой пленки при испарении определяется пространственным распределением молекул в потоке. В случае идеальной ячейки Кнудсена, состоящей из изотермической оболочки с бесконечно малым отверстием и бесконечно тонкими стенками этого отверстия, число частиц, попадающих внутрь телесного угла $d\omega$, определяется выражением

$$dN = N_0 \cos \omega \frac{d\omega}{\pi}, \quad (1)$$

где N_0 – исходная плотность потока, ω – угол между направлением испарения и вертикалью. Уравнение (1) представляет собой косинусоидальный закон распределения, который эквивалентен закону Ламберта в оптике. Согласно этому закону, испарение вещества происходит не равномерно во всех направлени-

ях, а преимущественно вдоль нормали к испаряемой поверхности.

Термическое испарение.

Для проведения процесса испарения вещества в вакууме необходимо иметь испаритель, который содержал бы в себе испаряемое вещество и поддерживал его при температуре, достаточной для получения требуемого давления паров. Для приблизительной оценки рабочих температур испарителей обычно основываются на необходимости иметь установившееся давление паров материала порядка 10^{-2} мм рт. ст. Для большинства материалов, представляющих практический интерес, эти температуры находятся в пределах $1000-2000^{\circ}\text{C}$. Во избежание загрязнения осаждаемых пленок, вещество испарителя должно иметь при рабочей температуре незначительную упругость пара и давление диссоциации. Материалами, отвечающими этим требованиям, являются тугоплавкие металлы и окислы. Образование сплава из материала испарителя и рабочего вещества часто сопровождается значительным уменьшением температуры плавления, что может привести к быстрому разрушению испарителя. В результате химических реакций образуются легко испаряющиеся соединения, такие как низшие окислы, которые загрязняют пленку.

Простейшие конструкции испарителей различных типов из проволоки и металлической фольги с джоулевым нагревом показаны на рис. 1.

В качестве материала наиболее широко применяется



Рис. 1. Конструкции термических испарителей.

вольфрам, молибден и тантал. Эти металлы становятся хрупкими после нагревания в вакууме и, особенно, в случае образования сплава с рабочим веществом. Расплавленный металл пони-

жает температуру испарителя. Этого можно избежать, если испаритель покрыть слоем окисла, например, алюминия. Расплавленные металлы не смачивают поверхность Al_2O_3 , а образуют сферические капли.

Такие элементарные вещества, как Cr, Mo, Pd, V, Fe и Si имеют давление паров 10^{-2} мм рт. ст. до их плавления и, следовательно, они могут быть сублимированы. Если исключить электронно-лучевое испарение, наиболее чистые пленки кремния получаются путем сублимации. Сублимация титана находит широкое применение в вакуумной технике для поглощения химически реактивных газов. В тех случаях, когда необходимо

получить пленки толщиной $1000 \overset{o}{\text{Å}}$ и более, скорости сублимации оказываются слишком малыми. По этой причине сублимация металлов не находит широкого применения. Исключение из этого правила составляет хром, так как давление паров 10^{-2} мм рт. ст. у хрома достигается при температуре на $500^{\circ}C$ ниже точки плавления. Наиболее простая конструкция состоит из танталовой лодочки с помещенными в нее кусочками хрома.

Когда для нанесения пленки требуется значительное количество расплавленного металла (несколько граммов и более), применяются тигельные испарители. Так как расплавленный металл контактирует с тиглем в течение длительного времени, подбор термически стабильных и незагрязненных материалов должен проводиться очень тщательно. Совместимость испаряемого вещества с тугоплавким металлом тигля может быть оценена с помощью изучения фазовых диаграмм обоих материалов. Комбинация металлов должна иметь очень низкую взаимную растворимость и тугоплавкую эвтектику.

Керамические тигли, применяемые для вакуумного испарения, обычно спекаются из порошка с чистотой не менее 99,8% и имеют малую пористость. Толщина стенок тиглей составляет 1-3 мм, поэтому желательно, чтобы материал имел высокую удельную теплопроводность, необходимую как для передачи тепла, так и для устойчивости к термоудару. Тигли из окислов металлов обычно нагреваются за счет излучения от нити нагревателя из тугоплавкого металла. Испаритель должен быть окру-

жен радиационными экранами, так как нагреватель излучает малую долю энергии в направлении тигля.

Ряд боридов, карбидов, силицидов и нитридов обладают очень высокой термостойкостью. Один из этих материалов – нитрид бора (BN) – используется для изготовления тиглей. Это диэлектрический материал белого цвета, имеющий структуру, аналогичную графиту. Подобно графиту, нитрид бора относительно мягкий материал, легко обрабатываемый механическим инструментом. Наиболее важным применением тиглей из нитрида бора является их использование для испарения алюминия, так как они не подвергаются значительному разъеданию расплавленным алюминием. Нагрев тиглей производится индукционным способом.

Другим материалом, который часто используется в качестве испарителей для металлов, является графит. Он термостоек; легко обрабатывается, что позволяет изготавливать тигли произвольной формы; не смачивается рядом металлов.

Электронно-лучевое испарение.

Для испарения можно также использовать нагрев материалов электронной бомбардировкой. Для этого поток электронов ускоряется в электрическом поле до энергии от 5 до 10 кэВ и фокусируется на поверхности материала. При столкновении большая часть кинетической энергии частицы превращается в тепловую энергию, и при этом могут быть получены температуры свыше 3000⁰С. Так как энергия передается заряженными частицами, то она может быть сконцентрирована только на поверхности испаряемого вещества, в то время как сам испаритель остается при более низкой температуре. Следовательно, сильно уменьшается взаимодействие между испаряемым веществом и материалом испарителя.

В электронно-лучевых испарителях применяются электронные пушки. В качестве источника электронов обычно используется катод из вольфрамовой проволоки. Через отверстие в аноде электроны попадают в зону испарения. Для уменьшения потерь энергии давление в вакуумной камере должно быть ниже 10⁻⁴ мм рт. ст.

Испарители с испаряемым анодом имеют катод в виде проволочной петли, расположенной вблизи испаряемого вещества. Электроны, двигаясь по радиально сходящимся траекториям, бомбардируют материал. Одно из таких устройств схематично показано на рис. 2.

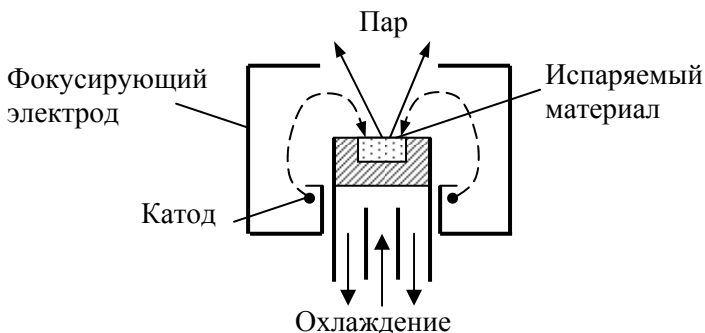


Рис.2. Схема испарителя с нагреваемым анодом.

Электронные пушки с независимым анодом аналогичны пушкам, используемым в рентгеновских трубках. В качестве источника электронов используется небольшая спираль или изогнутая под острым углом петля из вольфрамовой проволоки. Грубая фокусировка осуществляется посредством электростатической системы. Область пространства между анодом и рабочей зоной эквипотенциальна. Длиннофокусные пушки этого типа с успехом применялись для испарения тугоплавких материалов VN и Ta с температурами испарения, превышающими 3000°C .

Использование искривленных траекторий электронов позволяет эффективно разделить на малом расстоянии электронную пушку и источник паров. Хотя катод и находится вблизи испарителя, однако он расположен в стороне и экранирован для защиты от испаряемого материала и от разрушения ионной бомбардировкой. В зависимости от степени теплового контакта между медным основанием и испаряемым веществом могут быть достигнуты температуры вплоть до 3500°C , что позволяет испарять как тугоплавкие металлы, так и окислы.

Перечисленные выше способы испарения вещества обладают общим недостатком: поток пространственно неоднороден, что и затрудняет получение пленок большой площади. Газовые разряды между плоскими электродами (диодные системы) с высокочастотным или постоянным напряжением позволяют существенно расширить площадь обработки, а также сохранить стехиометрию распыляемого вещества. В системах катодного распыления катод является рабочим веществом и подвергается бомбардировке ионами нейтрального газа (как правило, аргона) (рис. 3).

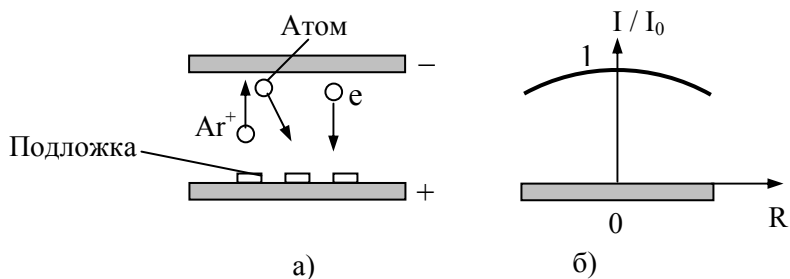


Рис.3. Схема катодного распыления а) и зависимость скорости распыления от радиуса б).

Система на постоянном токе (рис. 3,а) применима для проводящих материалов. Она дает достаточно однородное распределение распыленного вещества (рис. 3,б). Недостатком этого способа является перегрев подложек электронами разряда при его высокой мощности. Электронный поток на анод можно существенно ограничить за счет поперечного магнитного поля (рис. 4).

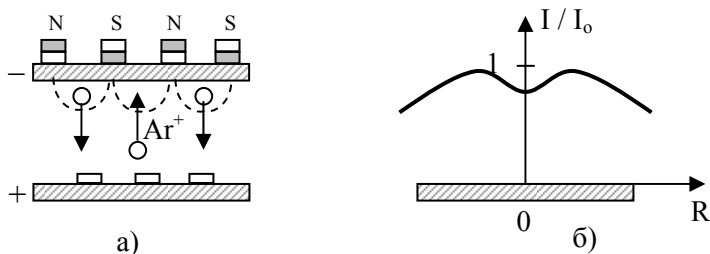


Рис. 4. Схема магнетронного распыления а) и зависимость скорости распыления от радиуса б).

Магнитное поле может быть создано, например, системой постоянных магнитов чередующейся полярности, расположенных за катодом (рис. 4,а – система магнетронного распыления). Поперечное магнитное поле также существенно увеличивает плотность плазмы разряда особенно в области максимумов поля. Последнее обстоятельство приводит к неоднородному распределению распыленного вещества (рис. 4,б). Скорость распыления также возрастает.

Для систем катодного распыления также характерна более высокая адгезия пленок к подложке. Это связано с тем, что при бомбардировке катода ионами аргона атомы мишени вылетают со скоростями до двух порядков большими, чем при термическом испарении. Если в диодных системах использовать высокочастотное напряжение, то катод можно изготавливать и из диэлектрического материала.

Задачей вакуумного осаждения почти во всех случаях является получение пленок с заданными параметрами. Если наиболее важны внешние параметры пленок, такие как их толщина или поверхностное сопротивление, то достаточно определить момент времени, когда этот параметр достигнет необходимой величины, и прекратить процесс испарения. Однако внутренние параметры пленки, такие как: плотность, удельное сопротивление, механическое напряжение – зависят от величины потока испаряемого вещества. Поэтому часто бывает необходимо поддерживать определенную скорость осаждения. Устройства, с помощью которых проводят измерения в процессе испарения, делятся на две категории: датчики толщины и датчики скорости испарения.

Датчики с кристаллическими резонаторами для измерения толщины пленки имеют относительно простую конструкцию, не боясь механических ударов и вибраций. В датчике используют пьезоэлектрические свойства кварца. Резонатор представляет собой тонкую пластинку кварца, к обеим поверхностям которой подведены электрические контакты. Такой резонатор включает-

ся в электронную схему генератора. Приложение переменного электрического поля приводит к возникновению колебаний кварцевой пластины по толщине. Резонансная частота этих колебаний обратно пропорциональна толщине пластины d

$$f_0 = c / 2d, \tag{2}$$

где c – скорость распространения упругих волн в направлении толщины пластины. Рабочие поверхности пластины не являются узловыми.

При осаждении малой дополнительной массы ΔM на одну сторону пластинки, рабочие поверхности кристалла по-прежнему останутся в пучности колебаний. Следовательно, осажденное вещество влияет на резонансную частоту только через массу, а параметры вещества, такие как плотность и упругие постоянные, оказываются несущественными. Для сдвига резонансной частоты колебаний получено выражение

$$\Delta f = - \frac{N \Delta M}{\rho d^2 S}, \tag{3}$$

где ρ – плотность кварца, S – площадь электродов, $N=1,67 \times 10^6$ Гц×мм. Кристаллы толщиной порядка 0,3 мм с начальными частотами 5-6 МГц наилучшим образом удовлетворяют противоречивым требованиям высокой чувствительности и возможности измерять количество вещества в широком диапазоне.

На рис. 5 приведена конструкция держателя кристалла.

Для измерения скорости испарения вещества используется принцип ионизации молекул электронным ударом. Этот способ

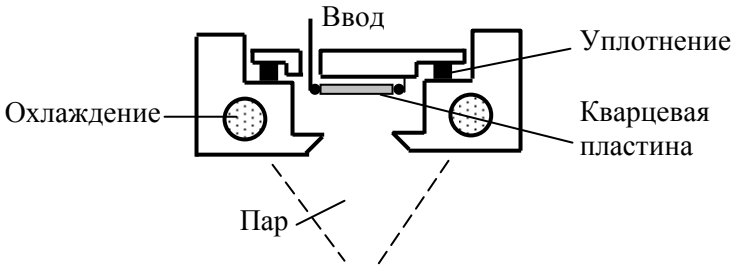


Рис. 5. Конструкция кварцевого измерителя толщины.

аналогичен измерению давления ионизационным манометром. Одна из конструкций показана на рис. 6.

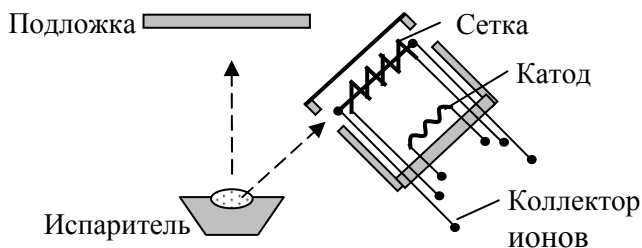


Рис. 6. Конструкция измерителя скорости испарения.

Между катодом и сеткой прикладывается напряжение 150-200 В, на коллектор – отрицательное напряжение 20-30 В.

Ток ионов пропорционален концентрации пара рабочего вещества. Необходимо учитывать, что вклад в ионный ток будет оказывать и остаточный газ вакуумной системы. Для этого можно поместить в камеру еще один такой же датчик, закрытый от испаряемого вещества и измеряющий только ионный ток остаточного газа.

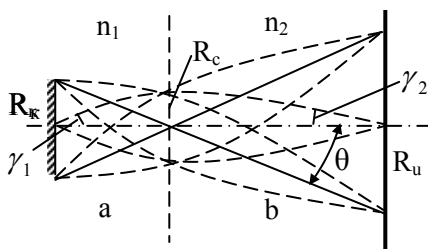
Приложение 1

Формула Лэнгмюра.

О предельно достижимой плотности тока при фокусировке электронных пучков.

Рассмотрим задачу о фокусировке электронного пучка какой-либо линзой при учете начальной температуры электронов.

Электроны стартуют с поверхности катода, имея тепловой разброс скоростей, и под действием полей линзы движутся к оси системы. Как видно из рисунка, тепловой разброс скоростей электронов приводит к увеличению размера фокусного пятна.



Известное в световой оптике уравнение Лэнгмюра-Лагранжа применимо и в корпускулярной оптике

$$R_k n_1 \operatorname{tg} \gamma_1 = R_u n_2 \operatorname{tg} \gamma_2.$$

По чертежу можно получить выражения

$$R_c = b \operatorname{tg} \gamma, \quad R_u = b \operatorname{tg} \theta.$$

$$R_k n_1 \sin \gamma_1 = R_u n_2 \sin \gamma_2 = b \operatorname{tg} \theta n_2 \sin \gamma_2,$$

$$R_k n_1 \sin \gamma_1 = R_u n_2 \operatorname{tg} \theta,$$

$$R_c = \frac{R_k n_1 \sin \gamma_1}{n_2 \operatorname{tg} \theta} = \frac{R_k \sin \gamma_1}{\operatorname{tg} \theta} \sqrt{\frac{U_o}{U_c}},$$

$$R_{c, \max} = a \sqrt{\frac{U_o}{U_c}} \quad (\sin \gamma_1 \approx 1, \quad eU_o = 2kT).$$

Воспользуемся распределением Максвелла для электронов

$$N(U)dU = N_0 \frac{eU}{kT} e^{-\frac{eU}{kT}} d\left(\frac{eU}{kT}\right).$$

Полный ток с катода $j = e\pi N_0$ (N_0 – число частиц с 1 см² в телесный единичный угол).

Эмиссия электронов подчиняется закону Ламберта. Ток в телесный угол от γ до $\gamma+d\gamma$ равен

$$dI_\gamma = 2\pi S N e \sin\gamma \cos\gamma d\gamma,$$

где S - площадь катода. Здесь учтена связь между телесным и плоским углами

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\gamma) = 4\pi \sin^2 \frac{\gamma}{2}.$$

В кольцевую зону кроссовера от R_c до R_c+dR_c будет попадать ток

$$dI_{\gamma_1} = 2\pi S N_1 e \sin\gamma_1 \cos\gamma_1,$$

где N_1 – число частиц с энергиями от eU_0 до $e(U_0+dU_0)$.

Плотность тока в кольцевой зоне

$$j_{R1} = \frac{dI_{\gamma_1}}{d(\pi R_c)} = \frac{S N_1 e \sin\gamma_1 \cos\gamma_1 d\gamma_1}{R_c dR_c},$$

$$dR_c = \frac{R_k}{\operatorname{tg}\theta} \cos\gamma_1 \sqrt{\frac{U_o}{U_{c1}}} d\gamma_1, \quad R_c dR_c = \frac{R_k^2}{\operatorname{tg}^2\theta} \frac{U_o}{U_c} \sin\gamma_1 \cos\gamma_1 d\gamma_1,$$

$$j_{R1} = \frac{S N_1 e \sin\gamma_1 \cos\gamma_1 d\gamma_1}{a^2 \frac{U_o}{U_c} \sin\gamma_1 \cos\gamma_1 d\gamma_1} = \frac{S N_1 e U_c}{a^2 U_o}.$$

В данную кольцевую зону будут попадать только частицы с энергиями, большими U_0 . Поэтому нужно произвести интегрирование от U_0 до ∞

$$j_R = \frac{eS}{a^2} \int_{U_0}^{\infty} \frac{U_c}{U_o} N(U) dU = \frac{eS U_c}{a^2 U_o} \int_{U_0}^{\infty} N_0 \frac{eU}{kT} e^{-\frac{eU}{kT}} d\left(\frac{eU}{kT}\right).$$

Произведем замену переменных $x = -\frac{eU}{kT}$.

$$j_R = \frac{eSU_c}{a^2U_o} \int_{x_o}^{-\infty} xe^x dx = \frac{eSU_c N_o}{a^2U_o} e^x (x-1) \Big|_{x_o}^{-\infty} =$$

$$= -\frac{eSN_o U_c}{a^2U_c} e^{-\frac{eU_o}{kT}} \left(-\frac{eU_o}{kT} - 1 \right).$$

Из выражения $R_c = a^2 \frac{U_o}{U_c}$ получим $U_o = \frac{R_c^2}{a^2} U_c$ и произведем замену в предыдущей формуле.

$$j_R = \frac{eSN_o U_c}{a^2 \frac{R_c^2 U_c}{a^2}} \left(1 + \frac{eU_c R_c^2}{kT a^2} \right) e^{\frac{eU_c R_c^2}{kT a^2}} = \frac{eSN_o}{R_c^2} \left(1 + \frac{eU_c R_c^2}{kT a^2} \right) e^{\frac{eU_c R_c^2}{kT a^2}}.$$

$$\text{При } R_c=0 \quad j_o = \frac{eSN_o}{a^2} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right).$$

Сделаем замену $a = \frac{R_k}{\text{tg} \theta}$.

$$j_o = \frac{eSN_o}{R_k^2} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right) \sin^2 \theta = \frac{S\pi e N_o}{\pi R_k^2} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right) \sin^2 \theta.$$

$$j_o = j_k \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right) \sin^2 \theta.$$

Это выражение называется формулой Лэнгмюра.

Для источников заряженных частиц вводится понятие яркости источника. Эта величина равна отношению плотности тока эмиссии к телесному углу, внутри которого распространяется пучок

$$\beta = \frac{j_o}{\Omega}.$$

Для малых углов $\Omega = 2\pi \sin^2 \frac{\theta}{2} \approx \pi\theta^2$, где θ – половинный плоский угол. Тогда

$$\beta = \frac{j_o}{\pi\theta^2}.$$

Согласно формуле Лэнгмюра

$$j_o = j_k \frac{eU}{kT} \theta^2, \quad \theta^2 = \frac{j_o kT}{j_k eU} \left(\frac{eU}{kT} \gg 1 \right).$$

$$\beta = \frac{j_k eU}{\pi kT},$$

где T – температура катода.

Никакая фокусирующая система не может увеличить яркость источника, соответствующую поверхности эмиттера, хотя плотность тока в кроссовере пучка может быть значительно увеличена.

Вычисление пробега ионов при их взаимодействии
с ядрами и электронами мишени.
(К теме “Взаимодействие ионов с веществом”)

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{1/2k + k'E^{1/2}} = \int_0^{E_0} \frac{2kdE}{1 + 2kk'E^{1/2}},$$

где E_0 – начальная энергия ионов до входа в вещество.

Для интегрирования по частям сделаем замену переменных

$$v = \ln(1 + 2kk'E^{1/2}), \quad dv = \frac{kk'dE}{(1 + 2kk'E^{1/2})E^{1/2}},$$

$$u = \frac{E^{1/2}}{kk'}, \quad u dv = \frac{dE}{1 + 2kk'E^{1/2}}.$$

$$\begin{aligned} R &= 2k \left\{ \frac{E^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) \Big|_0^{E_0} - \int_0^{E_0} \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) d \left(\frac{E^{1/2}}{kk'} \right) \right\} = \\ &= 2k \left\{ \frac{E_0^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E_0^{1/2}) - \frac{1}{2(kk')^2} \int_0^{E_0} \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) d(1 + 2kk'E^{1/2}) \right\}. \end{aligned}$$

Используем формулу табличного интеграла

$$\int \ln x dx = x \ln x - x.$$

$$\begin{aligned} R &= 2k \left\{ \frac{E_0^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E_0^{1/2}) - \frac{1}{2(kk')^2} \times \right. \\ &\times \left. \left[(1 + 2kk'E^{1/2}) \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) \Big|_0^{E_0} - \left(1 + 2kk'E^{1/2} \Big|_0^{E_0} \right) \right] \right\} = \\ &= 2k \left\{ \frac{E_0^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E_0^{1/2}) - \frac{1}{2(kk')^2} \times \right. \\ &\times \left. \left[(1 + 2kk'E_0^{1/2}) \ln(1 + 2kk'E_0^{1/2}) - (1 + 2kk'E_0^{1/2}) + 1 \right] \right\} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{2k}{kk'} \left\{ E_o^{1/2} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - \frac{1}{2kk'} \times \right. \\
&\quad \left. \times \left[(1 + 2kk'E_o^{1/2}) \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - (1 + 2kk'E_o^{1/2}) + 1 \right] \right\} = \\
&= \frac{2k}{2(kk')^2} \left\{ 2kk'E_o^{1/2} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - (1 + 2kk'E_o^{1/2}) \times \right. \\
&\quad \left. \times \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) + (1 + 2kk'E_o^{1/2}) - 1 \right\} = \\
&\quad = \frac{1}{kk'^2} \left\{ - \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) + (1 + 2kk'E_o^{1/2}) - 1 \right\} \\
&\quad R = \frac{2E_o^{1/2}}{k'} - \frac{1}{kk'^2} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2})
\end{aligned}$$

Мы получили выражение (5) из параграфа 11.

Приложение 2

Задачи по курсу “Плазменная и пучковая технология”.

Задача 1.

Какая напряженность электрического поля должна быть создана вблизи поверхности катода, нагретого до температуры 2000 К, чтобы увеличить ток термоэлектронной эмиссии с его поверхности в 2,72 раза?

$$\begin{aligned} \text{По теории Шоттки } j &= j_0 e^{\frac{0,44\sqrt{E}}{T}}, \\ e^{\frac{0,44\sqrt{E}}{T}} &= \frac{j}{j_0} = 2,72 = e, \quad \frac{0,44\sqrt{E}}{T} = 1, \\ E &= \frac{T^2}{0,44^2} = 2,1 \times 10^7 \text{ В/м} = 2,1 \times 10^5 \text{ В/см}. \end{aligned}$$

Задача 2.

Оценить величину электрического поля, при котором имеется интенсивная автоэлектронная эмиссия из вольфрама. Считать, что эта эмиссия будет значительной, если ширина потенциального барьера соизмерима с длиной волны де Бройля электронов ($L \approx 3\lambda_e$). Плотность вольфрама 19,1 г/см³, атомная масса 184, работа выхода 4,52 эВ.

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \frac{h}{m_e v}, \quad v = \left(\frac{2\langle \varepsilon \rangle}{m_e} \right)^{1/2}, \quad \langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{5} E_F = \left(\frac{3\rho}{8\pi m_a} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2m_e} \frac{3}{5}, \\ v &= \sqrt{\frac{2}{m_e} \left(\frac{3\rho}{8\pi m_a} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2m_e} \frac{3}{5}} = \frac{h}{m_e} \sqrt{0,6} \left(\frac{3\rho}{8\pi m_a} \right)^{1/3}. \end{aligned}$$

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e \frac{h}{m_e} \sqrt{0,6} \left(\frac{3\rho}{8\pi m_e} \right)^{1/3}} = \frac{1}{\sqrt{0,6}} \left(\frac{8\pi \times 0,184}{3 \times 19,1 \times 10^3 \times 6 \times 10^{23}} \right)^{1/3} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{0,6} 10^9} \left(\frac{8\pi \times 0,184}{18 \times 1,91} \right)^{1/3} = \frac{0,51 \times 10^{-9}}{\sqrt{0,6}} = 6,6 \times 10^{-10} \text{ м.}$$

Если энергию электронов считать равной энергии Ферми, то в знаменателе нужно пренебречь величиной $\sqrt{0,6}$. Тогда $\lambda_e = 5,1 \times 10^{-8}$ см.

$$A = eEL = eE3\lambda_e; \quad E = \frac{A}{e3\lambda_e} = \frac{4,52}{3 \times 5,1 \times 10^{-8}} = 2,95 \times 10^7 \text{ В/см.}$$

Задача 3.

Передача энергии при неупругом соударении частиц.

Может ли ион лития, обладающий кинетической энергией 60 эВ, ионизировать атом гелия при столкновении? Потенциал ионизации гелия равен 24,5 В.

Кроме закона сохранения энергии нужно еще учитывать закон сохранения импульса.

$$\frac{m_1 u_o^2}{2} + \frac{m_2 v_o^2}{2} = \frac{m_1 u^2}{2} + \frac{m_2 v^2}{2} + E_n,$$

где E_n – потенциальная энергия возбуждения при неупругом ударе.

$$m_1 \vec{u}_o + m_2 \vec{v}_o = m_1 \vec{u} + m_2 \vec{v}.$$

Если нейтральная частица покоится, то $v_o = 0$.

$$\vec{v} = \frac{m_1 (\vec{u}_o - \vec{u})}{m_2},$$

$$\frac{m_1 u_o^2}{2} = \frac{m_1 u^2}{2} + \frac{m_1^2}{2m_2} (\vec{u}_o - \vec{u})^2 + E_n.$$

Потенциальная энергия E_n зависит от скорости u , которую ион сохранит после столкновения. Наибольшее значение E_n можно определить из условия $dE_n/du=0$.

$$-m_1 u + \frac{m_1^2}{m_2} (u_o - u) = 0, \quad -m_2 u + m_1 u_o - m_1 u = 0,$$

$$u = \frac{m_1}{m_1 + m_2} u_o, \quad E_{n.\max} = E_o \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

$$m_1 = 7m_p, \quad m_2 = 4m_p, \quad E_{n.\max} = 60 \frac{4}{4+7} = 21,8 \text{ эВ}.$$

Ионизации атома гелия не будет.

Задача 4.

Деионизация за счет диффузии и захвата электронов молекулами электроотрицательного газа.

В сосуде между двумя плоскими стенками на расстоянии $d=1$ см находится смесь азота (парциальное давление $p_1=100$ мм рт. ст.) и кислорода ($p_2=0,3$ мм рт. ст.). Температура газа $T=300$ К. Количество свободных электронов, находящихся в термодинамическом равновесии с газом, незначительно. Определить, какой процесс будет играть преимущественную роль в убывании числа электронов – диффузия на стенки или захват электронов молекулами кислорода.

Роль каждого процесса можно оценивать по времени жизни свободного электрона. Так как электронов мало, то их диффузия будет не биполярной, а обычной.

Вычислим коэффициент диффузии:

$$D = \frac{\lambda_e \bar{v}_e}{3} = \frac{\bar{v}_e}{3Q_1 p_1} = \frac{1}{3Q_1 p_1} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} =$$

$$= \frac{1}{3 \times 2800 \times 100} \sqrt{\frac{8 \times 1,38 \times 10^{-23} \times 300}{\pi 9,1 \times 10^{-31}}} = 0,128 \text{ м}^2 / \text{с}.$$

При вычислениях было учтено, что для азота эффективное сечение ионизации $Q_1=2800$.

Время диффузии определяется из выражения

$$t_d = \frac{d^2}{8D}, \text{ где } l = \frac{d}{2}. \quad t_d = \frac{d^2}{8D} = \frac{10^{-4}}{8 \times 1,28 \times 10^{-1}} = 0,98 \times 10^{-4} \text{ с.}$$

Среднее время захвата электрона молекулой электроотрицательного газа (кислорода)

$$t_3 = \frac{1}{w_3 \nu_3},$$

где w_3 – вероятность захвата электрона молекулой кислорода, ν_3 – частота столкновений электронов с кислородом.

$$\nu_3 = Q_2 p_2 \bar{v}_e, \quad w_3 = 2,5 \times 10^{-5}, \quad Q_2 = 3000.$$

$$t_3 = \frac{1}{w_3 Q_2 p_2 \bar{v}_e} = \frac{1}{2,5 \times 10^{-5} \times 3 \times 10^3 \times 0,3 \times 1,07 \times 10^5} = 4,1 \times 10^{-4} \text{ с.}$$

Так как время диффузии меньше времени захвата электрона молекулой кислорода, то убывание числа электронов будет определяться их диффузией.

Задача 5.

Рекомбинация ионов в воздухе.

За счет естественной радиоактивности в воздухе происходит в среднем 10^7 ионизаций за 1 секунду в 1 м^3 . Какова будет равновесная концентрация положительных и отрицательных ионов? Каково среднее время жизни иона?

Образующиеся при ионизации электроны быстро захватываются молекулами кислорода с образованием O_2^- . Эти ионы рекомбинируют с положительными ионами. Скорость ионизации определяется выражением

$$Z_i = \alpha_p n_p^2,$$

где z_i – скорость ионизации, α_p – коэффициент рекомбинации, n_p – концентрация ионов.

При атмосферном давлении $\alpha_p = 1,6 \times 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$.

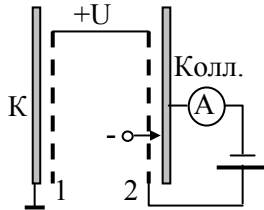
$$n_p = \sqrt{\frac{z_i}{\alpha_p}} = \sqrt{\frac{10^7}{1,6 \times 10^{-12}}} = 2,5 \times 10^9 \text{ м}^{-3}.$$

$$\tau = \frac{n_p}{\left(\frac{dn}{dt}\right)_p} = \frac{n_p}{z_i} = \frac{2,5 \times 10^9}{10^7} = 250 \text{ с}.$$

Задача 6.

Упругие потери энергии электрона в нейтральном газе.

Схема измерений потерь энергии при прохождении электронов через газ представлена на рисунке.



Расстояние между катодом и коллектором 1 см, потенциал сеток $U=18$ В, давление рабочего газа – гелия – $p=1,2$ мм рт. ст.

Какова будет энергия электронов, прошедших через сетку 2?

В данном случае неупругих столкновений быть не может, так как энергия возбуждения гелия составляет 19,8 эВ.

Если число столкновений между сетками 1 и 2 равно N , то у сетки 2 электроны будут иметь энергию

$$E - \Delta E = E - N\alpha E, \text{ то есть } \Delta E = N\alpha E.$$

$$\text{Коэффициент аккомодации } \alpha = \frac{4Mm_e}{(M + m_e)^2} = \frac{2m_e}{M}.$$

Полный путь частицы $N\lambda$, время движения от катода до коллектора $\tau = \frac{N\lambda}{\bar{v}}$.

По закону Эйнштейна $\ell^2 = 2D\tau$, $D = \frac{\lambda\bar{v}}{3}$.

$$\ell^2 = 2 \frac{\lambda\bar{v}}{3} \frac{N\lambda}{\bar{v}} = \frac{2}{3} \lambda^2 N, \quad N = \frac{3}{2} \frac{\ell^2}{\lambda^2} = \frac{3}{2} \ell^2 Q^2 = \frac{3}{2} (\ell Q_0 p)^2 =$$

$$= \frac{3}{2} (10^{-2} \times 1,35 \times 10^3 \times 1,2)^2 = 393. \quad (Q_0=1350).$$

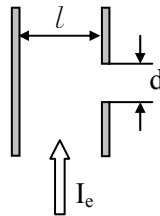
$$\Delta E = N\alpha E = 393 \frac{2 \times 9,1 \times 10^{-31}}{4 \times 1,67 \times 10^{-27}} 18 = 1,9 \text{ эВ.}$$

$$E - \Delta E = 18 - 1,9 = 16,1 \text{ эВ.}$$

Задача 7.

Производительность ионного источника.

Ионы создаются между двумя параллельными пластинами электронным пучком и извлекаются через отверстие в одной из них. Расстояние между пластинами 1,5 см; плотность тока электронов, распространяющихся параллельно пластинам, $j_e=100$ А/см², их энергия 200 эВ; давление рабочего газа – аргона – $1,16 \times 10^{-4}$ мм рт. ст. Определить ток ионов через отверстие диаметром 5 мм при нулевой разности потенциалов между пластинами.



Будем считать, что из отверстия выходит половина образовавшихся ионов.

$$\text{Число образовавшихся ионов в } 1 \text{ м}^3 \text{ за } 1 \text{ с } Q_i \frac{j_e}{e} = Q_0 p \frac{j_e}{e}.$$

$$\text{При } W_e=200 \text{ эВ } Q_0=10^3 \text{ м}^{-1}.$$

$$\text{Ионный ток } i = eQ_o p \frac{j_e}{e} V = Q_o p j_e S \frac{\ell}{2} = Q_o p j_e \pi R^2 \frac{\ell}{2} = \\ = 10^3 \times 1,16 \times 10^{-4} \times 10^2 \times 0,75 \times 10^{-2} \times \pi 2,5^2 \times 10^{-6} = 1,7 \text{ мкА.}$$

Задача 8.

Получение ионов поверхностной ионизацией.

В цилиндрическом диоде вольфрамовый катод имеет диаметр нити 0,05 мм и длину 5 см, его рабочая температура 2500 К. Диод прогрет до температуры 85°C, диаметр анода 5 мм, рабочий газ – насыщенные пары цезия.

Определить величину ионного тока на анод и потенциал анода, необходимый для полного отбора тока.

Давление насыщенных паров цезия, полученных из жидкой фазы, определяется по формуле

$$\lg p = 11,05 - 1,35 \lg T - \frac{4041}{T} = 11,05 - 1,35 \lg 358 - \frac{4041}{358} = -3,7. \\ (T=358 \text{ К}).$$

$$p = 10^{-3,7} = 2 \times 10^{-4} \text{ мм рт. ст.} = 2,66 \times 10^{-2} \text{ Па.}$$

Считаем, что каждый атом цезия, падающий на нить, уходит с нее в виде иона. Тогда ионный ток будет равен

$$i = eN = e n_a v_a S = e \frac{p}{kT} \left(\frac{8kT}{\pi M} \right)^{1/2} \pi D \ell = \frac{e \pi p D \ell}{\sqrt{2 \pi k T M}} = \\ = \frac{1,6 \times 10^{-19} \times 3,14 \times 2,66 \times 10^{-2} \times 5 \times 10^{-5} \times 10^{-2}}{(6,28 \times 1,28 \times 10^{-23} \times 358 \times 133 \times 1,67 \times 10^{-27})^{1/2}} = 4 \times 10^{-4} \text{ А.}$$

Мы воспользовались формулой $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$.

Для цилиндрического диода

$$i = \frac{8\pi\epsilon_o}{9} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U_a^{3/2} \ell}{\beta^2 R}, \quad \beta^2 = f \left(\frac{R}{R_k} \right) = 1,0782.$$

$$U_a = \left[\frac{9i\beta^2 R}{8\pi\epsilon_0 \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \ell} \right]^{2/3} = \left[\frac{9 \times 1,0782 \times 10^{-5}}{2 \times 6,28 \times 8,85 \times 10^{-12} 10^3 1,2} \right]^{2/3} = 81 \text{ В}$$

Задача 9.

Прохождение электронов сквозь слой металла.

Зависимость энергии электрона от глубины проникновения в металл-закон Вуддингтона:

$$E^2(x) = E_0^2 - \alpha x,$$

где E_0 - начальная энергия электрона, α – константа вещества.

Какова толщина медной фольги, которую может прострелить электронный пучок с энергией 50 кэВ?

Для меди $\alpha = 1,21 \times 10^{14} \text{ эВ}^2/\text{м}$.

$$E(x)=0 \quad x = \frac{E_0^2}{\alpha} = \frac{25 \cdot 10^8}{1,21 \cdot 10^{14}} = 2,07 \cdot 10^{-5} = 20,7 \text{ мкм.}$$

Какой будет энергия пучка на глубине 10 мкм?

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{E_0^2 - \alpha x} = \sqrt{25 \cdot 10^8 - 1,21 \cdot 10^{14} \cdot 10^{-5}} = \\ &= \sqrt{(2,5 - 1,21)10^9} = 3,6 \cdot 10^4 \text{ В} = 36 \text{ кВ}. \end{aligned}$$

Скорость уменьшения энергии электрона с расстоянием будет определяться выражением

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\alpha}{2\sqrt{E_0^2 - \alpha x}} = -\frac{\alpha}{2E(x)}.$$

Из выражения следует, что энергия больше всего теряется в конце пробега.

Задача 10.

При какой энергии электронов пучка коэффициент вторичной электронной эмиссии будет максимальным?

Выход электронов будет максимальным при равенстве глубины проникновения пучка длине свободного пробега вторичных электронов.

Для меди длина свободного пробега вторичных электронов составляет $\lambda = 10^{-8}$ м.

$$\lambda = x = \frac{E_0^2}{\alpha},$$

$$E_0 = \sqrt{\alpha\lambda} = \sqrt{1,21 \cdot 10^{14} \cdot 10^{-8}} = 1,1 \cdot 10^3 \text{ В} = 1,1 \text{ кВ}.$$

Для меди потеря энергии на единичный акт взаимодействия с решеткой $\Delta E = 19$ эВ.

Задача 11.

Разрушение пленочного катода.

В тетроде катод из торированного вольфрама работает при температуре 2100 К, расстояние между катодом и сеткой $d_{к.с.} = 2$ мм, а расстояние между сеткой и анодом $d_{к.а.} = 10$ мм. Потенциал сетки равен потенциалу анода и составляет $U = 300$ В, плотность тока эмиссии катода $j_s = 10^3$ А/м², давление остаточного газа в лампе $p = 10^{-6}$ мм рт.ст.

Сравнить скорость разрушения пленки тория за счет теплового испарения атомов и катодного распыления.

Скорость теплового испарения определяется выражением

$$n_{исп.} = \frac{N_1 \theta}{\tau_0} \exp(-E / kT),$$

где E – энергия испарения; N_1 – число частиц на 1 м², образующих мономолекулярный слой; $\theta = \frac{N}{N_1}$ – степень покрытия; τ_0 –

период тепловых колебаний атомов решетки.

Коэффициент катодного распыления

$$\eta = \frac{n_{\text{выб.}}}{n_{\text{пад.}}} = A(E_1 - E_0),$$

где $A = 10^{-3}$ – константа, E_0 – пороговая энергия катодного распыления.

$$n_{\text{выб.}} = n_{\text{пад.}} A(E - E_0).$$

Так как промежуток катод – сетка значительно меньше промежутка сетка-анод, образованием ионов между катодом и сеткой пренебрежем.

$$n_{\text{пад.}} = \frac{Q d_{\text{c.a.}} j_e}{e} = \frac{Q_0 p d_{\text{c.a.}} j_e}{e},$$

где Q – эффективное сечение ионизации.

$$n_{\text{пад.}} = \frac{800 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 5 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1} \text{ м}^{-2},$$

(для воздуха $Q_0 = 800$).

При вычислениях учтем следующие значения величин:

$$N_1 = 7,1 \times 10^{18} \text{ м}^{-2}, \quad \tau_0 = 10^{-14} \text{ с}, \quad E = 8 \text{ эВ}.$$

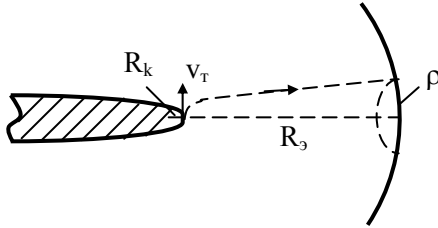
$$\begin{aligned} \frac{n_{\text{исп.}}}{n_{\text{выб.}}} &= \frac{\frac{N_1 \theta}{\tau_0} \exp\left[-\frac{E}{kT}\right]}{n_{\text{пад.}} \theta A(E - E_0)} = \\ &= \frac{7,1 \cdot 10^{18} \exp\left[-\frac{8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2100}\right]}{10^{-14} \cdot 5 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-3} (300 - 50)} = \\ &= \frac{7,1 \cdot 10^3}{5 \cdot 2,5 \cdot 10^{-14}} \exp\left[-\frac{8 \cdot 1,6 \cdot 10}{1,38 \cdot 2,1}\right] = \\ &= \frac{7,1}{12,5} 10^{17} \exp(-44,168) = \\ &= \frac{7,1 \cdot 6,57}{12,5} 10^{17} \cdot 10^{-20} = 3,7 \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Таким образом, катодное распыление происходит значительно интенсивней, чем тепловое испарение.

Задача 12.

Расчет автоэлектронного проектора.

Определить параметры автоэлектронного проектора при радиусе вольфрамового острия 1 мкм и разрешающей способности проектора 50 \AA .



Вследствие тепловой скорости электронов v_T на экране будет наблюдаться размытое пятно.

Радиус острия – R_k , расстояние от иглы до экрана – R_3 , радиус пятна на экране – ρ .

$$\frac{R_k}{R_3} = \frac{\Delta\kappa}{\Delta_3} \quad R_3 = \left(\frac{\Delta\kappa}{\Delta_3}\right)^{-1} \quad R_k = \frac{0,5 \cdot 10^{-3}}{50 \cdot 10^{-10}} 10^{-6} = 0,1 \text{ м} (\Delta_3 = 0,5 \text{ мм}).$$

$$\rho = v_T t, \quad v_T \leq \sqrt{\frac{3kT_k}{m_e}}, \quad t \approx 2R_3 \frac{1}{\sqrt{\frac{2eU}{m_e}}},$$

$$\Delta_3 = \rho = 2R_3 \sqrt{\frac{3kT_k}{m_e}} \sqrt{\frac{m_e}{2eU}} = 2R_3 \sqrt{\frac{3kT_k}{2eU}},$$

$$\Delta_3^2 = 4R_3^2 \frac{3kT_k}{2eU},$$

$$U = \frac{6kT_k R_{\text{э}}^2}{e\Delta_{\text{э}}^2} = \frac{6 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 10^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,25 \cdot 10^{-6}} =$$

$$= \frac{6 \cdot 1,38 \cdot 3}{1,6 \cdot 0,25} 100 = 6,2 \text{ кВ. } (T_K = 300 \text{ K})$$

Плотность тока автоэлектронной эмиссии при абсолютном нуле температуры

$$j = \frac{e^3 E^2}{2\pi h(A + W_f)} \sqrt{\frac{W_f}{A}} \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2m}A^{3/2}}{3heE}\right],$$

где E – напряженность поля у катода.

$$E \equiv \frac{U}{R_K} = \frac{6,2 \times 10^3}{10^{-6}} = 6,2 \times 10^9 \frac{\text{В}}{\text{м}},$$

A -работа выхода, $A = 4,52$ эВ. W_F - уровень Ферми, $W_F = 5,81$ эВ.

$$j = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^3 (6,2 \cdot 10^9)^2}{6,28 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 10,33 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \sqrt{\frac{5,81}{4,52}} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{8 \cdot 3,14 \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} (4,52 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19})^{3/2}}{3 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,2 \cdot 10^9}\right] =$$

$$= 2,58 \cdot 10^{13} \exp(-10,558) = 6,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$$

Рекомендованная литература

1. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. *«Физика плазмы для физиков»*. Москва, Атомиздат, 1979, 317 с.
2. Броудай И., Мерей Дж. *«Физические основы микротехнологии»*. Москва, Мир, 1984, 494 с.
3. Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. *«Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей»*. Москва, Энергоатомиздат, 1986, 263 с.
4. Шимони К. *«Физическая электроника»*. Москва, Энергия, 1977, 607 с.
5. Андронов А.Н., Титов А.И. *«Физические основы электронной и ионной технологии»*. Москва, Советское радио, 1977, 320 с.
6. Кучеренко Е.Т. *«Справочник по физическим основам вакуумной техники»*. Киев, Вища школа, 1981, 263 с.
7. Силады М. *«Электронная и ионная оптика»*. Москва, Мир, 1990, 639 с.
8. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. *«Мощные ионные пучки»*. Москва, Энергоатомиздат, 1984, 152 с.
9. Морозов А.И., Шубин А.П. *Плазменные ускорители*. В сб. *«Итоги науки и техники. Физика плазмы»*. М.: ВИНТИ, 1984, т.5, с. 178-260.
10. Гасанов И.С., Проценко И.М. *Динамика формирования импульсного ионного пучка плазменной линзой*. ЖТФ, 1982, том 52, вып. 9, с. 1783-1786.
11. Габович М.Д., Гасанов И.С., Проценко И.М. *Об условиях существования больших электрических полей в плазменной линзе*. Физика плазмы, 1983, том 9, вып. 6, с. 1249-1253.
12. Гасанов И.С. и др. Авторское свидетельство СССР №1624549, 1990.
13. Gasanov I.S. *“Ion sources of gases and metals for research and technology”*. Turkish Journal of Physics, 1996, vol. 20, № 10, p.1098-1108.

14. Гасанов И.С. *О генерации ионов и микрокапель в эмиттерах на проводящей жидкости*. Письма в ЖТФ, 1999, том 25, вып.17, с. 23-28.
15. Гасанов И.С., Гурбанов И.И. *Капиллярная неустойчивость и генерация нанок капель в острейном источнике ионов*. Прикладная физика, 2005, № 5, с. 46-50.
16. Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д. *Модификация металлических материалов импульсными мощными пучками частиц*. Успехи физических наук, 1999, том 169, №11, с. 1243-1271.
17. «*Технология тонких пленок*». Под. ред. Майселла Л., Глэнга Р., Москва, Энергия, 3 т., 1977.
18. Левитский С.М. «*Сборник задач и расчетов по физической электронике*». Издательство Киевского университета, 1964, 211 с
19. Швилкин Б.Н. «*Газовая электроника и физика плазмы в задачах*». Москва, Наука, 1978, 160 с.

Содержание

| | |
|---|-----|
| Введение..... | 3 |
| §1 Плазменное состояние вещества. Элементарные процессы в плазме..... | 4 |
| §2 Способы получения вакуума. Термоэлектронная и автоэлектронная эмиссия..... | 13 |
| §3 Системы извлечения заряженных частиц. Пушка Пирса. Конструкция и параметры источников... | 22 |
| §4 Элементы корпускулярной оптики. Влияние пространственного заряда пучков. Линзы и их аберрации..... | 31 |
| §5 Плазмооптика. Плазмооптические системы..... | 42 |
| §6 Ускорители заряженных частиц..... | 50 |
| §7 Электронная, ионная и туннельная микроскопия..... | 59 |
| §8 Масс-анализ ионных пучков..... | 67 |
| §9 Взаимодействие ускоренных электронов с веществом..... | 74 |
| §10 Электронно-лучевая обработка материалов..... | 82 |
| §11 Взаимодействие ускоренных ионов с веществом..... | 91 |
| §12 Ионное распыление материалов..... | 100 |
| §13 Применение ионного распыления..... | 108 |
| §14 Изменение электрических свойств твердых тел ионной бомбардировкой..... | 115 |
| §15 Пучковая металлургия..... | 126 |
| §16 Плазменная обработка поверхности материалов. Плазмохимия..... | 135 |
| §17 Получение тонких пленок в вакуумных условиях..... | 145 |
| Приложение 1..... | 154 |
| Приложение 2..... | 160 |
| Рекомендованная литература..... | 172 |



Гасанов Ильхам Солтан оглы –
Ведущий научный сотрудник лаборатории
“Инфракрасная фотоэлектроника и плазменные
явления” Института Физики НАН,
к.ф.м.н., старший научный сотрудник.