

Оглавление

ГЛАВА 2. ХИМИЧЕСКАЯ ПОДГОТОВКА ПОВЕРХНОСТИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО СЛОЯ	1
2.1 Высокотемпературное окисление кремния	1
2.2 Высокотемпературная диффузия	18
2.3 Ионное легирование.....	47

ГЛАВА 2. ХИМИЧЕСКАЯ ПОДГОТОВКА ПОВЕРХНОСТИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО СЛОЯ

2.1 Высокотемпературное окисление кремния

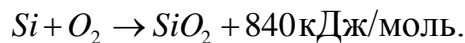
Оксид кремния SiO_2 , полученный методом термического окисления, широко используется в технологии интегральных микросхем для различных целей:

- пассивации поверхности интегральных структур;
- изоляции приборов в схеме;
- маскирования поверхности полупроводника при диффузии и ионном легировании;
- в качестве подзатворного диэлектрика в МДП-приборах и структурах.

Механизм роста окисных пленок и их свойства в ряде случаев имеют определяющее влияние на параметры приборов и схем, вследствие чего необходимо обеспечить их контролируемое и воспроизводимое формирование. Это может быть достигнуто лишь на основе глубокого понимания физико-химических процессов роста оксида и зависимости физических характеристик от технологических условий окисления.

Окисление кремния при комнатной температуре

Оксид кремния образуется уже при комнатной температуре в результате адсорбции кислорода на поверхности кремния, например, сразу после травления полупроводника. Адсорбированный монослой кислорода взаимодействует с кремнием с образованием оксида и выделением значительного количества тепла:



При этом адсорбированные атомы кислорода в силу их высокой электроотрицательности захватывают электроны из кремния и заряжаются отрицательно, а атомы кремния - положительно. После образования монослоя оксида кремния при дальнейшей адсорбции кислорода электроны из подложки кремния туннелируют через образовавшуюся диэлектрическую пленку, в результате чего возникает двойной электрический слой (отрицательно заряженные атомы кислорода на поверхности оксида и положительно заряженные атомы кремния на поверхности кремния). Так как диэлектрик очень тонкий, между ними создается электрическое поле, напряженность которого достигает 10^7 В/см, что достаточно для отрыва атома кремния от решетки. Ионы кремния дрейфуют через оксид к его поверхности, где вступают в реакцию с кислородом, так что образуется очередной слой оксида. Вновь адсорбируется кислород на поверхности оксида, заряжается отрицательно за счет туннелирования электронов из подложки, опять возникает двойной электрический слой и электрическое поле, вырывающее ионы кремния и вытягивающее их через оксид. Этот процесс продолжается до толщин оксида порядка 10 нм.

Величина электрического поля E определяется потенциалом ионизированных атомов кислорода, в оксиде возникает разность потенциалов U , не зависящая от толщины оксида x . Скорость роста оксида имеет экспоненциальную зависимость от напряженности электрического поля для иона кремния, находящегося на расстоянии A от границы $Si - SiO_2$:

$$\frac{dx}{dt} - \exp(aeE / kT) = \exp(aeU / kTx),$$

где e - заряд электрона; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура. Поэтому с увеличением толщины окисла x скорость его роста экспоненциально уменьшается. При этом растет также толщина барьера для туннелирования электронов, уменьшая вероятность протекания этого процесса.

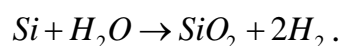
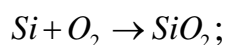
Вследствие этих причин толщина пленки окисла, вырастающего при комнатной температуре (естественный или первоначальный окисел), ограничивается толщиной 5-10 нм. Малая толщина и низкое качество этого окисла не позволяют использовать его в технологии интегральных микросхем.

Высококачественный окисел может быть получен лишь при окислении кремния при высокой температуре от 700 до 1150 °С.

Физический механизм роста окисла при высокой температуре

Особенности процесса термического окисления кремния во многом определяются структурой и свойствами образующейся стеклообразной пленки двуокиси кремния. Окисел обладает открытой пространственно-полимерной структурой с прочными связями $\equiv Si-O-Si \equiv$ и, с одной стороны, имеет высокую проницаемость, с другой стороны, является одним из лучших диэлектриков с очень высоким сопротивлением, вплоть до температур, близких к температуре плавления. Поэтому процесс окисления кремния не может быть аналогичен процессам окисления металлов, где рост окисла предполагается за счет отрыва металлических ионов и их диффузии в растущем окисле.

Рост окисла кремния SiO_2 происходит на границе раздела кремний - окисел в атмосфере сухого кислорода или паров воды согласно реакциям



При этом граница двух фаз $Si - SiO_2$ движется в глубь полупроводника, часть кремния поглощается окислом.

Толщина пленки SiO_2 , равная x , поглощает слой кремния толщиной $0,44 x$. Таким образом, можно считать, что толщина окисла примерно в два раза больше толщины поглощенного им кремния.

Высокотемпературный процесс окисления кремния рассматривается обычно состоящим из двух этапов: диффузии окисляющих частиц через растущий окисел и их химического взаимодействия с кремнием на границе раздела двух фаз $Si - SiO_2$.

Диффундирующими частицами в случае окисления в сухом кислороде считаются либо молекулы кислорода O_2 , либо атомы кислорода.

При окислении в парах воды окисляющими частицами могут быть молекулы воды H_2O , а также ионные пары H_3O^+ и OH^- .

Структура окисла кремния

По современным представлениям структура аморфного окисла кремния - кварцевого стекла - это разупорядоченная трехмерная сетка состоящих из кремния и кислорода тетраэдров, которые соприкасаются только своими вершинами, но не ребрами или гранями (рис.2.1).

Каждый атом кремния в сетке является центром тетраэдра, в вершинах которого расположены четыре атома кислорода. Каждый такой атом кислорода связан с двумя атомами кремния. Среднее расстояние $Si-O$ равно $1,62\text{Å}$, средний размер связи $O-O$, являющейся ребром тетраэдра, равен $2,65\text{Å}$, среднее расстояние $Si-Si$ составляет $3,00\text{Å}$. Угол $Si-O-Si$ равен $143\pm 17^\circ$. Тетраэдры в кварцевом стекле и кристаллическом кварце подобны, но в стекле они образуют неупорядоченную сетку, а в кристаллическом кварце - правильную решетку.

Даже в кварцевом стекле многие тетраэдры группируются в шестиугольные кольца, характерные для кристаллического кварца. Сетка тетраэдров не является совершенно хаотичной: в ней может существовать значительный ближний порядок вплоть до образования областей кристалличности размером от 1 до 10 нм. Поэтому для описания структуры стекол пользуются терминами "решетка кварца", "вакансия", "межузельные атомы".

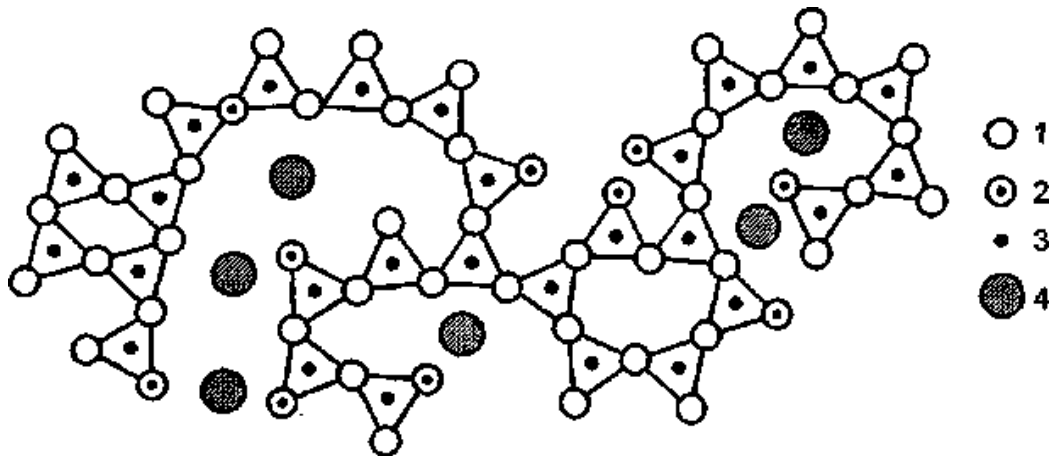


Рис.2.1. Структура двуокиси кремния (двумерная модель): 1 - мостиковый кислород; 2 - немостиковый кислород; 3 - модификатор; 4 - стеклообразователь

Обычно как в стекле, так и в кристаллическом кварце каждый атом кислорода, соединенный с двумя атомами кремния, называется мостиковым. В кварцевом стекле некоторые атомы кислорода соединены только с одним атомом кремния; такие атомы кислорода называются немостиковыми. Атомы кремния не могут передвигаться без разрушения четырех связей с кислородом, тогда как мостиковые кислородные атомы связаны только с двумя атомами кремния. Немостиковые атомы кислорода, связанные только с одним атомом кремния, могут двигаться в решетке свободнее.

Если в кварцевом стекле, кроме кремния и кислорода, содержатся другие элементы, стекло называют несобственным. Примеси делятся на два типа - стеклообразующие элементы и модификаторы.

Стеклообразующие элементы в кварцевом стекле могут заменять кремний при построении решетки. Важными стеклообразующими примесями являются бор, фосфор и алюминий. Их валентность отличается от валентности кремния. Например, бор имеет валентность три и в B_2O_3 окружен только тремя кислородными атомами. Однако в кварце координационное число (число ближайших соседей - атомов кислорода) бора изменяется до четырех, что приводит к возникновению зарядовых дефектов. Фосфор меняет координационное число с пяти до четырех. Так образуется

недостаток (в присутствии бора) или избыток кислорода (в присутствии фосфора) в решетке кварцевого стекла.

Катионы-модификаторы (такие, как натрий, калий, свинец, и др.) в решетке кварцевого стекла играют роль примесей внедрения. В этой группе может оказаться также и алюминий. При введении модификаторов в форме окислов они ионизируются и отдают кислород в решетку. Металлический атом занимает междоузельное положение в решетке, а кислородный атом входит в решетку и образует два немостиковых атома там, где раньше был один мостиковый кислород (см. рис.2.1). Вода может входить в решетку стекла либо в виде гидроксильных групп, либо в виде молекул, либо в том и другом виде одновременно. К возникновению прочно связанной стабильной гидроксильной группы приводит также присоединение атома водорода к немостиковому кислороду.

Присутствие гидроксильных групп в окисле ведет к ослаблению структуры из-за разрушения одной из связей у мостикового кислородного атома с заменой кислорода на однократно связанную гидроксильную группу. Таким образом, мостиковые кислородные атомы превращаются в немостиковые гидроксильные группы.

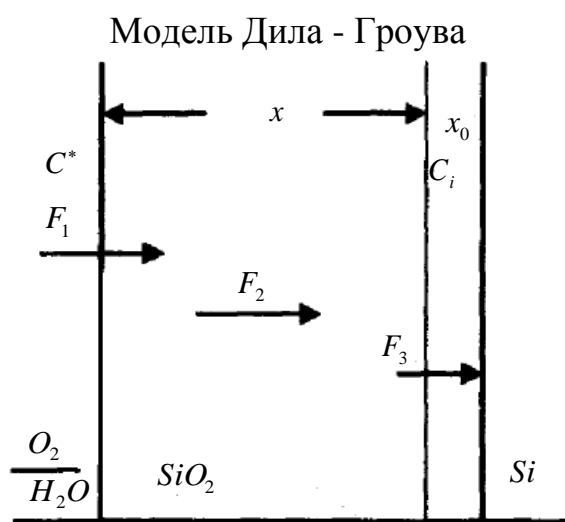


Рис.2.2. Диаграмма высокотемпературного окисления кремния

Первые попытки описания термического окисления кремния основывались на известных моделях роста окисла на металлах, в которых предполагалось, что при высоких температурах процесс окисления является

следствием диффузии заряженных частиц - ионов и электронов - через растущую пленку. При этом скорость химической реакции считалась много большей скорости диффузионного процесса.

Основной моделью роста окисла является модель Дила-Гроува (Д-Г), рассматривающая процесс окисления состоящим из двух этапов - массопереноса окислителя в растущем окисле и протекания химической реакции кремния с окислителем. Модель предполагает три потока (рис.2.2):

1) массоперенос окислителя через внешнюю границу растущего окисла SiO_2 из газовой фазы (поток F_1):

$$F_1 = h(C^* - C_0),$$

где h - коэффициент переноса окисляющих частиц через внешнюю границу окисла; C^* и C_0 - концентрации окисляющих частиц вне окисла и вблизи поверхности внутри окисла в любой момент времени окисления t (C_0 принимается обычно равной предельной растворимости окислителя в SiO_2);

2) диффузию окисляющих частиц через окисел к границе раздела SiO_2 - Si (поток F_2):

$$F_2 = D \frac{C_0 - C_i}{x}$$

где D - коэффициент диффузии окисляющих частиц; C_i - концентрация окислителя на границе SiO_2 - Si ;

3) химическую реакцию взаимодействия окислителя с кремнием (поток F_3):

$$F_3 = kC_i,$$

где k - скорость реакции.

В условиях установившегося равновесия (поток $F = F_1 = F_2 = F_3$) решается дифференциальное уравнение для скорости окисления:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{F}{N} = \frac{kC^* / N}{1 + \frac{k}{h} + \frac{kx}{D}}, \quad (2.1)$$

где N - число частиц окислителя, необходимое для создания единицы объема окисла.

Если ввести обозначения

$$A = 2D\left(\frac{1}{k} + \frac{1}{h}\right), \quad B = \frac{2DC^*}{N}$$

то уравнение (2.1) примет вид:

$$dx/dt = B/(A + 2x). \quad (2.2)$$

Кремний легко окисляется при комнатной температуре, так что его поверхность всегда покрыта слоем окисла толщиной от 2 до 8 нм. Кроме того, термическое окисление может проводиться многократно. Для исследуемого процесса следует иметь в виду, что при $t = 0$ на поверхности кремния уже мог быть слой окисла толщиной x_0 . Поэтому интегрирование уравнения (2.2) ведется в пределах $x_0 - x$, и решение его имеет вид:

$$x^2 + Ax = B(t + t_0), \quad (2.3)$$

где t_0 - время, соответствующее начальной толщине окисла x_0 .

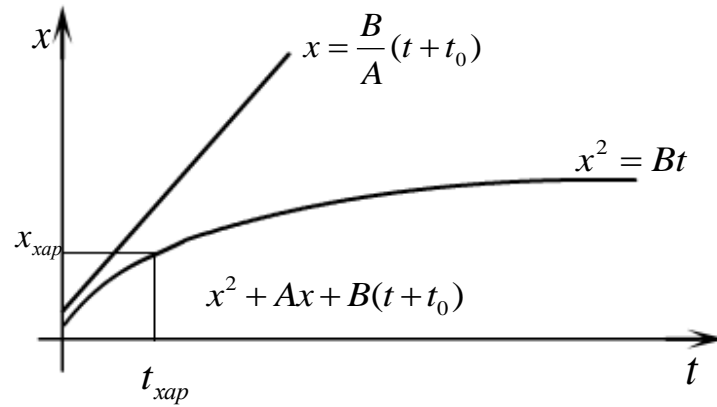


Рис.2.3. Зависимость толщины окисла кремния от времени окисления при высокой температуре

Зависимость толщины окисла от времени окисления при высокой (от 700 до 1200 °С) температуре изображена на рис.2.3. При малых временах окисления $t \ll A^2 / 4B$ рост окисла описывается линейным законом

$$x = \frac{B}{A}(t + t_0) = k_l t, \quad (2.4)$$

при больших временах окисления $t \gg A^2 / 4B$ - параболическим

$$x^2 = Bt \equiv k_p t, \quad (2.5)$$

где k_l и k_p - константы линейного и параболического роста соответственно. Имеется некоторое характерное время t_{xap} , при превышении которого линейный закон роста окисла переходит в параболический (см. рис.2.3).

Уравнение (2.3) можно записать также в виде

$$x^2 / B + (A / B)x = t \quad (2.6)$$

(если $t_0 \ll t$, то t_0 можно не учитывать).

Поделив все части уравнения (2.6) на x и проведя небольшие преобразования, получим:

$$x = B(t/x - A/B). \quad (2.7)$$

Уравнение (2.7) есть уравнение прямой в координатах $[x, t/x]$, которая отсекает на оси абсцисс отрезок, численно равный обратной величине линейной константы $A/B \equiv k_l$, и имеет угол наклона, тангенс которого равен параболической константе роста окисла $B \equiv k_p$.

Модель Дила-Гроува описывает достаточно точно экспериментальные результаты в широком диапазоне температур и толщин окисла, за исключением начального участка роста окисного слоя (особенно в сухом кислороде) толщиной примерно до 30 нм.

Кинетика роста окисла кремния

Анализ многочисленных экспериментов позволил установить общие закономерности окисления кремния, определить зависимость параболической и линейной констант k_p и k_l , а также скорости роста окисла dx/dt от условий окисления, выделить основные факторы, оказывающие определяющее влияние на эти величины. К таким факторам относятся:

- температура окисления;
- давление окислителя в окружающей среде;
- состав окружающей среды (наличие примесей в окисляющей среде);
- ориентация окисляемой поверхности кремния;
- уровень легирования и тип примеси в подложке;
- образование внутренних напряжений в окисле и кремнии;
- возникновение зарядов в окисле.

Влияние температуры окисления

В модели Д-Г параболическая константа роста k_p определяет процесс диффузионного массопереноса окислителя через растущую пленку и имеет размерность коэффициента диффузии $[cm^2/s]$. Этот процесс подчиняется

статистике Больцмана и, следовательно, температурная зависимость k_p описывается уравнением Аррениуса с единой энергией активации:

$$k_p = k_{p0} \exp(-E_p / kT),$$

где k_{p0} константа; E_p - энергия активации переноса через окисел; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура (рис.2.4).

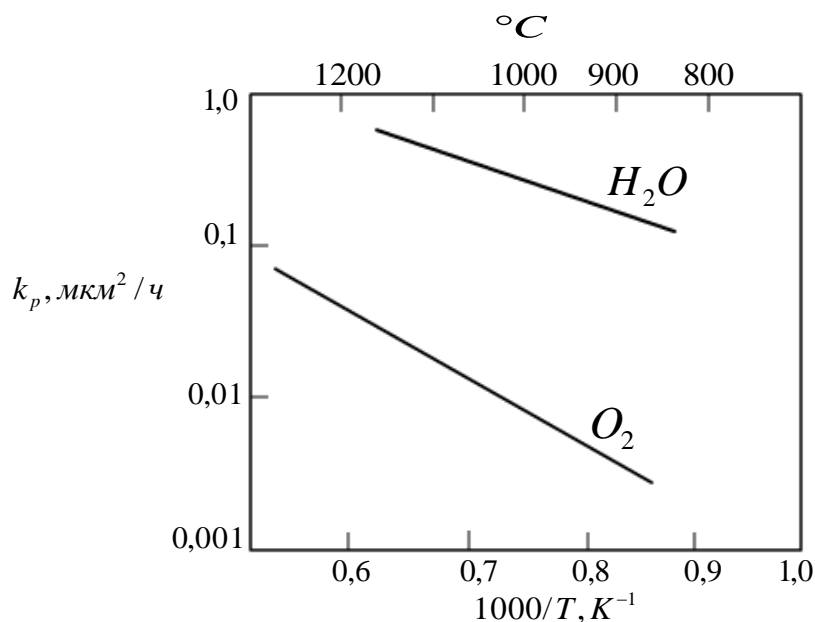


Рис.2.4. Зависимость параболической константы k_p закона Дила - Гроува от температуры при окислении кремния в пироженном паре и сухом кислороде.

Величины энергии E_p для окисления в сухом кислороде и парах воды определены равными соответственно $1,93 \cdot 10^{-19}$ и $114 \cdot 10^{-19}$ Дж (или 1,24 и 0,71 эВ). Эти значения сравнимы с величинами энергий активации для коэффициентов диффузии кислорода и воды в кварцевом стекле (равными соответственно $1,87 \cdot 10^{-19}$ и $1,28 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Линейная константа k_l , определяющая протекание химической реакции окисления, также подчиняется зависимости Аррениуса. Энергия активации этого процесса E_l для сухого кислорода и паров воды определена равной

соответственно $3,2 \cdot 10^{-19}$ и $3,15 \cdot 10^{-19}$ Дж. Эти величины сравнимы с энергией разрыва связи кремний - кремний, равной $2,93 \cdot 10^{-19}$ Дж (или 2,0 эВ) (рис.2.5).

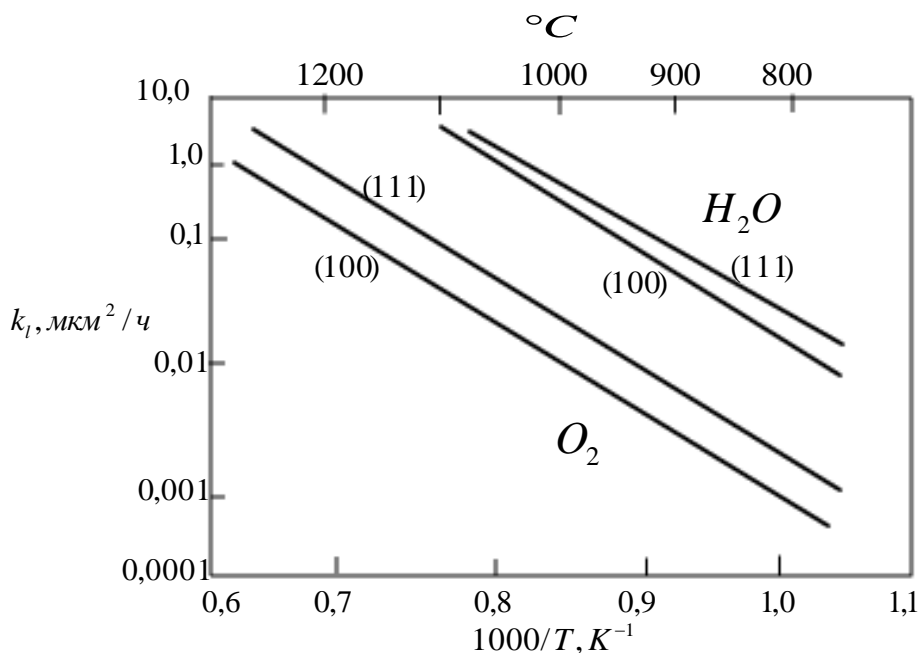


Рис.2.5. Зависимость линейной константы k_l от температуры при окислении кремния (111) и (100) в пирогенном паре и сухом кислороде

Влияние парциального давления окислителя

Константа k_p в модели Д-Г линейно зависит от парциального давления окислителя, вследствие чего может быть использован закон Генри:

$$C = HP_s,$$

где C - концентрация окислителя; H - постоянная Генри; P_s - парциальное давление окислителя. Экспериментально показано, что в диапазоне температур 850 - 1000 °С при давлениях порядка 10^4 - 10^6 Па закон Генри соблюдается. Это свидетельствует о том, что диссоциация молекул окислителя на границе газ - SiO_2 отсутствует, следовательно, через окисел идет диффузия и сухого кислорода, и воды в молекулярной форме.

Для линейной константы зависимость от давления окислителя оказалась также линейной, только в узком диапазоне высоких температур (1000 - 1200 °С) и давлений $(0,1 - 1,0) \cdot 10^5$ Па окислителя. Более точная зависимость может быть описана соотношением $k_l \sim P^n$. Для окисления в сухом O_2 , по данным различных экспериментов, показатель n меняется от 0,59 до 0,70 при температурах до 900 °С и от 0,8 до 1,0 при более высоких температурах. Кроме того, n зависит от ориентации подложки, что может быть связано с промежуточным этапом реакции O_2 с Si , хемосорбцией кислорода, а также участием в реакции, помимо молекулярного, и атомарного кислорода.

При окислении в парах воды или влажном кислороде ($H_2O + O_2$) во всем диапазоне температур и давлений порядка 105 Па $n = 1/2$.

Влияние ориентации подложки

Ориентация поверхности кремния во всем температурном интервале, используемом в технологии получения окисных пленок, не оказывает влияния на величину параболической константы k_p , поскольку константа определяется диффузионным процессом движения частиц через окисел.

Что же касается линейной константы k_l , то ее зависимость от ориентации подложки весьма существенна, особенно при низких температурах: $k_l(111) > k_l(110) > k_l(100)$ при окислении в любой среде.

Ориентационная зависимость k_l определяется различием энергий активации окисления на поверхностях с разной кристаллографической ориентацией, связанной с различным количеством и направлениями связей на поверхности Si , т.е. числом реакционноспособных мест (рис.2.6).

Доступность связи для кислорода определяется углом связи с плоскостью поверхности подложки. Наибольший угол (90°) имеют поверхностные атомы на плоскости (111), что, видимо, и способствует большей скорости взаимодействия этой плоскости с окислителем, так как имеется возможность заполнения практически всех свободных связей.

Ориентационная зависимость скорости окисления проявляется лишь при низких температурах окисления, когда скорость роста SiO_2 лимитируется протеканием химической реакции, т.е. основную роль играет линейный закон роста окисла.

Эта зависимость показана на рис.2.7 Рис для сухого кислорода при температуре 1073.

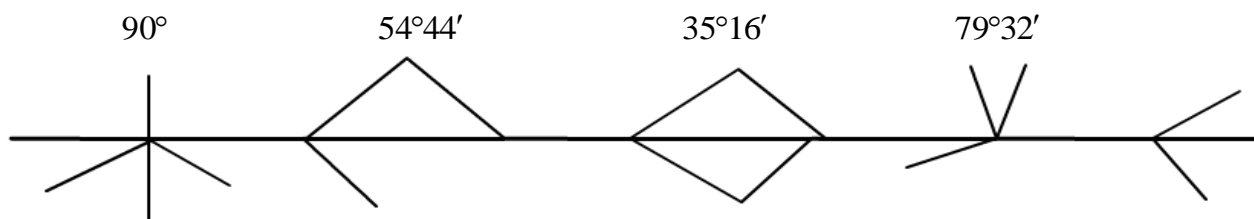


Рис. 2.6. Направление связей поверхностных атомов кремния с различной кристаллографической ориентацией

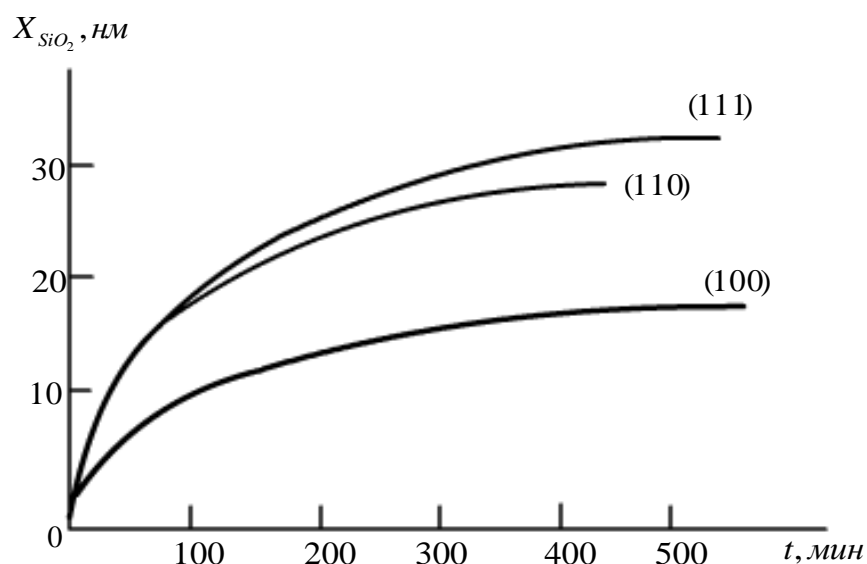


Рис. 2.7. Зависимость толщины окисла от времени окисления кремния с различной кристаллографической ориентацией

Влияние типа и концентрации примеси в подложке

Во время роста окисла на легированном кремнии происходит сегрегация примеси на границе раздела $Si - SiO_2$. В зависимости от величины коэффициента сегрегации, определяемого как отношение равновесных концентраций примеси при данной температуре в кремнии и окисле

$$m = C_{Si} / C_{SiO_2},$$

примесь будет либо оттесняться в кремний ($m > 1$), либо накапливаться в окисле ($m < 1$). Известно, что для бора $m \approx 0,3$, а для доноров (фосфора и

мышьяка) $m \approx 10$. Если концентрация примеси в кремнии мала ($C_{Si} \leq 10^{-19} \text{ см}^{-3}$), в растущем окисле она также невелика. При высокой концентрации примеси в кремнии ($C_{Si} \geq 10^{-19} \text{ см}^{-3}$) в окисел встраивается значительное количество примесных атомов, разрыхляя его структуру и облегчая диффузию окислителя. Вследствие этого может несколько увеличиваться параболическая константа роста окисла, практически заметным ее рост становится лишь при больших концентрациях бора в кремнии. Сегрегация бора окислом увеличивается при окислении во влажной атмосфере за счет быстрого роста окисла, особенно при невысоких температурах (меньше 1000 °C) из-за малого коэффициента диффузии примеси в кремнии, когда она не успевает уйти в объем полупроводника из сильнолегированного поверхностного слоя.

Влияние бора на величину линейной константы скорости роста окисла незначительно. Поэтому скорость окисления кремния, легированного бором, от концентрации примеси зависит слабо. Иначе проявляется влияние концентрации донорных примесей, особенно фосфора, на скорость окисления кремния. При низкой ($\ll 10^{-19} \text{ см}^{-3}$) концентрации фосфора в кремнии как параболическая, так и линейная константы скорости роста не зависят от концентрации примеси. Высокая концентрация фосфора на параболическую константу также влияет очень слабо, поскольку при окислении фосфор слабо перераспределяется в окисел, интенсивно оттесняясь в кремний.

Что же касается линейной константы роста, то она сильно зависит от концентрации фосфора, особенно при низких температурах, когда окисление лимитируется скоростью химической реакции на границе раздела $Si - SiO_2$ (рис.2.8).

Наблюдаемые явления объясняются моделью, которая предполагает, что при оттеснении фосфора в кремний во время окисления растет концентрация вакансий вблизи границы раздела $Si - SiO_2$, что облегчает протекание химической реакции окисления.

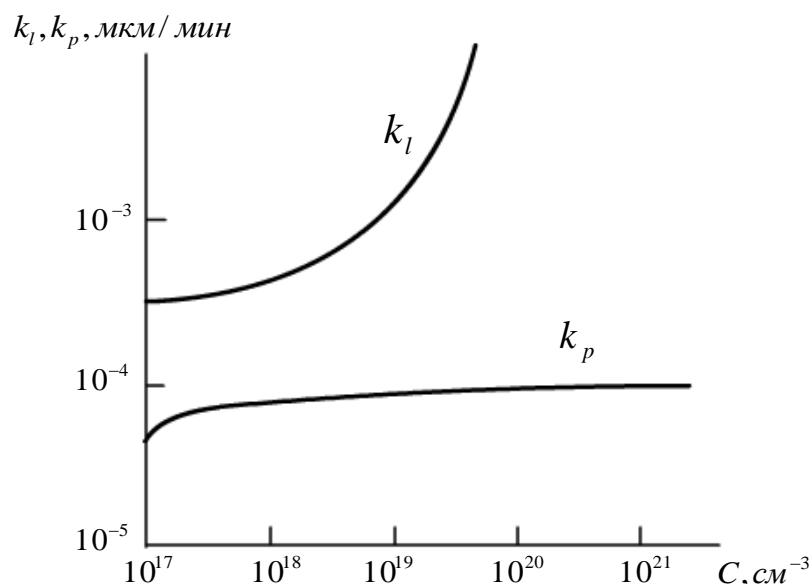


Рис.2.8. Зависимость параболической и линейной констант скорости окисления в сухом кислороде от концентрации примеси (фосфор) в подложке ($T = 1173 \text{ K}$)

Однако для мышьяка, имеющего примерно такой же, как и фосфор, коэффициент сегрегации, приведенная модель оказалась несостоятельной. Эксперименты показали, что при окислении диффузия мышьяка замедляется. Предполагается, что в этом случае, помимо вакансий, могут генерироваться междоузельные атомы кремния, рекомбинирующие с вакансиями и тем самым уменьшающие концентрацию последних.

Оборудование для окисления кремния

Установка для окисления представляет собой систему, в которой используется сухой или влажный кислород. Во втором случае кислород сначала пропускают через водяную баню, а затем направляют в печь для окисления пластин (рис.2.9). Содержание влаги в потоке газа определяется температурой водяной бани и скоростью потока. Так как окисление в водяных парах происходит гораздо быстрее, чем в сухом кислороде, содержание влаги в потоке газа-носителя (кислорода) является наиболее важным фактором, обуславливающим скорость окисления при заданных значениях времени и температуры.

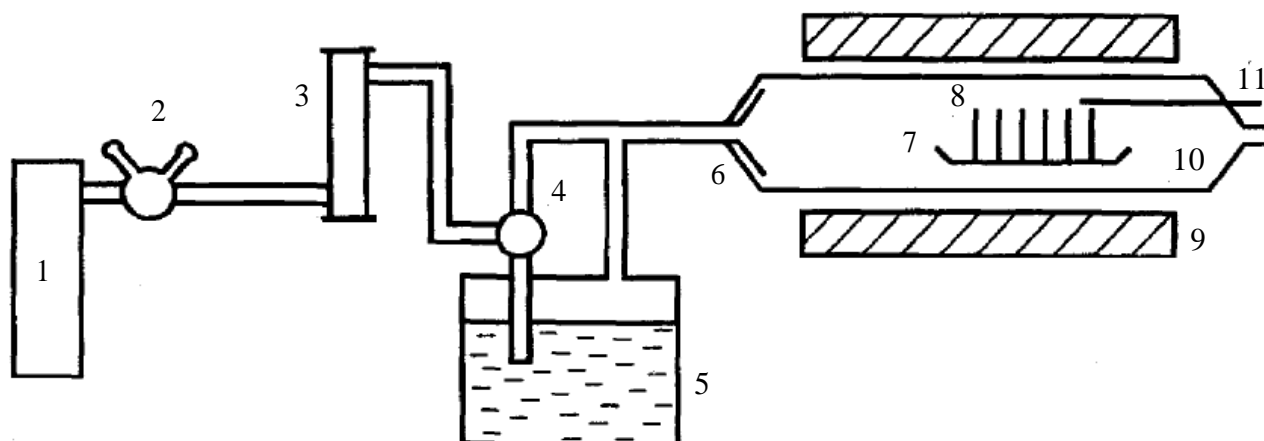


Рис.2.9. Схема установки для термического окисления кремния во влажном кислороде: 1 - баллон с кислородом; 2 - редуктор; 3 - ротаметр; 4 - двухходовый кран; 5 - барбатер или водяная баня; 6 - кварцевый шлиф; 7 - кварцевая лодочка; 8- пластины кремния; 9- трубчатая печь; 10- кварцевый реактор; 11-термопара

Основное отличие окисления во влажном кислороде от окисления в сухом кислороде или парах воды, заключается в том, что концентрацию окислителя можно легко изменять от величины, соответствующей 100% содержания кислорода, до величины, соответствующей 100% содержания паров воды.

Слои SiO_2 , выращенные не только в парах воды, но и во влажном кислороде, и содержащие воду, обладают худшими электрическими и защитными свойствами, чем слои, выращенные в сухом кислороде. Поэтому на практике в большинстве случаев используются комбинированные режимы окисления - чередование этапов выращивания окисла в сухом и влажном кислороде. Этап окисления во влажном кислороде обеспечивает высокую скорость роста пленки, что очень важно, так как сокращается время высокотемпературной операции, а этап окисления в сухом кислороде обеспечивает удаление воды из слоя SiO_2 . Кроме того, во время этого этапа происходит дополнительный рост слоя окисла и, главное, уплотнение выращенного на первом этапе слоя, а также заращивание имеющихся в нем пустот и других дефектов.

Диффузионная установка "СДОМ-3/100 М"



2.2 Высокотемпературная диффузия

Для создания в полупроводнике слоев с различным типом проводимости и $p-n$ -переходов в настоящее время используются два метода введения примеси: термическая диффузия и ионная имплантация (ионное легирование). С уменьшением размеров элементов ИМС и толщин легируемых слоев второй метод стал преимущественным. Однако и

диффузионный процесс не теряет своего значения, тем более, что при отжиге полупроводника после ионного легирования распределение примеси подчиняется общим законам диффузии.

Диффузия - это обусловленный хаотическим тепловым движением перенос атомов, он может стать направленным под действием градиента концентрации или температуры. Диффундировать могут как собственные атомы решетки (самодиффузия или гомодиффузия), так и атомы других химических элементов, растворенных в полупроводнике (примесная или гетеродиффузия), а также точечные дефекты структуры кристалла - междоузельные атомы и вакансии.

Основные характеристики диффузионных слоев:

- поверхностное сопротивление, или поверхностная концентрация примеси;
- глубина залегания $p-n$ -перехода или легированного слоя;
- распределение примеси в легированном слое.

До настоящего времени нет достаточно полной общей теории, позволяющей сделать точный расчет этих характеристик. Существующие теории описывают реальные процессы либо для частных случаев и определенных условий проведения процесса, либо для создания диффузионных слоев при относительно низких концентрациях и достаточно больших глубинах введения примеси. Причиной этого является многообразие процессов, протекающих в твердом теле при диффузии, таких как взаимодействие атомов различных примесей друг с другом и с атомами полупроводника, механические напряжения и деформации в решетке кристалла, влияние окружающей среды и других условий проведения процесса.

Механизмы диффузии примесей

Основными механизмами перемещения атомов по кристаллу могут быть (рис.2.1): прямой обмен атомов местами - а; кольцевой обмен - б; перемещение по междоузлиям - в; эстафетная диффузия - г; перемещение по вакансиям - д; диссоциативное перемещение - е; миграция по протяженным дефектам (дислокациям, дефектам упаковки, границам зерен).

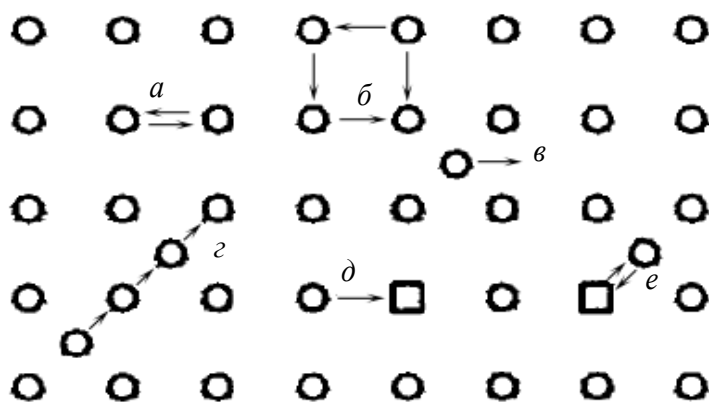


Рис.2.1. Схема возможных механизмов диффузии атомов в кристаллах

В любом процессе диффузии, как правило, имеют место все перечисленные механизмы движения атомов. При гетеродиффузии, по крайней мере, один из атомов является примесным. Однако вероятность протекания этих процессов в кристалле различна. Прямой обмен атомов требует очень большого искажения решетки в этом месте и связанной с ним концентрации энергии в малой области. Поэтому данный процесс оказывается маловероятным, как и кольцевой обмен.

Для диффузии примеси в полупроводнике наиболее существенны перемещения по междоузлиям и вакансиям. Обычно в кристалле полупроводника присутствуют два типа примесей - примеси внедрения и примеси замещения. В первом случае механизм диффузии сводится к последовательному переходу примесного атома из одного междоузлия в другое; во втором - атом перемещается по вакансиям.

Разновидностью движения по междоузлиям является эстафетный механизм, когда атом, находящийся в междоузлии, выталкивает атом из узла решетки. В случае передачи последнему значительной энергии он может в свою очередь вытолкнуть из узла следующий атом.

Вакансии в кристалле являются термодинамически равновесными точечными дефектами, возникающими вследствие тепловых колебаний атомов в узлах кристаллической решетки. В результате флуктуации энергии в кристалле всегда найдется некоторое число атомов, энергия которых превышает среднюю. Такие атомы могут покинуть свой узел и перейти в междоузлие. При этом образуются два точечных дефекта: междоузельный атом и вакансия в узле, покинутом этим атомом (совокупность вакансии - междоузельный атом названа дефектом по Френкелю). На поверхности

кристалла часть атомов также может обладать повышенной кинетической энергией, в этом случае происходит "испарение" атомов - переход в адсорбированное (дислоцированное) на поверхности состояние. Часть этих атомов может снова внедряться в решетку. Поскольку процессы "испарения" и обратного внедрения независимы, количество дефектов - вакансий в кристалле на месте "испаренных" атомов и атомов, адсорбированных на поверхности, может быть различно, поэтому в кристалле может образоваться дополнительное количество вакансий. Поверхностный атом может полностью испариться и уйти из кристалла. В любом случае при испарении образуется единичный дефект - вакансия. Освободившиеся на поверхности места могут занять атомы из следующих по глубине слоев кристалла, в результате вакансии с поверхности продвигаются в глубь твердого тела (дефекты по Шоттки).

Механизм диффузии по вакансиям с образованием твердого раствора замещения - гетеродиффузия - аналогичен самодиффузии, иначе говоря, процесс гетеродиффузии всегда сопровождается процессом самодиффузии. Энергия связи для чужеродного атома в решетке всегда меньше, чем для основных атомов, поэтому гетеродиффузия преобладает над самодиффузией. Образование вакансий около чужеродных атомов, таким образом, облегчается, вследствие чего диффузия часто происходит в виде движения комплекса чужеродный атом - вакансия.

При комнатной температуре равновесная концентрация вакансий в кремнии составляет $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$. Однако с повышением температуры до 1000°C она возрастает до $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При отклонении от равновесия концентрация вакансий увеличивается еще больше.

Примеси, создающие в полупроводнике тот или иной тип проводимости, являются примесями замещения. Основные донорные примеси в кремнии - элементы V группы таблицы Менделеева: фосфор, мышьяк, сурьма. Акцепторные примеси - элементы III группы: бор, алюминий, галлий, индий.

Большинство элементов, относящиеся к другим группам таблицы Менделеева (I, II, VI, VIII), образуют в кремнии растворы внедрения, т.е. диффундируют по междоузлиям. Поскольку им приходится преодолевать меньшие потенциальные барьеры, диффузия этих примесей осуществляется с большей скоростью.

Диффузия по вакансиям. Коэффициент диффузии

Скорость движения атомов в кристалле можно определить как $v = \delta / \tau$, где δ - ближайшее расстояние между двумя положениями равновесия (двумя узлами или междоузлиями); τ - время нахождения частицы в одном из положений равновесия,

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E / kT), \quad (2.1)$$

τ_0 - постоянная, равная по порядку величины периоду собственных колебаний атомов в узлах кристаллической решетки, $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-13}$ с; k - постоянная Больцмана; T - температура.

Для того чтобы атом мог перейти на место вакансии, он должен преодолеть некоторый потенциальный барьер. Вероятность такого перехода пропорциональна $\exp(-U/kT)$, где U - высота барьера. Кроме того, необходимо, чтобы вблизи атома оказалась вакансия. Таким образом, вероятность перехода атома из одного узла решетки в другой по вакансионному механизму должна определяться произведением вероятности преодоления потенциального барьера на вероятность обнаружения вакансии рядом с атомом. Последняя пропорциональна $\exp(W/kT)$, где W - энергия образования вакансии.

Величина $\Delta E = U + W$ называется энергией активации процесса диффузии. Распределение атомов по энергии в кристалле подчиняется статистике Максвелла - Больцмана. Большинство атомов обладает средней энергией, несколько меньшей энергии связи атома. Однако у части атомов энергия может превышать энергию связи, вследствие чего такой атом может покинуть свой узел и перейти в междоузлие или вакансию.

По аналогии с кинетической теорией газов можно ввести коэффициент диффузии в кристалле:

$$D = \frac{1}{b} v \delta$$

или с учетом (2.1):

$$D = \frac{\delta^2}{6\tau_0} \left(-\frac{\Delta E}{kT} \right), \quad (2.2)$$

тогда

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) (\text{см}^2 / \text{с}). \quad (2.3)$$

Величина $\delta^2 / 6\tau_0 = D_0$ - коэффициент диффузии при бесконечно большой температуре.

Коэффициент диффузии характеризует скорость, с которой система возвращается в положение равновесия. Температурная зависимость коэффициентов диффузии основных примесей в кремнии показана на рис.2.2.

Используя уравнение (2.3), можно рассчитать коэффициенты диффузии основных примесей в кремнии. Однако величины D_0 и ΔE зависят от свойств кристалла, в который проводится диффузия, и самих примесей, а также от условий проведения процесса. Вследствие этого коэффициенты диффузии могут быть рассчитаны только для конкретных процессов.

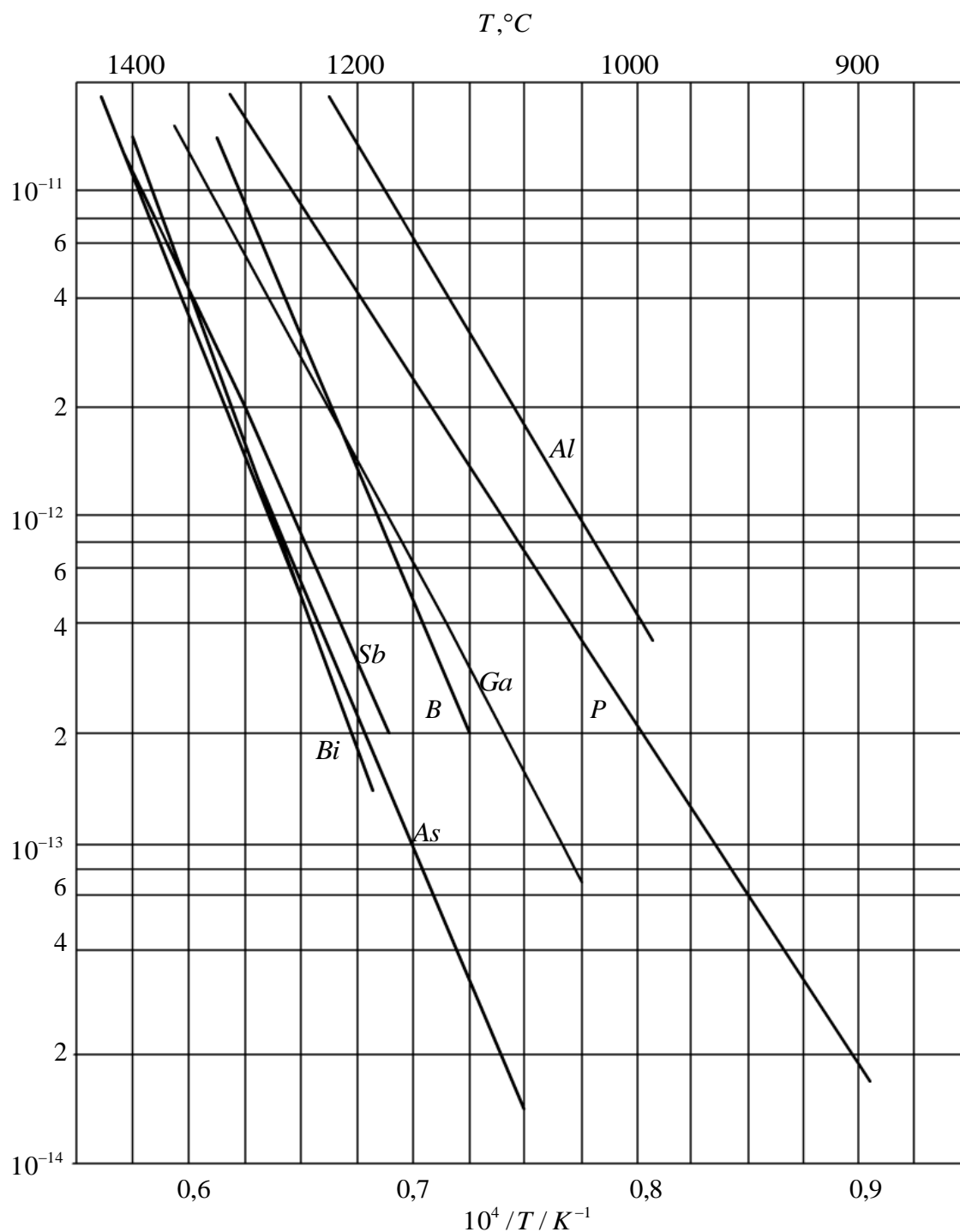


Рис.3.2. Температурная зависимость коэффициентов диффузии основных примесей в кремнии

Распределение примесей при диффузии

Если примесь вводится в приповерхностную область кристалла, то создается градиент концентрации и возникает направленный поток частиц, стремящийся выровнять их концентрацию. Этот процесс описывается первым уравнением Фика:

$$j = -D\nabla N ,$$

где j - плотность потока атомов; D - коэффициент диффузии; ∇ - оператор диффузии; N - концентрация атомов. Знак "минус" означает, что поток направлен в сторону уменьшения концентрации.

Поскольку концентрация примеси у поверхности максимальна, градиент концентрации будет направлен перпендикулярно поверхности. Если ось x направить параллельно градиенту концентрации, то для одномерного случая поток примеси будет пропорционален градиенту концентрации:

$$j = -D \frac{\partial N}{\partial x} .$$

Из этого выражения можно получить следующее уравнение:

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{d^2 N}{dx^2} .$$

Это уравнение называется вторым уравнением Фика. Оно связывает распределение примеси во времени с распределением по координате.

Вследствие симметрии кристаллической решетки кремния диффузию примесей в нем можно рассматривать как изотропный процесс, а коэффициент диффузии считать скалярной величиной, не зависящей от концентрации и направления ($\partial D / \partial x = 0$).

Во всех точках кристалла концентрация примеси имеет конечное значение и может быть определена при решении уравнения (2.4) с соответствующими граничными условиями. Поскольку глубина диффузии невелика по сравнению с толщиной пластины полупроводника, последнюю можно считать полубесконечным телом, ограниченным плоскостью $x = 0$.

Процесс диффузии обычно проводится в два этапа. На первом этапе легирования в тонкий приповерхностный слой полупроводника вводится необходимое количество примеси, обеспечивающее на втором этапе заданное

сопротивление и толщину легированного слоя. Двухэтапная диффузия позволяет лучше управлять процессом и обеспечивать нужное для практики распределение примеси. Кроме того, проведение первого этапа диффузии при более низкой температуре, чем второго, облегчает условия маскирования окислом поверхности полупроводника.

Двум этапам диффузионного процесса соответствуют два решения уравнения Фика при различных граничных условиях:

- на первом этапе рассматривается диффузия с постоянной поверхностной концентрацией или диффузия из бесконечного источника примеси;
- на втором этапе - диффузия из ограниченного источника примеси.

В первом случае примесь поступает непрерывно через поверхность кристалла ($x = 0$) из внешнего источника ("загонка" примеси), во втором - количество примеси ограничено, поверхность кристалла для примеси непроницаема и по мере движения примеси в глубь кристалла источник обедняется ("разгонка" примеси).

Диффузия из бесконечного источника

Целью первого этапа диффузии является введение в полупроводник точно контролируемого количества примеси, которое будет служить ограниченным источником на втором этапе процесса. При этом поверхностная концентрация примеси на границе $x = 0$ все время остается постоянной и равной N_0 . Граничные условия для решения второго уравнения Фика могут быть записаны в виде

$$\left. \begin{aligned} N(x,t) &= 0 & \left. \begin{aligned} x > 0 \\ t = 0 \end{aligned} \right\} \\ N(x,t) &= N_0 & \left. \begin{aligned} x > 0 \\ t \geq 0 \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

Это означает, что в начале процесса примесь в объеме кристалла отсутствует, однако на поверхности ее концентрация в любой момент времени равна N_0 . В процессе диффузии примесь к поверхности кристалла поступает из внешнего источника непрерывно и поток ее все время одинаков. Поэтому процесс и получил название диффузии из бесконечного или неограниченного источника.

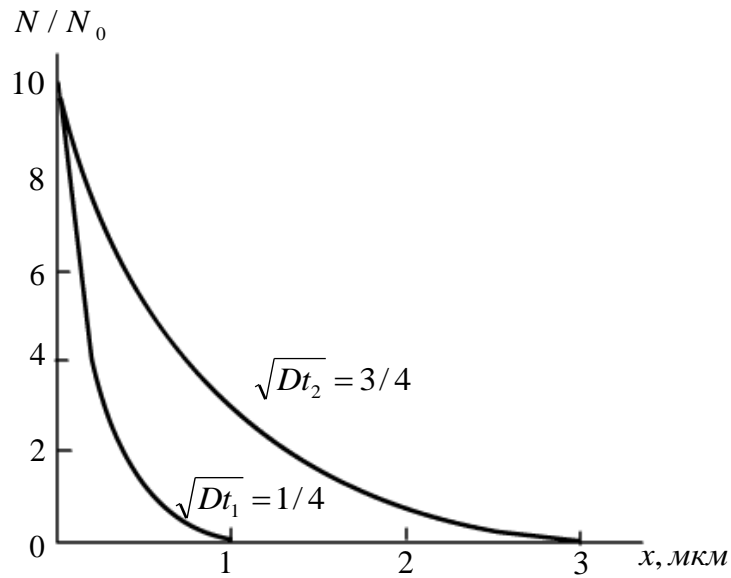


Рис.2.3. Распределение примеси при диффузии из бесконечного источника

Решением уравнения Фика будет выражение

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}. \quad (2.6)$$

Функция $\operatorname{erfc} y$ - дополняющая к функции ошибок $\operatorname{erf} y$ – равна

$$\operatorname{erfc} y = 1 - \operatorname{erf} y = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-z^2} dz.$$

Уравнение (2.6) хорошо выполняется при диффузии примеси из газовой или паровой фазы. Распределение примеси для двух времен $t_1 < t_2$ показано на рис.2.2.

Величина постоянной поверхностной концентрации N_0 определяется скоростью потока примеси, поступающей к поверхности кристалла,

$$J = -D \frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{DN}{\sqrt{xDt}} \exp\left(-\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)^2 \Big|_{x=0} = N_0 \sqrt{\frac{D}{\pi \cdot t}}.$$

Тогда за время t в твердое тело поступит количество примеси, определяемое выражением

$$Q = \int_0^1 J(t) dt = 2N \sqrt{\frac{Dt}{\pi}} \quad (2.7)$$

Это выражение хорошо выполняется в том случае, когда глубина проникновения примеси достаточно велика - превышает несколько микрометров, а концентрация примеси сравнительно невелика - не более 10^{19} см^{-3} . Максимальное значение величины N_0 равно предельной растворимости примеси в кремнии при данной температуре. Предельная растворимость определяется фазовой диаграммой состояния для кремния и соответствующей примеси.

Величины предельных растворимостей основных легирующих примесей в кремнии приведены в табл.2.1.

Таблица 2.1

Предельная растворимость примесей в кремнии

Элемент	Максимальная растворимость, атом/см ³	Температура максимальной растворимости, °С
Алюминий	10^{19} - 10^{20}	1150
Бор	$5 \cdot 10^{20}$	1200

Галлий	$4 \cdot 10^{19}$	1250
Золото	10^{17}	1300
Индий	Более 10^{19}	1300
Кислород	10^{18}	1400
Литий	$7 \cdot 10^{19}$	1200
Медь	$3 \cdot 10^{18}$	1300
Мышьяк	$2 \cdot 10^{21}$	1150
Сурьма	$6 \cdot 10^{19}$	1300
Фосфор	$1,3 \cdot 10^{21}$	1150
Цинк	10^{17}	1300

Диффузия из ограниченного источника

Целью второго этапа диффузии является получение заданного распределения примеси. Высоколегированный поверхностный слой полупроводника, образованный на первом этапе диффузии, служит источником примеси, количество Q которой определено уравнением (2.7). Поверхность $x = 0$ считается абсолютно непроницаемой, т.е. поток примеси через эту поверхность в любое время отсутствует, поэтому граничное условие может быть записано в виде

$$\left. \frac{\partial N(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad (2.8)$$

Вся примесь считается сосредоточенной в тонком поверхностном слое толщиной h , а распределение примеси в этом слое равномерно. Полное количество примеси в предельном случае определяется величиной поверхностной концентрации N_0 и толщиной легированного слоя h . Площадь, ограниченная прямоугольником, должна быть равна площади кривой, описываемой уравнением (2.6) при данных N_0 , x и t . Полное количество введенной примеси, таким образом, равно

$$Q = N_0 h.$$

При диффузии в глубь кристалла поверхностная концентрация примеси будет все время уменьшаться. Начальные условия для решения второго уравнения Фика могут быть записаны в этом случае следующим образом:

$$N(x, t)|_{t=0} = \begin{cases} N_0, 0 \leq x \leq h; \\ 0, x > h. \end{cases} \quad (2.9)$$

Решение уравнения Фика имеет вид

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi D t}} \exp \left[- \left(\frac{x}{2\sqrt{D t}} \right)^2 \right] \quad (2.10)$$

и является распределением Гаусса по x .

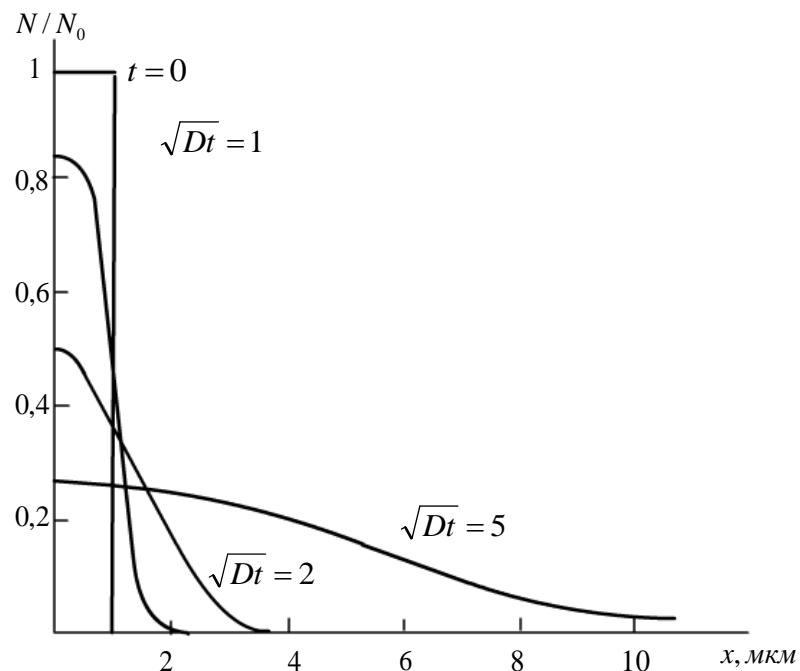


Рис.2.4. Распределение примеси при диффузии из ограниченного источника

Поверхностная концентрация примеси в момент времени t определяется выражением

$$N_s(t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} < N_0. \quad (2.11)$$

Распределение примеси для различных значений времени разгонки показано на рис.2.4.

В реальных условиях для слоев достаточной толщины (несколько микрометров) распределение примеси хорошо описывается функцией Гаусса (2.10). Однако для слоев малой толщины такого совпадения не наблюдается из-за того, что поверхность не может быть абсолютно непроницаемой для примеси. Практически непроницаемость поверхности обеспечивается созданием на поверхности кремния слоя окисла. Однако на границе кремний - окисел имеет место перераспределение примесей, причем часть примесей (например, бор) вытягивается в окисел. Это необходимо учитывать при определении количества вводимой примеси.

Первый этап диффузии

Диффузия проводится в высокотемпературных диффузионных печах с резистивным нагревом. Контроль температуры осуществляется с помощью термопары. Температура поддерживается автоматически с точностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Рабочей камерой являются трубы из высокочистого плавленого кварца.

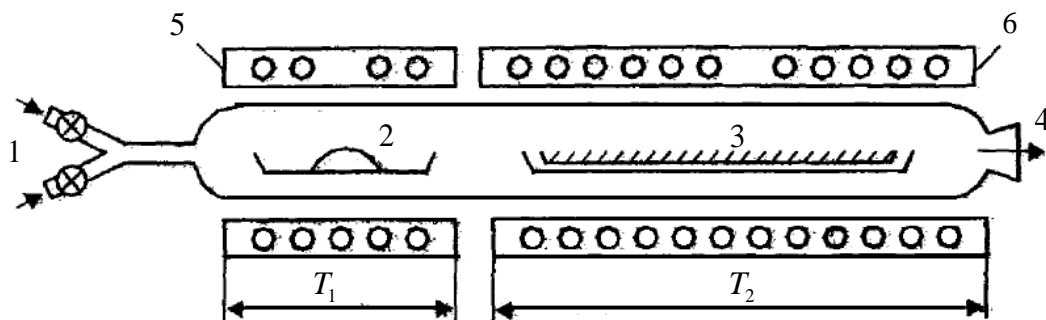


Рис.2.5. Схема двухзонной диффузионной печи: 1 - вход газов-носителей; 2 - источник примеси; 3 - лодочка с пластинами кремния; 4 - выход из трубы; 5 - нагреватель зоны источника примеси; 6 - нагреватель рабочей зоны

Для проведения диффузии пластины кремния помещают в специальную кварцевую "лодочку", где их ставят вертикально на определенном расстоянии друг от друга. В диффузионную камеру-трубу диаметром 200 - 280 мм вдвигают лодочку таким образом, чтобы она помещалась в зоне печи, имеющей строго постоянную температуру. Допускается отклонение от заданной температуры не более $\pm 0,5$ °С на длине 40 - 60 см. В зависимости от типа используемого источника примеси (твердый, жидкий или газообразный) печь может быть с одной или двумя зонами постоянной температуры. Двухзонная печь требуется при использовании твердых источников примеси. В этом случае в одной температурной зоне помещаются пластины полупроводника, в другой -испаряемый источник примеси. Схема двухзонной диффузионной установки представлена на рис.2.5. Конструкция установки должна обеспечивать плавный монотонный переход температуры от первой зоны ко второй, иначе может произойти осаждение примеси между зонами. Контейнер с твердым диффузантом помещается в первой зоне трубы, во второй зоне находятся пластины. Газ-носитель (чаще всего азот, иногда аргон) подается через трубу, пары диффузанта подхватываются потоком газа и переносятся к пластинам. Обычно в газовую смесь добавляют небольшое количество кислорода. Выход из трубы закрывается кварцевой негерметичной крышкой.

Твердыми источниками примеси служат окислы элементов: P_2O_5 , B_2O_3 , As_2O_3 , Sb_2O_3 и т.д. Температура испарения источников различна, значит, и температурные режимы в первой зоне трубы отличаются друг от друга: для P_2O_5 рабочий диапазон температур 215 - 300 °С; для As_2O_3 - 150 - 210 °С; для Sb_2O_3 - около 950 °С; а для B_2O_3 испарение начинается при температуре 770 -

800 °С, максимальная температура нагрева 1200 °С. Причем при использовании твердых источников бора необходимо применять специальные тигли, так как при испарении окись бора сильно разбрызгивается и может загрязнять трубу.

Основная трудность при использовании двухзонных печей - получение малых концентраций примеси; основной недостаток - большой разброс по величине поверхностной концентрации, если она сильно отличается от величины предельной растворимости.

При использовании жидких и газообразных источников примеси требуется только одна высокотемпературная зона - зона диффузии, что является преимуществом применения жидких и газообразных источников примеси по сравнению с твердыми источниками. Схема установки с жидким источником диффузии представлена на рис.2.6. Газ-носитель подается в трубу со скоростью 1,5-2 л/ч. Другой его поток пропускается через жидкий источник, захватывая при этом пары диффузанта. Регулируя скорость этого второго потока, можно изменять поверхностную концентрацию примеси в полупроводнике.

Для повышения воспроизводимости параметров диффузионных слоев (особенно при диффузии бора) применяются новые твердые источники примеси, называемые параллельными. В этом случае источниками примеси являются либо пластины кварца, покрытые тонким слоем окисла примеси (газ-носитель протекает между ними, пары примеси, диффундируя в газе, попадают на кремний), либо твердые соединения примеси в виде тонких пластин (например, нитрид бора). Используется чередование пластин кремния и пластин - источников примеси. Воспроизводимость поверхностного сопротивления с применением параллельных источников достигает $\pm(2 - 3) \%$ при уровне 500 – 600 Ом.

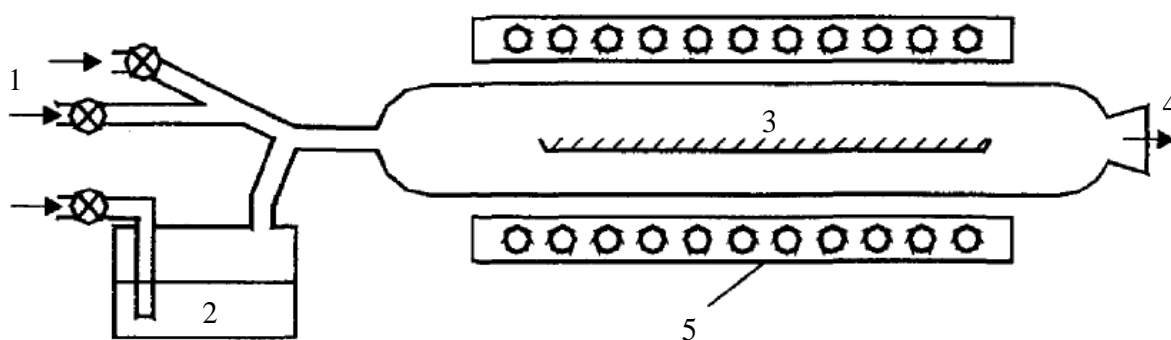


Рис.2.6. Схема однозонной диффузионной печи: 1 - вход газов-носителей; 2 - жидкий источник примеси; 3 - лодочка с пластинами; 4 - выход газов из трубы; 5 нагреватель печи

Источники примесей

Источники примесей могут находиться в трех агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном. Твердые источники, в основном окислы элементов, наименее опасны в работе, однако требуют применения двухзонных печей при проведении диффузии в открытой трубе. Кроме того, они, как правило, являются источниками одноразового применения, т.е. для проведения следующих процессов требуется обновление источника примеси.

Использование жидких источников имеет ряд преимуществ по сравнению с применением твердых источников:

- давление паров диффузанта уже при комнатной температуре достаточно велико и не требуется дополнительного нагрева, что упрощает оборудование, так как процесс ведется в однозонной печи;
- источник примеси можно использовать многократно, в процессе работы он почти не обедняется;
- жидкости не являются гигроскопичными и незначительно загрязняются при соприкосновении с окружающей средой;
- возможно создание на поверхности пластин сравнительно невысоких концентраций примеси с хорошей воспроизводимостью по параметрам диффузионных слоев;
- возможна автоматизация процесса диффузии.

Указанные преимущества характерны и для газообразных источников примеси.

Недостатками жидких и газообразных источников являются их токсичность (особенно газообразных) и взрывоопасность жидкостей (особенно в присутствии воды).

Источники донорной примеси

Донорами в кремнии являются элементы V группы таблицы Менделеева: фосфор, мышьяк, сурьма. Ранее в качестве донорной примеси наиболее часто использовался фосфор. Однако с переходом к субмикронным размерам элементов интегральных микросхем и уменьшением толщин диффузионных слоев все большее место в технологии занимают мышьяк и сурьма. Это связано с тем, что они обладают меньшим, чем у фосфора, коэффициентом диффузии, что позволяет при формировании тонких слоев лучше управлять процессом и получать более воспроизводимые результаты. Фосфор и мышьяк используются при изготовлении эмиттерных областей, а сурьма и мышьяк - для создания скрытых слоев в коллекторе биполярных транзисторов.

Фосфор применяется как чистым (красный фосфор), так и в виде различных соединений (табл.2.2).

Твердым источником фосфора в основном является фосфорный ангидрид P_2O_5 - белый порошок, обладающий повышенной гигроскопичностью, вследствие чего он постоянно хранится в герметичных ампулах, которые вскрываются непосредственно перед загрузкой его в печь. Кроме того, фосфорный ангидрид - прекрасный геттер, он поглощает из воздуха самые различные примеси, которые при диффузии могут переноситься на поверхность пластин и проникать в глубь кристалла.

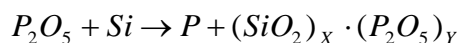
Таблица 2.2

Характеристики источников фосфора для легирования кремния

Источники	Агрегатное состояние при $T=20^\circ\text{C}$	Температура источника во время диффузии, $^\circ\text{C}$	Поверхностное сопротивление R_s	Недостатки источников
-----------	---	---	-----------------------------------	-----------------------

Красный фосфор Р	Твёрдое	200-300	Низкое	Нестабильно давление паров
Фосфорный ангидрид P_2O_5	То же	200-300	Высокое	Гигроскопичен
Хлорокись фосфора $POCl_3$	Жидкое	2-40	Любое	Токсичен
Треххлористый фосфор PCl_3	То же	2-40	То же	Высокотоксичен
Фосфин PH_3	Газообразное	0-30	То же	

При осаждении на поверхность кремния идет выделение элементарного фосфора и образование фосфорносиликатного стекла - ФСС (фосфор замещается кремнием, кремний частично окисляется кислородом из P_2O_5):



или точнее



Жидкими источниками фосфора служат обычно PCl_3 и $POCl_3$. Диффузия проводится в атмосфере азота (или аргона) с добавлением нескольких процентов кислорода. В трубе происходит реакция окисления хлорокиси фосфора:

$2PCl_3 + O_2 \rightarrow 2POCl_3$, а затем до фосфорного ангидрида:



Фосфорный ангидрид осаждается на поверхность пластин и легирует кремний согласно реакции (2.11).

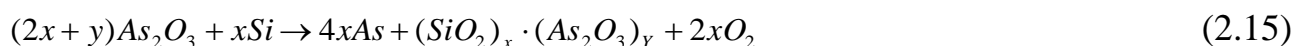
В случае газообразного источника - фосфина - присутствие кислорода также приводит прежде всего к образованию фосфорного ангидрида:



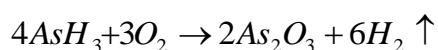
Во избежание эрозии поверхности кремния, возникающей при попадании паров жидких диффузانتов или PH_3 , перед началом диффузии проводится кратковременный нагрев пластин в атмосфере азота с кислородом, при этом поверхность кремния слегка окисляется.

Мышьяк вводится в кремний из источников, находящихся также в трех агрегатных состояниях: твердом - элементарный мышьяк и мышьяковистый ангидрид As_2O_3 , жидком - $AsCl_3$ (используется редко), газообразном - арсин AsH_3 .

При осаждении As_2O_3 на поверхности кремния происходит реакция, аналогичная (2.11), с образованием мышьяковистосиликатного стекла:

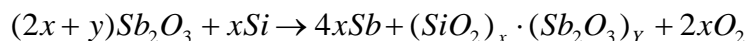


Однако диффузия мышьяка чаще проводится из порошка кремния или германия, насыщенного примесью. В этом случае происходит испарение атомов мышьяка из порошка и их осаждение на поверхности пластин. Пластины во избежание эрозии и образования нерастворимых соединений кремния с мышьяком предварительно подкисляются или процесс проводят в присутствии кислорода. При использовании арсина также необходимо присутствие кислорода для образования на поверхности кремния примесносилкатного стекла согласно реакции, подобной (2.14):



Из-за высокой токсичности мышьяка и его соединений проводят диффузию мышьяка при наличии специальной вытяжной вентиляции, используют также метод диффузии в герметично закрытой трубе (ампуле).

Сурьма диффундирует обычно из твердого сурьмянистого ангидрида $8\text{B}_2\text{O}_3$ согласно реакции, подобной (2.12):



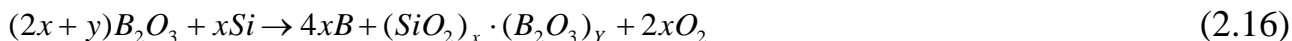
Источники акцепторной примеси

Акцепторами в кремнии являются элементы III группы таблицы Менделеева: бор, галлий, индий, алюминий. В полупроводниковой планарной технологии используется бор (в некоторых случаях галлий). Применение алюминия, галлия, индия в планарной технологии ограничено из-за высокой проницаемости окисла кремния для этих примесей.

Бор является, таким образом, основной акцепторной примесью при изготовлении кремниевых интегральных микросхем. Характеристики различных источников бора приведены в табл.2.3.

Твердыми источниками служат борный ангидрид B_2O_3 и борная кислота H_3BO_3 . Последняя при высоких температурах дегидрируется и переходит сначала в метаборную кислоту HBO_2 , затем - в тетраборную кислоту $\text{H}_2\text{B}_4\text{O}_7$ и, наконец, в борный ангидрид B_2O_3 . При расплавлении эти вещества вскипают, пузырятся, разбрызгиваются, сильно загрязняя систему и превращаясь в дополнительные источники примеси при последующих процессах. Поэтому их помещают в специальные сосуды в виде тигля или цилиндра из кварцевого стекла.

Как и при диффузии донорных примесей, бор выделяется на поверхности кремния с образованием боросиликатного стекла:

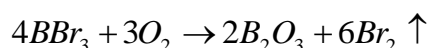


Основные характеристики источников бора

Источники	Агрегатное состояние	Температура источников, °С	Недостатки источников
Окись бора B_2O_3	Твердое	600-1200	Загрязняет систему
Борная кислота H_2BO_3	То же	То же	То же
Трибромид бора BBr_3	Жидкое	10-30	Зависит от геометрии системы
Трихлорид бора BCl_3	То же	Комнатная	То же
Диборан B_2H_6	Газообразное	То же	Имеет высокую токсичность

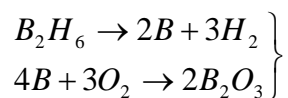
Примечание: используемые источники обеспечивают любые значения поверхностного сопротивления.

В качестве жидкого источника обычно используется трибромид бора BBr_3 , который требует присутствия кислорода в системе. При этом протекает реакция с образованием борного ангидрида:

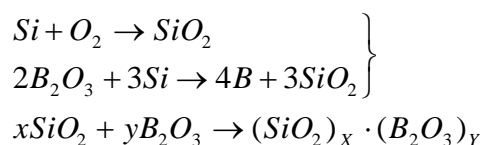


Применяя газовый источник примеси - диборан B_2H_6 , - можно получать слои с поверхностной концентрацией не более 10^{17} см^{-3} (при определенной температуре и содержании диффузанта в атмосфере, а также при достаточно высоком содержании кислорода). Реакции, происходящие при диффузии из диборана, можно описать следующими уравнениями:

в потоке газа



на поверхности кремния



Галлий диффундирует в кремний через слой окисла SiO_2 , создавая под окислом диффузионные слои р-типа. Маской при его диффузии служит нитрид кремния. Источником примеси может быть как окисел Ga_2O_3 , так и жидкие галогениды: $GaCl_3$, $GaBr_3$, GaJ_3 .

Поверхностный источник примеси

Выделение элементарной примеси всегда происходит на поверхности кремния из примесносиликатного стекла, образующегося при осаждении на кремний (реакции (2.12) - (2.17) независимо от агрегатного состояния источника примеси). Образование примесносиликатного стекла, таким образом, необходимо для успешного проведения легирования полупроводника. Образующееся на поверхности кремния примесносиликатное стекло называется поверхностным источником примеси или локальным источником в отличие от внешнего источника -жидкого, твердого, газообразного.

Поверхностный источник представляет собой силикатное стекло, в котором атомы кремния замещены атомами примеси. Молярное соотношение окисла примеси и окисла кремния определяется фазовыми диаграммами состояний соответствующих систем.

Второй этап диффузии

После загонки примеси образовавшееся на поверхности кремния примесносиликатное стекло должно быть удалено, чтобы при последующей температурной обработке не происходило дальнейшего поступления примеси в полупроводник, а также не было химического взаимодействия примеси с кремнием с образованием труднорастворимых соединений. В то же время, если поверхность кремния остается открытой, то при разгонке примесь из легированного слоя будет испаряться в окружающую среду, тем самым не будут выполняться граничные условия (2.8) о непроницаемости поверхности

при $x = 0$. Поэтому процесс разгонки примеси проводится в кислородсодержащей среде (в присутствии азота или аргона). Содержание кислорода может составлять

2-10 %. Вначале для предотвращения испарения примеси проводят кратковременное (5-10 мин) окисление кремния в сухом кислороде, затем содержание кислорода снижают. Разгонку примеси проводят в тех же диффузионных печах, что и загонку.

Перераспределение примеси при диффузии в окисляющей среде

На втором этапе диффузии идут одновременно два конкурирующих процесса - диффузия примеси в глубь кристалла и окисление поверхности кремния, обогащенной примесью. От соотношения скоростей этих двух процессов будут зависеть результирующая поверхностная концентрация примеси, глубина залегания p-n - перехода и вид распределения примеси по глубине диффузионного слоя.

На границе двух фаз кремний - окисел кремния будет происходить перераспределение примеси, на которое влияют следующие параметры:

- коэффициент сегрегации примеси

$$m = \frac{C_{0(Si)}}{C_{0(SiO_2)}}$$

равный отношению равновесных концентраций (растворимостей) примесей при данной температуре в кремнии и окисле кремния;

- отношение коэффициентов диффузии примеси в кремнии и окисле кремния при данной температуре

$$r = \frac{D_{Si}}{D_{SiO_2}}$$

- отношение $C = B / \sqrt{D_{Si}}$, где B - константа параболического роста окисла. Эта величина характеризует способность примеси уйти из той части объема кремния, которая переходит в окисел. Если скорость окисления мала, примесь успеет перераспределиться в полупроводнике из поверхностного слоя в более глубокие слои. Если же скорость роста окисла велика, примесь будет захватываться растущим окислом в соответствии с коэффициентом ее сегрегации.

Если $m > 1$, то примесь при окислении оттесняется в кремний и ее концентрация на границе раздела двух фаз возрастает. Если же $m < 1$, то примесь поглощается окислом и поверхность кремния обедняется ею. Следует учитывать, что при окислении на каждую единицу объема окисла затрачивается 0,44 объема кремния. Поэтому даже при $m = 1$ поверхность кремния будет слегка обедняться примесью.

Меняя окружающую среду и температуру диффузии, можно управлять величиной параболической константы роста окисла B и тем самым управлять перераспределением примеси. На рис.2.7 показано влияние условий окисления кремния на величину поверхностной концентрации примеси при разгонке. С ростом температуры коэффициент диффузии примеси в кремнии увеличивается быстрее, чем константа B , вследствие чего при высоких температурах и малой скорости окисления (сухой кислород) обеднение примесью кремния незначительно. При снижении температуры коэффициент диффузии уменьшается (примерно на порядок величины на каждые 100 °C), что приводит к уходу большего числа атомов примеси в окисел (рис.2.7). Во влажном кислороде скорость окисления велика, поэтому перераспределение примеси в этом случае больше, однако его температурная зависимость незначительна.

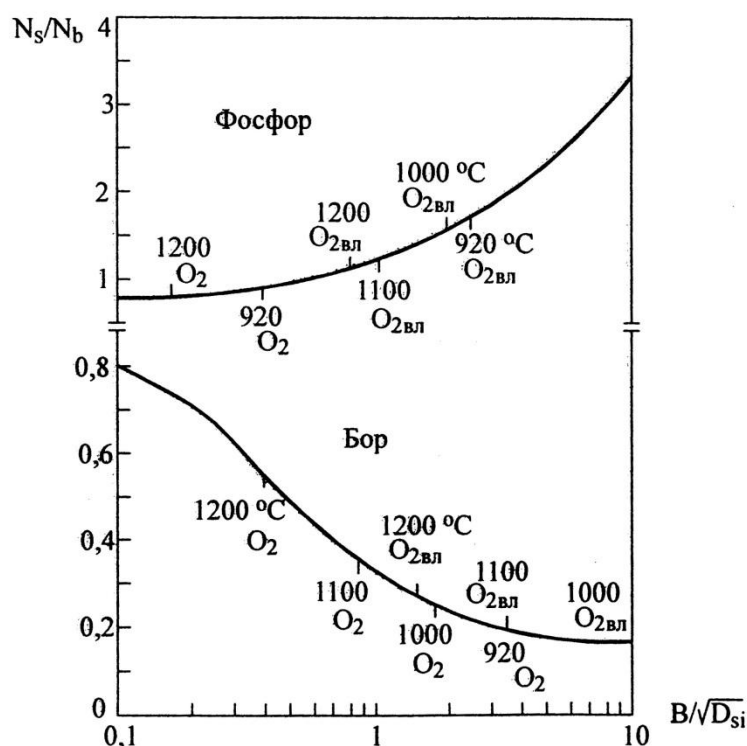


Рис. 2.7 Перераспределение примесей на границе раздела $Si-SiO_2$ при диффузии в зависимости от температуры и характера окисляющей среды.

Контроль параметров диффузионных слоев

К параметрам диффузионного слоя относят глубину залегания p-n - перехода x_j , поверхностное сопротивление слоя R_s (поверхностную концентрацию примеси N_s) и зависимость концентрации примеси от глубины $N(x)$.

Обычно x_j измеряют с помощью сферического шлифа. Для этого вращающимся металлическим шаром диаметром 20 - 150 мм, на поверхность которого нанесена алмазная паста, вышлифовывают лунку на поверхности пластины. Образовавшаяся лунка должна быть глубже уровня залегания p-n - перехода (рис.2.8).

Для четкого выявления р-п - перехода (границ областей) применяют химическое окрашивание. Например, при обработке шлифа в растворе, состоящем из HF (20 вес.ч.) и CuSO₄ (100 вес.ч.), покрывается медью п-область. При обработке в плавиковой кислоте с добавкой 0,1%-ной HNO₃ темнеют р-области.

После окрашивания в поле инструментального микроскопа должны быть четко видны две concentric окружности. Измерив с помощью микроскопа длину хорды внешней окружности, касательную к внутренней окружности, можно рассчитать глубину залегания р-п - перехода:

$$x_j = l^2 / 4d_{\phi} ,$$

где l - длина хорды; d_{ϕ} - диаметр металлического шара.

Погрешность определения x_j в этом случае составляет около 2 %.

Для определения удельной электрической проводимости тонких диффузионных слоев измеряется x_j и поверхностное сопротивление слоя R_s четырехзондовым методом. Для измерения R_s на поверхности кремния по прямой линии располагают четыре зонда на равных расстояниях друг от друга (обычно 1 мм). Через внешние зонды пропускают ток I , внутренние зонды служат для измерения падения напряжения U компенсационным методом. Схема измерения представлена на рис.2.9.

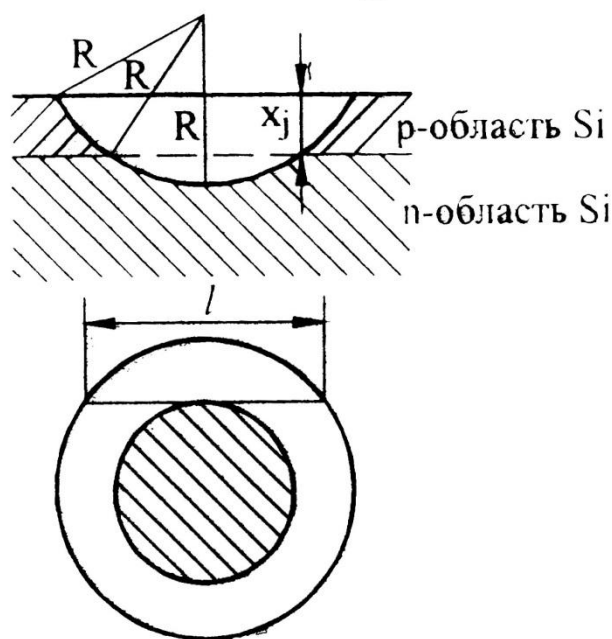


Рис. 2.8 Принцип измерения глубины
залегания р-п перехода

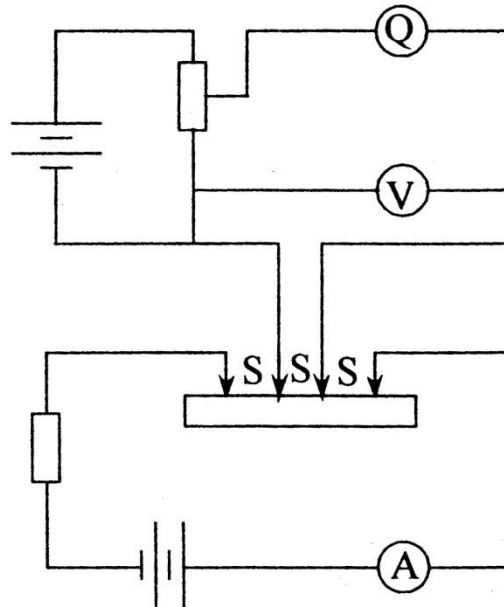


Рис. 2.9 Схема измерения поверхностного
сопротивления диффузионного слоя

Удельное сопротивление слоя, или поверхностное сопротивление (Ом/кв) определяется по формуле

$$R_s = \frac{U}{I} k$$

где k - геометрический коэффициент.

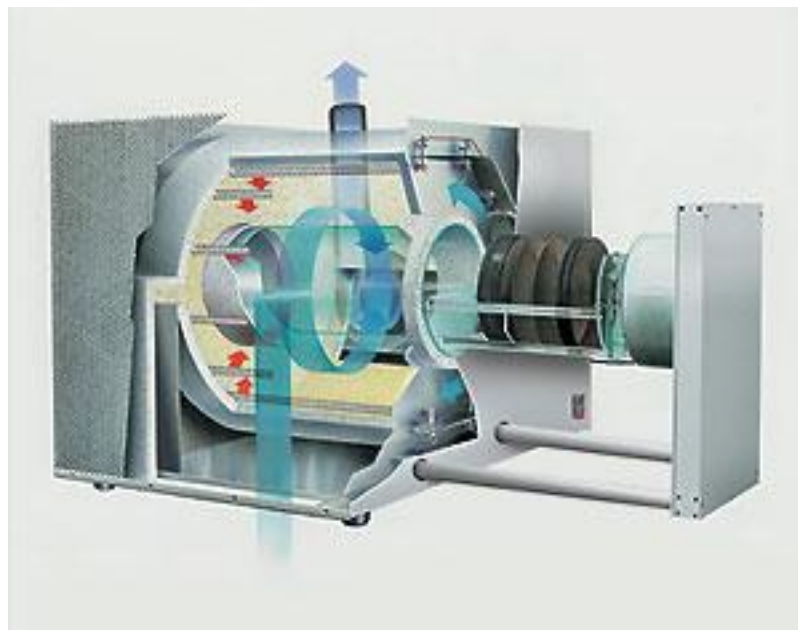
В случае образцов, диаметр которых много больше расстояния между зондами S , коэффициент $k \approx \pi / \ln 2 \approx 4,54$.

Удельное объемное сопротивление (Ом·см) слоя связано с R_s :

$$\rho_v = \frac{1}{\sigma} = R_s x_j, \text{ где } \sigma - \text{удельная проводимость слоя.}$$

С помощью четырехзондового метода можно построить график зависимости распределения концентрации примеси по глубине слоя. С этой целью измерения R_S чередуют со снятием тонких поверхностных слоев кремния (анодное окисление кремния с последующим травлением SiO_2).

Между средней проводимостью слоя и поверхностной концентрацией примеси в слое существует связь, для определения которой необходимо знать закон распределения примеси и исходную концентрацию ее в подложке N_n . Для двух функций распределения (exp и erfc) этот расчет приводится в специальной литературе.



Многофункциональная диффузионная печь серии РЕО

2.3 Ионное легирование

Внедрение ионов (ионная имплантация) в кремниевую подложку для формирования слоев с нужной проводимостью стало в последнее время основным методом легирования полупроводниковых материалов при создании интегральных схем и других элементов.

Характеристики процесса имплантации

Суть процесса ионного внедрения заключается в формировании пучков ионов с одинаковой массой и зарядом, обладающих необходимой заданной энергией, и внедрении их в подложку или мишень в определенном количестве, называемом дозой. Таким образом, основными характеристиками процесса являются энергия и доза пучка ионов.

Нужная энергия E_0 приобретается ионом под действием разности потенциалов U :

$$E_0 = neU$$

где n - кратность ионизации, $n=1, 2, 3$; e - заряд электрона. (Например, $^{31}\text{P}^+$ означает, что внедряется однократно ионизованный (+) ион фосфора с атомной массой 31; BF_2^+ - однократно ионизованная молекула фторида бора.)

Доза ионов определяется либо плотностью тока ионов j в единицу времени t

$$Q = j/t [\text{Кл}/\text{см}^2]$$

либо количеством частиц на единицу площади

$$N_0 = Q/ne = j/tne[\text{ион}/\text{см}^2] \quad (2.19)$$

(1 мкКл/см² для n = 1 соответствует примерно $6,25 \cdot 10^{12}$ ион/см²).

Преимущественное использование ионного легирования перед диффузионным позволяет обеспечить:

- строгое задание количества примеси, определяемого током ионов во время внедрения;
- воспроизводимость и однородность распределения примеси;
- возможность использования в качестве маски при легировании слоев SiO₂ и Si₃N₄;
- внедрение через тонкие слои диэлектриков и резистивных материалов;
- пониженную в сравнении с диффузией температуру.

Вместе с тем процесс ионного внедрения сопровождается рядом явлений, для устранения которых необходимо использование специальных технологических приемов. В результате взаимодействия с ионами в решетку полупроводника вносятся радиационные повреждения, которые при последующих операциях могут искажать профили распределения примеси. Дефекты способствуют также увеличению токов утечки и изменению других характеристик приборов. Устранение дефектов требует постимплантационной высокотемпературной обработки (отжига).

Пробег ионов

При движении в твердом теле быстрый ион в результате столкновений с ядрами и электронами теряет свою энергию и останавливается. Полная длина пути, пройденного ионом, и ее проекция на направление первоначального движения иона называются соответственно пробегом R и проекцией R_p пробега (рис.2.14,а). По всей длине пробега образуются дефектные области (рис.2.14,б).

Вследствие того, что число столкновений и энергия, передаваемая при столкновении, являются переменными величинами, характеризующими случайный процесс, пробег ионов данного типа с одной и той же начальной энергией не будет одинаковым. Другими словами, движущиеся ионы после

торможения останавливаются в точках, разбросанных по всему объему твердого тела, что приводит к распределению

пробегов и их проекций, для описания которых требуются такие характеристики функции распределения, как средний пробег ионов и средне-квадратичное отклонение пробега ионов (или проекций пробегов).

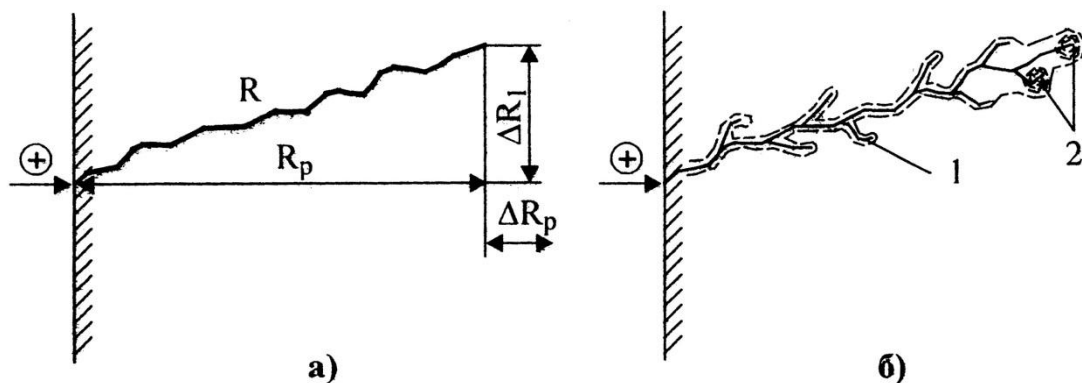


Рис. 2.14 Схема движения внедряемого иона: а – пробег R ,

проекция пробега R_p и рассеяние пробегов ΔR_p и ΔR_1 ;

б – образование дефектных областей в подложке на пути иона.

1 – точечные дефекты, 2 – аморфные области.

Распределение пробегов имеет исключительно важное значение с точки зрения применения ионного внедрения для проектирования и изготовления полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Нужно знать, во-первых, какое распределение пробегов ожидается для пучка заданной энергии, если известны материал подложки и ионы, которые требуется внедрить, и, во-вторых, каким образом можно осуществить модуляцию энергии пучка в процессе внедрения, чтобы получить желаемое распределение пробегов.

Все подложки можно разделить на два типа: аморфные и монокристаллические. Аморфными мишенями служат маски из окислов или других диэлектриков. Монокристаллические подложки – сам кремний и другие полупроводники.

Распределение пробегов в аморфной мишени зависит главным образом от энергии, масс и атомных номеров бомбардирующих ионов и атомов

мишени, плотности и температуры мишени во время ионной бомбардировки, дозы внедренных ионов. Для монокристаллической мишени распределение пробегов, кроме того, сильно зависит от ориентации кристалла относительно ионного пучка, условий на поверхности мишени и ее предыстории.

Теоретический расчет распределения пробегов в мишени того или иного типа является столь сложной задачей, что ни одним теоретическим приближением нельзя пользоваться для всех случаев, представляющих практический интерес, из-за слишком широких пределов изменения наиболее существенных переменных величин. В случае внедрения ионов в аморфные и неориентированные кристаллические мишени обычно используется теория Линдхарда, Шарфа и Шиотта (называемая теорией ЛШШ), которая позволяет рассчитать ряд параметров, характеризующих измеряемые распределения пробегов с точностью, вполне удовлетворительной с точки зрения основных практических применений.

Для расчета зависимости пробега от энергии частицы в случае ионного внедрения рассматриваются два основных вида потерь энергии: в результате взаимодействия с электронами твердого тела (как связанными, так и свободными) и при столкновении с ядрами мишени.

Считается, что эти два вида потерь энергии не зависят друг от друга. Такое допущение позволяет выразить среднюю величину удельных потерь энергии для одной бомбардирующей частицы в виде суммы:

$$-\frac{dE}{dx} = N[S_N(E) + S_E(E)] \quad (2.20)$$

где E - энергия частицы в точке x , расположенной на ее пути; $S_N(E)$ - ядерная тормозная способность; $S_E(E)$ - электронная тормозная способность; N - среднее число атомов в единице объема мишени.

Ядерная тормозная способность $S_N(E)$ - это энергия, теряемая движущимся ионом с энергией E на интервале пути Δx при столкновении с ядрами мишени, плотность которой равна единице.

Электронная тормозная $S_E(E)$ - это энергия, теряемая движущимся ионом с энергией E при столкновении с электронами.

При известных $S_N(E)$ и $S_E(E)$ интегрирование (2.20) дает общее расстояние R , пройденное движущимся ионом с начальной энергией E_0 до его остановки,

$$R = \int_0^R dx = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{[S_E(E) + S_N(E)]}$$

Было показано, что в первом приближении ядерная тормозная способность $S_N(E)$ может не зависеть от энергии движущегося иона и равна

$$S_N^0 = A \frac{Z_1 Z_2}{Z^{1/3}} \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2} [\gamma \hat{A} \cdot \tilde{n} \hat{i}^2],$$

где

$$Z^{1/3} = (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}$$

Здесь Z_1 и Z_2 - атомные номера движущейся частицы и атома мишени соответственно, а M_1 и M_2 - их массы.

В предположении, что все электроны твердого тела образуют свободный электронный газ, электронная тормозная способность пропорциональна скорости v движущегося иона, если только v меньше скорости электрона, соответствующей энергии Ферми E_F свободного электронного газа. Тогда

$$S_E(E) = kE^{1/2}. \quad (2.22)$$

Коэффициент пропорциональности k определяется природой как движущегося иона, так и материала подложки. Однако в приближенных расчетах для аморфной подложки следует считать, что величина k почти не зависит от свойств движущейся частицы. Для аморфного кремния она составляет

$$k \cong 0,2 \cdot 10^{-15} \text{ эВ}^{1,2} \cdot \text{см}^2$$

Если величины S_E и S_N определяются выражениями (2.21) и (2.22), то S_E с увеличением E возрастает, а E_N , меняется мало. Тогда существует некоторая критическая энергия E_K при которой S_N^0 и S_E будут равны:

$$E_K^{1/2} = B \frac{Z_1 Z_2}{Z^{1/3}} \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2}$$

Величина E_K для бомбардирующих ионов бора ($Z_1 = 5$, $M_1 = 10$) составляет около 10 кэВ, в случае ионов фосфора ($Z_1 = 15$, $M_1 = 30$) она равна приблизительно 200 кэВ.

Если начальная энергия бомбардирующего атома значительно меньше E_b , то преобладающим механизмом потерь энергии будет ядерное торможение. В этом случае соотношение (2.20) можно заменить на следующее:

$$\frac{dE}{dx} \cong NS_N$$

Оценка соответствующего пробега для кремниевой мишени ($N = 5 \cdot 10^{22} \text{ н.и.}^{-3}$) дает

$$R = D \frac{Z^{1/3}}{Z_1 Z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1} E_0 [\text{см}], \quad (2.23)$$

где E_0 - начальная энергия, выраженная в электрон-вольтах. Если взять более точные значения S_N^0 , то для

$E_0 \ll E_K$ пробег будет все еще приблизительно пропорционален энергии, однако коэффициент пропорциональности станет гораздо более сложным.

Значения R для легких ионов (бор, углерод и азот) в кремниевой мишени, найденные с помощью (2.23), примерно в два раза выше экспериментальных; однако для более тяжелых бомбардирующих ионов это соотношение позволяет определить значения R в пределах 10 % (германий, мышьяк).

Если начальная энергия движущегося иона гораздо больше E_K , то электронное торможение преобладает над ядерным и соответствующий пробег для кремниевой мишени равен

$$R = CE_0^{1/2} [\tilde{n} \tilde{l}]; C = \frac{1}{Nk}$$

Радиационные нарушения мишени создаются преимущественно в той области энергии бомбардирующих ионов, где $S_N \ll S_E$. При внедрении ионов малых энергий радиационные дефекты образуются вдоль всей траектории частицы, а в случае бомбардировки ионами высокой энергии - только в конце пробега. При ориентации кристалла в произвольном направлении иону трудно избегать близких ядерных столкновений. Соответственно движущийся атом, влетая в решетку, теряет в результате большого числа ядерных столкновений значительную часть своей энергии (выбивая атомы из узлов решетки), так что кристалл предстает в виде почти аморфной мишени. В этом случае для оценки распределений пробегов можно использовать изложенную теорию.

В том случае, когда кристалл ориентирован точно по направлению с низкими кристаллографическими индексами, для движущегося иона ряды

атомов кристалла образуют как бы канал (рис.2.15,а), а траектория иона совпадает с осью канала (рис,2.15,б).

Движение частиц строго по центру канала маловероятно, однако вполне может существовать траектория, осциллирующая около оси канала, из-за последовательных легких соударений иона с рядами атомов, образующих стенки канала.

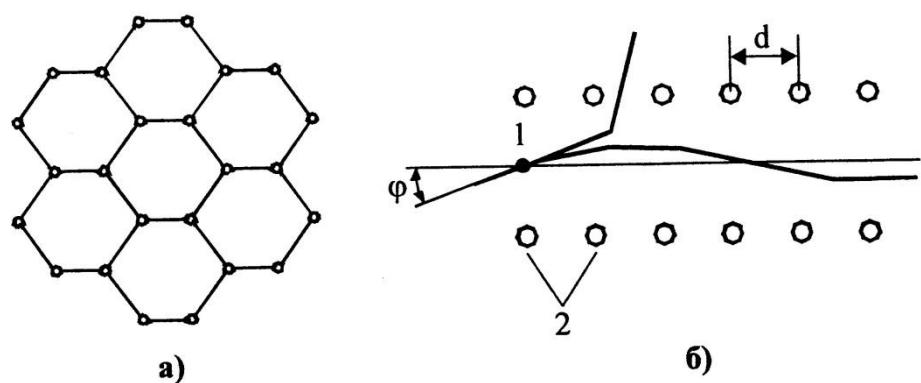


Рис. 2.15 Эффект каналирования: а- расположение атомов в кремнии в плоскости, перпендикулярной направлению [110];
 б – движение внедрённого иона вдоль канала 1, образованного атомами мишени 2.

Максимальный угол φ , при котором исчезает направляющее действие ряда атомов, называется критическим углом каналирования φ_k .

Значения критического угла в зависимости от энергии некоторых бомбардирующих ионов, представляющих практический интерес, приведены в табл.2.5 для трех основных ориентации кремниевой мишени.

Таблица 2.5

Критические углы каналирования в кремнии

Ионы	Энергия, кэВ	$\varphi_k, град$		
		<110>	<111>	<100>

B	30	4,2	3,5	3,3
	50	3,7	3,2	2,9
P	30	5,2	4,3	4,0
	50	4,5	3,8	3,5
As	30	5,9	5,0	4,5
	50	5,2	4,4	4,0

Если падающий пучок ориентирован вдоль кристаллографической оси в пределах угла каналирования, то существенная часть падающих ионов будет направлена по каналам; в противном случае кристаллическая мишень окажется по существу неотличимой от аморфной.

Часть ионов может в результате столкновений выйти из канала - такие ионы принято называть деканализованными.

Каптивированные ионы образуют иногда явно выраженный пик. Качественно теория ЛШШ представляет окончательное распределение ионов в виде суперпозиции двух гауссовых распределений, обладающих двумя максимумами (рис.2.16).

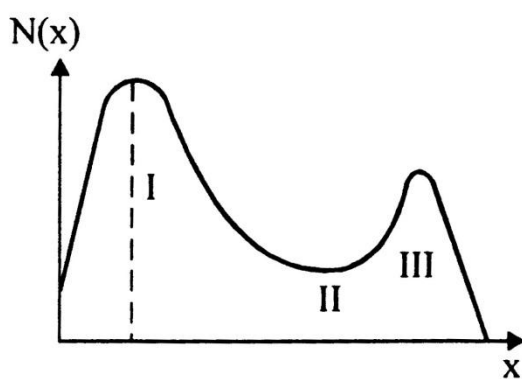


Рис. 2.16 Распределение примеси
при каналировании:

I – основное распределение,

II – деканализованные ионы,

III – каналированные ионы.

Дефекты структуры в полупроводниках при ионном легировании

Процесс ионного легирования в отличие от процесса термической диффузии сопровождается возникновением в материале мишени большого количества разнообразных структурных дефектов, называемых радиационными. Число дефектов может достигать нескольких сотен на один внедренный ион. От наличия дефектов и их концентрации зависят многие свойства полупроводника. Например, электропроводность легированных полупроводниковых слоев определяется концентрацией не только введенной примеси, но и дефектов. Радиационные дефекты приводят к появлению энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводника, которые способствуют росту скорости рекомбинации и снижению концентрации и подвижности свободных носителей заряда.

В настоящее время путем отжига при повышенной температуре удастся восстановить исходную структуру кристалла и почти полностью ионизировать примесные атомы, введенные в полупроводник в процессе ионного легирования. Это обусловлено большой подвижностью первичных точечных радиационных дефектов - междоузельных атомов и вакансий.

Поскольку монокристалл обладает тепловой энергией, в нем имеются дефекты решетки, определяемые условиями теплового равновесия. Если в кристалл внедряются ионы, то возникающие в нем дефекты решетки отличаются от дефектов, возникающих при тепловом равновесии.

Внедряемые ионы, сталкиваясь с атомами мишени, передают им кинетическую энергию. Если передаваемая ионом энергия превышает некоторую пороговую энергию $E_{\text{пор}}$, то атом мишени выбивается из узла решетки и может двигаться через кристалл. Пороговой энергией называется наименьшая энергия, которую надо сообщить колеблющемуся около положения равновесия атому, чтобы он оказался в междоузлии. Обычно пороговая энергия заключена в пределах 15 - 80 эВ (например, 16 эВ для кремния). Смещенный атом мишени может в свою очередь сместить другие атомы. Таким образом, первичный ион вызывает при подходящей энергии каскад атомных столкновений, в результате которого возникают разнообразные дефекты.

Качественно картина образования области радиационных нарушений при движении иона в кристалле показана на рис.2.14,6. Вдоль движущегося

иона образуется сильно разупорядоченная область, которая находится в метастабильном состоянии. Размеры этой разупорядоченной области зависят от массы и энергии иона, массы атомов мишени, ее температуры и структуры кристалла.

Основные типы дефектов, образующихся при ионном легировании полупроводника

При ионном легировании характерными являются дефекты по Френкелю, представляющие собой совокупность выбитого из узла в междоузлии атома полупроводника и образовавшегося пустого узла - вакансии V . Вакансии мигрируют по кристаллу, при этом энергия их миграции в кремнии p -типа равна 0,33 эВ, а в кремнии n -типа - 0,18 эВ. Междоузельные атомы также подвижны: в кремнии p -типа их энергия миграции составляет 0,01 эВ, а в кремнии n -типа - 0,4 эВ.

Вакансии при своем движении по кристаллу могут объединяться в пары - дивакансии или более сложные комплексы - тривакансии, тетравакансии и даже гексавакансии. Эти дефекты устойчивы при комнатной температуре. Вакансии образуют также комплексы с атомами примесей: $V + P$, $V + Sb$, $V + Al$, $V + O$. При этом вакансия занимает узел, соседний с примесным атомом.

В результате объединения простых дефектов, например под действием механических напряжений, возникают линейные и плоскостные дефекты - дислокации, дефекты упаковки. Плотность дислокаций, подсчитанная по фигурам травления в кремнии при дозе ионов $3 \cdot 10^{16}$ ион/см², составляет $3 \cdot 10^5$ см⁻². В процессе отжига линейные дефекты могут изменять свою длину, форму и местоположение в кристалле. Характер возникающих дефектов зависит от массы иона, полной дозы и температуры мишени. Простейшие дефекты, например дефекты по Френкелю, возникают в кремнии при внедрении легких и средних ионов малыми дозами при комнатной температуре. Условно легкими и средними считают ионы, с атомной массой $M < 60$, тяжелыми - с $M > 60$. При внедрении тяжелых ионов малыми дозами при комнатной температуре в кристаллической решетке возникают разупорядоченные области, называемые кластерами. Кластер в кремнии представляет собой отдельную разупорядоченную область, которая состоит из центральной области нарушенной структуры диаметром, равным примерно 50 нм, окруженной областью объемного заряда, создаваемого благодаря захвату основных носителей дефектами центральной области.

При больших дозах ионов разупорядоченные области, т.е. кластеры, перекрываются, концентрация дефектов может превысить предельную. В этом случае происходит аморфизация полупроводника.

Таким образом, при малых дозах внедрения ионов области разупорядочения, прилегающие к отдельным трекам ионов, пространственно отделены друг от друга, при больших дозах внедрения ионов отдельные области разупорядочения перекрываются, образуя в кристалле сплошной аморфный слой.

Распределение дефектов по глубине кристалла, их концентрация зависят от числа и распределения первоначально смещенных атомов. При вычислении числа смещенных атомов обычно учитывают лишь упругие ядерные столкновения, так как они в основном приводят к разупорядочению решетки вблизи траектории иона и ответственны за эффекты радиационного повреждения. Зная энергию, теряемую ионами в ядерных столкновениях, можно оценить среднее число смещенных атомов, их усредненное пространственное распределение.

Число смещенных атомов N_d в твердом теле обычно находят по формуле, выведенной Кинчином и Пизом:

$$N_d(E) = \frac{E}{2E_d} \gg E_d$$

где E - энергия иона; E_d - эффективная пороговая (т.е. наименьшая) энергия смещения атома мишени из узла кристаллической решетки. При этом предполагается, что атомы при соударении ведут себя как твердые шары и все соударения упругие, т.е. на электронное возбуждение энергия не расходуется. Указанная формула выведена для случая равных масс иона и атома мишени, но и для случая неравных масс это выражение удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Имеются теоретические расчеты распределений дефектов (смещенных атомов) по глубине при бомбардировке неориентированных мишеней различными ионами. На рис.2.17 показано распределение концентрации бора N и дефектов N_d по глубине при бомбардировке Si ионами B^+ (расчет методом Монте-Карло). Расчеты, выполненные по этому методу,

показывают, что распределение вакансий соответствует распределению потерь энергии в процессе торможения.

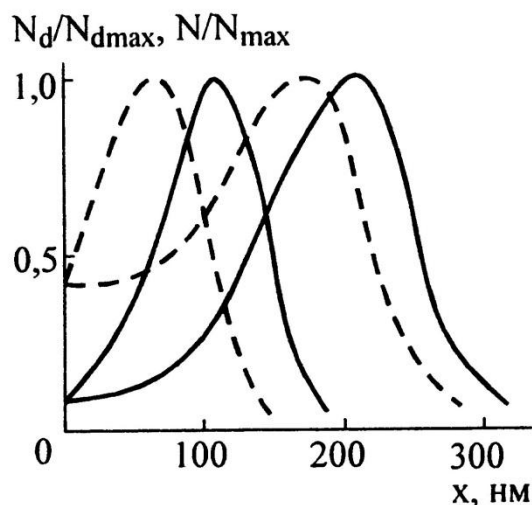


Рис. 2.17 Распределение внедренных ионов бора N (сплошные кривые) и дефектов N_d (штриховые кривые) в кремнии.
(Энергии ионов бора 20 и 40 кэВ).

Характерной особенностью распределения дефектов является смещение их максимума в сторону меньших глубин относительно максимума концентрации примесных атомов. Это объясняется тем, что слои, расположенные в районе максимума концентрации примесей, экранируются вышележащими слоями кремния и испытывают смещения от меньшего числа ионов по сравнению со слоями, расположенными ближе к поверхности. Действительно, прежде чем ион в процессе столкновений потеряет значительную часть своей кинетической энергии и прекратит перемещение внутри кристаллической решетки кремния, он создаст на пути своего движения область с высокой концентрацией радиационных дефектов. Это сильно разупорядоченная область оказывает экранирующее действие по отношению к лежащему ниже слою, задерживая часть ионов с энергией $E \geq E_d$ и уменьшая тем самым вероятность образования дефектов в этом слое.

Возникновение двух пространственно разделенных областей с высокой концентрацией радиационных дефектов и высокой концентрацией примеси

может привести к тому, что сильно легированный слой полупроводника окажется отделенным от поверхности образца высокоомным аморфным слоем. Последующий отжиг полупроводника с такой структурой приведет к смещению профиля концентрации примеси ближе к поверхности из-за диффузии атомов примеси в область с наибольшей концентрацией вакансий. Концентрация радиационных дефектов для ионов одинаковой энергии увеличивается с ростом массы иона. Это происходит как за счет уменьшения толщины поврежденного слоя (сокращается длина пробега более тяжелого иона), так и вследствие роста доли энергии, затрачиваемой на упругие столкновения.

Число дефектов зависит также от дозы легирования. При дозах менее 10^{14} ион/см² число дефектов линейно растет с увеличением концентрации внедренных ионов, причем максимум дефектов совпадает с областью торможения ионов. Дальнейшее увеличение дозы приводит к переходу кремния в аморфное состояние, при этом концентрация дефектов остается постоянной. Если пучок ионов ориентирован относительно кристаллографической оси, то при малых дозах (менее 10^{14} ион/см²) образуется в два-три раза меньше дефектов, чем при неориентированном пучке. С ростом дозы легирования это различие быстро уменьшается вследствие увеличения вероятности деканалирования на накапливающихся дефектах решетки.

Распределение внедренных ионов

При ионном легировании первичным процессом является проникновение ускоренных ионов в вещество и их торможение до тепловых скоростей. Установившееся в результате этого распределение внедренных атомов примеси по глубине называют профилем торможения. Окончательное распределение примесных атомов, в которое часто вносят вклад диффузионные процессы, а также распределение носителей тока не всегда совпадают с профилем торможения.

Основными характеристиками профиля торможения примесных атомов являются средняя проекция пробега \bar{R}_p и среднеквадратичный разброс проецированных пробегов или среднее нормальное отклонение проекции пробега $\Delta\bar{R}_p$. По теории ЛШШ \bar{R}_p связана с полным пробегом \bar{R} приближенным соотношением

$$\bar{R}_p \cong \frac{\bar{R}}{1 + \frac{2}{3} \frac{M_2}{M_1}}$$

где M_1 , - масса иона; M_2 - масса атома мишени.

Среднеквадратичное отклонение (дисперсия) проекции пробега можно вычислить по формуле

$$\frac{\Delta \bar{R}_p^2}{\bar{R}_p^2} \cong \frac{2}{3} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)}$$

При столкновениях с атомами мишени ион отклоняется на углы, зависящие от прицельного расстояния и масс сталкивающихся частиц. Если $M_1 \gg M_2$, то отклонения малы и ион движется почти прямолинейно, поэтому его полный пробег R_p слабо отличается от проекции пробега \bar{R}_p . Если же $M_1 \leq M_2$, а энергия иона не слишком велика, то траектория иона извилиста и \bar{R}_p значительно меньше R_p .

Распределение проекций пробегов считается гауссовым. Поскольку рассматривается проекция пробега на направление движения ионов до их столкновения и остановки в мишени, то это распределение совпадает с распределением внедренных ионов по глубине пластины.

Профиль торможения имеет вид гауссовой кривой и распределение внедренных ионов в единице объема мишени можно записать следующим образом:

$$N(x) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_p}} \exp\left[-\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta\bar{R}_p^2}\right] \quad (2.24)$$

где x - глубина от поверхности мишени; N_0 - количество легирующих ионов на единицу площади, ион/см² (2.19).

Средняя величина проекций пробега и среднее нормальное отклонение проекций пробега для ионов III и V групп таблицы Менделеева с различной энергией в кремниевой мишени приведены в табл.2.6.

Таблица 2.6

Средние величины пробегов и нормальных отклонений в кремнии, нм

Ион		Энергия иона, кэВ					
		20	40	80	100	140	200
$^{11}B^+$	R_p	73	161	324	398	573	725
	ΔR_p	32	54	84	94	110	126
$^{31}P^+$	R_p	29	49	98	123	175	254
	ΔR_p	9,4	16,4	30	35	47	61
$^{15}As^+$	R_p	16	27	48	58	79	110
	ΔR_p	3,7	6,2	10,5	12,5	16	22

Используя данные табл.2.6 для любой примеси в кремнии и зная дозу внедренных ионов, можно расчетным путем найти профиль торможения ионов в кристалле.

На рис.2.18 показаны типичные кривые распределения фосфора и бора при ионном легировании кремния. Как следует из рисунка, максимум концентрации внедренной примеси N_{MAX} не соответствует поверхностной концентрации (что было характерно для диффузионных процессов), а наблюдается в глубине полупроводника. С увеличением энергии ионов максимум концентрации ионов перемещается в глубь полупроводника, а поверхностная концентрация уменьшается.

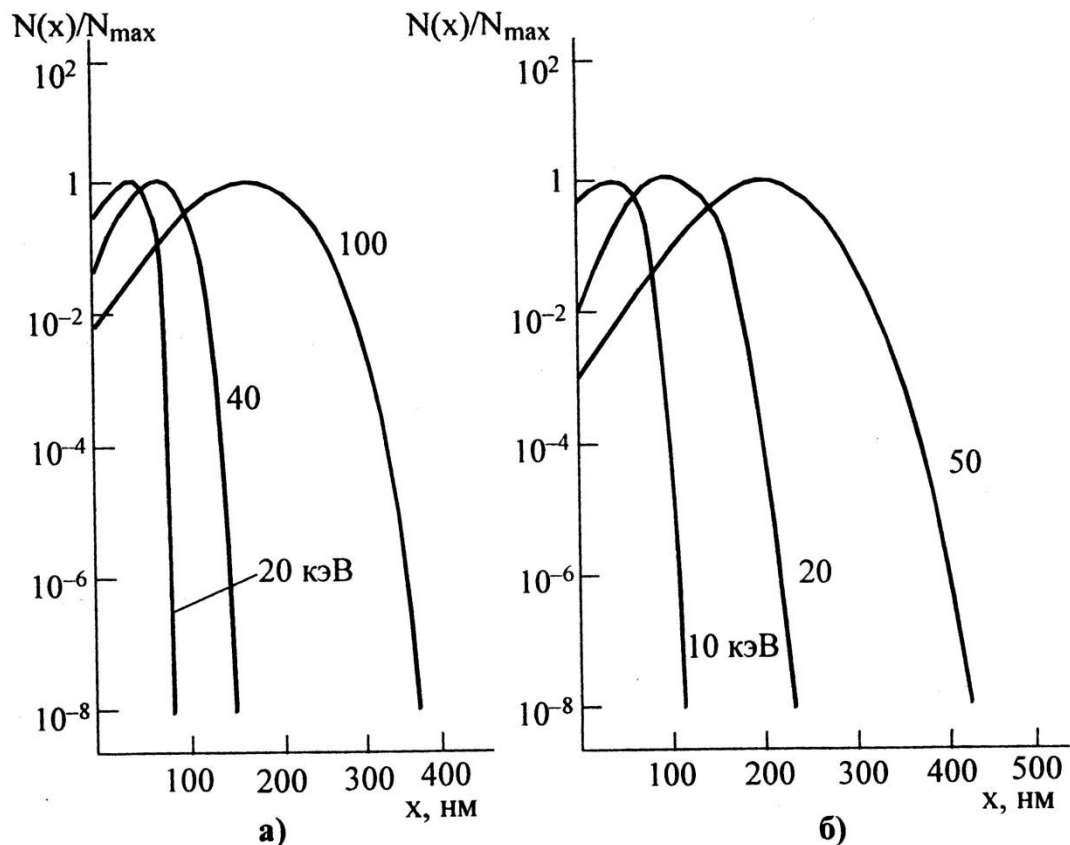


Рис. 2.18 Распределение фосфора (а) и (б) в кремнии при имплантации с различными энергиями.

Максимум концентрации внедренных ионов отстоит от поверхности мишени на расстоянии \bar{R}_p , а его величина, как следует из (2.24), равна

$$N_{\max} = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_p}} \cong \frac{N_0}{2,5\Delta\bar{R}_p} \cong \frac{0,4N_0}{\Delta\bar{R}_p}$$

Распределение примеси в интегральных структурах

Распределение примеси в двухслойной мишени

В планарной технологии внедрение ионов проводится локально с использованием масок из различных материалов. Чаще всего маской служит слой диоксида или нитрида кремния. Используются также металлы, например, молибден и вольфрам, пленки фоторезиста. Ясно, что для защиты

кремния необходимо знать, какой должна быть толщина маскирующей пленки.

Кроме того, для предотвращения каналирования внедрение ионов часто проводят через тонкий слой аморфного диэлектрика (SiO_2, Si_3N_4), который в этом случае служит рассеивающим слоем, т.е. поток ионов в сам полупроводник внедряется уже под некоторым углом к поверхности, так что кристалл для этих ионов представляет собой как бы аморфное образование. В этом случае необходимо учесть влияние второго слоя на распределение ионов.

Для точного вычисления профилей такого распределения нужно либо пользоваться методом Монте-Карло, либо решать транспортное уравнение Больцмана. Оба метода сложны и требуют неоправданно больших затрат машинного времени. Для практических задач можно использовать простой прием, пригодный для материалов, имеющих близкие атомные номера и массы, как в случае SiO_2, Si_3N_4 для кремния. Считая распределение гауссовым, предполагается, что пробеги в каждом из этих слоев известны. В маскирующем слое толщиной d_1 , будет находиться количество примеси Φ_1

$$\hat{O}_1 = \int_0^{d_1} N(x) dx = \frac{\hat{O}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \frac{d_1 - \bar{R}_{P1}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P1}}} \right]$$

В полупроводник попадает примесь, количество которой равно $\hat{O} = \hat{O} - \hat{O}_1$. Если толщину полупроводника d_2 выбрать так, чтобы в ней содержалось количество примеси \hat{O}_1 , как и в маскирующем слое, то для такой ситуации

$$\hat{O}_2 = \int_0^{d_2} N(x) dx = \frac{\hat{O}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \frac{d_1 - \bar{R}_{P2}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P2}}} \right]$$

Очевидно,

$$\operatorname{erf} \frac{d_1 - \bar{R}_{p1}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{p1}}} = \operatorname{erf} \frac{d_1 - \bar{R}_{p2}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{p2}}}$$

а значит,

$$\frac{d_1 - \bar{R}_{p1}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{p1}}} = \frac{d_1 - \bar{R}_{p2}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{p2}}}$$

Для повышения воспроизводимости параметров диффузионных слоев (особенно при диффузии бора) применяются новые твердые источники примеси, называемые параллельными. В этом случае источниками примеси являются либо пластины кварца, покрытые тонким слоем окисла примеси (газ-носитель протекает между ними, пары примеси, диффундируя в газе, попадают на кремний), либо твердые соединения примеси в виде тонких пластин (например, нитрид бора). Используется чередование пластин кремния и пластин - источников примеси. Воспроизводимость поверхностного сопротивления с применением параллельных источников достигает $\pm(2 - 3) \%$ при уровне 500 – 600 Ом.

Отсюда толщина слоя кремния d_2 , эквивалентного по количеству примеси диэлектрику, равна

$$d_2 = \bar{R}_{p2} + (d_1 - \bar{R}_{p1}) \frac{\bar{\Delta R}_{p2}}{\Delta R_{p1}}.$$

В результате распределения примеси в маске и в полупроводнике определяются выражениями

$$N(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_{p1}}} \exp\left[-\frac{(x - \bar{R}_{p1})^2}{2\Delta\bar{R}_{p1}}\right], \quad 0 \leq x \leq d_1;$$

$$N(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi \Delta R_{p2}}} \exp \left[- \frac{\left\{ (x - d_1) + (d_1 - \bar{R}_{p1}) \frac{\overline{\Delta R_{p2}}}{\overline{\Delta R_{p1}}} \right\}^2}{2 \overline{\Delta R_{p2}}^2} \right], \quad x \geq d_1$$

Следует отметить, что на границе двух фаз из-за различий в тормозной способности кремния и диэлектрика концентрация примеси должна изменяться скачком (рис.2.19).

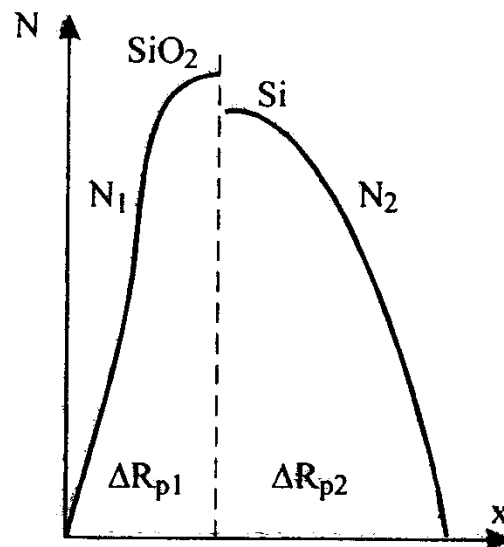


Рис.2.19. Распределение примеси
в двухслойной структуре

Влияние распыления полупроводника

Ионное внедрение сопровождается рядом вторичных явлений, которыми часто пренебрегают при расчете примесных профилей. Одним из таких явлений может быть распыление атомов самого полупроводника или внедряемых ионов. Попадающий на поверхность мишени ион с невысокой энергией в поверхностном слое полупроводника вызывает каскад атомных столкновений. Некоторые из атомов этого каскада вблизи поверхности могут покинуть мишень. Этот эффект весьма ощутим в случае использования больших доз, особенно для тяжелых ионов. Изменение профиля распределения примеси может быть при этом очень заметным, вплоть до

насыщения, когда число внедряемых ионов становится равным числу распыленных атомов. Энергия распыленного атома должна превышать поверхностную энергию связи U_0 , равную для кремния 7,81 эВ.

Параметром, характеризующим этот процесс, является коэффициент распыления S , который определяется как число атомов, выбитых одним первичным ионом. Он зависит от энергии, массы иона и угла соударения с поверхностью. При малых энергиях ионов существует порог возникновения распыления. При энергиях выше порога коэффициент распыления возрастает до максимального значения, но при высоких энергиях падает, так как в этом случае энергия иона выделяется на значительной глубине, и атом, получивший эту энергию, не может выйти из мишени, но может двигаться в направлении, противоположном внедряемым ионам, внося радиационные повреждения в решетку мишени.

Если считать, что скорости распыления для иона и атомов мишени одинаковы, атомов отдачи нет, а изменение объема из-за распыления пренебрежимо мало, то, в отличие от обычного распределения, максимум концентрации ионов лежит не в глубине, а на поверхности полупроводника и равен

$$N_{\max}(x) = \frac{N_0}{2S} \operatorname{erfc}\left(-\frac{\overline{R_p}}{\sqrt{2\Delta R_p}}\right).$$

Величина N_{\max} не зависит от дозы имплантации и мало зависит от пробега ионов.

Если распыление наблюдается при относительно небольших энергиях, то неупругие взаимодействия с электронами, напротив, имеют место при значительных величинах энергии ионов. Взаимодействия с электронами не приводят к рассеянию иона или атома из-за малой величины передаваемого импульса, но вызывают возбуждение и ионизацию электронных оболочек как внедряемого иона, так и атома мишени. Если это происходит вблизи поверхности, то приводит к испусканию электронов, фотонов и рентгеновского излучения.

Отжиг легированных структур и радиационно-ускоренная диффузия

Целью отжига является восстановление кристаллической структуры легированных областей кремния и активация внедренной примеси. Причем необходимо провести отжиг таким образом, чтобы достичь

максимального эффекта за минимальный промежуток времени при минимальной температуре, чтобы избежать диффузионного размывания профиля.

Распределение примеси при термическом отжиге

Отжиг образцов после имплантации ведет к восстановлению кристаллической решетки и способствует переходу внедренных ионов примеси в узлы решетки, где они способны проявить свои донорные или акцепторные свойства. Для активации примеси достаточно отжечь кремний при температуре около 500 °С примерно в течение получаса. Однако при этой температуре присутствие кластеров и неполное восстановление решетки снижает подвижность носителей заряда и вызывает сильную температурную зависимость проводимости. После отжига при такой температуре в решетке еще остаются различные дефекты. Поскольку число атомов кремния, смещенных при имплантации, много больше числа имплантированных ионов, в не полностью отожденном слое преобладают ловушки с глубокими энергетическими уровнями, что заметно уменьшает количество носителей. С ростом температуры отжига до 650 °С в области аморфного слоя происходит резкое возрастание концентрации носителей, связанное с процессом эпитаксиальной рекристаллизации этого слоя и перехода атомов примеси в узлы решетки. При этом наблюдается и увеличение эффективной подвижности из-за уменьшения рассеяния носителей на дефектах. Однако концентрация носителей в максимуме распределения остается много ниже полной концентрации внедренной примеси.

С помощью электронной микроскопии установлено, что при рекристаллизации образуются дислокации. Атомы бора или фосфора в этом случае, скапливаясь на дислокациях, образуют преципитаты, в результате концентрация активной примеси уменьшается. Устранение дислокаций происходит при значительно более высокой температуре, причем с ростом дозы внедрения необходимо повышать температуру отжига.

Существенное значение имеет длительность отжига. При температуре около 1000 °С для полной активации примеси требуется отжиг в течение времени свыше 30 мин. Предполагается, что атомы примеси локализованы на

краях дислокаций и находятся в междоузельном состоянии. Термически генерированные вакансии мигрируют к этим образованиям, вследствие чего примеси удается встроиться в узлы кристаллической решетки. В случае бора B^- в этом процессе принимают участие положительно заряженные вакансии V^+ , образуя нейтральный комплекс $(V^+ - B^-)$, имеющий высокую подвижность. При образовании аморфных слоев их отжиг также происходит при температуре, близкой к 1000°C .

В простейшем случае при небольшой дозе внедренной примеси и невысокой ($<1000^\circ\text{C}$) температуре отжига конечное распределение примеси могло бы быть описано выражением

$$N_x = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\Delta R_p^2 + 2Dt}} \exp\left[-\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta R_p^2 + 4Dt}\right]$$

где D - коэффициент диффузии примеси; t - время отжига.

Полный отжиг дефектов структуры зависит от выбора температуры и времени обработки, причем определяется длительностью процесса с наибольшей температурой.

В том случае, когда концентрация примеси велика и происходит аморфизация, как установлено экспериментально, аморфный слой толщиной 30 - 300 нм эпитаксиально рекристаллизуется уже в первые миллисекунды отжига при температурах 900 - 1200 $^\circ\text{C}$. При рекристаллизации монокристаллическая область подложки под аморфизированным слоем играет роль затравки. Скорость рекристаллизации зависит от уровня легирования и кристаллографической ориентации кремния и составляет 0,1 - 100 нм/мин. Быстрая рекристаллизация позволяет считать, что на протяжении времени отжига в несколько десятков секунд в области кремния, подвергавшейся аморфизации, концентрация точечных дефектов термодинамически равновесна. Вследствие этого коэффициент диффузии примеси в области, где возникла аморфизация подложки, имеет равновесное значение, радиационно-стимулированной диффузии нет.

Иная картина в области "хвоста" распределения примеси глубже аморфизированного слоя. Коэффициент диффузии в этой области возрастает, в результате чего глубина, например p - n -перехода, существенно

увеличивается, т.е. наблюдается радиационно-ускоренная (РУ) диффузия. Для объяснения этого явления предложена модель, в которой предполагается, что глубже аморфного слоя при отжиге формируется область скопления дислокаций, появляющихся из-за механических напряжений на границе двух состояний подложки кристалл - аморфная область. Эти дислокации служат центрами рекомбинации для неравновесных точечных дефектов, являясь барьером для стока вакансий и междоузельных атомов из области "хвоста". Поэтому внутри дислокационного ограждения не наблюдается РУ диффузии, а за его пределами она происходит.

Особенно важно учитывать это явление при имплантации бора, для которого "хвост" распределения связан с явлением каналирования. Как уже отмечалось, для устранения каналирования используется предварительная аморфизация поверхности подложки имплантацией ионов кремния или германия. Установлено, что если область аморфизации имеет глубину, меньшую, чем глубина профиля бора, в глубинной части этого профиля наблюдается РУ диффузия при быстром отжиге, приводящая к углублению базового р - n-перехода биполярного транзистора. Причем с ростом дозы аморфизирующей примеси РУ диффузия бора растет. Это вызвано тем, что увеличение глубины аморфного слоя с ростом дозы уменьшает эффект каналирования бора и увеличивает градиент его концентрации в области "хвоста" (поток примеси пропорционален градиенту концентрации в соответствии с первым уравнением Фика). Для предотвращения этого явления предварительную аморфизацию подложки проводят при таких энергиях ионов Si и Ge, чтобы все распределение бора оказалось внутри аморфного слоя, тогда не только исключается эффект каналирования, но и не возникает радиационно-ускоренной диффузии.

Низкотемпературный отжиг

В тех случаях, когда для постимплантационного отжига нет возможности использовать быстрый термический отжиг, в целях предотвращения расплывания профиля легирования применяется отжиг при пониженной температуре (600 - 900 °C). Однако и в этих случаях наблюдается радиационно-ускоренная диффузия примеси, хотя параметры этого процесса отличаются от наблюдаемых при быстром отжиге. Особенно заметно это явление при легировании кремния бором при его концентрации меньше $2n_i$ (при температуре отжига). Предполагалось, что при низкой температуре ускорение диффузии объясняется взаимодействием примеси с нейтральными точечными дефектами.

Оборудование для ионного легирования

Развитие методов ионного легирования и внедрение его в промышленное производство зависят от наличия специального технологического оборудования.

Существующие типы ионных ускорителей предназначены для работы в диапазоне энергий от 10 кэВ до нескольких мегаэлектрон-вольт, но чаще всего энергия ионов лежит в интервале от 20 до 500 кэВ, а ионный ток - от нескольких микроампер до десятков миллиампер. Причина ограничения энергии ионов несколькими сотнями килоэлектронвольт заключается в том, что стоимость аппаратуры постоянно возрастает, а методы генерации и анализа ионов усложняются.

Установки ионного легирования содержат следующие основные части: ионный источник, анализатор ионов по массам, сканирующее устройство и коллектор ионов. На рис.2.20 приведена схема установки для ионного легирования.

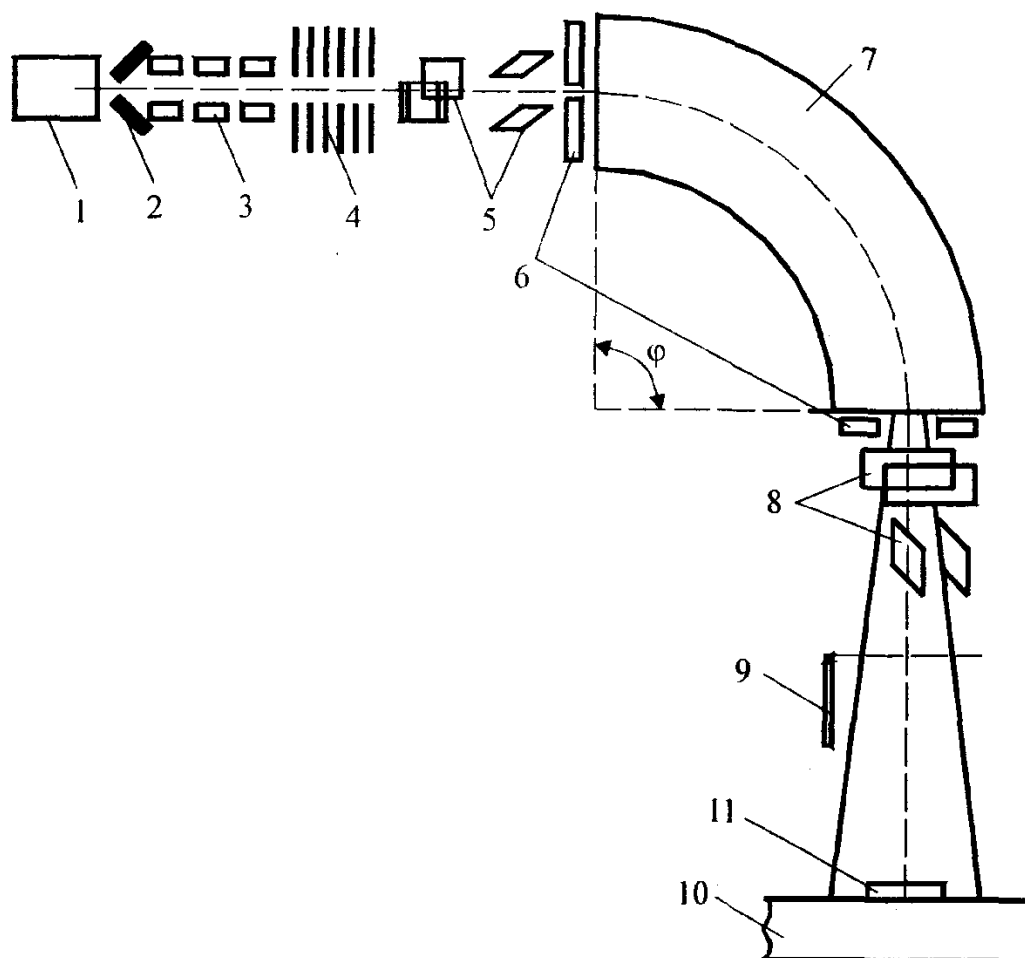


Рис.2.20. Схема установки для ионного легирования: 1 - источник ионов; 2 - вытягивающий электрод; 3 - фокусирующие линзы; 4 - ускоритель; 5 - устройство коррекции пучка ионов; 6 - диафрагмы; 7 - электронный масс-сепаратор; 8 - система отклонения (сканирования) пучка; 9- заслонки; 10 - коллектор; 11 - облучаемые мишени

Для каждого типа примесей используется отдельный ионный источник, а конструкция установки предусматривает его свободную замену. В ионном источнике ионизируются газообразные, жидкие или твердые исходные вещества и ускоряются в электрическом поле. Ускоренный ионный пучок для удаления многозарядных ионов и загрязняющих его ионов примесей поступает в систему, чувствительную к массе ионов (анализатор по массам).

Для равномерного облучения поверхности образца применяют два различных метода. Первый состоит в следующем: диаметр ионного пучка, облучающего поверхность образца, больше диаметра самого образца, причем распределение плотности ионного тока по образцу равномерное. Поэтому

вместо фокусирующей линзы используют дефокусирующую. Во втором методе диаметр пучка делают малым, а затем сканируют его по поверхности образца. Для этого после анализатора ионов по массам используют систему фокусирующих линз. Система сканирования необходима не только для равномерной обработки пластины, но и для направления пучка в нужную ее часть. Так как при легировании возникает необходимость свободно изменять температуру и угол легирования, пластина устанавливается в камере для образцов, где можно проводить все эти регулировки. Дозу легирования определяют с помощью интегратора тока.

Ионные источники

Наиболее типичными источниками ионов являются источник с накалимым катодом; высокочастотный; источник с разрядом Пеннинга, дуоплазматрон и источник с электронной бомбардировкой. В зависимости от типа ионного источника имеет место различный разброс ионов по энергиям. Это обстоятельство может играть важную роль при масс-сепарации ионов. В исследовательских установках разброс по энергиям не должен превышать 10 эВ, а в промышленных он может быть существенно больше.

Источник с накалимым катодом - самый распространенный благодаря универсальности по отношению к сорту ионов, а также возможности получения интенсивных ионных пучков. Принцип работы источника с накалимым катодом сравнительно прост. Разряд горит между вольфрамовым катодом прямого накала (или косвенным катодом) и анодом. Электроны эмитируются перпендикулярно поверхности катода с плотностью порядка 1 А/см^2 . С помощью магнитного поля достигается увеличение длительности пребывания электронов в разряде и тем самым усиление ионизации. Благодаря высокому давлению (обычно 10^{-2} - 1 Па) между катодом и анодом горит устойчивая дуга. Разброс ионов по энергиям колеблется от 1 до 50 эВ, но обычно составляет менее 10 эВ, рабочее давление - от 10^{-4} до 1 Па . Большинство источников этого типа снабжено нагревателями для испарения твердых веществ и получения необходимой упругости пара, накалимый катод и анод расположены коаксиально (рис.2.21).

Для всех ионных источников проблемой является осаждение проводящих пленок на изоляторах, а также коррозия и распыление катода. Важным достоинством источников этого типа является малый разброс ионов по энергиям, составляющий несколько электрон-вольт.

В качестве фокусирующего электрода часто используют комбинацию основных типов электростатических линз. Однако поскольку при увеличении

энергии пучка эффективность такой линзы ухудшается, применяются также квадрупольные электростатические и магнитные линзы.

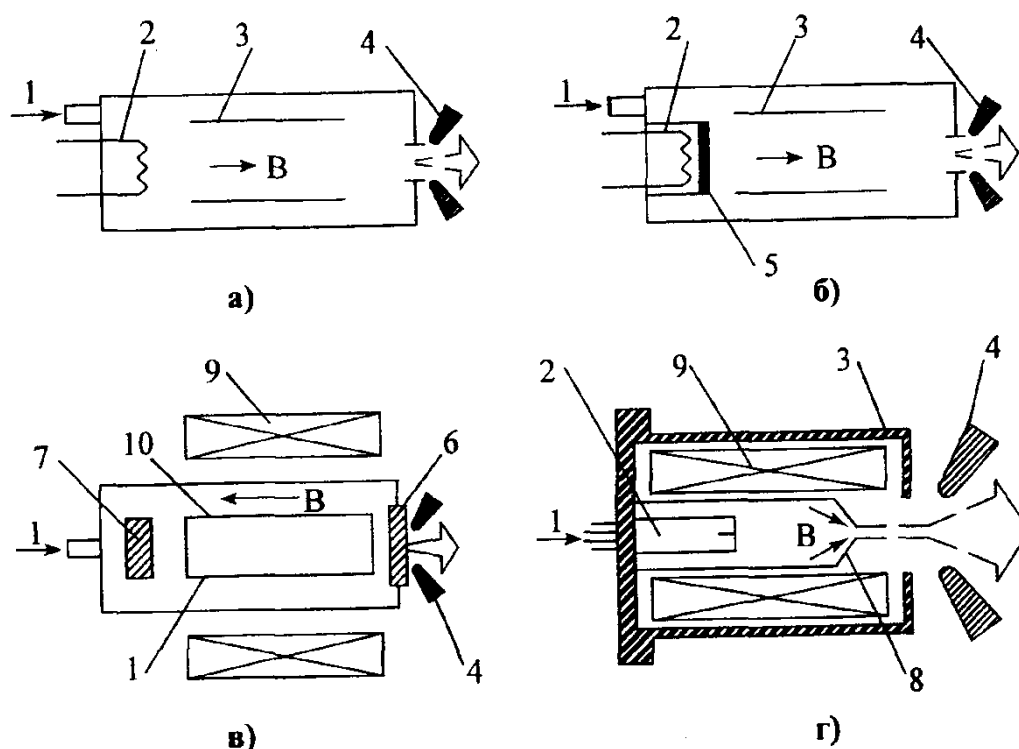


Рис.2.21. Конструкции ионных источников различного типа:

с горячим катодом прямого (а) и косвенного (б) канала;

с холодным катодом (в); дуоплазматрон (г). 1 - газ, 2 - катод,

3 - анод, 4 - экстрактор, 5 - косвенный катод, 6 - верхний катод,

7 - нижний катод, 8 - промежуточный электрод, 9 - электромагнит,

10 – плазма

Для обеспечения однородности легирования необходимо либо сканировать ионный пучок, либо перемещать образец. Расфокусированный пучок дает крайне неравномерное распределение внедренных ионов. Для полупроводников неоднородность распределения внедряемых ионов не должна быть более 1 % по образцу. Простейшим способом, обеспечивающим эти требования, является электростатическое сканирование в направлениях x и y .

Вакуумные системы всегда содержат определенное количество остаточных газов, а поскольку рабочие вещества для ионных источников не являются полностью очищенными от примесей и в качестве рабочих веществ используются соединения нужных ионов, то необходимо проводить разделение ионного пучка по массам.

В ускорителе существуют два возможных места для сепарации ионов: первое - до ускорения, т.е. непосредственно за источником ионов, и второе - после ускорения. Обычно реализуется первый случай. Основное преимущество разделения ионов до их ускорения заключается в том, что при изменении энергии параметры, связанные с сепарацией ионов, остаются неизменными, поскольку ускоряется пучок, уже разделенный по массам. Это позволяет изменять энергию ионов в процессе легирования и получать практически любой профиль внедряемых ионов.