

УДК 539.1 : 621.382

## ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНАЯ ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ

А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров

Рассмотрены физические особенности ионно-лучевого легирования при повышенных энергиях ионных пучков. На основе решения транспортного уравнения для функции распределения ионов по пробегам рассчитаны количественные характеристики пространственных распределений примеси при ионной имплантации бора и фосфора в кремний при энергии до 10 МэВ. Рассмотрена роль упругих и неупругих процессов при имплантации примеси и радиационном повреждении кристалла в условиях высокоэнергетического ионного облучения. Продемонстрированы возможности метода высокоэнергетической ионной имплантации на примерах легирования сквозь окна в масках, а также создания скрытых и однородно легированных слоев.

В последнее время наблюдается возрастающий интерес к ионной имплантации при повышенной энергии ионных пучков [1, 2]. Прежде всего это объясняется тем, что, применяя высокоэнергетичную ионную имплантацию, можно создавать более глубокие слои с модифицированными свойствами непосредственно после ионной имплантации. Так, средний проективный пробег  $R_p$  ионов в кремнии при энергии 200 кэВ для наиболее употребимых легирующих примесей составляет (мкм): для ионов бора — 0.53, ионов фосфора — 0.25, мышьяка 0.12, сурьмы — 0.09 мкм. В то же время для многих приборов микроэлектроники наряду с мелкими легированными слоями нужны слои толщины 2—3 мкм. Для формирования более глубоких слоев наряду с ионной имплантацией в традиционной технологии применяют дополнительные методы формирования легированных областей. Так, глубокие легированные слои формируют имплантацией с последующей длительной термообработкой. В случае необходимости создания скрытых легированных слоев применяют эпитаксиальное наращивание полупроводника поверх легированного слоя. Если для легирования применяют низкоэнергетичные ионы, то для диффузионной разгонки примеси на несколько микрометров приходится применять длительную термообработку с временем обработки до нескольких десятков часов.

Ионная имплантация при повышенных энергиях ионного пучка позволяет непосредственно после процесса легирования получать легированные слои толщиной 2—3 мкм, формировать скрытые легированные и изолирующие слои.

Наблюдающаяся ныне тенденция все более широкого использования ионно-лучевых методов в твердотельной электронике начались с замены диффузионной загонки примесей при легировании мелких слоев. Далее ионную имплантацию начали применять для дозированного введения примесей (в сочетании с термообработкой) и в глубокие слои. Такие свойства ионной имплантации, как точная дозировка примеси, предсказуемость и воспроизводимость процесса, не большое время обработки, возможность индивидуальной обработки пластины, обеспечили этому методу неоспоримые преимущества перед диффузионной загонкой.

Применение высокоэнергетичной ионной имплантации в технологии современной микроэлектроники характеризуется следующими чертами: 1) введением легирующих примесей на большие глубины, а следовательно, сокращением или устранением длительной термообработки; 2) возможностью прямого созда-

ния скрытых слоев в силу особенностей профилей распределения примесей при высокой энергии внедрения; 3) возможностью создания скрытых изолирующих слоев путем имплантации кислорода в кремний и синтеза оксида кремния на глубине [3]; 4) возможностью использования высокоэнергетичных пучков ионов для доводки параметров готовых приборов либо полуфабрикатов путем имплантации сквозь слои изоляции и металлизации; 5) возможностью изготовления некоторых новых приборных структур, таких как вертикальные полевые транзисторы, скрытые межэлектродные соединения и т. д. [4].

В настоящей работе рассматриваются физические особенности ионного легирования при высоких энергиях ионов. При одинаковой энергии пучка пробег ионов в материале тем больше, чем меньше масса ионов, поэтому для введения примеси на максимальную глубину наиболее подходят ионы легких примесей. По этой причине для легирования кремния целесообразно при высокоэнергетичной ионной имплантации использовать наиболее легкие легирующие примеси — бор и фосфор, — создающие в кремнии слои *p*- и *n*-типа соответственно. В связи с этим примеры в данной работе будут касаться этих двух примесей.

Распределение пробегов ионов в твердотельных мишенях описывается следующим интегродифференциальным уравнением:

$$n \frac{\partial F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E)}{\partial r} = N \int d\sigma_n |\mathbf{r}, \mathbf{n}', E - T_n - F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E)| - \\ - N S_e(E) \frac{\partial F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E)}{\partial E}, \quad (1)$$

где  $F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E)$  — функция распределения ионов по пробегам  $r$  при условии, что начальная энергия ионов равна  $E$ , а пучок ионов падает в направлении единичного вектора  $\mathbf{n}$ ;  $N$  — атомарная плотность мишени;  $d\sigma_n$  — дифференциальное сечение упругого рассеяния, зависящее от начальной энергии  $E$ , передаваемой в упругом соударении энергии  $T_n$  и соответствующего угла рассеяния;  $\theta = \arccos(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ ;  $S_e(E)$  — зависящее от энергии сечение электронного торможения.

Уравнение (1) описывает распределение пробегов ионов в аморфных или поликристаллических мишенях, а также в кристаллах в условиях, когда влияние каналирования подавлено. Численный метод решения уравнения типа (1) описан в [5]. Используемый численный метод решения уравнения (1) позволяет получать энергетические зависимости среднего проективного пробега  $R_p$ , среднеквадратичного разброса проективных пробегов  $\Delta R_p$ , асимметрии  $Sk$  и других параметров, описывающих форму профилей внедрения при ионной имплантации. Названные величины определяются через пространственные моменты функции распределения  $F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E)$  следующим образом:

$$R_p = \langle x \rangle, \quad \Delta R_p = \langle (x - R_p)^2 \rangle^{1/2}, \quad \Delta Y^2 = \langle y^2 \rangle, \quad (2)$$

$$Sk = \frac{\langle (x - R_p)^3 \rangle}{\Delta R_p^3}, \quad Sk_y = \frac{\langle (x - R_p) y^2 \rangle}{\Delta R_p^3}. \quad (3)$$

В формулах (2), (3) знаком  $\langle \rangle$  помечено усреднение по  $F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E) d^3r$ ;  $x$  — глубина, отсчитываемая от поверхности образца;  $y$  — поперечная координата, отсчитываемая от точки падения ионов.

Влияние выбора приближений для сечения упругого рассеяния на результаты расчетов параметров проникновения ионов в твердотельные мишени исследовано в [6]. В настоящей работе используется сечение упругого рассеяния, описанное в [7]. В условиях высокоэнергетичной ионной имплантации доминирующим механизмом торможения является электронное торможение, поэтому параметры проникновения ионов в мишень при мегаэлектронвольтовых энергиях определяются выбором приближения для  $S_e(E)$ .

При рассмотрении относительно низкоэнергетичных ионов ( $E/M \ll 25$  кэВ/а. е. м.) удовлетворительным приближением для  $S_e(E)$  является приближение пропорциональности электронных тормозных способностей скорости налетающих ионов. В этом случае  $S_e(E)$  пропорционально  $E^{1/2}$ :

$$S_e = k_e(Z_1, Z_2) E^{1/2}. \quad (4)$$

Коэффициент пропорциональности  $k_e$  зависит от порядкового номера налетающих ионов  $Z_1$  и атомов мишени  $Z_2$ . В конкретных случаях  $k_e$  ( $Z_1, Z_2$ ) может быть вычислен по теории Фирсова [8], по теории Линдхарда—Шарффа [9] либо взят из экспериментальных данных.

Если же энергия налетающих ионов такова, что  $E/M \geq 25$  кэВ/а. е. м., то зависимость сечения электронного торможения от скорости становится нелинейной. С увеличением скорости, с одной стороны, усиливается обдирка иона, и, следовательно, зависимость  $S_e$  от скорости должна быть сверхпропорциональной. С другой стороны, начинают сказываться эффекты связи электронов в атомах мишени, что приводит к ограничению электронного торможения. Конкуренция этих двух процессов приводит к тому, что при энергии  $E/M \approx 300$  кэВ/а. е. м. для ионов бора и при  $E/M \approx 800$  кэВ/а. е. м. для ионов фосфора достигается максимум электронного торможения в кремнии.

Как известно, область максимума электронного торможения наиболее трудна для теоретического описания, поэтому информация об электронном торможении в этой области может быть получена либо из полуэмпирических приближений, либо из эксперимента. Экспериментальные данные по сечениям торможения тяжелых ионов в кремнии для таких энергий отсутствуют, однако для  $E/M \geq 200$  кэВ/а. е. м. имеются таблицы [10], составленные на основе обобщения экспериментального материала по торможению тяжелых ионов. В расчетах настоящей работы использовались следующие приближения для  $S_e(E)$  при вычислении параметров профилей внедрения ионов бора и фосфора в кремнии. Сечение электронного торможения для ионов фосфора при  $E/M \leq 200$  кэВ/а. е. м. рассчитывалось по формуле (4) с  $k_e = 0.782 \cdot 10^{-15}$  кэВ<sup>1/2</sup>·см<sup>2</sup>/атом, а при  $E/M > 200$  кэВ/а. е. м. использовались данные таблиц [10]. Указанное значение  $k_e$  соответствует торможению в 1.41 раз большему, чем это следует из теории Линдхарда—Шарффа [9]. Для ионов бора коэффициент электронного торможения принят равным  $k_e = 0.682 \cdot 10^{-15}$  кэВ<sup>1/2</sup>·см<sup>2</sup>/атом, что соответствует  $k_e/k_L = 1.58$ , где  $k_L$  — коэффициент торможения по Линдхарду—Шарффу [9]. Кроме того, в связи с необходимостью описать нелинейную зависимость  $S_e$  от скорости для ионов бора вблизи максимума торможения была введена поправка к формуле (4) в виде

$$S_e = k_e \frac{E^{1/2}}{1 + E/E_0} \quad (5)$$

Величина  $E_0$ , определяющая нелинейность зависимости  $S_e$  от скорости ионов, принята равной 4300 кэВ. В этом случае при  $E/M = 200$  кэВ/а. е. м. торможение, рассчитанное для ионов бора по формуле (5), согласуется с данными таблиц [10], использованными в расчетах при  $E/M > 200$  кэВ/а. е. м.

На рис. 1 представлены результаты расчета среднего проективного пробега  $R_p$  и среднеквадратичного разброса проективных пробегов  $\Delta R_p$  ионов бора (а) и фосфора (б) в кремнии для области энергий 10 кэВ—10 МэВ. Приведены также данные экспериментального измерения этих величин. Результаты измерений при высоких энергиях ионов получены в работе [11] методом измерения сопротивления растекания на ионно-легированных слоях монокристаллического кремния, предварительно отожженных при температуре 1123 К в течение 30 мин. Экспериментальные данные по  $R_p$  и  $\Delta R_p$  для бора [12] при низких энергиях были получены методом масс-спектропии вторичных ионов от аморфизованных образцов, не подвергавшихся отжигу. Измерения  $R_p$  и  $\Delta R_p$  для фосфора проводились в работе [13] на образцах из аморфного кремния методом нейтронной активации и также без предварительного отжига.

Результаты расчета среднего проективного пробега с указанными выше параметрами электронного торможения и упругого рассеяния при повышенных энергиях ионов бора и фосфора хорошо согласуются с экспериментально измеренными значениями  $R_p$ . При сравнимых энергиях в области 300—400 кэВ проективные пробеги, измеренные различными методиками, в пределах точности эксперимента согласуются между собой. Что же касается результатов по среднеквадратичному разбросу проективных пробегов  $\Delta R_p$ , то как для фосфора, так и для бора наблюдается согласие расчетов с экспериментом при низких энергиях,

а при высоких энергиях расчетные данные ниже результатов измерений. Измеренные в работе [11] при высоких энергиях значения  $\Delta R_p$  не согласуются в области энергий 300—400 кэВ и с результатами работ [12, 13]. Возможны две причины того, что измеренные в работе [11] значения  $\Delta R_p$  завышены: во-первых, это может быть следствием случайного каналирования, так как специальных мер по его предотвращению в [11] не принималось, а, во-вторых, некоторое

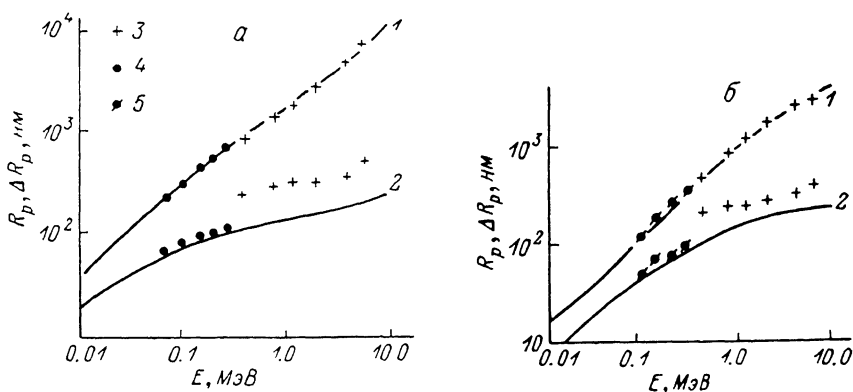


Рис. 1. Зависимости от энергии среднего проективного пробега  $R_p$  (1) и среднеквадратичного разброса проективных пробегов  $\Delta R_p$  (2) для ионов бора (а) и фосфора (б) в кремнии.

1, 2 — наст. работа; 3 — [11]; 4 — [12]; 5 — [13].

расширение профиля может происходить за время предварительного отжига.

При внедрении легких высокоэнергетичных ионов профили внедрения отличаются по форме от симметричного гауссового распределения. Концентрация примеси в профиле высокоэнергетичной ионной имплантации плавно спадает к поверхности и более резко за максимумом распределения. Количественной мерой скошенности профилей может служить асимметрия  $Sk$ , определенная формулой (3) и представленная на рис. 2 в зависимости от энергии ионов бора и фосфора, внедряемых в кремний. При высоких энергиях асимметрия отрицательна и для бора, и для фосфора. Для бора как для более легкого иона асимметрия по абсолютной величине больше и достигает значения 14.5 при  $E=10$  МэВ.

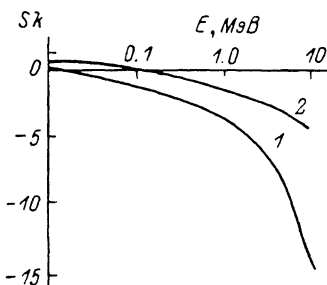


Рис. 2. Асимметрия профилей внедрения ионов бора (1) и фосфора (2) в кремний в зависимости от энергии ионов.

Имея зависимость  $R_p$ ,  $\Delta R_p$  и асимметрии  $Sk$  от энергии, можно построить профили внедрения на основе распределения Пирсона, которое имеет вид

$$f(x') = k [1 + (x'/a)^2]^{-q} \exp \left[ -\nu \arctg \left( \frac{x'}{a} \right) \right], \quad (6)$$

где  $x'$  связан с глубиной  $x$ , отсчитываемой от поверхности, соотношением

$$x - x' = \frac{av}{2(q-1)} + R_p,$$

$k$  — нормировочный множитель; константы  $a$ ,  $q$  и  $\nu$  связаны с параметрами профилей внедрения  $R_p$ ,  $\Delta R_p$  и  $Sk$ . Аналитические выражения для  $a$ ,  $q$  и  $\nu$  получены в работе [6] для  $|Sk| \leq \sqrt{32}$ , а в работе [7] для  $|Sk| > \sqrt{32}$ . Профили внедрения ионов бора и фосфора с энергиями от 400 кэВ до 2 МэВ в кремнии, построенные с помощью распределения Пирсона по рассчитанным параметрам  $R_p$ ,  $\Delta R_p$  и  $Sk$ , представлены на рис. 3. При энергии  $E=2$  МэВ профиль внедрения ионов бора достигает глубины 2.8 мкм, а профиль ионов фосфора 2 мкм. Несмотря на асимметричность профилей, концентрация примеси на поверхности при повышенных энергиях имплантации оказывается на 2—4 порядка ниже, чем в максимуме распределения. Это свойство профилей позволяет ис-

Потери энергии на упругие и неупругие процессы для ионов бора и фосфора в кремнии

|   |                          | E, МэВ              |      |     |      |      |      |
|---|--------------------------|---------------------|------|-----|------|------|------|
|   |                          | E = E <sub>0n</sub> | 0.1  | 0.5 | 1    | 5    | 10   |
| B | N S <sub>n</sub> , эВ/нм | 113                 | 31.2 | 9.6 | 5.5  | 1.4  | 0.8  |
|   | N S <sub>e</sub> , эВ/нм | 50                  | 317  | 649 | 831  | 938  | 807  |
| P | N S <sub>n</sub> , эВ/нм | 541                 | 372  | 156 | 97   | 29   | 17   |
|   | N S <sub>e</sub> , эВ/нм | 175                 | 391  | 874 | 1240 | 2770 | 3550 |

пользовать метод ионной имплантации при повышенных энергиях для создания скрытых легированных слоев. Необходимо отметить, что приповерхностные слои при высокоэнергетичной ионной имплантации остаются практически неповрежденными в связи с тем, что сечение упругих процессов, определяющее радиационное разупорядочение кремния, уменьшается с ростом энергии.

При высокоэнергетичной ионной имплантации основное энерговыделение на упругие процессы происходит в конце траекторий ионов. Так, максимум упругого торможения для ионов бора имеет место при  $E_{0n} \approx 3$  кэВ, что соответствует остаточному пробегу  $R_p(E_{0n}) = 12$  нм. Для фосфора  $E_{0n} = 20$  кэВ, остаточный пробег  $R_p(E_{0n}) = 27$  нм.

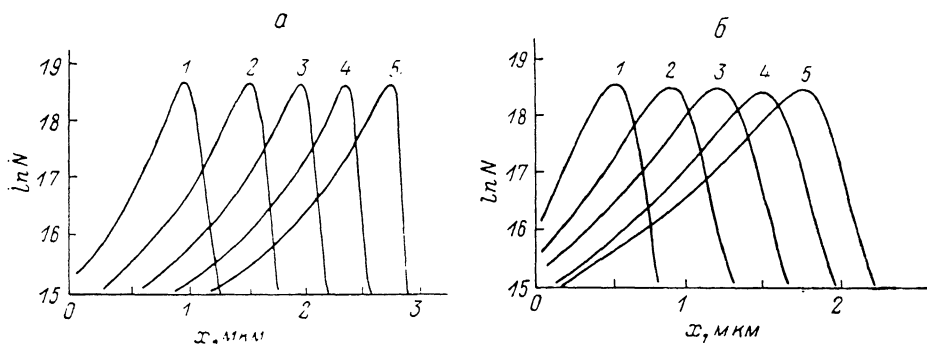


Рис. 3. Профили внедрения ионов бора (а) и фосфора (б) в кремний для ряда энергий ионного пучка.

Доза внедрения равна  $1 \cdot 10^{14}$  ион/см<sup>2</sup>. 1 — E=400, 2 — 800, 3 — 1200, 4 — 1600, 5 — 2000 кэВ.

В таблице приведены удельные потери энергии на упругие и неупругие процессы, рассчитанные в соответствии с указанными выше моделями, в зависимости от энергии ионов бора и фосфора в области энергий 0.1—10 МэВ. С повышением энергии ионов как для бора, так и для фосфора наблюдается перераспределение потерь энергии в сторону преобладания неупругого торможения, т. е. энергия теряется в основном на электронной системе кристалла. В связи с тем что основным механизмом радиационного повреждения кремния при ионной имплантации является упругое выбивание налетающими ионами атомов мишени из регулярных положений в решетке, уровень дефектности при заданной дозе внедрения определяется удельными потерями энергии на упругие процессы.

В условиях высокоэнергетичной ионной имплантации начальная энергия ионов на несколько порядков превышает энергию, соответствующую максимуму упругого торможения; поэтому основное энерговыделение по упругому каналу будет приходиться на конечные участки траектории ионов при их проникновении в полупроводниковый материал. При этом уровень дефектообразования в приповерхностной области пропорционален упругим потерям энергии при начальной энергии ионов, а максимальное повреждение будет наблюдаться на глубинах, близких к среднему проективному пробегу, когда энергия ионов соответствует максимуму упругого торможения. При имплантации низкоэнер-

гетичных ионов ( $E=0.1$  МэВ; см. таблицу) как для бора, так и для фосфора упругие потери энергии вблизи поверхности образца и на глубине различаются незначительно, в результате профиль повреждений простирается от поверхности вглубь до 0.6—0.9 от среднего проективного пробега. При высокоэнергетичной ионной имплантации уровень дефектообразования в приповерхностной области значительно ниже, чем в области максимума выделения энергии. Максимальный уровень поврежденности на глубине, определяющийся упругими потерями энергии в области максимума упругого торможения, слабо зависит от первоначальной энергии ионов. Поэтому при высокоэнергетичной ионной имплантации приповерхностные слои полупроводникового материала оказываются практически неповрежденными, если доза облучения не слишком велика. Так, при имплантации ионов бора с энергией 1 МэВ упругие потери энергии вблизи поверхности в 20 раз ниже, чем в области максимума. Удельные потери энергии, связанные с упругими процессами при высоких энергиях, спадают несколько медленнее, чем  $E^{-1}$ . Отношение поврежденности в максимуме к поверхностной поврежденности равно приблизительно  $S_n(E_{on})/S_n(E)$ , где  $E$  — начальная энергия;  $E_{on}$  — энергия, соответствующая максимуму упругого торможения.

Ионная имплантация при высоких энергиях ионов, таким образом, позволяет создавать скрытые легированные слои, расположенные на глубине до нескольких микрометров; при этом приповерхностная область остается практически свободной от радиационных повреждений.

При увеличении дозы облучения аморфизация кремния при высокоэнергетичной ионной имплантации начинается на глубине, соответствующей максимуму упругого энерговыделения. По энергетическому критерию энерговыделения аморфизация кремния наступает, когда плотность упруго выделенной энергии достигает величины  $^{[14]} \epsilon_{кр} = 6 \cdot 10^{23}$  эВ/см<sup>3</sup>. Эта величина соответствует средней энергии упругого энерговыделения, равной 12 эВ/атом, что приблизительно совпадает с пороговой энергией смещения атомов в кремнии, равной 11—16 эВ. Величина  $\epsilon_{кр}$ , указанная выше, характерна для низкотемпературного облучения. При комнатной и более высокой температуре для аморфизации необходима большая энергия, выделенная в упругих процессах.

Профиль упругого энерговыделения формируется двумя факторами: траекториями ионов и выделением энергии вдоль каждой из траекторий. Если предположить, что доминирующим фактором является распределение потери энергии вдоль траектории, а не разброс пробегов по глубине, то средняя плотность упруго выделенной энергии в максимуме распределения равна

$$\epsilon = NS_{on}D, \quad (7)$$

где  $D$  — доза внедрения,  $S_{on}$  — максимум упругого торможения. Если величина упруго выделенной энергии  $\epsilon$  является характеристикой поврежденности, то один и тот же уровень нарушений в максимуме упругого энерговыделения будет достигаться при облучении дозой ионов, обратно пропорциональной упругим потерям энергии в максимуме торможения  $S_{on}$ . Исходя из таких предпосылок, получаем, что доза аморфизации, необходимая для начала аморфизации в пике повреждений, равна для бора  $D_{ам} = 5.3 \cdot 10^{14}$ , а для фосфора  $1.1 \times 10^{14}$  ион/см<sup>2</sup>. В эксперименте аморфизация при таких дозах наблюдается при низких температурах в условиях, когда не происходит отжига введенных при ионной имплантации радиационных повреждений. Так, по данным работы  $^{[4]}$ , при температуре 80 К критическая доза аморфизации кремния ионами бора с энергией 4 МэВ равна  $D_{ам} = 7 \cdot 10^{14}$  ион/см<sup>2</sup>.

Наряду с возможностью создания скрытых слоев методом высокоэнергетичной ионной имплантации, применяя высокоэнергетичные пучки ионов, можно эффективно создавать однородно-легированные слои глубиной до 2—3 мкм. Для этого необходимо проводить полиэнергетическую ионную имплантацию, т. е. облучать образец ионами с набором энергий и соответствующих доз. Как следует из рис. 3, и для фосфора, и для бора максимум концентрации примеси при заданной дозе практически не зависит от энергии при высоких энергиях. Это связано с тем, что с ростом энергии, с одной стороны, возрастает среднеквадратичный разброс пробегов, а с другой — растет асимметрия. Поэтому

для создания однородно-легированного слоя достаточно проводить имплантацию с одинаковыми дозами и примерно одинаковым приращением по энергии. Получающиеся после полиэнергетической ионной имплантации значительные неравномерности в концентрационном профиле могут быть сняты непродолжительным отжигом. Рис. 4, а, б показывает профили, которые получаются после

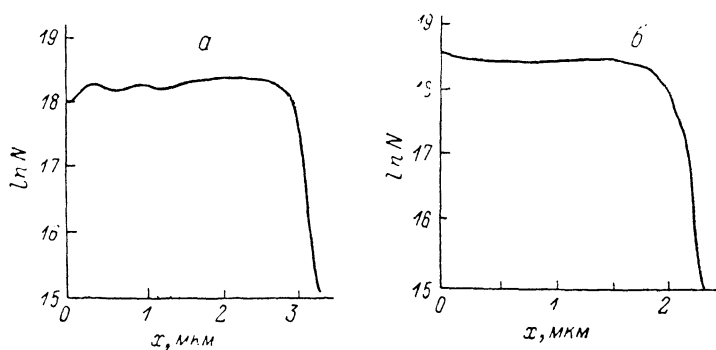


Рис. 4. Профиль однородного легирования кремния полиэнергетической имплантацией ионами бора (а) и фосфора (б) с последующим отжигом в течение 1 ч (1273 К) в инертной среде.

полиэнергетической ионной имплантации ионов бора и фосфора в кремний и отжига в течение одного часа при температуре 1273 К в инертной среде. При расчете профилей приняты следующие условия и значения параметров: энергии имплантации для обоих типов ионов 100, 400, 800, 1200, 1600 и 2000 кэВ; доза при каждой энергии взята равной  $1 \cdot 10^{14}$  ион/см. Перераспределение примеси под влиянием термического отжига описывалось с помощью решения уравнения диффузии с диффузионным коэффициентом, зависящим от концентрации примеси в соответствии с моделью, описанной в [15]. Приведенный пример показывает, что при использовании высокоэнергетичной ионной имплантации время отжига, необходимое для формирования легированных слоев, сокращается радикально. Кроме того, получающиеся слои имеют более крутой фронт спадения концентрации на глубине по сравнению с профилями, полученными в условиях длительного термического отжига.

В заключение рассмотрим особенности локальной ионной имплантации при высоких энергиях. С ростом энергии частиц увеличивается асимметрия профилей внедрения, растет поперечный разброс пробегов. Обычно используемая модель двумерного гауссового распределения для описания распределения примеси при локальной ионной имплантации становится совершенно неприемлемой при высоких энергиях имплантации в связи с тем, что она предполагает полную симметричность распределения. Кроме того, как показывают численные расчеты для моментов функции распределения внедренных ионов, для адекватного построения двумерных профилей имплантации при повышенных энергиях необходимо учитывать корреляцию между рассеянием ионов в продольном и поперечном направлениях, количественно определяемую величиной  $Sk_y$  (3). Математическая модель для описания локальной ионной имплантации, учитывающая названные особенности, описана в [16], а результат расчета двумерного распределения бора ( $E=1$  МэВ) при имплантации сквозь маску с резкими краями представлен на рис. 5. Наблюдается значительное

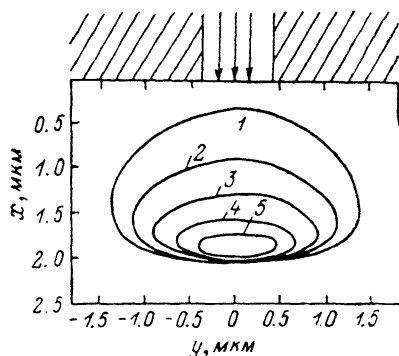


Рис. 5. Двумерное распределение примеси при локальной имплантации ионов бора в кремний сквозь окно в маске шириной 0.8 мкм.

Энергия ионов бора  $E=1$  МэВ. Значения концентрации по отношению к максимуму: 1 — 0.0001, 2 — 0.001, 3 — 0.01, 4 — 0.1, 5 — 0.5.

(до 1 мкм) поперечное проникновение ионов под маску. При этом концентрация примеси резко падает на большой глубине и плавно к поверхности; плавное уменьшение концентрации наблюдается и в области под краем маски.

### Заключение

Применение высокоэнергетичной ионной имплантации позволяет формировать в полупроводниковом материале как скрытые легированные слои, так и однородно легированные области на глубине до нескольких микрометров.

При ионном легировании скрытых слоев поврежденность приповерхностного материала тем меньше, чем выше энергия пучка. Применение мегаэлектронвольтовых ионов при полиэнергетической ионной имплантации с целью однородного легирования приповерхностных слоев позволяет свести к минимуму длительность последующего термического отжига и получать слои с резкими границами.

Локальная ионная имплантация сквозь окна в масках при повышенных энергиях характеризуется значительным проникновением ионов под края маски и сильной асимметрией распределения.

Авторы выражают благодарность М. М. Темкину за помощь в проведении численного расчета двумерного распределения при имплантации бора.

### Литература

- [1] Ziegler J. F. Nucl. Instr. and Meth., 1985, v. B6, p. 270—282.
- [2] Ingram D. C. Nucl. Instr. and Meth., 1985, v. B12, p. 161—169.
- [3] Sjoreen T. P., Holland O. W., Fathy D. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1985, v. B10/11, p. 574—579.
- [4] Byrne P. F., Cheung N. W., Tam S. et al. Proceeding of the International conference on Ion Beam Processing of Materials (Boston, 1983). New York etc., 1983, p. 253—258.
- [5] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А., Темкин М. М. Таблицы параметров пространственных распределений ионно-имплантированных примесей. Минск, 1980. 252 с.
- [6] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Темкин М. М. Phys. Stat. Sol. (b), 1980, v. 105, N 1, p. 201—211.
- [7] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А., Темкин М. М. Пространственное распределение энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М.: Энергоатомиздат, 1985. 248 с.
- [8] Фирсов О. Б. ЖЭТФ, 1959, т. 36: № 7, с. 1517—1522.
- [9] Lindhard J., Scharff M. Phys. Rev., 1961, v. 124, N 1, p. 128—129.
- [10] Ziegler J. F. Handbook of stopping cross-sections of energetic ions in all elements. New York etc: Pergamon Press, 1980, v. 5, 432 p.
- [11] Ingram D. C., Baker J. A., Walsh D. A. Nucl. Instrum. and Meth., 1985, v. B7/8, p. 361—365.
- [12] Hofker W. K., Oesthoek D. P., Koeman N. J., De Crefte H. A. Rad. Eff., 1975, v. 24, N 3—4, p. 223—231.
- [13] Crowder B. L. J. Electrochem. Soc., 1971, v. 118, N 6, p. 943—952.
- [14] Gibbons J. F. Proc. IEEE, 1972, v. 60, N 9, p. 1062—1096.
- [15] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Курязов В. Д., Темкин М. М. Rad. Eff. Lett., 1986, v. 87, N 4, p. 197—206.
- [16] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Темкин М. М., Шлотцхауэр Г. Тез. докл. междунар. конф. «Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы». Вильнюс, 1983, с. 185—186.

Научно-исследовательский институт  
прикладных физических проблем  
им. А. Н. Севченко  
при Белорусском государственном  
университете им. В. И. Ленина  
Минск

Поступило в Редакцию  
16 декабря 1986 г.