УДК 621.315.592

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ И БЫСТРЫХ ТЕРМООБРАБОТОК ПРИ ФОРМИРОВАНИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СУБМИКРОННЫХ И НАНОМЕТРОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ НА КРЕМНИИ

© 2012 г. Ф. Ф. Комаров, А. Ф. Комаров, А. М. Миронов, Г. М. Заяц*, Ю. В. Макаревич, С. А. Мискевич НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ, Беларусь, *Институт математики НАН Беларуси

Рассмотрены физикоматематические модели и численные алгоритмы, позволяющие достаточно точно моделировать современные технологические процессы, такие как низкоэнергетическая ионная имплантация и быстрая термообработка. Разработанный на основе этих моделей программный комплекс, интегрированный в систему сквозного моделирования процессов и приборов интегральной электроники Silvaco ATHENA, дает возможность использовать модели и методы расчета, альтернативные реализованным в известных программных продуктах, главным образом в решении задач с малой глубиной формируемых легированных областей.

Ключевые слова: ионная имплантация, диффузия, быстрый термический отжиг, численное моделирование.

Введение

При создании локальных легированных областей элементов кремниевых СБИС основными технологическими процессами являются низкоэнергетическая (с энергиями 0,5—50 кэВ) ионная имплантация атомов примесей с последующими быстрыми термообработками. Сочетание такого рода имплантации и быстрого термического отжига (БТО) позволяет изготавливать приборы со сверхмалыми размерами переходов. При таких технологиях характерно образование профилей примесей сложной конфигурации [1, 2]. Экспериментальный подбор технологических режимов производства СБИС — дорогостоящий и длительный процесс, поэтому математическое моделирование является необходимым инструментом разработки и исследования используемых процессов, в частности ионной имплантации и диффузионного переноса имплантированных атомов при постимплантационных термообработках. Необходимость получать расчетные профили распределения примесей, адекватных реальным, предполагает высокий уровень физико-математических моделей низкоэнергетической ионной имплантации и БТО. Но даже последние версии программного обеспечения, предназначенного для сквозного моделирования производства изделий микроэлектроники, не позволяют достаточно точно прогнозировать распределение легирующих примесей при быстрых высокотемпературных термообработках. У поверхности полупроводника расчетные данные, полученные при использовании таких программ, могут существенно отличаться от экспериментальных результатов [1—3]. В то же время точная информация о распределении атомов примесей во всех участках области моделирования необходима для эффективного расчета электрических характеристик полупроводниковых приборов.

Ниже рассмотрены физико—математические модели и численные алгоритмы, позволяющие достаточно точно моделировать современные технологические процессы создания элементной базы СБИС. Приведенные методы и результаты исследований основаны на более ранних публикациях [4—11].

Моделирование процесса низкоэнергетической ионной имплантации

Модель базируется на численном решении обратных кинетических (транспортных) уравнений Больцмана. Обратное кинетическое уравнение описывает эволюцию функции $F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E)$ распределения

ионов по энергиям E и направлениям движения \mathbf{n} в точке г. Для описания изменений функции распределения используем концепцию сечений рассеяния. Если частица движется со скоростью $v = (2E/M_1)^{1/2}$, то вероятность рассеяния в состояние, соответствующее сечению $d\sigma$, за время δt будет равна $Nv\delta t d\sigma$, где N — концентрация атомов мишени, которая может зависеть от г. Интеграл рассеяния должен включать в рассмотрение процессы, приводящие как к удалению частиц из состояния $(E, \mathbf{n}, \mathbf{r})$, так и к пополнению данного состояния $(E, \mathbf{n}', \mathbf{r})$ за счет рассеяния [11]. Уравнение для функции распределения F получаем с учетом баланса вероятностей до и после продвижения иона на некоторое, достаточно короткое расстояние $\delta \mathbf{r}$ ($\delta \mathbf{r}$ параллельно \mathbf{n}). После прохождения ионом расстояния δr существует вероятность столкновения $f_n = N |\delta \mathbf{r}| \mathrm{d}\sigma_n'$, характеризующегося переданной энергией T_n и появлением двух ионов: одного с энергией $(E-T_n)$ и углом **n**', другого (атома отдачи) с энергией T_n и углом \mathbf{n}'' . Кроме того, существует вероятность $f_e = N |\delta \mathbf{r}| \mathrm{d}\sigma_e(T_e, E)$ того, что ион передает энергию электронам мишени.

Используя предположение о взаимной независимости процессов ядерного рассеяния и электронного торможения, обратное кинетическое уравнение можно записать в виде

$$(\partial / \partial \mathbf{r}) F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E) =$$

$$= N \int d\sigma'_n \left[F(\mathbf{r}, \mathbf{n}', E - T_n) - F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E) + F(\mathbf{r}, \mathbf{n}'', T_n) \right] +$$

$$+ N \int d\sigma_e \left[F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E - T_e) - F(\mathbf{r}, \mathbf{n}, E) \right],$$
 (1)

где $\partial/\partial \mathbf{r}$ — производная по направлению $\delta \mathbf{r}$.

Последний интеграл в уравнении (1), описывающий вклад неупругого торможения, можно упростить. Учитывая, что масса электрона намного меньше массы налетающего иона и передаваемая электрону в одном столкновении энергия T_e намного меньше E, разложим подынтегральное выражение в ряд по T_e :

$$\begin{split} &I_{e}(\mathbf{r},\mathbf{n},E) = N \! \int \! \mathrm{d}\sigma_{e} \left[F(\mathbf{r},\mathbf{n},E-T_{e}) \! - \! F(\mathbf{r},\mathbf{n},E) \right] \! = \\ &= - \! N S_{e} \, \frac{\partial F(\mathbf{r},\mathbf{n},E)}{\partial E} \! + \! \frac{1}{2} N \Omega_{e}^{2}(E) \frac{\partial^{2} F(\mathbf{r},\mathbf{n},E)}{\partial E^{2}}, \end{split}$$

где $S_e(E) = \int T_e d\sigma_e$ — полное сечение неупругого торможения; $\Omega_e^2(E) = \int T_e^2 d\sigma_e$ — страгглинг электронного торможения. Вывод транспортного уравнения (1) приведен в работе [11].

Численное решение уравнения (1) позволило получить пространственные моменты распределения ионов бора, фосфора, мышьяка, сурьмы, BF_2 и углерода при имплантации с энергиями от 500 эВ до 1 МэВ в материалы, применяемые в современной кремниевой технологии изготовления интегральных схем. Полученные пространственные моменты распределения имплантированной примеси используются для расчета концентрационных профилей распределения имплантированных примесей. Для

построения двухмерных распределений примесей в многослойных непланарных структурах применяют методы построения профилей, изложенные в работах [12—15].

Модель диффузии примесей в кремнии

В соответствии с современными представлениями диффузия примесей замещения в полупроводниках осуществляется с участием точечных дефектов — вакансий (V) и собственных межузельных атомов (I), которые с атомами примеси образуют подвижные примесно—вакансионные и примесно—межузельные пары. Как показано в работах [4, 16, 17], диффузионный поток примеси можно представить в виде

$$J = -D^{E} \left(\operatorname{grad}(C^{V}C) + \frac{C^{V}C}{\chi} \operatorname{grad}\chi \right) - D^{F} \left(\operatorname{grad}(C^{I}C) + \frac{C^{I}C}{\chi} \operatorname{grad}\chi \right).$$
 (2)

Здесь χ — общая концентрация носителей заряда, нормированная к собственной концентрации носителей n_e :

$$\chi = \frac{n}{n_e} = \frac{C - C^{AC} - N + \sqrt{(C - C^{AC} - N)^2 + 4n_e^2}}{2n_e}.$$
 (3)

Из закона сохранения частиц

$$\operatorname{div} J + \frac{\partial C^{\mathrm{T}}}{\partial t} = 0$$

и условий (2) и (3) получаем следующее нелинейное уравнение диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t}^{T} = \sum_{i=1}^{p} \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(D^{E}(C) \frac{\partial (C^{V}C)}{\partial x_{i}} + D^{F}(C) \frac{\partial (C^{I}C)}{\partial x_{i}} + D^{N}(C, C^{V}, C^{I}) \frac{\partial C}{\partial x_{i}} \right),$$
(4)

 $p = 1, 2, 3, 0 < t \le T$

где
$$D^N = \frac{C(D^E C^V + D^F C^I)}{\sqrt{(C - C^{AC} - N)^2 + 4n_e^2}}.$$

В уравнениях (2)—(4) приняты следующие обозначения:

 $C^{\mathrm{T}} = C + C^{AC}$ — полная концентрация примеси; C — концентрация примеси в положении замещения;

 C^{AC} — концентрация примесей, связанных в кластеры (в частности, для мышьяка $C^{AC} = K\tilde{C}_D\chi^4C^2$, где K — характерный параметр кластеризации; \tilde{C}_D — нормализованная концентрация дефектов, участвующих в кластерообразовании);

N — концентрация примесей противоположного типа проводимости;

 C^{V} — концентрация вакансий, нормированная на термически равновесную концентрацию;

 C^I — концентрация собственных межузельных атомов, нормированная на термически равновесную концентрацию;

 $D^{\rm E}$ — эффективный коэффициент диффузии атомов примеси в поле внутренних упругих напряжений по механизму образования примесновакансионных комплексов,

$$D^{E} = D_{i}^{E} \frac{1 + \beta_{1}^{E} \chi + \beta_{2}^{E} \chi^{2}}{1 + \beta_{1}^{E} + \beta_{2}^{E}},$$

где $D_i^{\rm E}$ — собственный коэффициент диффузии атомов по указанному вакансионному механизму; $\beta_1^{\rm E}$ и $\beta_2^{\rm E}$ — параметры, описывающие относительный вклад в процесс переноса примеси однократно и двукратно заряженных вакансий соответственно;

 D^{F} — эффективный коэффициент диффузии примеси в поле внутренних упругих напряжений по механизму образования комплексов с собственными межузельными атомами,

$$D^{F} = D_{i}^{F} \frac{1 + \beta_{1}^{F} \chi + \beta_{2}^{F} \chi^{2}}{1 + \beta_{1}^{F} + \beta_{2}^{F}},$$

где $D_i^{\rm F}$ — собственный коэффициент диффузии атомов примеси по механизму образования комплексов «атом примеси — собственный межузельный атом»; $\beta_1^{\rm F}$ и $\beta_2^{\rm F}$ — параметры, описывающие относительный вклад в процесс переноса примеси однократно и двукратно заряженных собственных межузельных атомов соответственно.

Уравнение (4) рассмотрим в одно-, двух- или трехмерной области *G* с границей Г и применим для него граничные условия общего вида:

$$\alpha_{1} \left[D^{E}(C) \frac{\partial (C^{V}C)}{\partial \mathbf{n}} + D^{F}(C) \frac{\partial (C^{I}C)}{\partial \mathbf{n}} + D^{N}(C, C^{V}, C^{I}) \frac{\partial C}{\partial \mathbf{n}} \right] + \alpha_{2}C = \alpha_{3},$$
 (5)

где ${\bf n}$ — вектор нормали к границе моделирования Γ ; параметр α_1 принимает значение 0 либо 1; α_2 , α_3 — функции, зависящие от учитываемых физических явлений на границе области моделирования. В частности, при $\alpha_1=1$, $\alpha_2=\alpha_3=0$ на границе Γ имеют место условия отражения

$$D^{E}(C)\frac{\partial(C^{V}C)}{\partial\mathbf{n}} + D^{F}(C)\frac{\partial(C^{I}C)}{\partial\mathbf{n}} + D^{N}(C,C^{V},C^{I})\frac{\partial C}{\partial\mathbf{n}} = 0.$$

Начальные условия можно записать как

$$C^{T}(\mathbf{x},t)\Big|_{t=0} = C_{0}(\mathbf{x}), \tag{6}$$

где значения $C_0(\mathbf{x})$ ($\mathbf{x}=x$ (p=1), $\mathbf{x}=(x_1, x_2)$ (p=2), $\mathbf{x}=(x_1, x_2, x_3)$ (p=3) задаются имплантационным распределением.

Распределения концентрации точечных дефектов C^V и C^I в кремнии описываются квазилинейными параболическими уравнениями

$$\frac{\partial C^{V,I}}{\partial t} = \sum_{i=1}^{p} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(d^{V,I}(C) \frac{\partial C^{V,I}}{\partial x_i} + \psi_{1,i}^{V,I}(\mathbf{x}) C^{V,I} \right) - \psi_{2}^{V,I}(C) C^{V,I} + \psi_{3}^{V,I}(\mathbf{x}).$$
(7)

Здесь $d^{V,I}(C)$ — коэффициент диффузии; $\psi_{1,i}^{V,I}(\mathbf{x})$ — функция, зависящая от эффективной скорости дрейфа дефектов в поле внутренних упругих напряжений; $\psi_2^{V,I}(C) > 0$ — в этом слагаемом учтены средняя длина диффузионного пробега дефектов и среднее время их жизни; $\psi_3^{V,I}(\mathbf{x})$ — функция, зависящая от скорости генерации дефектов. Более подробно эти функции описаны в работе [10]. В частности, функция ψ_1 определена через скорость дрейфа точечных дефектов, вычисляемую в виде

$$v_x = -v_B \frac{\partial C^{\mathrm{T}}}{\partial x},$$

где v_{B} — масштабный коэффициент.

Уравнение (7) замыкаем на границе Γ условием общего вида

$$\alpha_1 \left(d^{V,I}(C) \frac{\partial C^{V,I}}{\partial \mathbf{n}} + \psi_1 C^{V,I} \right) + \alpha_2 C^{V,I} = \alpha_3, \quad (8)$$

где α_1 принимает значение 0 либо $1; \alpha_2$ — коэффициент рекомбинации; α_3 — поверхностная длина рекомбинации.

Значения концентрации точечных дефектов в начальный момент времени $C^{V,I}(\mathbf{x},t)|_{t=0}$ могут быть рассчитаны при моделировании процесса ионной имплантации явно или согласно модели «+1» [18].

Численное решение нелинейной системы уравнений (4)—(8) основано на разностном методе [19]. Построим алгоритм для трехмерной задачи (p=3) в случае, когда область $G=[0,l_1]\times[0,l_2]\times[0,l_3]\times \times [0,T]$. Воспользуемся локально-одномерным методом в целых шагах [19], дающим возможность существенно сократить общее число арифметических операций по сравнению с прямыми методами.

Введем сетку по времени $\omega_{\tau}=\{t_0=0,\ t_j=\sum_{k=1}^j \tau_k,\ j=1,\,2,\,...,\,j_0$, $\tau_k>0\}.$

Поставим в соответствие уравнению (4) цепочку одномерных уравнений

$$\frac{\partial C^{T}_{(1)}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_{1}} \left(D^{E}(C_{(1)}) \frac{\partial (C^{V}C_{(1)})}{\partial x_{1}} + D^{F}(C_{(1)}) \frac{\partial (C^{I}C_{(1)})}{\partial x_{1}} + D^{N}(C_{(1)}, C^{V}, C^{I}) \frac{\partial C_{(1)}}{\partial x_{1}} \right); \qquad (9)$$

$$\frac{\partial C^{T}_{(2)}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_{2}} \left(D^{E}(C_{(2)}) \frac{\partial (C^{V}C_{(2)})}{\partial x_{2}} + D^{F}(C_{(2)}) \frac{\partial (C^{I}C_{(2)})}{\partial x_{2}} + D^{N}(C_{(2)}, C^{V}, C^{I}) \frac{\partial C_{(2)}}{\partial x_{2}} \right); \quad (10)$$

$$\frac{\partial C^{T}_{(3)}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_{3}} \left(D^{E}(C_{(3)}) \frac{\partial (C^{V}C_{(3)})}{\partial x_{3}} + D^{N}(C_{(3)}, C^{V}, C^{I}) \frac{\partial C_{(3)}}{\partial x_{3}} + D^{N}(C_{(3)}, C^{V}, C^{I}) \frac{\partial C_{(3)}}{\partial x_{3}} \right); \quad (11)$$

$$t_{j-1} \le t \le t_{j}; (x_{1}, x_{2}, x_{3}) \in G,$$

каждое из которых дополняется граничными условиями отражения на соответствующих участках

Уравнения (9)—(11) связаны следующим образом:

$$C_{(1)}\Big|_{t=t_{j-1}} = C_{(3)}\Big|_{t=t_{j-1}}, \quad j=2, 3, ..., j_0;$$

$$C_{(2)}\Big|_{t=t_{j-1}} = C_{(1)}\Big|_{t=t_j}, \quad C_{(3)}\Big|_{t=t_{j-1}} = C_{(2)}\Big|_{t=t_j}, \qquad (12)$$

$$j=1, 2, ..., j_0;$$

$$C_{(1)}^T\Big|_{t=0} = C_0(\mathbf{x}).$$

Система дифференциальных уравнений (9)—(11) аппроксимирует трехмерное уравнение (4) в суммарном (интегральном) смысле. Уравнения (9)—(11) решаются совместно с уравнениями для дефектов (7), в соответствие которым, согласно локальноодномерному методу, также ставим цепочки одномерных уравнений

$$\frac{\partial C_{1}^{V,I}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_{1}} \left(d^{V,I}(C) \frac{\partial C_{1}^{V,I}}{\partial x_{1}} + \psi_{1,1}^{V,I}(\mathbf{x}) C^{V,I} \right) - \\
- \psi_{2,1}^{V,I}(C) C_{1}^{V,I} + \psi_{3,1}^{V,I}(\mathbf{x}); \tag{13}$$

$$\frac{\partial C_{2}^{V,I}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_{2}} \left(d^{V,I}(C) \frac{\partial C_{2}^{V,I}}{\partial x_{2}} + \psi_{1,2}^{V,I}(\mathbf{x}) C^{V,I} \right) - \\
- \psi_{2,2}^{V,I}(C) C_{2}^{V,I} + \psi_{3,2}^{V,I}(\mathbf{x}); \tag{14}$$

$$\frac{\partial C_{3}^{V,I}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_{3}} \left(d^{V,I}(C) \frac{\partial C_{3}^{V,I}}{\partial x_{3}} + \psi_{1,3}^{V,I}(\mathbf{x}) C^{V,I} \right) - \\
- \psi_{2,3}^{V,I}(C) C_{3}^{V,I} + \psi_{3,3}^{V,I}(\mathbf{x}). \tag{15}$$

Здесь
$$\sum_{k=1}^{3} \psi_{2,k}^{V,I} = \psi_{2}^{V,I}; \quad \sum_{k=1}^{3} \psi_{3,k}^{V,I} = \psi_{3}^{V,I}.$$

Уравнения (13)—(15) дополняются условиями

$$\alpha_{1,i} \left(d^{V,I}(C) \frac{\partial C^{V,I}}{\partial x_i} + \psi_1 C^{V,I} \right) + \alpha_{2,i} C^{V,I} = \alpha_{3,i}, \ j = 1, 2, 3$$

на соответствующих участках границы Г.

 $\underline{\mathrm{Уp}}$ авнения (13)—(15) на временном слое t_j $(j=1,j_0)$ связаны соотношениями, аналогичными (12). В качестве приближенного решения задачи (4)—(8) для $t=t_{j},\,j=1,\,2,\,...,\,j_{0},\,$ в соответствии с теорией локально-одномерного метода [19] берем функции

Задача (9)—(15) решается разностным методом [20]. Разностные уравнения для соотношений (9)—(15) на сетке строятся интегроинтерполяционным методом [20].

Уравнения диффузии примеси в SiO₂ и условия сопряжения на границе раздела кремний-оксид были формализованы методом, изложенным в работе [21]. Этот численный метод позволяет корректно строить алгоритм без традиционно вводимого на границе раздела сред искусственного параметра — коэффициента массопереноса. Выбор этого параметра весьма затруднителен для различных сред, примесей и температур процесса. Данные по его значениям в различных источниках существенно отличаются. Предлагаемый подход моделирования профилей примесей можно использовать и для других, не на основе кремния, сложных структур.

Как было показано в работе [22], длиннопробежная миграция неравновесных межузельных примесей, в частности бора и индия, является основным фактором в формировании «хвостов» распределений в области малой концентрации примеси как в случае ионной имплантации в кристаллический кремний, так и в случае внедрения примесей в предварительно аморфизованные слои кремния. В соответствии с этим, приведенная выше модель была усовершенствована: введен дополнительный поток диффузии неактивной межузельной примеси.

Модель была откалибрована с использованием экспериментальных данных для диффузии различных примесей в кремнии и оксиде кремния при равновесных и быстрых термообработках.

Результаты и их обсуждение

Продолжающееся уменьшение глубины p-n-переходов и поперечных размеров МОПтранзисторов приводит к широкому использованию низкоэнергетической ионной имплантации и быстрого отжига в КМОП-техпроцессах. На рис. 1 (см. третью страницу обложки) приведен пример расчета распределений активных примесей в двухмерной области в результате процесса, использующего p-HALO-легирование для подавления эффекта короткого канала: имплантация ионов As $(2\cdot 10^{13}~{
m cm}^{-2},~40~{
m кэВ})$, имплантация ионов бора $(2\times$ $\times 10^{13}$ см⁻², 2 кэВ), имплантация ионов бора (1 · 10^{14} см⁻², 4 кэВ), отжиг 10 с при 1000 °С.

Для оценки корректности рассмотренной модели также сравнивали результаты расчетов с экспериментальными данными из работ [23] и [1]. На рис. 2 и 3 приведены результаты моделирования процессов

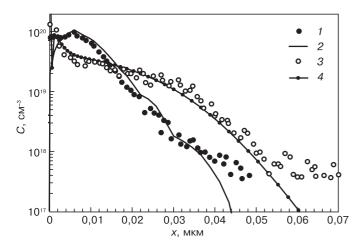


Рис. 2. Профили распределения импланированного в кремний бора:

1 — данные ВИМС; 2 — расчет; 3 — данные ВИМС, согласно работе [23], для имплантированного в кремний с дозой 1·10¹⁴ см⁻² и энергией 2 кэВ бора, который затем в течение 10 с подвергали отжигу при температуре 1000 °C; 4 — результаты моделирования

низкоэнергетической имплантации бора и мышьяка с последующими быстрыми термообработками.

На рис. 2 результаты расчета сравниваются с данными эксперимента [23], в котором бор имплантировали в кремний с дозой $1\cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ и энергией 2 кэВ, а затем проводили отжиг при 1000 °C в течение 10 с. Параметры модели: $\beta_1=0,7,\ \beta_2=0$; в граничных условиях (5) для бора на границе оксид—воздух $\alpha_1=1,\ \alpha_2=5\cdot 10^2$ мкм $^{-4},\ \alpha_3=0$; для дефектов (собственных междоузлий кремния) в выражении (8) на границе кремния $\alpha_1=1,\ \alpha_2=10^{14}$ мкм $^{-4},\ \alpha_3=0$; $\nu_B=10^{-14}$.

На рис. 3 приведены результаты, соответствующие имплантации ионов $\mathrm{As^+}$ в кремний с энергией 5 кэВ и БТО с температурами 850 и 950 °C, а также результаты моделирования с использовани-

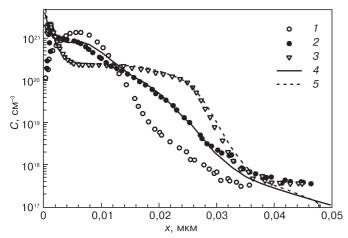


Рис. 3. Результаты расчетов и экспериментальные данные из работы [1] для ионов мышьяка, имплантированных в кремний с энергией 5 кэВ и дозой 1·10¹⁵ см⁻², а затем термообработанных (БТО):

1. 2. 3 — измеренные методом времяпролетной ВИМС

экспериментальные профили имплантированного мышьяка, а также мышьяка, подвергшегося отжигу при 850 и 950 °C соответственно; 4, 5 — результаты моделирования БТО при 850 и 950 °C соответственно.

Для расчетов использовали разработанные авторами модели

ем предложенных авторами моделей. В работе [1] имплантацию ионов мышьяка с дозой $1\cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ в кремниевую подложку проводили при комнатной температуре при различных энергиях: 5, 10 и 15 кэВ. Далее образцы подвергали БТО в азотной среде в диапазоне температур 650-950 °C и времени 10-30 с. Затем с помощью метода вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) были получены профили распределения. Параметры модели: толщина слоя $SiO_2-0.01$ мкм, параметры ГУ (5) на границе оксид—воздух: $\alpha_1=1, \alpha_2=5\cdot 10^{-6}$ мкм $^{-4}, \alpha_3=0$; для точечных дефектов на границе Si/SiO_2 : $\alpha_1=1, \alpha_2=10^{14}$ мкм $^{-4}, \alpha_3=10^{-9}$ мкм $^{-3}, \nu_B=10^{-20}, \beta_1=3.67, \beta_2=1.34$.

Результаты расчетов с достаточной точностью соответствуют измеренным методом ВИМС профилям, включая приповерхностную область, где наблюдается «восходящая диффузия» и формирование локального максимума вблизи границы ${
m SiO_2/Si.}$ У поверхности кремния происходит рекомбинация собственных межузельных атомов, что приводит к появлению дополнительного потока примеси.

Заключение

Разработаны модели процессов низкоэнергетической ионной имплантации и БТО. На основе этих моделей создан программный комплекс, который позволяет использовать эти модели и методы расчета в решении задач с малой глубиной формируемых легированных областей. С помощью разработанного программного обеспечения проведено моделирование различных процессов, в том числе имплантации ионов B, BF_2 , P, As, Sb, C в кремниевые структуры, соответствующие типичным сильнолегированным активным областям элементов современных СБИС, и последующего БТО. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными методом ВИМС.

Библиографический список

- 1. **Girginoudi, D.** Studies of ultra shallow n^+ —p-junctions formed by low–energy As–implantation / D. Girginoudi, N. Georguolas, A. Thanailakis, E.A. Polycroniadis // Mater. Sci. and Eng. B. 2004. V. 114–115. P. 381—385.
- 2. **Solmi, S.** Transient enhanced diffusion of As in Si / S. Solmi, M. Ferri, M. Bersani // J. Appl. Phys. 2003. V. 94, N 8. P. 4950—
- 3. **Ruffell, A.** Annealing behavior of low–energy ion–implanted P in Si / A. Ruffell, I. V. Mitchell, P. Simpson // Ibid. 2005. V. 97. P. 123518.1–6
- 4. **Komarov, F. F.** Mechanisms of arsenic clustering in silicon / F. F. Komarov, O. I. Velichko, V. A. Dobrushkin, A. M. Mironov // Phys. Rev. 2006. V. 74. P. 035205–1—035205–10.
- 5. **Komarov, F. F.** 2D modelling of the diffusion of low–energy implanted arsenic in silicon at rapid thermal annealing / F. F. Komarov, A. M. Mironov, G. M. Zayats, V. A. Tsurko, O. I. Velicko, A. F. Komarov, A. I. Belous // Vacuum. 2007. V. 81. P. 1184—1187.
- 6. **Мильчанин, О. В.** Улучшение параметров мелких p^+ —n—переходов в кремнии путем дополнительных имплантаций ионов углерода и ступенчатых термообработок / О. В. Мильчанин, Ф. Ф. Комаров, В. И. Плебанович, П. И. Гайдук, А. Ф. Комаров // Докл. НАН Беларуси. −2007. − Т. 51, № 2. − С. 40—44.

- 7. **Комаров, Ф. Ф.** Формирование однородно легированных слоев в металлах и полупроводниках методом полиэнергетической высокодозной ионной имплантации / Ф. Ф. Комаров, А. Ф. Комаров, А. М. Миронов // Там же. 2007. Т. 51, № 3. С. 52—56.
- 8. **Komarov, F. F.** Simulation of rapid thermal annealing of lowenergy implanted arsenic in silicon / F. F. Komarov, A. F. Komarov, A. M. Mironov, G. M. Zayats, V. A. Tsurko, O. I. Velichko // Phys. and Chem. of Solid State. 2007. V. 8, N 3. P. 494—499.
- 9. **Mironov, A. M.** Modelling of low-energy-implanted phosphorus diffusion during rapid thermal processing of the semiconductor structures / A. M. Mironov, F. F. Komarov, A. F. Komarov, V. A. Tsurko, G. M. Zayats, O. I. Velichko // Vacuum. 2009. V. 83. P. S127—S130.
- 10. **Комаров, Ф. Ф.** Моделирование процесса быстрого отжига кремниевых структур, имплантированных бором и бором с углеродом / Ф. Ф. Комаров, А. Ф. Комаров, А. М. Миронов, Г. М. Заяц // Материалы Седьмой Междунар. конф. «Автоматизация проектирования дискретных систем». Минск, 2010. С. 370—376.
- 11. Буренков, А. Ф. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах / А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров, М. А. Кумахов. М. : Энергоатомиздат, 1985. 245 с.
- 12. **Hobler, G.** Two–dimensional modelling of ion implantation with spatial moments / G. Hobler, E. Langer, S. Selberherr // Solid–State Electronics. 1987. V. 30, N 4. P. 445—455.
- 13. **Burenkov, A. F.** Two–dimensional local ion implantation distribution / A. F. Burenkov, A. G. Kurganov, G. G. Konoplyanik // Surface Sciences. 1989. V. 8. P. 52.
- 14. **Lorenz J.**, Simulation of the lateral spread of implanted ions: theory. / Lorenz J., Kruger W., Barthel A. // Proc. NASECODE–VI Boole Press, 1989. P. 513—520.
- 15. **Parab, K. B.** Analysis of ultra–shallow doping profiles obtained by low energy ion implantation / K. B. Parab, D. H. Yang, S. J. Morris, S. Tian, A. F. Tasch, D. Kamenitsa, R. Simonton, C. Magee // J. Vac. Sci. and Techn. B. 1996. V. 4, N 1. P. 260.

- 16. **Fedotov, A.K.** Set of equations for stress–mediated evolution of the nonequilibrium dopant–defect system in semiconductor crystals / A. K. Fedotov, O. I. Velichko, V. A. Dobrushkin // J. Alloys and Compounds. 2004. V. 382, Iss. 1–2. P. 283—287.
- 17. **Komarov**, **F.F.** Numerical algorithms for modeling of diffusion of As implanted in Si at low energies and high fluences / F. F. Komarov, O. I. Velichko, A. M. Mironov, V. A. Tsurko, G. M. Zayats // Proc. SPIE. 2006. V. 6260. P. 566—574.
- 18. **Griffin, P. B.** Doping and damage dose dependence of implant induced TED below the amorphization threshold / P. B. Griffin, R. F. Lever, P. A. Packan, J. D. Plummer // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64, N 10. P. 1242.
- 19. Самарский, А. А. Теория разностных схем / А. А. Самарский. М.: Наука, 1977. 656 с.
- 20. **Komarov**, **F. F.** Numerical simulation of impurity diffusion at the formation of ultrashallow doped areas in semiconductors / F. F. Komarov, A. F. Komarov, A. M. Mironov, O. I. Velichko, V. A. Tsurko, G. M. Zayats // J. Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2010. V. 13, N 4. P. 389—395.
- 21. Величко, О. И. Моделирование диффузии мышьяка в системе SiO_2/Si при низкоэнергетической имплантации и коротком термическом отжиге / О. И. Величко, Г. М. Заяц, А. Ф. Комаров, А. М. Миронов, В. А. Цурко // Материалы VII Междунар. конф. «Взаимодействие излучений с твердым телом». Минск (Беларусь), 2007. С. 96—98.
- 22. **Velichko, O. I.** Modeling of the transient interstitial diffusion of implanted atoms during low–temperature annealing of silicon substrates / O. I. Velichko, A. P. Kavaliova // Physica B. 2012. V. 407. P. 2176—2184.
- $23.\,\textsc{Boucard}$, F. A. Comprehensive solution for simulating ultrashallow junctions: From high dose/low energy implant to diffusion annealing / F. Boucard, F. Roger, I. Chakarov, V. Zhuk, M. Temkin, X. Montagner, E. Guichard, D. Mathiot // Mater. Sci. and Eng. B. 2005.-V.124-125.-P.409-414.



Адрес: Ленинский проспект, д. 4 главный корпус МИСиС, цокольный этаж.

Тел.: (495) 638-44-28, (495) 638-45-31

В МИСиС открылся современный книжный магазин

В магазине представлены: научная, учебная и учебнометодическая литература, выпускаемая Издательским Домом МИСиС, в том числе следующие издания:

Блистанов А. А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. – М. : • МИСИС • , 2007. – 432 с., ISBN 978-5-87623-182-6.

Рассмотрены особенности получения, структура, дефекты и свойства кристаллов, используемых в лазерной, нелинейной и акустооптике.

Горелик С. С., Дашевский М. Я. Материаловедение полупроводников и диэлектриков. 2-ое издание, переработаное и доп. – М.:
• МИСИС •, 2003. – 480 с., ISBN 5-87623-018-7.

Рассмотрены свойства различных полупроводниковых и диэлектрических материалов и частично металлов, используемых в твердотельной электронике.

Кожитов Л. В., Косушкин В. Г., Крапухин В. В.,

Пархоменко Ю. Н. Технология материалов микро- и наноэлектроники. – М.: • МИСИС •, 2007. – 544 с., ISBN 978-5-87623-132-7.

Книга предназначена для широкого круга научных и инженернотехнических работников, специализирующихся в области получения и исследования материалов микро- и наноэлектроники.

Книги можно приобрести за наличный и безналичный расчет.