

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ИОНОВ, ИМПЛАНТИРУЕМЫХ ОРИЕНТИРУЕМЫМ ПУЧКОМ В ПОЛУПРОВОДНИК С ДЕФЕКТАМИ

Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И.

В настоящее время проблеме радиационно-индуцированного перераспределения примесей в полупроводниках уделяется большое внимание (см., например, [1]). Это связано с тем, что сейчас уже накоплен значительный экспериментальный материал [2-7], свидетельствующий о влиянии радиационно-индуцированных процессов на формирование профилей концентраций дефектов и примесей, однако физика этого явления до конца не понята. Особый интерес представляет радиационно-стимулированная диффузия (РСД) в связи с проблемой ионной имплантации [7-9], причем имплантация в условиях каналирования предоставляет уникальную возможность исследовать процессы взаимодействия частиц практически в отсутствие ядерных столкновений, что позволяет выявить подпороговые механизмы РСД с участием электронных возбуждений.

Из экспериментов [7-10] известно, что перераспределение ионов, внедренных в полупроводник, происходит не только под действием внешнего облучения частицами другого сорта, но и по мере увеличения дозы имплантации. Это позволяет предположить, что радиационно-стимулированные процессы всегда сопутствуют ионной имплантации и при больших дозах облучения существенно влияют на формирование концентрационного профиля.

В данном сообщении исследуется пространственно-временная эволюция профиля концентрации ионов, вводимых в полубесконечный монокристаллический полупроводник с дефектами в результате непрерывной имплантации ориентированного пучка при комнатных температурах. Учитываются РСД, а также захват диффундирующих ионов на дефекты, играющие роль глубоких и мелких ловушек, и тепловое высвобождение из них. Следует заметить, что, например, в кремнии при температуре ниже 900 °С обычные механизмы диффузии заморожены [11] и за перераспределение профиля отвечают фактически только радиационно-стимулированные процессы.

Пусть на плоскую границу кристалла в момент времени $t=0$ падает поток имплантируемых ионов параллельно оси x . За короткие времена (при малых дозах имплантации) перераспределение концентрационного профиля, обусловленное РСД, трудно наблюдать. Поэтому будем рассматривать непрерывную имплантацию во всем временном интервале $0 \leq t \leq \infty$ (случай больших доз).

Будем считать, что в каждый момент времени в облучаемом кристалле создается пространственно распределенный источник $F_0(x)$, по форме совпадающий с известным теоретическим распределением [12] либо с экспериментальными профилями для малых доз в случае каналирования, для которого теория недостаточно хорошо развита. В этом случае, если не рассматривать никаких других процессов, для разных моментов времени мы получим набор подобных профилей: $n(x, t) = F_0(x) t$, что в эксперименте верно лишь при малых временах. Однако ионной имплантации всегда сопутствует образование коллективных и одностичных электронных возбуждений, возбуждений решетки кристалла

и других, которые взаимодействуют с имплантированными ионами, приводя к РСД. Поэтому введем в рассмотрение РСД примесных ионов с коэффициентом D . Кроме того, в реальном кристалле имеется значительная концентрация дефектов, которые могут захватывать диффундирующие ионы. Будем считать, что в полупроводнике имеется два сорта таких дефектов: мелкие ловушки, из которых при рассматриваемых температурах возможно высвобождение ионов, и глубокие ловушки, высвобождение из которых заморожено. Пусть скорость захвата на дефекты первого сорта b , скорость высвобождения из них γ , скорость захвата на дефекты второго сорта λ . С учетом сказанного концентрацию имплантированных ионов $n(x, t)$ можно описать следующей системой уравнений [13]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - bn + \gamma \bar{n} - \lambda n + F_0(x), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial t} = bn - \gamma \bar{n}, \quad (2)$$

где $\bar{n}(x, t)$ — концентрация ионов, захваченных на дефекты первого сорта. Здесь предполагается, что концентрация дефектов достаточно высока, так что скорости b , γ , λ можно считать постоянными, поскольку ловушки не испытывают насыщения.

В условиях каналирования распределенный источник $F_0(x)$ можно представить в виде суммы двух профилей: $F_0(x) = F_K(x) + F_H(x)$, где

$$F_K(x) = \begin{cases} N_0 \exp[(x - x_0)/a], & 0 \leq x \leq x_0, \\ N_0 \exp[-(x - x_0)/c], & x_0 \leq x < \infty \end{cases} \quad (3)$$

является хорошей аппроксимацией при описании распределения каналированных ионов:

$$F_H(x) = (x + \beta x) \exp(-\delta x) \quad (4)$$

относится к ионам, не вошедшим в канал, а также деканализованным в процессе рассеяния. Вид функций (3), (4) выбирался из тех соображений, чтобы достаточно хорошо описать характерные черты экспериментально наблюдаемых распределений при малых дозах и в то же время обеспечить возможность нахождения точного аналитического решения системы (1)–(2). Например, (3) позволяет при соответствующем подборе параметров x_0 , a , c воспроизвести такие характерные черты профиля в условиях каналирования, как большая глубина проникновения и резкий спад вблизи максимального пробега.

Получено общее решение системы (1)–(2) при начальных условиях $n(x, 0) = \bar{n}(x, 0) = 0$ и граничных условиях $n'_x(0, t) = \bar{n}'_x(0, t) = 0$, отвечающих отсутствию диффузионного потока через поверхность кристалла. Подробности решения этой системы без учета каналирования описаны в [14]. Приведем окончательный результат

$$n(x, t) = \int_0^{\infty} dk S(k) \cos kx \left\{ e^{-p_2(k)t} + e^{-p_1(k)t} - 2 + \frac{b - \lambda + \gamma - Dk^2}{[(b + \lambda + \gamma + Dk^2)^2 - 4\gamma(\lambda + Dk^2)]^{1/2}} (e^{-p_2(k)t} - e^{-p_1(k)t}) \right\}, \quad (5)$$

где $S(k) = -(1/\pi) \int_0^{\infty} dx \cos(kx) n_{ст}(x)$; $n_{ст}(x) = n_k^{ст} + n_a^{ст}$ — стационарное решение системы ($t \rightarrow \infty$);

$$p_{1,2}(k) = 1/2 \{ b + \lambda + \gamma + Dk^2 \pm [(b + \lambda + \gamma + Dk^2)^2 - 4\gamma(\lambda + Dk^2)]^{1/2} \}.$$

Формула для $n_k^{ст}$ приведена в [14]. Отдельно взятые каналированные ионы образуют колоколообразный профиль с максимумом вблизи $x = x_0$. Мы приведем здесь формулы для случая $a = c$, так как этого достаточно для выявления общих закономерностей и позволяет избежать громоздких выражений,

$$n_{cr}^{ст} \left(\begin{matrix} x \leq x_0 \\ x \geq x_0 \end{matrix} \right) = \frac{N_0}{\alpha} \frac{1}{L^2 - A^2} \left[\frac{A}{L} (e^{-MA} - e^{-ML}) e^{-L\xi} - \frac{A}{L} e^{\pm L(\xi - M)} + e^{\pm A(\xi - M)} \right], \quad (6)$$

где n измеряется в единицах $\alpha/D\delta^2$; $\xi = x\delta$, $L = \sqrt{\lambda/D\delta}$, $A = 1/a\delta$, $M = x_0\delta$. Видно, что, кроме характеристик источников (A , M), на конечное распределение влияют параметры РСД и глубоких ловушек (D , λ), а также величина N_0/α , характеризующая долю ионов, оставшихся в канале, от общего числа внедренных ионов, что зависит от угла влета частиц относительно кристаллографических плоскостей. Роль мелких ловушек сводится к регулированию времени установления стационарного распределения: $\tau \sim (1 + b/\gamma)/\lambda$.

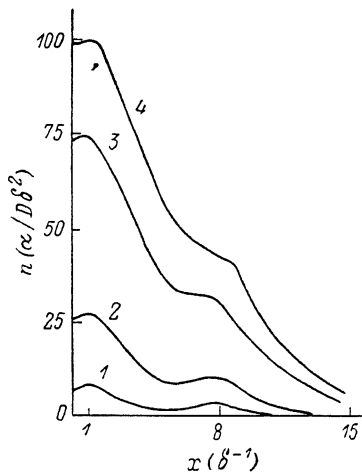


Рис. 1. Профили концентрации внедренных ионов в различные моменты времени t [в ед. $(D\delta^2)^{-1}$] с начала имплантации.

t : 1 — 0.5, 2 — 2, 3 — 20, 4 — ∞ . Расчетные параметры: $x_0\delta = 8$, $a\delta = 1$, $a = c$, $\lambda/D\delta^2 = 0.1$, $\beta\alpha/\delta = 50$, $b/D\delta^2 = \gamma/D\delta^2 = 0.1$, $N_0/\alpha = 10$.

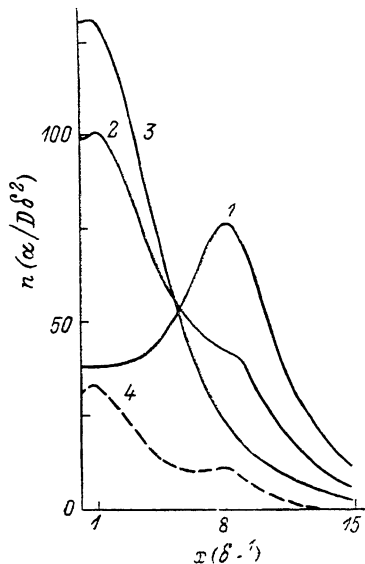


Рис. 2. Стационарные распределения с различной долей каналированных ионов.

N_0/α : 1 — 30, 2, 4 — 10, 3 — 0. Отношения $\beta/\alpha\delta$ подобраны так, чтобы обеспечить равенство общего количества внедренных ионов. $\lambda/D\delta^2$: 1—3 — 0.1, 4 — 0.4. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

Эволюция суммарного профиля представлена на рис. 1. Видно, что в начальный момент времени возникают два максимума, отвечающие неканалированным и каналированным ионам. Со временем они смещаются к границе кристалла по той причине, что поверхность задерживает диффузионный поток и приводит к дополнительному накоплению примеси вблизи нее. Быстрое сглаживание второго максимума согласуется с экспериментальным фактом уменьшения эффекта каналирования с ростом дозы имплантации [10]. На рис. 2 показана зависимость эффекта каналирования от ориентации пучка, так как представленные на нем кривые 1—3 соответствуют различным вкладам каналированных частиц в общее число ионов. Возникающие при этом изменения стационарного профиля вполне соответствуют экспериментальным данным [8, 9]. Кривой 4 показано, что при увеличении λ эффект каналирования становится заметнее.

Таким образом, РСД, осложненная взаимодействием с дефектами, оказывает заметное влияние на формирование профиля имплантируемой примеси, причем по-разному сказывается на результатах, полученных в случае каналирования и в его отсутствие. Исследование зависимости распределения примеси от дозы имплантации позволяет по характеру изменения профилей сделать вывод о механизмах РСД и необходимо при создании адекватной теории.

Л и т е р а т у р а

- [1] Клиньгер М. И., Лушчик Ч. Б., Машовец Т. В., Холодарь Г. А., Шейнкман М. К., Эланго М. А. — УФН, 1985, т. 147, с. 523—558.
 [2] Коваловский В. В., Ломасов В. Н. — Электрон. техн., сер. 7, 1985, в. 9 (1109), с. 1—56.

- [3] Masters B. J., Gorey E. F. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 5, p. 2717—2724.
 [4] Minnear R. L., Nelson D. G., Gibbons J. F. — J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 8, p. 3468—3480.
 [5] Varuch P., Monnier J., Blanchard B., Castaing C. — Appl. Phys. Lett., 1975, p. 77—80.
 [6] Varuch P. — Inst. Phys. Conf. Ser., 1977, v. 31, N 1, p. 126—143.
 [7] Борисенко В. Е., Дутов А. Г., Колосов В. А., Лобанова К. Е. — ФТП, 1984, т. 18, в. 10, с. 1888—1890.
 [8] Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. М., 1983. 360 с.
 [9] Зорин В. И., Павлов П. В., Тетельбаум Д. И. Ионное легирование полупроводников. М., 1975. 128 с.
 [10] Dearnaley G., Freeman J. H., Gard G. A., Wilkins M. A. — Canad. J. Phys., 1968, v. 4, N 2, p. 587—590.
 [11] Вавилов В. С., Клив А. Е., Ниязова О. Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М., 1981. 368 с.
 [12] Калашников Н. П., Ремизович В. С., Рязанов М. И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М., 1980. 272 с.
 [13] Кудряшов Н. А., Мазур Е. А. — В кн.: Влияние ионизирующих излучений на свойства диэлектриков и полупроводников. М., 1979. с. 30—40.
 [14] Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2023—2028.

Московский
инженерно-физический институт

Получено 27.10.1987
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В КЛАССИЧЕСКИ СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Герман А. И., Чайковский И. А.

Влияние неоднородного распределения носителей по образцу на гальваномагнитные эффекты в полупроводниках было предметом изучения многих авторов [1-4]. В [1] было показано, что при включении сильного магнитного поля, когда $\beta = \mu H/c \gg 1$ (μ — подвижность носителей, H — напряженность магнитного поля), поправка к поперечной электропроводности, связанная с неоднородностями, обратно пропорциональна первой степени H , в то время как невозможная часть электропроводности пропорциональна H^{-2} . Таким образом, с ростом H эта поправка может превзойти значение поперечной электропроводности в отсутствие неоднородностей. В [1] этот результат был получен в первом порядке теории возмущений по параметру $\xi = \langle (n(\mathbf{r}) - \langle n \rangle)^2 \rangle / \langle n \rangle^2$, $n(\mathbf{r})$ — локальное значение концентрации носителей, $\langle n \rangle$ — ее среднее значение, вычисленное по области, много большей размера неоднородности. Дальнейший анализ, проведенный в [2], показал, что в разложении по параметру ξ следует учитывать все слагаемые в ряду теории возмущений, так как они все одного порядка по β . Этот вывод принципиален, и последовательное суммирование этого ряда, проведенное в [3], показало, что параметром разложения является не ξ , а величина $\beta\xi$, которая в больших полях может превосходить единицу. Итак, ряд по $\beta\xi$ является асимптотическим, и его суммирование удастся провести при учете всех членов ряда соответствующего порядка. Результат работы [3] состоит в том, что для трехмерных неоднородностей зависимость поперечной эффективной проводимости от магнитного поля имеет вид $\sigma_{\perp}^{\text{эфф}} \sim H^{-4/3}$ (закон $4/3$), и она сохраняется также в случае слабых неоднородностей в сильных магнитных полях в полупроводниках с высокой подвижностью.

Поведение поперечной проводимости в переменном электрическом поле исследовалось менее подробно. В [2] результаты были получены в общем виде без дальнейшего суммирования ряда теории возмущений. В то же время остается невыясненным вопрос о зависимости $\sigma_{\perp}^{\text{эфф}}(\omega)$ (ω — частота переменного электрического поля) от магнитного поля. Можно предположить, что с ростом ча-