

Для объяснения явлений отрицательной фотопроводимости можно применить различные модели [2-4]. В частности, для полупроводников, содержащих глубокие примесные уровни, часто применяют модель электронных переходов между центрами захвата и ловушками в запрещенной зоне с одновременной рекомбинацией соответствующих носителей. В то же время в данной работе обнаружена нормальная фотопроводимость лишь при очень низких и высоких частотах, что коррелирует с соответствующей зависимостью для диэлектрической проницаемости. Можно предположить, что когда носители перемещаются по кристаллу в электрическом поле со скоростью, большей скорости разряда в пространстве кристалл—электрод, часть носителей накапливается вблизи раздела сред. Это ведет к созданию пространственного заряда вблизи электродов, что в свою очередь изменяет поляризуемость, а соответственно и проницаемость—проводимость. Так же объяснялся и аналогичный эффект в прустите [5].

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования Tl_3SbS_3 в акустоэлектронных и фотоакустоэлектронных преобразователях, что с учетом особенностей их зонной структуры [6] делает возможным их практическое применение.

Список литературы

- [1] Сложные халькогениды и халькогалогениды (получение и свойства) / Под ред. Д. В. Чепура. Львов, 1983. 184 с.
- [2] Byer N. H., Bobb L. C. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 8. P. 3738—3744.
- [3] Staebler D. L., Wronski C. R. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 7. P. 3262—3268.
- [4] Shimakawa K., Watanabe A. // Sol. St. Commun. 1985. V. 55. P. 1242—1268.
- [5] Taylor K. N. R., Gang S. R. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 5. P. 2621—2624.
- [6] Довгий Я. О., Катык И. В., Маньковская И. Г., Евстигнеева Л. И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1608—1610.

Львовский государственный университет им. И. Франко

Получено 17.12.1990

Принято к печати 19.06.1991

ФТП, том 25, вып. 10, 1991

ОСОБЕННОСТИ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРЕМНИИ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ БОРА

Аль-Баккур Ф., Дидык А. Ю., Козлов И. П., Оджаев В. Б.,
Петров В. В., Просолович В. С., Сохацкий А. С.

Один из перспективных методов создания полупроводниковых приборов на основе кремния заключается в использовании высокоэнергетичного внедрения ионов. Его применение позволяет создавать глубокие (свыше 2—3 мкм) изолирующие (проводящие) слои с заданными свойствами [1-3]. Для осуществления прогнозированного легирования необходимо детальное изучение закономерностей протекания процессов генерации радиационных дефектов. Многие аспекты данной проблемы до сих пор не выяснены.

Методами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), инфракрасного поглощения (ИКП) и эффекта Холла исследовались особенности процессов радиационного дефектообразования в кремнии (КЭФ-4.5), имплантированном ионами бора с энергиями 5.6 и 13.6 МэВ дозами $1 \cdot 10^{13}$ — $1 \cdot 10^{16}$ см⁻². Распределение по глубине оптических, электрофизических и парамагнитных свойств изучалось при последовательном механическом удалении слоев кремния толщиной 0.5—1.0 мкм. Исследования ИКП осуществлялись на спектрофотометрах Spereord-61 NIR и Spereord-75 IR в диапазоне длин волн 1—25 мкм, ЭПР — на спектрометре Varian E-112 на частоте 9.5 ГГц. Эффективность введения дивакансий (*W*) контролировалась по полосе ИКП при 1.8 мкм, центров, ответственных за близкраевое поглощение (БКП), — на длине волны 1.3 мкм, пара-

магнитных центров (ПЦ), характеризующих формирование аморфной фазы, — по сигналу ЭПР с g -фактором, равным 2.0055.

Исследования кинетик накопления дивакансий, центров зарождения аморфной фазы и дефектов, ответственных за БКП, показали, что интенсивность соответствующих им полос ИКП и сигналов ЭПР возрастает с увеличением дозы ионов. Увеличение интенсивности ионного тока при равных дозах и имплантации приводило к уменьшению эффективности генерации всех указанных выше ра-

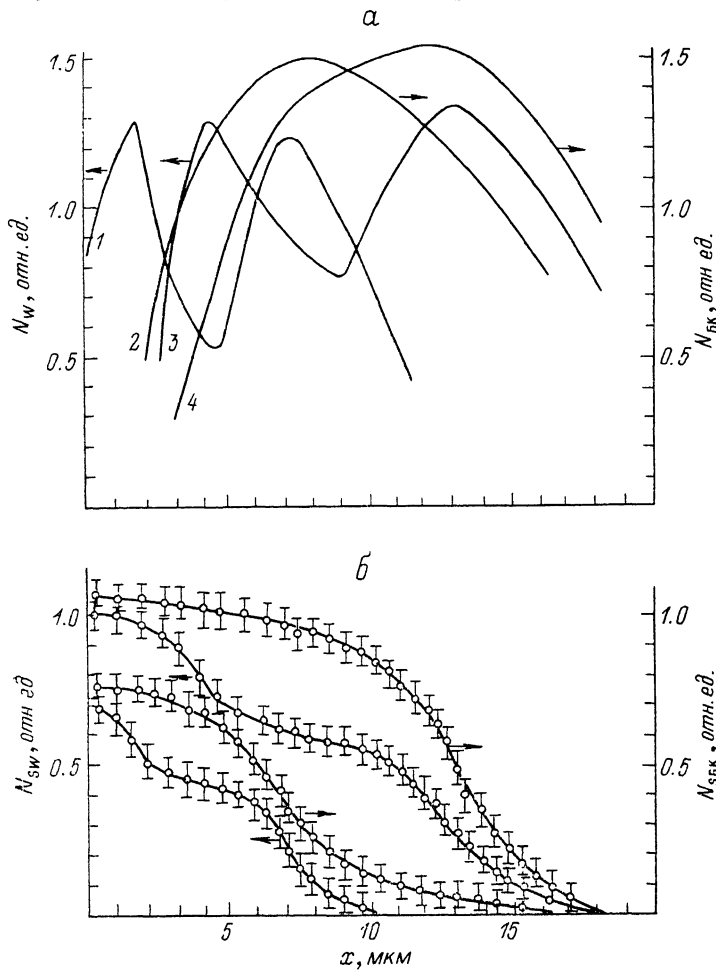


Рис. 1. Интегральные (а) и дифференциальные (б) профили распределения дивакансий (1, 3) и центров, ответственных за близкраевое поглощение (2, 4), после имплантации ионов бора дозой $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Энергия внедрения, МэВ: 1, 2 — 5.6; 3, 4 — 13.6.

диационных дефектов, что обусловлено, вероятно, разогревом образца, а также процессами радиационного отжига.

На рис. 1, а представлены профили распределения концентрации дивакансий (кривые 1, 3) и дефектов, ответственных за близкраевое поглощение (кривые 2, 4), полученные дифференцированием соответствующих интегральных кривых (рис. 1, б). Видно, что кривая распределения N имеет два максимума: первый расположен на глубине $\approx (0.6-0.7) R_p$ от поверхности, второй — на расстоянии, примерно в 3 раза меньшем. Характерно, что максимум, соответствующий дефектам, ответственным за БКП, приблизительно совпадает с первым максимумом на кривой распределения дивакансий.

Как показали данные измерений эффекта Холла, при последовательном удалении слоев тип проводимости после имплантации оставался неизменным (n -тип) как по всей глубине имплантированного слоя, так и за его пределами.

Из представленного на рис. 2 распределения слоевого сопротивления видно, что его профиль имеет три максимума: первый соответствует области эффективного формирования центров, ответственных за БКП и W , второй расположен непосредственно за слоем имплантированной примеси, третий, очень широкий, находится на расстоянии, значительно превышающем глубину внедрения примеси. Вид кривой свидетельствует о слоистом распределении дефектов по глубине образца. При этом области повышенного сопротивления чередуются с низкоомными. Столь необычный вид кривой обусловлен тем, что в процессе измерений осуществляется изоляция от подложки низкоомного слоя высокоомным, содержащим большое количество радиационных дефектов. При удалении высокоомного слоя измеряемая экспериментально величина сопротивления уменьшается, что соответствует нисходящим участкам кривой.

Наличие двух максимумов на кривых распределения дивакансий можно объяснить, учитывая наличие электронного и ядерного эффективного взаимодействия высокоэнергетических ионов с веществом. С учетом этого первый максимум можно связать со структурными нарушениями, созданными при электронном торможении ионов. В данном случае вероятность формирования скоплений дефектов типа областей разупорядочения будет мала. Второй максимум, рас-

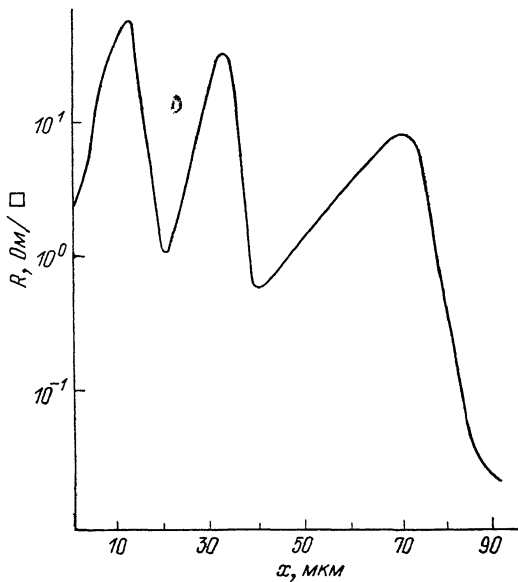


Рис. 2. Профили распределения слоевого сопротивления кремния после имплантации ионов бора с энергией 13.6 МэВ дозой $3 \cdot 10^{15}$ см⁻².

положенный глубже от поверхности, по всей вероятности, обусловлен процессами, характерными для ядерного механизма торможения. В этом случае большая часть дивакансий находится внутри областей разупорядочения. Характерно, что данной области соответствует высокое значение сопротивления (рис. 2). Наличие двух более глубоких областей высокого сопротивления может быть обусловлено следующими причинами: миграцией собственных междоузельных атомов кремния в глубь матрицы [4,5], а также структурными нарушениями, формирующимися при генерации упругих волн в процессе имплантации [6].

Следует, однако, отметить, что наличие двух максимумов в распределении концентрации дивакансий может быть обусловлено также тем, что вследствие значительного нарушения кристаллической решетки в процессе имплантации начинает формироваться аморфный слой, обнаружение в котором точечных дефектов не представляется возможным. С учетом этого два максимума на кривых распределения W будут соответствовать нарушенной матрице кремния, прилегающей к аморфизированной области. Однако данная версия маловероятна, так как в этом случае максимум, соответствующий дефектам, ответственным за близкраевое поглощение, должен будет находиться на меньшей глубине, чем более глубокий максимум, соответствующий дивакансиям.

Таким образом, полученные результаты позволяют заключить, что при высокоэнергетической имплантации бора характер дефектообразования имеет ряд особенностей по сравнению с «обычным» внедрением. Это заключение прежде всего относится к точечным дефектам типа дивакансий, для них в объеме кристалла проявляются две области, для которых эффективность их генерации максимальна. Данный эффект обусловлен возможным проявлением при высокоэнергетической имплантации двух механизмов торможения ионов — электрон-

ного и ядерного. К сожалению, вследствие малой интенсивности полос ИКП и сигналов ЭПР невозможно провести исследования распределения других точечных дефектов (А-, К-центров и т. п.), что затрудняет однозначную интерпретацию полученных результатов.

Список литературы

- [1] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 3. С. 559—566.
- [2] Tatarikiewicz J. // Phys. St. Sol. (a) 1989. V. 153. N 2. P. 11—47.
- [3] Toulemonde M., Dural J., Nouet G., Mary P., Hamet J. F., Beaufort M. F., Desoyer J. C., Blanchard C., Auleyther J. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 114. N 1. P. 467—473.
- [4] Морозов Н. П., Скупов В. Д., Тетельбаум Д. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 3. С. 464—468.
- [5] Морозов Н. П., Тетельбаум Д. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 5. С. 838—842.
- [6] Павлов П. В., Семин Ю. А., Скупов В. Д., Тетельбаум Д. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 503—507.

Белорусский государственный университет
им. В. И. Ленина
Минск

Получено 11.02.1991
Принято к печати 19.06.1991

ФТП, том 25, вып. 10, 1991

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ «ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ГХ-СВЕРХРЕШЕТОК»

(ФТП. 1991. Т. 25. В. 7. С. 1228—1236)

Райчев О. Э.

По вине автора в статье приведено ошибочное выражение для тока ГХ-переноса [формулы (10), (16)]. Исправленное выражение для тока имеет вид

$$j_{ГХ} = \left[1 + \frac{J(E)}{J(-E)} e^{-eEd/T} \right]^{-1} J(E) (1 - e^{-eEd/T}),$$

где

$$J(E) = 2 \frac{e}{S} \sum_{\substack{\lambda', n, n', \\ k, k'}} v_{\lambda'} f(\epsilon_{nk}^{\Gamma}) W_{nk, n'k'}^{\Gamma\lambda'} = \frac{e D_X^2 m_{2X} m_{1\Gamma} T}{2\pi \hbar^4 \rho \omega_X} \sum_{n, n'} e_i^{(-\epsilon_n^{\Gamma})/T} \left[I_{nn'}^{\Gamma X_1} ((N_X + 1) \times \right. \\ \left. \times e^{-\epsilon_1^{(+)} / T} + N_X e^{-\epsilon_1^{(-)} / T}) + 2 \sqrt{\frac{M_{2X}}{m_{2X}}} I_{nn'}^{\Gamma X_2} ((N_X + 1) e^{-\epsilon_2^{(+)} / T} + N_X e^{-\epsilon_2^{(-)} / T}) \right] + \\ + \frac{2ea^2 m_{1\Gamma}}{\hbar^3 (1 - m_{1\Gamma} / m_{2X})} \sum_{n, n'} e^{(\epsilon_n^{\Gamma} - \epsilon_n^{\Gamma})/T} \Theta(\epsilon_{n'}^{X_1} - \epsilon_n^{\Gamma} - eEd/2) |F_n^{\Gamma}(0)|^2 |F_{n'}^{X_1}(0)|^2 \times \\ \times \exp\left(-\frac{\epsilon_{n'}^{X_1} - \epsilon_n^{\Gamma} - eEd/2}{T(1 - m_{1\Gamma} / m_{2X})}\right), \\ \epsilon_1^{(\pm)} = \max\{0, \epsilon_{n'}^{X_1} - \epsilon_n^{\Gamma} \pm \hbar\omega_X - eEd/2\}, \\ \epsilon_2^{(\pm)} = \max\{0, \epsilon_{n'}^{X_2} - \epsilon_n^{\Gamma} \pm \hbar\omega_X - eEd/2\}.$$

Для невырожденного электронного газа $e_i^{\pm/T} \simeq \frac{\pi \hbar^2 n_S^{\Gamma}}{m_{1\Gamma} T A_{\Gamma}} e_{i1}^{\pm/T}$.

Все обозначения, принятые предположения, а также все качественные результаты, изложенные в статье, остаются в силе.

Зависимости полного тока от температуры (рис. 2) и от поля (рис. 3), пересчитанные после указанных исправлений, имеют следующий вид: