

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КРЕМНИЯ В ОБЛАСТИ ЗНАЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕННЫХ ДОЗ ДО 500 кГр

Остроумов В. И., Соловьев Г. Г., Труфанов А. И.

Введена и исследована дозово-зависимая функция радиационного воздействия $\zeta_Q(T, D)$ — вклад выбитого атакующим излучением атома с энергией T в изменение свойства Q материала, ранее поглотившего дозу величиной D .

Показано, каким образом такая функция может быть восстановлена по данным экспериментальных исследований. Для доз в интервале 0–500 кГр приведены результаты восстановления $\zeta_p(T, D)$ — функции радиационного воздействия на электропроводность кремния. С помощью $\zeta_p(T, D)$ выполнен расчет глубинного распределения удельного сопротивления в кремнии, облученном электронами мегаэлектронвольтового диапазона при значениях флюенса до 10^{17} см⁻². Установлено удовлетворительное согласие расчетных величин и независимых экспериментальных данных. Отмечено, что в рамках развиваемой модели автоматически учитывается зависимость повреждения кристалла от последовательности облучения его в двух или нескольких радиационных полях.

Известно, что многие современные модели, описывающие процессы радиационного повреждения в полупроводниках (см., например, [1–4]), справедливы лишь при «малых» значениях поглощенных доз, т. е. в области доз, для которой наблюдается линейная связь между изменением ΔQ свойства Q материала и флюенсом бомбардирующих частиц Φ . Экспериментальные исследования кремния [5] указывают на то, что зависимость $\Delta Q(\Phi)$ линейна для доз, не превышающих нескольких кГр. Это соответствует флюенсам $\sim 10^{15} \div 10^{18}$ см⁻² для электронов с энергиями $\sim 1 \div 10$ МэВ.

В настоящей работе предлагается развитие модели [4], которое позволило бы надежно предсказывать изменения свойств материалов под воздействием различных ионизирующих частиц в широком интервале флюенсов (доз). Как и прежде, полагаем, что первично выбитые атомы (ПВА) с одной и той же энергией T вносят одинаковый вклад в изменение свойства Q независимо от того, какими частицами выбит атом из узла кристаллической решетки. Но в отличие от [4] будем считать этот вклад зависящим от величины дозы D , прежде поглощенной в облучаемом объекте, т. е. $\zeta_Q = \zeta_Q(T, D)$. Тогда величина изменения свойства Q облученного материала определяется выражением

$$\Delta Q = \int_0^{DM} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2 \Sigma(T, D)}{dT dD} \zeta_Q(T, D) dT dD, \quad (1)$$

где T_{\min} , T_{\max} — минимальное и максимальное значения T ; $d^2 \Sigma(T, D)$ — число ПВА с энергией в интервале $T \div T + dT$, образованных бомбардирующими частицами, дающими вклад в поглощенную дозу в диапазоне $D \div D + dD$; DM — значение поглощенной дозы после облучения.

Отметим, что $\int_0^{DM} [d^2 \Sigma(T, D) / dT dD] dD$ представляет собой энергетическое распределение ПВА, образованных в материале за весь сеанс облучения. Значение функции $\int_{T_{\min}}^{T_{\max}} [d^2 \Sigma(T, D) / dT dD] dT$ определяет число атомов

(на единицу дозы), выбиваемых с энергией из интервала $T_{\min} \div T_{\max}$ в момент времени, соответствующий поглощенной дозе D . Очевидно, что для радиационного поля i с постоянными во времени энергоугловыми характеристиками и типом частиц справедливо равенство

$$\int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2 \Sigma_{ir}(T, D)}{dTdD} dT = \text{const}_{ir}.$$

Для прогнозирования изменения свойств в соответствии с (1) необходимо знать функцию радиационного воздействия $\zeta_q(T, D)$. Спектры $d^2 \Sigma(T, D)/dTdD$ и значения поглощенных доз надежно определяются расчетным путем. Функции радиационного воздействия могут быть найдены с помощью численного решения системы интегральных уравнений

$$\int_0^{DM} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2 \Sigma_i(T, D)}{dTdD} \zeta_q(T, D) dTdD = \Delta Q_i, \quad (2)$$

где ΔQ_i — известные экспериментальные значения изменения свойства Q

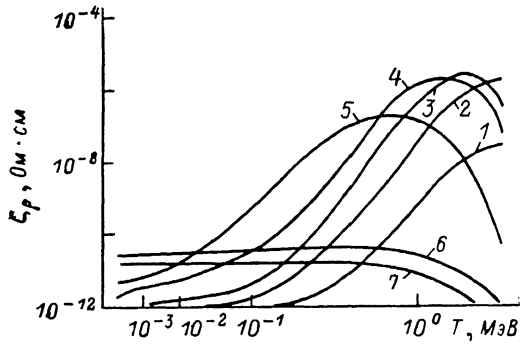


Рис. 1. Функция радиационного воздействия на электропроводность кремния.

$\rho_p \approx 23$ Ом·см. Интервалы доз, кГр: 1 — 0÷3, 2 — 3÷15, 3 — 15÷45, 4 — 45÷100, 5 — 100÷180, 6 — 180÷300, 7 — 300÷500.

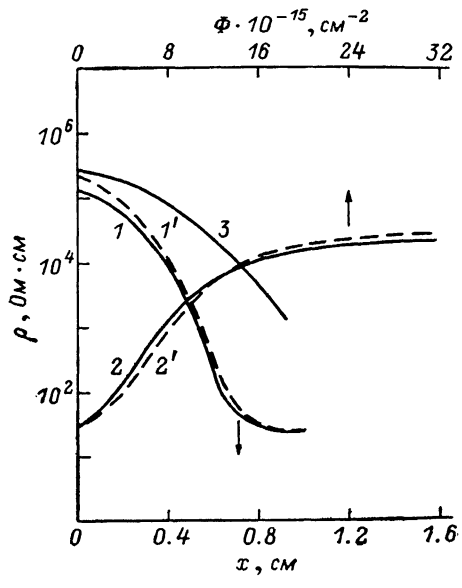


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления от глубины (1, 1', 3) и от флюенса бомбардирующих частиц (2, 2') в кристалле кремния, облученном электронами с энергией 4.5 МэВ.

1, 1', 3 — $\Phi = 56 \cdot 10^{15}$ см⁻²; 2, 2' — $x = 0.2$ см; 1, 2 — расчет в соответствии с (1), 1', 2' — эксперимент [7], 3 — расчет, выполненный путем непосредственной интерполяции экспериментальных результатов для $E = 2, 7, 9$ МэВ.

материала, подвергнутого облучению в радиационном поле i ; i -е поле характеризуется типом частиц, их энергоугловым распределением и флюенсом; $d^2 \Sigma_i/dTdD$ — двойное дифференциальное распределение первично выбитых атомов для i -го радиационного поля.

Для вычисления величин D , спектров $d^2 \Sigma/dTdD$ и решения системы (2) нами была развита подсистема YASUDA, включающая комплекс программ на ФОРТРАН'е, набор заданий в среде ОС ЕС (версия 6.1 и выше) и файлы с последовательной организацией. Подсистема дает возможность:

- эффективно проводить подготовку и обработку экспериментальной информации большого объема;
- имитировать генерацию ионизирующих частиц заданным источником;
- моделировать перенос излучения в веществе и в результате такого моделирования выполнять расчет величин D , $d^2 \Sigma(T, D)/dTdD$;
- проводить численное решение — восстанавливать методом МНР [6] функции радиационного воздействия $\zeta(T, D)$ с требуемой точностью в заданных интервале энергий ПВА и диапазоне доз;

— прогнозировать, согласно (1), количественные изменения свойств материалов в тех или иных радиационных полях или некоторой их последовательности;

— осуществлять вывод информации на устройства машинной графики (при необходимости с предварительной интерполяцией).

С помощью подсистемы YASUDA мы провели расчет функций радиационного воздействия $\zeta_p(T, D)$ на проводимость кремния. В качестве правых частей системы (2) использовались экспериментальные данные [7] по глубинному изменению сопротивления кремниевого образца ($\rho_0 \approx 23 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), облученного электронами с энергиями 2, 7 и 9 МэВ, с флюенсами до 10^{17} см^{-2} . Соответствующая область поглощенных доз 0–500 кГр была разбита на семь интервалов. Предполагалось, что в пределах интервала

$$\zeta_p(T, D) = \text{const}(D).$$

Точность расчета — не более 30 %. Результаты восстановления приведены на

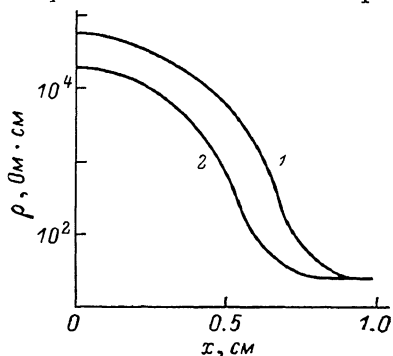


Рис. 3. Глубинное распределение удельного сопротивления в кремнии, подвергнутому последовательному облучению в двух радиационных полях.

1 — электроны, $E = 3.9 \text{ МэВ}$, $\Phi = 37 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 2 — электроны, $E = 4.5 \text{ МэВ}$, $\Phi = 6.9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 2 — те же поля, но противоположная последовательность облучения.

рис. 1. Видно, что с увеличением дозы максимум исследуемой функции смещается в сторону меньших энергий ПВА. Абсолютная величина максимума с увеличением D вначале растет, затем падает.

С помощью $\zeta_p(T, D)$ мы рассчитали глубинные распределения сопротивления кремния при бомбардировке его электронами с энергиями 3.9 и 4.5 МэВ для различных значений флюенса и сравнили с данными эксперимента [7]. На первый взгляд, предлагаемые варианты проверки нашей модели сомнительны, поскольку на основе экспериментальных данных о сопротивлении кремния, подвергнутого бомбардировке электронами с энергией E , равной 2, 7 и 9 МэВ, предсказываются величины ρ для промежуточных значений E . Однако несостоятельность сомнений становится очевидной, если обратить внимание на то, что энергетическое распределение атакующих частиц и их флюенс изменяются с глубиной, и, следовательно, непосредственное применение стандартных методов интерполяции оказывается бесполезным. На рис. 2 представлены результаты эксперимента [7] и наших расчетов для случая облучения кремния электронами с энергией 4.5 МэВ. Для модельных расчетов в соответствии с (1) и экспериментальных данных наблюдается согласие в пределах 60 %, что можно считать удовлетворительным.

Таким образом, функция $\zeta_p(T, D)$ позволяет предсказывать поведение конкретного свойства в нелинейной области его изменения от флюенса радиационного поля. Дозово-зависимая функция $\zeta(T, D)$ в дополнение к $\zeta(T)$ учитывает не только эволюцию отдельного каскада смещений и соответствующую послекаскадную стадию образования нарушений в материале, но и взаимодействие повреждений между собой. Из (1) автоматически следует, что результат облучения материала в двух разных полях зависит от последовательности облучения:

$$\int_0^{DM_1} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2 \Sigma_1}{dTdD} \zeta dT dD + \int_{DM_1}^{DM_1+DM_2} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2 \Sigma_2}{dTdD} \zeta dT dD = \Delta Q_{12},$$

$$\int_0^{DM_2} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2 \Sigma_2}{dTdD} \zeta dT dD + \int_{DM_2}^{DM_2+DM_1} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2 \Sigma_1}{dTdD} \zeta dT dD = \Delta Q_{21},$$

где индексы 1 и 2 соответствуют разным полям.

Выражения (3) указывают на то, что в общем случае ΔQ_{12} и ΔQ_{21} не обязательно совпадают даже при равных значениях доз DM_1 и DM_2 . С использованием восстановленных функций радиационного воздействия мы провели серию расчетов величин $\rho(x)$ для кремния, облученного предварительно электронами с одной энергией, затем электронами с другой энергией ($E=1\div 9$ МэВ, $\Phi=10^{15}\div 10^{17}$ см⁻²). Результаты характерного варианта таких расчетов представлены на рис. 3.

Видно, что предсказываемые различия в степени повреждения кремния, связанные с последовательностью облучения, достигают одного порядка. Разумеется, наш прогноз требует экспериментальной проверки.

В дальнейшем предполагается целесообразным установить, насколько справедлив рассматриваемый подход для других полупроводниковых материалов в прогнозировании радиационных изменений как сопротивления, так и других основных электрофизических свойств.

Л и т е р а т у р а

- [1] Витовский Н. А., Мустафакулов Д., Чекмарева А. П. — ФТП, 1977, т. 11, в. 9, с. 1747—1753.
- [2] Винецкий В. Л., Ентинзон И. Р., Холодарь Г. А. — ФТП, 1979, т. 13, в. 5, с. 912—918.
- [3] Винецкий В. Л., Ентинзон И. Р., Холодарь Г. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 4, с. 643—648.
- [4] Визгин Ю. И., Иванов Н. А., Остроумов В. И., Труфанов А. И. — ФТП, 1980, т. 14, в. 3, с. 554—557.
- [5] Коршунов Ф. П., Гатальский Г. В., Иванов Г. М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. Минск, 1973. 231 с.
- [6] Тараско М. З., Крамер-Агеев Е. А., Тихонов Е. Б. — В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М., 1970, в. 11, с. 125—133.
- [7] Yasuda K., Wada T., Masuda H., Takeda M., Ikuta S. — Phys. St. Sol. (a), 1985, v. 88, N 2, p. 543—551.

Иркутский политехнический институт

Получена 24.06.1987
Принята к печати 10.02.1988