

05:10
©1993

ОБ АНОМАЛЬНО ГЛУБОКИХ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ В ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Е.И.Гацкевич, В.Л.Малевиц

В ряде работ [1-3] было показано, что при ионной имплантации в полупроводники структурные изменения могут происходить на глубинах, значительно превышающих длину проекционного пробега ионов. Это явление было названо эффектом дальнего действия при ионной имплантации. Аналогичный эффект наблюдается при наносекундном лазерном отжиге имплантированных полупроводниковых слоев [4], а также при механической обработке полупроводниковых пластин [5,6]. Для объяснения эффекта дальнего действия было предложено несколько механизмов — ускоренная диффузия компонент пар Френкеля, генерация упругих волн тепловыми пиками, ударная волна [1].

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на следующее обстоятельство, которое, на наш взгляд, может иметь отношение к эффекту дальнего действия. Суть его состоит в том, что глубина проникновения упругих напряжений, создаваемых имплантацией, определяется не проекционной длиной пробега ионов, а поперечными размерами имплантированной области, которые обычно значительно больше. Проведенные ниже на основании простой модели расчеты показывают, что на глубинах, значительно превышающих толщину имплантированной области, напряжения могут достигать величин, при которых возможны структурные изменения.

Имплантированную область будем моделировать включением, имеющим форму диска, с однородной плотностью, определяемой дозой, энергией и типом легирующей примеси. Радиус диска R будем предполагать гораздо большим его высоты h , которая определяется проекционной длиной пробега ионов и обычно составляет 0.1–1 мкм.

Решение уравнения равновесия в перемещениях искалось через функцию Лява в цилиндрической системе координат с осью z , направленной внутрь образца. Полученные выражения для компонент тензора напряжений в общем случае имеют довольно громоздкий вид. Однако они существенно упрощаются на поверхности образца и на оси диска.

При $z = 0$ отличные от нуля компоненты тензора напряжений принимают вид

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(r) = & \frac{E\delta}{3(1-\nu)} \left\{ \theta(R-r) - \frac{2hK(k)}{\pi(R+r)} \left[\nu + (\nu-1) \frac{R^2}{r^2} \right] + \right. \\ & + \frac{h(\nu-1)(R+r)}{\pi r^2} E(k) + \frac{nE(k)}{\pi \sqrt{h^2 + (r-R)^2}} \times \\ & \left. \times \left[2 + (1-\nu) \frac{R^2 - r^2}{r^2} \right] [\theta(r-R) - \theta(R-r)] \right\}, \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi\varphi}(r) = & \frac{E\delta}{3(1-\nu)} \left\{ \theta(R-r) - \frac{2hK(k)}{\pi(R+r)} \left[1 + (1-\nu) \frac{R^2}{r^2} \right] + \right. \\ & + \frac{h(1-\nu)(R+r)}{\pi r^2} E(k) + \frac{2hE(k)}{\pi \sqrt{h^2 + (r-R)^2}} \times \\ & \left. \times \left[\nu - (1-\nu) \frac{R^2 - r^2}{2r^2} \right] [\theta(r-R) - \theta(R-r)] \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь $k = 2\sqrt{rR}/\sqrt{h^2 + (r+R)^2}$, E и ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона, $K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода, $\theta(x)$ — ступенчатая функция, δ — относительное изменение плотности материала, вызванное ионной имплантацией. Упругие характеристики включения и исходного материала предполагались одинаковыми.

При $r = 0$ выражения для компонент тензора напряжений принимают еще более простой вид

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(z) = \sigma_{\varphi\varphi}(z) = & \frac{E\delta}{3(1-\nu)} \times \\ & \times \left[\theta(h-z) - \frac{h(\nu+1)R^2}{(z^2 + R^2)^{3/2}} + \frac{3hR^2 z^2}{2(z^2 + R^2)^{5/2}} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\sigma_{zz}(z) = -\frac{E\delta}{(1-\nu)} \frac{hR^2 z^2}{(z^2 + R^2)^{5/2}}. \quad (4)$$

На границе имплантированной области выражения (1-3) испытывают разрыв. Это связано с используемой нами моделью, в которой предполагается резкая граница имплантированной области. При получении (1-4) использовалось

условие $h \ll R$, которое в данном случае хорошо выполняется.

Как следует из (1-4), в σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ входят составляющие двух типов, которые существенно различают по их вкладу в напряжения в имплантированной области и вдали от нее. Первая составляющая (она представлена первыми слагаемыми в (1-3)) дает основной вклад в напряжения непосредственно в имплантированной области и равна нулю вне ее. Напряжения вне имплантированной области определяются второй составляющей. Эта составляющая содержит малый параметр h/R , но в отличие от первой является дальнедействующей, поскольку характерное расстояние, на котором она спадает, определяется не глубиной проникновения ионов, а поперечными размерами имплантированной области.

На расстояниях, больших по сравнению с R , для дальнедействующей составляющей напряжений нетрудно получить асимптотические выражения:

$$\sigma_{rr}(r, z) = -\frac{E\delta h R^2}{3(1-\nu)(z^2 + r^2)^{3/2}} \left[\nu - \frac{1}{2} - \frac{3r^2(r^2 - 4z^2)}{2(z^2 + r^2)^2} \right], \quad (5)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r, z) = -\frac{E\delta n R^2}{3(1-\nu)(z^2 + r^2)^{3/2}} \left[\nu + 1 - \frac{3(z^2 + 2\nu r^2)}{2(z^2 + r^2)} \right], \quad (6)$$

$$\sigma_{zz}(r, z) = -\frac{E\delta h R^2 z^2}{(1-\nu)(z^2 + r^2)^{5/2}} \left[1 - \frac{5r^2}{2(z^2 + r^2)} \right], \quad (7)$$

$$\sigma_{rz}(r, z) = \frac{E\delta h R^2 r z}{2(1-\nu)(z^2 + r^2)^{5/2}} \left[1 - \frac{5z^2}{z^2 + r^2} \right]. \quad (8)$$

Имплантиация в кремний выше порога аморфизации приводит к уменьшению плотности, соответствующее изменение удельного объема при этом составляет 10%. Таким образом, как следует из полученных выражений, на глубинах, значительно превышающих проекционную длину пробега ионов, упругие напряжения достигают величины $10^{10} h/R$ (Па). При типичных для ионной имплантации значениях параметров h и R эта величина составляет $10^6 \div 10^8$ Па, что намного ниже предела текучести кремния. Однако в соответствии с некоторыми данными [7,8] такие напряжения, тем не менее, могут оказывать влияние на структурные изменения в полупроводниках. В недавней работе [9] методом спектроскопии комбинационного рассеяния было показано, что в GaAs на расстоянии $\simeq 1$ мм от границы аморфизированной области уровень упругих напряжений составляет 10^8 Па, что близко к полученным нами значениям. Роль статических упругих напряжений в эффекте дальнего действия можно было бы установить, исследуя

экспериментальной его зависимость от поперечного размера имплантированной области.

В заключение отметим, что при импульсном лазерном отжиге может иметь место подобный эффект дальнего действия — термоупругие напряжения могут проникать на глубину, значительно превышающую толщину прогреваемой области.

Авторы благодарят Г.Д.Ивлева за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Pavlov P.V., Tetelbaum D.I., Skupov V.D., Senin Yu.A., Zorina G.V. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 94. N 1. P. 395-402.
- [2] Калинушкин В.П., Куземченко Т.А., Маненков А.А. и др. Тез. докл. I Всес. конф. "Физические и физико-химические основы микроэлектроники". Вильнюс, М., 1987. С. 70-71.
- [3] Павлов П.В., Демидов Е.С., Зорина Г.В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 984-988.
- [4] Калинушкин В.Д., Маненков А.А., Михайлова Г.Н., Плопна М.Г., Прохоров А.М., Сеферов А.С., Четонадский Ю.Н., Хайбуллин И.Б. // Микроэлектроника. 1986. Т. 15. В. 6. С. 528-531.
- [5] Пенина М.А., Назарова Л.Б., Мелев В.Г. // Поверхность: физика, химия, механика. 1988. № 8. С. 142-144.
- [6] Кладько В.П., Крыштаб Т.Г., Свительский А.В., Семенова Г.Н. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 11. С. 1932-1937.
- [7] Павлов П.В., Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И. // ФиХОМ. 1987. № 6. С. 19-24.
- [8] Вавилов В.С., Кив А.П., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука. 1981. 368 с.
- [9] Алещенко Ю.А., Водопьянов Л.К. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 7. С. 1259-1262.

Поступило в Редакцию
14 июля 1993 г.
