

3. При имплантации ионов азота не образуется "нерегулярных" профилей распределения и вопросы их формирования требуют дальнейших исследований.

Настоящая работа была частично поддержана Международной соросовской программой образования в области точных наук, а также Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь.

1. Комаров Ф.Ф., Леонтьев А.В., Туровец О.Л. // Микроэлектроника. 1992. Т.21. Вып.1. С.75.
2. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. // The stopping and ranges of ions in solids. New York, 1985.
3. Moller W., Eckstein W., Biersack J.P. // Comput. Phys. Comm. 1988. V.51. P.355.
4. Tennant D.M., Dayem A.H., Howard R.E. // J. Vac.Sci.Techn. B.3(1). 1985. P.458.
5. Sabin J.R., Oddershede J. // NIM. 1987. B.27. P.280.
6. Grande P.L., Fichtner P.F.P., Behar M., Zawislak F.C. // Ibid. 1988. B.33. P.122.
7. Grande P.L., Zawislak F.C., Fink D., Behar M. // NIM (B). 1991. V.61. P.282.
8. Behar M., Grande P.L., Amaral L., Kashny J.P., Zawislak F.C. // Phys.Rev.(B).1990. V.41. N10. P.6145.
9. Ke-Ming Wang at all. // J.Appl.Phys. 68(7).1990. P.3187.
10. Guimaraes R.B., Behar M., Livi R.P. et al. // NIM. 1987. B.19/20. P.882.
11. Leontyev A.V., Ostretsov E.F., Grigoryev V.V., Komarov F.F. // Ibid. 1992. B.65. P.438.
12. Fink K.D., Muller M., Stettner U. // Ibid. (B).1988.V.32. P.150.
13. Guimaraes R.B., Amaral L., Behar M., Zawislak F.C., Fink D. // Ibid. 1989. B.39. P.800.
14. Wilson R.G. // J. Appl.Phys. 73.(5).1993. P.2215.
15. Вудраф Д., Делчар Т. Современные методы исследования поверхности. 1989.
16. Валиев К.А., Раков А.В. Физические основы субмикронной литографии в микроэлектронике. М.,1984.
17. Trigaud T., Moliton J.P., Jussiaux C., Maziere B. // NIM. 1996. B.107. P.323.
18. Иванов В.С. Радиационная химия полимеров. М.,1988.

Поступила в редакцию 02.09.96.

УДК 621.315.592

А.А. КОМАРОВ

ТЕРМИЧЕСКИЕ ПИКИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ И ФОРМИРОВАНИЕ ТРЕКОВ

On the basis of the "thermal spike" model consideration was given to effects of high-energy ion implantation into targets with different types of conductivity (Ge,Cu,Pb). Numerical calculation of excited region temperature as a function of time and distance from track axis is presented.

К настоящему времени существует несколько моделей описания дефекто- и трекообразования в процессе высокоэнергетической ионной имплантации. Одними из основных являются модель кулоновского взрыва и модель термического, или теплового, пика. Первая удовлетворительно описывает эффекты имплантации ионов в легкие мишени (такие, как нитрид бора, кремний, углерод и т.п.). Причем согласие с экспериментом тем лучше, чем ближе скорость падающих ионов к скорости электронов самой близкой к ядру К-оболочки в атомах мишени. В этом случае движущийся ион создает в мишени высокоионизованную среду цилиндрической формы, неустойчивую из-за расталкивания одноименных зарядов [1].

В литературе обсуждается также модель термического пика. Наблюдается соответствие теоретических и экспериментальных результатов в МэВ-диапазоне энергий. В рамках этой модели обычно рассматривают передачу энергии от возбуждаемой налетающим ионом электронной подсистемы в решетку главным образом через электрон-фононные взаимодействия. Кроме двух указанных моделей можно отметить еще одну — модель формирования ударных волн.

Впрочем, авторы [2] небезосновательно указывают на то, что все эти три модели имеют свои специфические и не всегда второстепенные недостатки и соответственно требуют дальнейшей проверки и развития. Так, например, они указывают на то, что нет никакой необходимости привлекать возбуждение К-оболочек атомов мишени к объяснению процессов создания дефектов структуры. Механизм формирования ударных волн также пока остается дискуссионным.

В настоящей работе используется модель термических пиков в применении к случаю высоких энергий имплантируемых ионов. При торможении в кристалле быстрый ион теряет свою энергию главным образом на возбуждение и отрыв электронов атомов решетки. Так, для кремния, принимая величину потерь энергии на единицу пути в образце $dE/dx \approx 10$ кэВ/нм, получаем, что плотность возбужденных электронов в области диаметром 10 нм составляет 10^{20} см⁻³ и более [3]. При столь высоких уровнях возбуждения действуют сразу несколько каналов релаксации. Передача энергии в решетку происходит через электрон-фононные и фон-фон-фононные взаимодействия. Все эти процессы идут с огромными скоростями. Так, характерное время электрон-электронной релаксации $t_{e-e} = 10^{-10} \div 10^{-7}$ с для Si и $10^{-15} \div 10^{-12}$ с для Al; электрон-фононной релаксации $t_{e-ph} = 10^{-11} \div 10^{-10}$ с для Si и $10^{-12} \div 10^{-11}$ с для Al [4]. Время фон-фон-фононной релаксации t_{ph-ph} составляет $\approx 10^{-12}$ с [3]. Следует отметить, что существует ярко выраженная зависимость t_{e-e} , t_{e-ph} , t_{ph-ph} от энергии налетающих ионов и возбужденных электронов. К примеру, при увеличении средней энергии "горячих" электронов от 0,1 до 3 эВ t_{e-e} увеличивается на 2 порядка ($8 \cdot 10^{-10} \rightarrow 1,1 \cdot 10^{-7}$ с) для Si и уменьшается на 3 порядка ($4,2 \cdot 10^{-12} \rightarrow 5,2 \cdot 10^{-15}$ с) для Al.

Таким образом, в зависимости от материала мишени характерное время взаимодействия может существенно изменяться в ту или иную сторону при изменении энергии налетающего высокоэнергетического иона.

Сразу же после образования ионом перегретой цилиндрической области радиуса r_0 электронная температура уменьшается в основном за счет диффузии нагретых электронов. На этой стадии теплопередачей от электронов решетке можно пренебречь и рассчитать r_0 согласно выражению [5]:

$$r_0 = \frac{I^2}{4\pi Z_b N e^4}, \quad (1)$$

где I — средний потенциал ионизации атомов мишени, $e = e_0 / \sqrt{4\pi\epsilon_0}$ (e_0 — заряд электрона, ϵ_0 — электрическая постоянная) — приведенный заряд электрона, N — атомная плотность мишени, Z_b — число связанных электронов на один атом мишени.

Для радиального температурного распределения используем формулу, предложенную в [6]:

$$T(r, t) = \frac{T_0}{1 + 4\delta t / r_0^2} \exp \left[-\frac{(r / r_0)^2}{1 + 4\delta t / r_0^2} \right],$$

где δ — коэффициент термической диффузии среды, r_0 — радиус трека (см.(1)), r — расстояние от оси трека, t — промежуток времени от момента возникновения трека, T_0 — начальная температура в области трека, которая рассчитывается по [6]:

$$T_0 = \frac{\alpha (dE / dx)}{\pi N C_V r_0^2},$$

где C_V — удельная теплоемкость вещества мишени, α — доля выделенной энергии, превращающейся в тепло, (dE / dx) — потери энергии иона на единицу пути, рассчитываются по формуле, получаемой из классических соображений [7]:

$$(dE / dx) = \frac{4\pi N e^4 Z_{eff}^2}{m_e v^2} Z_b \text{Ln} \left[\frac{2m_e v^2}{I} \right],$$

где m_e — масса электрона, Z_{eff} — эффективный заряд налетающего иона, зависящий от его начальной энергии:

$$Z_{eff} = Z(1 - \exp[-v / (v_0 Z^{2/3})]),$$

где Z – атомный номер иона, v – начальная скорость иона,

$$v_0 = 2\pi e^2 / h,$$

где h – постоянная Планка.

С помощью созданной программы был проведен расчет температурного распределения в мишенях разного типа проводимости (Ge, Cu, Pb) при высокоэнергетической ионной имплантации. Автора прежде всего интересовало время, непосредственно следующее за моментом образования возбужденной налетающим ионом области, так как скорость релаксации по энергии очень велика. В зависимости от температуры плавления мишени, начальной энергии иона и подвижности электронов в мишени могут формироваться либо нет (за счет резкой закалки дефектов) пространственные дефектные образования, в том числе и скрытые треки. Если доза достаточно велика, то можно ожидать большого разупорядочения или аморфизации материала мишени.

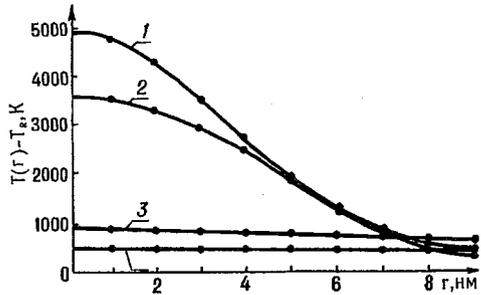
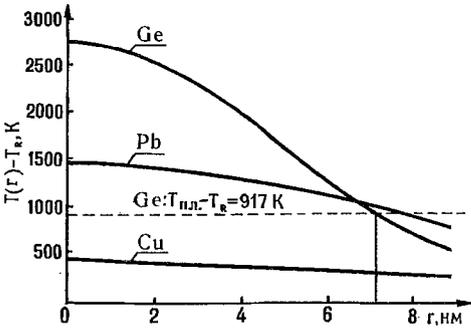


Рис.1. Результаты расчета локального температурного поля в образцах Ge, Pb, Cu как функции расстояния от оси возбужденной области, возникающей при прохождении частиц высоких энергий (осколков ядерного деления с характеристиками: $Z=20$, $E=80$ МэВ, $M=100$ а.е.м.) в момент времени $t=10^{-12}$ с

Рис.2. Временная эволюция локального температурного поля в образцах Ge, облученного частицами высоких энергий. Кривые 1–4 соответствуют моментам времени: $t_1=1 \cdot 10^{-13}$ с, $t_2=5 \cdot 10^{-13}$ с, $t_3=5 \cdot 10^{-12}$ с, $t_4=1 \cdot 10^{-11}$ с. Спецификация частиц та же, что и для рис.1

Так, для меди температура в центре трека мала по сравнению с температурой плавления ($T_{пл} \approx 1350$ К), а для свинца велика ($T_{пл} \approx 600$ К). Сравнивая радиальное температурное распределение (рис.1) с температурой плавления Ge ($T_{пл} \approx 1210$ К) и принимая T_R равной комнатной, можно оценить радиус трека (для Ge: $r_0 \approx 7$ нм). Видно также, что существует ярко выраженная зависимость времени релаксации трека по энергии от типа проводимости рассматриваемого материала (для меди оно меньше 10^{-12} с, а для Ge и Pb превышает 10^{-12} с). Полученные результаты (рис.1,2) объясняют, например, отсутствие треков значительного разупорядочения в мишенях с высокой электропроводностью и совершенной структурой, для которых единственным эффективным механизмом создания разупорядочения, по-видимому, является механизм упругих столкновений (Cu) и их присутствие в таких материалах, как Pb и Ge.

Автор выражает благодарность проф. Ф.Ф.Комарову за обсуждение и критические замечания, немало способствовавшие улучшению данной работы.

1. Комаров Ф. Ф. //Изв. вузов. Физика. 1994. №5. С.23.
2. Toulemonde M., Bouffard S., Studer F. // Nucl.Instr. and Meth. 1994. B91. P.108.
3. Глушцов А.И., Комаров Ф.Ф., Новиков А.П. и др. // Докл. АН БССР. 1987. Т.31. №7. С.609.
4. Комаров Ф. Ф., Новиков А. П., Хоанг А. Т. // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1987. №5. С.81.
5. Калиниченко А.И., Лазурик В.Т. //ЖЭТФ. 1973. Т.65. С.2364.
6. Bitensky I.S., Demirev P., Sundqvist B.U.R. // Nucl.Instr. and Meth. 1993. B82. P.356.
7. Сивухин Д. В. Общий курс физики. М.,1989. Т.5. Ч.2.

Поступила в редакцию 15.02.96.