

ДИФФУЗИЯ ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОТЖИГЕ

Воронков В. П., Гурченко Г. А.

Показано, что характерное для импульсного лазерного нагрева неоднородное по объему и времени распределение температурного поля в кристалле приводит к существенному отличию процесса диффузии примеси в полупроводнике от изотермического. Сформулировано уравнение диффузии с учетом дополнительных потоков примеси за счет градиента температуры и термоупругого взаимодействия примеси с решеткой кристалла. Расчет основывался на численном решении системы взаимосвязанных уравнений теплопроводности и диффузии. Приведены распределения примеси, температуры, градиента температуры и скорости диффузии в приповерхностном слое. Показано, что в условиях лазерного нагрева, например, равномерное распределение примеси трансформируется в слоистое, а поверхность кристалла обогащается или обедняется примесью в зависимости от соотношения элементарных объемов атомов примеси и основного вещества.

В настоящее время имеется ряд экспериментальных работ, в которых указывается на особенности твердофазовой диффузии примесных атомов в полупроводниках при импульсном лазерном отжиге [1-4]. Отмечается, что коэффициенты диффузии примесных атомов при импульсном отжиге возрастают на 4-10 порядков по сравнению с изотермическим отжигом. Атомы различных примесей при этом диффундируют в глубь кристалла или к отжигаемой поверхности [4-6]. Обращает на себя внимание тот факт, что имеются некоторые общие закономерности в диффузии примеси при лазерном отжиге и импульсном механическом нагружении [7]. Полученные экспериментальные данные пока не находят адекватного объяснения.

В связи с этим в предлагаемой работе ставилась цель — рассмотреть влияние импульсных тепловых и механических воздействий, сопровождающих лазерный отжиг, на диффузию примеси в полупроводнике.

Доминирующим эффектом при действии импульсного лазерного отжига является неоднородный по объему и по времени нагрев кристалла. Диффузионные процессы перераспределения примесей происходят в условиях огромных температурных градиентов и термоупругих напряжений, сопровождающих неоднородный нагрев. При неоднородном нагреве в твердом теле возникают потоки фононов, направленные из горячих мест в холодные, которые увлекают атомы примеси. В этом случае выражение для силы, действующей на атом примеси в полупроводнике, можно записать в виде [8]

$$F_T = -1/3 \Omega_0 C \langle \sigma_0 / \sigma_I \rangle \nabla T, \quad (1)$$

где T — температура, C — теплоемкость кристалла, $\langle \sigma_0 / \sigma_I \rangle$ — усредненное отношение сечений рассеяния фононов атомами кристалла и примеси, Ω_0 — элементарный объем атома основного вещества, Ω_I — элементарный объем атома примеси, ∇ — оператор Пуассона.

Движение примесных атомов в поле термоупругих напряжений можно описать, приняв атом примеси за центр дилатации. Согласно модели центра дилатации [9], поле упругих деформаций действует на примесный атом силой

$$F_G = \frac{2(1+\nu)}{3(1-2\nu)} G (\Omega_I - \Omega_0) \Delta u, \quad (2)$$

где ν — коэффициент Пуассона, G — модуль сдвига, u — вектор поля смещений, Δ — оператор Лапласа.

Используя квазистационарную запись уравнения термоупругости, функцию Δu можно представить в виде

$$\Delta u = \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} \nabla (\alpha_T T), \quad (3)$$

где α_T — коэффициент линейного термического расширения кристалла.

Суммируя силы (1), (2) и используя соотношение Эйнштейна для подвижности, можно записать выражение для скорости движения примесного атома в полях градиента температур и термоупругих напряжений

$$V = \frac{D}{kT} (F_T + F_G), \quad (4)$$

где D — коэффициент диффузии, k — постоянная Больцмана. Соответствующий примесный поток равен

$$J = NV, \quad (5)$$

где N — концентрация атомов примеси. Направление потока J зависит от соотношения сил F_T и F_G . Для $F_T > F_G$ направление потока примеси противоположно направлению градиента температуры. В том случае, когда $F_T < F_G$, направление потока зависит от знака разности $\Omega_I - \Omega_0$. Если $\Omega_I > \Omega_0$, то направление потока примеси совпадает с направлением градиента температуры и примесь переносится из холодных мест в горячие. При $\Omega_I < \Omega_0$ направление потока примеси обратно направлению градиента температур и примесь диффундирует из горячих мест в холодные.

Примесный поток (5) обуславливает появление дополнительного члена в уравнении диффузии

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla (D \nabla N) + \frac{DN}{kT} (F_T + F_G), \quad (6)$$

которое должно решаться совместно с уравнением теплопроводности

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (K \nabla T) + Q, \quad (7)$$

где K — коэффициент теплопроводности кристалла, Q — удельная тепловая мощность, выделяемая при поглощении лазерного излучения:

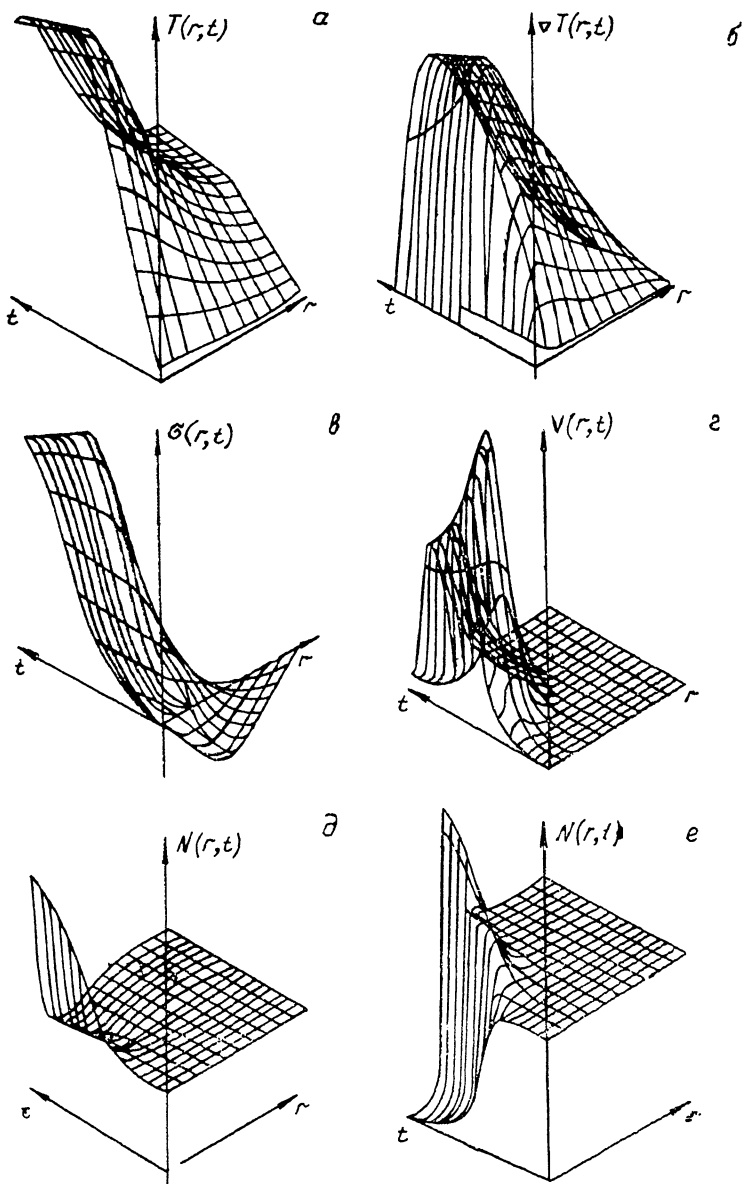
$$Q = (1 - R) P \alpha \exp(-\alpha r)$$

(P , R и α — плотность мощности, коэффициенты отражения и поглощения лазерного излучения в полупроводнике).

Система уравнений (6), (7) решалась для случая нагрева лазерным излучением полугограниченного кристалла арсенида галлия, однородно легированного медью или теллуром. При решении пренебрегали процессами теплопередачи и редиффузии примеси с поверхности полупроводника и полагали отсутствие стоков для примеси в объеме полупроводника. Использовались данные работ [10, 11] о нелинейных зависимостях от температуры тепловых, упругих и оптических характеристик арсенида галлия. Численное решение системы уравнений (6), (7) проводилось методом сеток с использованием неявной схемы счета [12]. Расчет проведен для лазерного импульса длительностью $5 \cdot 10^{-6}$ с и энергии 0.9 Дж/см².

На рисунке, a приведено рассчитанное тепловое поле, возникающее в кристалле при действии лазерного импульса. Наиболее высокая температура развивается на поверхности кристалла, тогда как максимум градиента температуры несколько смещен от поверхности в глубь кристалла (b). Максимальное значение $\nabla T \sim 10^5$ К/см. В соответствии с градиентом температуры возникают термоупругие напряжения (c), величина которых приближается к пределу прочности кристалла. Как видно из рисунка, происходит смена знака упругих напряжений в объеме кристалла. Скорость переноса атомов меди в полях термо-

упругих напряжений достигает значений $V \approx 180$ см/с (\approx), что намного превышает скорость переноса в обычных условиях изотермического отжига. Максимум в распределении по скоростям атомов примеси соответствует максимальному значению термоупругих напряжений и градиента температуры.



Координатно-временное распределение функций, характеризующих процесс импульсного лазерного нагрева.

a — температура T , *б* — градиент температуры ∇T , *в* — термоупругие напряжения, *г* — скорость диффузии атомов меди, *д* — распределение атомов теллура в поверхностном слое GaAs, *е* — распределение атомов меди в поверхностном слое GaAs.

Результаты расчета распределения атомов примеси под действием импульса лазерного излучения приведены на рисунке, *д*, *е*.

Расчеты показывают, что при используемых параметрах импульса лазерного излучения доминирующей силой, действующей на примесный атом, является F_{σ} , следовательно, направление движения атомов примеси зависит от соотношения элементарных объемов Ω_I и Ω_0 . На рисунке, *д* показана трансформация однородного распределения в арсениде галлия теллура. Так как $\Omega_{Te} > \Omega_{As}$, теллур диффундирует к поверхности, образуя высоколегированный

поверхностный слой. Более глубокая область кристалла при этом обедняется примесью. Для меди $\Omega_{Cu} < \Omega_{Ga}$, наоборот, максимум распределения примесных атомов сдвинут в глубь кристалла и поверхность обедняется примесью (см. рисунок, e).

Таким образом, особенности поведения примеси в полупроводнике при импульсном лазерном нагреве — аномальные профили и коэффициенты диффузии — могут быть объяснены возникновением потоков примеси за счет больших градиентов температуры и термоупругого взаимодействия примеси с решеткой кристалла.

Список литературы

- [1] Фистуль В. И., Павлов А. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 5. С. 854—858.
- [2] Горин Е. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1696—1698.
- [3] Стрекалов В. Н. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 361—363.
- [4] Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Смирнов Л. С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М., 1982. 208 с.
- [5] Damquard S., Oron M., Petersen J. W., Peterikin Y. V., Weyev G. // Phys. St. Sol. 1980. V. A59. N 1. P. 63—67.
- [6] Киян С. Г., Кречун В., Маненков А. А. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 421—424.
- [7] Ларионов Л. Н. // ДАН СССР. 1975. Т. 21. В. 5. С. 1073—1075.
- [8] Фикс В. Б. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках. М., 1969. 269 с.
- [9] Эшелби Д. Д. Континуальная теория дислокаций. М., 1963. 295 с.
- [10] Барановский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев, 1975. 703 с.
- [11] Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М. Шаскольской. М., 1982. 632 с.
- [12] Беляев И. М., Рядно А. А. Методы теории теплопроводности. Ч. II. М., 1982. 327 с.

Сибирский физико-технический институт
им. В. Д. Кузнецова при ТГУ
Томск

Получена 14.02.1990
Принята к печати 21.06.1990