

[6] Lee E. P. // Phys. Fluids. 1976. Vol. 19. N1 P. 60—69.

[7] Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980. С. 140.

[8] Росси Б. Частицы больших энергий. М.: Изд-во иностр. лит., 1955.

Поступило в Редакцию
13 февраля 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 1, 1991

© 1991 г.

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ИОННО-АМОРФИЗИРОВАННОГО КРЕМНИЯ В ПРОЦЕССЕ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА

Г. Д. Иевлев

Фазовые переходы в полупроводниках, вызываемые наносекундным воздействием лазерного излучения, исследуются чаще всего оптическим зондированием облучаемой поверхности на отражение [1]. Плавление кремния в этих условиях сопровождается примерно двукратным возрастанием отражательной способности R в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, время существования расплава обычно менее 1 мкс. В экспериментах [2, 3] с кремнием, аморфизированным полной имплантацией (α -Si), наблюдалась немонокотонность изменения отражения ($\lambda=0.63$ мкм) на стадии установления повышенной квазистационарной величины R , свойственной расплаву. Кратковременное понижение R на этой стадии после начального возрастания объяснялось, в частности, авторами [3] как следствие значительного нагрева поверхности жидкой фазы. Однако было показано [4, 5], что подобная немонокотонность возрастания связана с промежуточной жидкофазной кристаллизацией α -Si в процессе отжига. Возможность промежуточной кристаллизации позже подтверждена результатами численного моделирования [6] и дальнейшими экспериментами [7].

В данной работе представлены основные результаты наших исследований установленной особенности динамики лазерного отжига имплантированных слоев кремния.

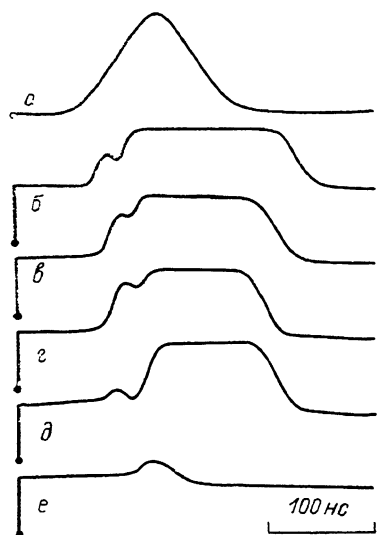
Промежуточная кристаллизация обусловлена возникновением метастабильной жидкой фазы на начальной стадии отжига вследствие пониженной температуры T_{ma} плавления α -Si (слой α -Si толщиной ~ 0.1 мкм получали имплантацией ионов фосфора). Временные зависимости отражения на $\lambda=1.06$ мкм и данные пирометрии импульсного теплового излучения зеленой области спектра [8], полученные при воздействии на кремний одиночных наносекундных (70 нс) импульсов излучения рубинового лазера, позволили заключить, что величина T_{ma} ниже температуры плавления монокристалла (c -Si) на $\Delta T \approx 200$ К. Корректность пирометрических измерений подтверждается тем, что они согласуются [8] с данными численного моделирования динамики импульсного нагрева полупроводника. Полученные результаты также свидетельствуют о том, что в условиях наносекундного лазерного воздействия c -Si плавится при температуре, не отличающейся существенно от равновесной точки фазового перехода кристалл—расплав.

То обстоятельство, что ΔT не превышает ~ 200 К, оказывается важным при рассмотрении механизма промежуточной кристаллизации, приводящей к образованию на короткое время мелкозернистого поликремния (p -Si) со средним размером зерна 5—10 нм [9]. Поскольку она происходит за время $\sim 10^{-9}$ с, то зерна поликристалла должны образовываться со скоростью не менее 10^{26} см $^{-3}$.с $^{-1}$. Согласно расчетам [10], скорость гомогенного зародышеобразования приближается к этой величине только при глубоком (до 600 К) переохлаждении расплава. Исходя из этого обстоятельства, а также учитывая, что температура метастабильного расплава не падает ниже T_{ma} , ибо он существует в условиях продолжающегося воздействия лазерного излучения, предысторию формирования мелкозернистого p -Si нельзя объяснить на основе концепции гомогенного зародышеобразования. В результате мы пришли к заключению о гетерогенном происхождении такого p -Si, а именно о присутствии готовых кристаллических центров в α -Si, обусловленных его структурной неоднородностью, которые не распадаются при T_{ma} , имея размеры больше критических, которые составляют 2—3 нм. Оценки показывают [10], что, если темп нагрева метастабильного расплава превышает вели-

чину порядка 10^{10} K/c, промежуточная кристаллизация не успевает развиваться, так как готовые зародыши вскоре после плавления α -Si распадаются.

Из вычислений [11], выполненных применительно к нашей экспериментальной ситуации и на основе концепции готовых зародышей, следует, что плавление мелкозернистого p -Si после промежуточной кристаллизации, т. е. повторное плавление кремния в процессе отжига, начинается от скрытого жидкого слоя, возникающего на определенной стадии процесса, а не с поверхности. Причем возможна такая ситуация: вначале плавится поверхностный слой p -Si, вместе с тем заканчивается кристаллизация оставшегося метастабильного расплава, вновь образованный мелкозернистый поликристалл (между вторичным расплавом и подложкой) далее плавится, соответственно возрастает толщина слоя вторичного расплава. Если фронт повторного плавления не достигает подложки, т. е. условие для жидкофазной эпитаксии не реализуется, то расплав кристаллизуется в крупнозернистый p -Si с размером зерен 50—100 нм [9] и происходит это при существенно меньшей степени переохлаждения в сравнении с процессом формирования мелкозернистой структуры.

Промежуточная кристаллизация наблюдалась нами также в эксперименте [12] с кремнием, имплантированным ионами индия, который, как известно, характеризуется значительно меньшим по сравнению с фосфором равновесным пределом растворимости в твердой фазе полупроводника. Как следует из осциллограмм, представленных на рисунке, непо-



Осциллограммы импульса излучения рубинового лазера (а) и отражения зондирующего излучения ($\lambda=1.06$ мкм) от кремния, имплантированного In^+ , при плотностях энергии лазерного воздействия ~ 1.3 (б—д) и 0.6 Дж/см² (е).

Зондирующее излучение p -поляризации (угол падения 30°) направлялось в центральную область ~ 1 мм зоны лазерного облучения диаметром 0.5 см.

нотность возрастания R , указывающая на промежуточную кристаллизацию, характерна для всех четырех доз имплантации: $2 \cdot 10^{16}$ (б), $4 \cdot 10^{15}$ (е), $6 \cdot 10^{14}$ (з) и $6 \cdot 10^{13}$ см⁻² (д, е); энергия ионов индия 80 кэВ. Она приводит, за исключением случая наименьшей дозы имплантации, также к образованию мелкозернистого p -Si, но при этом возможно вытеснение некоторого количества имплантированной примеси к межзерненным границам в отличие от процесса промежуточной кристаллизации кремния, аморфизированного имплантацией P^+ .

С переходом от дозы $6 \cdot 10^{14}$ к $6 \cdot 10^{13}$ см⁻² характер возрастания R до квазистационарного максимума существенно меняется в связи с качественным различием в структурном состоянии имплантационных слоев. В последнем случае аморфизация кремния не является сплошной и имплантированный слой содержит лишь тонкую скрытую прослойку α -Si. По данным электронной микроскопии [12] она кристаллизуется эпитаксиально при плотности энергии лазерного облучения ~ 0.6 Дж/см², однако образуются многочисленные дефекты кристаллической решетки кремния (эпитаксиальная кристаллизация скрытого слоя α -Si при наносекундном лазерном воздействии наблюдалась также в [13]). Сравнение осциллограмм, относящихся к этой дозе имплантации (д, е), позволяет заключить, что при более высокой энергии облучения наблюдается промежуточная эпитаксиальная кристаллизация ионно-аморфизированной области.

Таким образом, промежуточная кристаллизация ионно-аморфизированного кремния, наблюдаемая при наносекундном лазерном отжиге, может быть в зависимости от исходного структурного состояния имплантационного слоя как неориентированной жидкофазной, приводящей к формированию мелкозернистого поликристалла, так и эпитаксиальной. Промежуточные фазовые превращения, связанные с возникновением метастабильных состояний, наблюдались нами и при воздействии наносекундных импульсов лазерного излучения на аморфные и ультрадисперсные слои германия [14]. В заключение необходимо также отметить, что, хотя к настоящему времени по проблеме импульсного отжига накоплен значительный объем научной информации, выявляются все новые физические аспекты [15] модифицирования имплантационных слоев воздействием коротких лазерных импульсов, что стимулирует проведение дальнейших исследований в этом направлении.

- [1] Карнов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В. // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. М., 1988. Т. I. С. 5—48.
- [2] Auston D. H., Golovchenko J. A., Simons A. L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 34. N 11. P. 777—779.
- [3] Bhattacharyya A., Streetman B., Hess K. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 5. P. 3611—3617.
- [4] Иелев Г. Д. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 8. С. 468—472.
- [5] Иелев Г. Д. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 12. С. 2188—2190.
- [6] Balandin V. Yu., Dvurechenskii A. V., Aleksandrov L. N. // Phys. Stat. Sol. (a). 1986. Vol. 93. N 2. P. K105—K109.
- [7] Percy P. S., Tsao J. Y., Stiffler S. R., Thompson M. O. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 3. P. 203—205.
- [8] Ivlev G. D., Malevich V. L., Zhidkov V. V. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. Vol. 106. N 2. P. K123—K127.
- [9] Иелев Г. Д., Романова Н. И. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1989. № 4. С. 145—147.
- [10] Иелев Г. Д., Малевич В. Л. // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1988. № 2. С. 82—86.
- [11] Zhvayvi S. P., Sadovskaya O. L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1989. Vol. 112. N 1. P. K19—K22.
- [12] Иелев Г. Д., Баязитов Р. М., Гайдук П. И. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1990. № 1. С. 65—71.
- [13] Sinke W. C., Polman A., Stolk P. A. // Proc. 3^d Int. Conf. on Energy Pulse and Particle Beam Modification of Materials. Dresden, 1989. P. 1—19.
- [14] Закиров Г. Г., Иелев Г. Д., Хайбуллин И. Б. // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 5. С. 947—949.
- [15] Карнов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Мячин В. Е. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 17. С. 13—17.

Институт электроники АН БССР
Минск

Поступило в редакцию
8 января 1990 г.

03

Журнал технической физики, т. 61, в. 1, 1991

© 1991 г.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЕЯ В КАНАЛЕ ПРОПЛАВЛЕНИЯ

В. В. Владимиров, В. Н. Горшков, В. Н. Замков,
В. Я. Порицкий, А. Д. Шевелев

1. Релей показал [1], что длинные цилиндрические нити жидкости неустойчивы относительно развития перетяжек, вызванного эффектами поверхностного натяжения. Неустойчивость Релея может возникать и в канале проплавления (сварочном канале) (рис. 1, вставка).

Развитие перетяжек на поверхности жидкости, по-видимому, приводит к образованию периодически чередующихся газовых пузырей (полостей) после заливки глубокого сварочного канала, что ухудшает качество шва (рис. 2). Ниже мы определим дисперсионное соотношение для полого цилиндрического слоя жидкости конечной толщины, исследуем нелинейную динамику развития перетяжек и параметрическое возбуждение капиллярных волн (эффект Фарадея [2]) на поверхности канала при высокочастотной модуляции его радиуса (например, за счет ВЧ модуляции тока пучка и соответственно давления паров в канале). Капиллярные волны являются более коротковолновыми возмущениями поверхности, нежели перетяжки Релея, и при их параметрическом возбуждении в струях с помощью генератора звуковых волн [3] наблюдалось подавление неустойчивости Релея. Возможно, что и в канале проплавления эффект Фарадея может приводить к подавлению перетяжек, если инкремент параметрического возбуждения коротковолновых капиллярных волн больше инкремента неустойчивости Релея. Этот критерий приведен в работе.

2. Проведем вывод уравнения для малых смещений поверхности жидкости $\xi = \xi_1(t) \times \exp(ikz)$ с учетом высокочастотной модуляции радиуса канала $r_k = r_0 + \bar{a} \cdot \sin \Omega t$ ($\xi \ll r_k$). Гравитацию учитывать не будем. Глубину канала (длина полости вдоль оси Z) считаем много большей внутреннего r_0 и внешнего R радиусов расплава.

Исходные уравнения для идеальной несжимаемой жидкости имеют вид [4]

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho}, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$