

О механизме формирования локального расплава на поверхности монокристаллических полупроводников при мощном световом облучении

Я.В.Фаттахов, М.Ф.Галаяудинов, Т.Н.Львова, И.Б.Хайбуллин

*Исследована динамика анизотропного локального плавления монокристаллических полупроводников при облучении мощными импульсами когерентного и некогерентного света. Полученные *in situ* зависимости размеров и плотности (на единицу площади) локальных областей плавления от времени интерпретируются в рамках модели существования кратковременного метастабильного состояния, характеризующегося перегревом в твердой фазе. Обсуждаются эксперименты, необходимые для окончательного ответа на вопрос о механизме обнаруженного эффекта.*

Ключевые слова: импульсы света, полупроводники, плавление.

Введение

Взаимодействие мощного оптического излучения с веществом вызывает большой научный и практический интерес. Одним из эффектов, наблюдающихся при облучении полупроводников импульсами когерентного и некогерентного света, является анизотропное локальное плавление поверхности. Изучение этого эффекта позволяет, с одной стороны, оптимизировать режимы импульсного светового отжига имплантированных полупроводников, с другой – получить новые данные о физике зародышеобразования, а также об особенностях структурных и фазовых переходов на поверхности полупроводников в нестационарных условиях.

Анизотропное локальное плавление заключается в следующем. При однородном облучении полупроводников мощными импульсами когерентного или некогерентного света с длительностями $\tau_p \sim 0.2$ мс – 10 с на поверхности образца образуются локальные области плавления (ЛОП), разделенные участками нерасплавившегося материала. Форма ЛОП однозначно связана с кристаллографической ориентацией монокристаллического кремния (рис.1).

Основные закономерности эффекта не зависят от того, какой тип источника излучения используется – лазеры или некогерентные источники света. Впервые анизотропное локальное плавление полупроводников наблюдалось при облучении импульсами лазеров на YAG:Nd и стекле с неодимом в режиме свободной генерации (длительности импульсов 0.2 и 1.5–6 мс соответственно), а также секундными импульсами излучения CO₂-лазера [1, 2]. С началом применения некогерентных источников света для отжига ионно-имплантированных слоев появились работы, посвященные изучению механизма эффекта с применением различных ламп: галогенных (длитель-

ность импульса $\tau_p \sim 10$ с [3]), ламп-вспышек, используемых для накачки лазеров ($\tau_p = 10$ мс [4, 5]), и ламп-вспышек, работающих в стробоскопическом режиме [6].

В настоящее время предложено несколько физических моделей эффекта. Так, в работе [4] предполагается, что ЛОП формируются при перегреве монокристаллических полупроводников на несколько десятков градусов. Необходимость перегрева обусловлена наличием барьера зародышеобразования локальной жидкой фазы на границе кремний – естественный окисел кремния. Авторы выделяют два возможных механизма зародышеобразования локальной жидкой фазы – гомогенный и гетерогенный.

По мнению авторов [7, 8], в основе физической модели локального плавления лежит деформационно-вакансионный механизм формирования точечных дефектов с последующим их объединением в кластеры. Лазерное излучение генерирует точечные дефекты в приповерхностном слое полупроводника. После облучения в течение определенного времени, когда концентрация точеч-

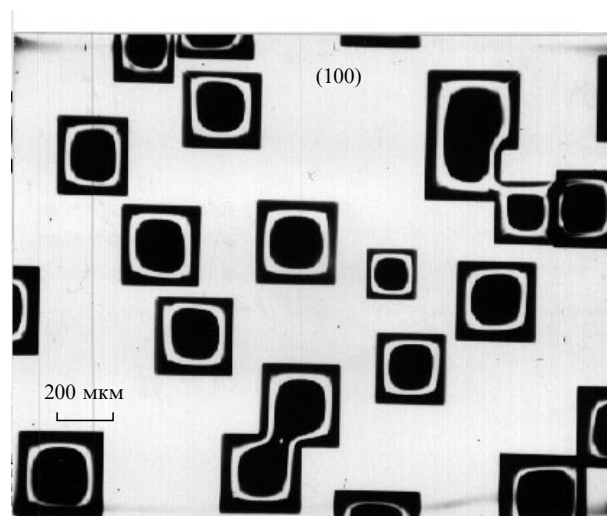


Рис.1. Микрофотография поверхности монокристаллического кремния ориентации (100), подвергнутого импульсному световому облучению в режиме локального плавления.

ных дефектов достигает некоторой пороговой концентрации, начинается кластеризация дефектов. Благодаря высоким сжимающим напряжениям внутри вакансионного кластера температура плавления поверхности кремния внутри кластера снижается приблизительно на 100 К. Соответственно области, содержащие кластеры, плавятся до начала плавления бездефектных областей.

Таким образом, пороговое время плавления (при данной интенсивности излучения) равно времени достижения критической концентрации точечных дефектов. Отмечается, что накопление генерированных светом точечных дефектов происходит преимущественно вблизи исходных неоднородностей примесного кристалла, исходных дислокаций и других дефектов, которые увеличивают либо скорость генерации точечных дефектов, либо вероятность формирования кластеров дефектов.

По мнению авторов [9], основной причиной образования структур, связанных с ориентацией кристалла, являются термические деформации в разогретых светом приповерхностных слоях. Возникающая при этом пластичность кремния сопровождается генерацией дислокаций, происходящей первоначально случайным образом. Локальное плавление возможно в местах выхода дислокаций на поверхность.

Дискуссионным остается также вопрос о природе центров зарождения жидкой фазы. До сих пор не ясно, является зародышеобразование в бездефектном образце однородным или происходит на дефектах, существовавших до импульсного светового облучения, либо на дефектах, создаваемых самим излучением.

Таким образом, видно, что несмотря на довольно большое число работ [1–11], нет единого мнения о физическом механизме и основных закономерностях эффекта. В связи с этим в настоящей работе была поставлена задача получить зависимости *in situ* плотности и размеров ЛОП от времени непосредственно в процессе действия светового импульса. По нашему мнению, именно эксперименты *in situ* в сочетании с теоретическими расчетами позволят ответить на дискуссионные вопросы. Нам известна только одна работа [10], где этот эффект исследовался в динамике, но в ней теоретически и экспериментально изучалась лишь динамика образования специфического профиля видимой части ЛОП.

1. Эксперимент

Импульсное световое облучение полупроводниковых пластин в режиме локального плавления проводилось на установке УОЛ.П-1 излучением трех ксеноновых ламп-вспышек, работающих в стробоскопическом режиме. Интенсивность излучения плавно регулировалась от 20 до 2000 Вт/см². Общая длительность светового импульса τ_p варьировалась от 20 мс до 20 с путем набора соответствующего числа импульсов (вспышек).

В качестве исследуемых образцов использовались полированные пластины монокристаллического кремния диаметром 76 и 100 мм *n*- и *p*-типов проводимости с удельным сопротивлением 1–10 Ом·см и ориентацией поверхности по плоскостям (100) и (111).

Динамика зарождения и роста ЛОП в течение и по окончании светового импульса регистрировалась с помощью специально созданного длиннофокусного микроскопа и скоростной кинокамеры СКС-1М-16 с частотой кадров до 3000 с⁻¹.

2. Результаты и их обсуждение

Нами были проведены первые скоростные съемки зарождения и роста локальных областей плавления непосредственно в процессе облучения световыми импульсами в диапазоне длительностей 50 мс–10 с. Эксперимент, результаты которого приведены ниже, проводился следующим образом. На поверхность монокристаллического кремния алмазной иглой наносился штрих, чтобы именно в этой области инициировать локальное плавление [4]. Следовательно, мы наблюдали гетерогенные зародыши локальной жидкой фазы двух типов: на дефектах, введенных царапиной, и на дефектах, обусловленных технологией выращивания образца и обработкой поверхности.

На рис.2 в качестве иллюстрации приведены типичные микрофотографии поверхности монокристаллического кремния для различных моментов времени в течение светового импульса с $\tau_p = 1.74$ с. Появление первых ЛОП было зарегистрировано нами через 1.019 с после на-

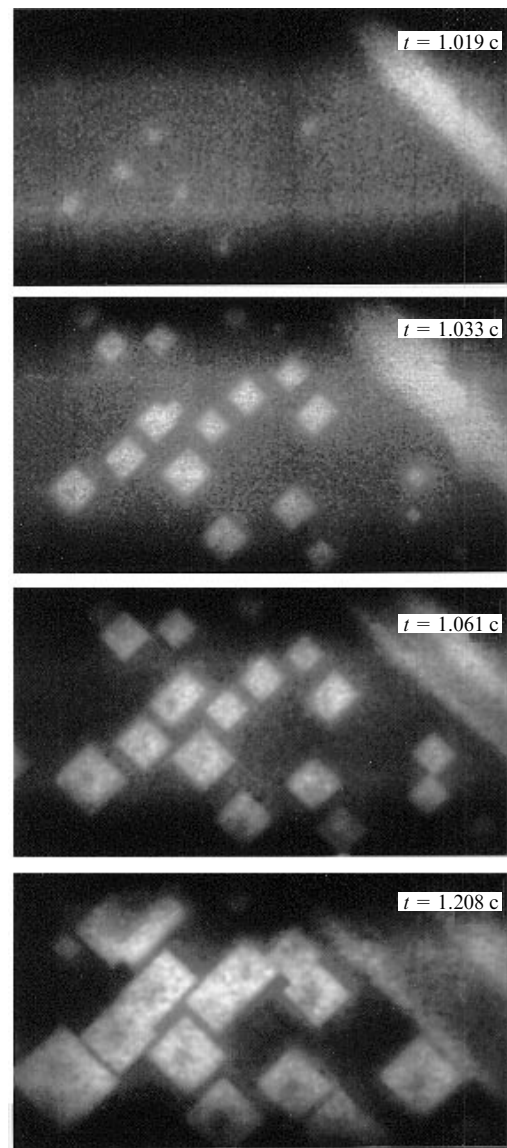


Рис.2. Микрофотографии поверхности монокристаллического кремния ориентации (100) в различные моменты времени в течение светового импульса длительностью 1.74 с при частоте кадров скоростной кинокамеры СКС-1М-16 1800 с⁻¹.

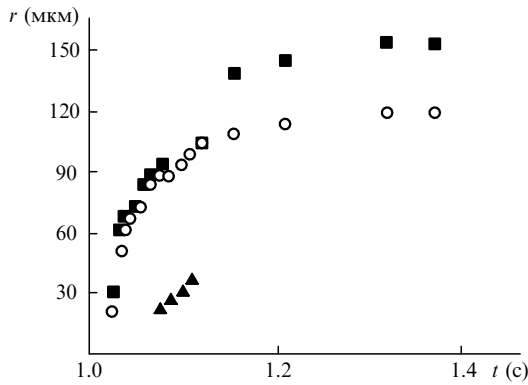


Рис.3. Зависимости *in situ* размеров первой (■), второй (○) и третьей (▲) отдельно наблюдаемых локальных областей плавления от времени в течение действия светового импульса длительностью 1.74 с.

чала светового импульса, а по истечении момента времени $t = 1.208$ с (рис.2) образования новых ЛОП уже не наблюдалось. Таким образом, было установлено, что зарождение ЛОП происходит преимущественно в течение достаточно узкого временного интервала (~ 190 мс).

На рис.3 приведены зависимости *in situ* размеров трех отдельных областей плавления от времени в течение светового импульса. Видно, что первая и вторая ЛОП зарождаются почти одновременно, но к моменту окончания светового импульса их размеры заметно различаются (приблизительно на 30%). Благодаря экспериментам *in situ* удалось выявить причину различия их размеров. Так, в момент времени $t \approx 1.12$ с происходит слияние первой ЛОП с расположенной рядом маленькой третьей ЛОП. При этом слияние и формирование новой ЛОП правильной квадратной формы происходит достаточно быстро – в течение 34 мс.

Ранее нами были исследованы также зависимости плотности ЛОП от длительности световых импульсов при фиксированной интенсивности излучения [6]. Полученная зависимость (резкий рост, начиная с некоторой характерной длительности, и последующий выход на плато) послужила основным доводом в пользу выбора нами модели перегрева.

В настоящей работе для уточнения модели и более детального изучения закономерностей зарождения ЛОП были сняты *in situ* зависимости плотности ЛОП от времени в течение одного светового импульса (рис.4). Видно, что для длительности светового импульса 1.74 с увеличение плотности ЛОП от нуля (в момент зарождения при $t = 1.019$ с) до максимального значения происходит в течение 73 мс. В пределах этого же интервала времени происходит и заметный рост средних размеров ЛОП.

Данные результаты хорошо согласуются с предложенной ранее моделью анизотропного локального плавления, основанной на предположении о перегреве полупроводника в твердой фазе в течение этого короткого промежутка времени [4, 6]. При этом плотность ЛОП зависит от перегрева [6] – чем больше интенсивность излучения используется для нагрева полупроводника, тем больше перегрев и тем больше дефектов становятся центрами зарождения локальной жидкой фазы. Кроме того, чем больше перегрев, тем раньше появляются первые зародыши ЛОП [6]. В пользу модели перегрева говорит и тот факт, что присутствие расположенной рядом ЛОП приводит к замедлению роста соседней, как только начи-

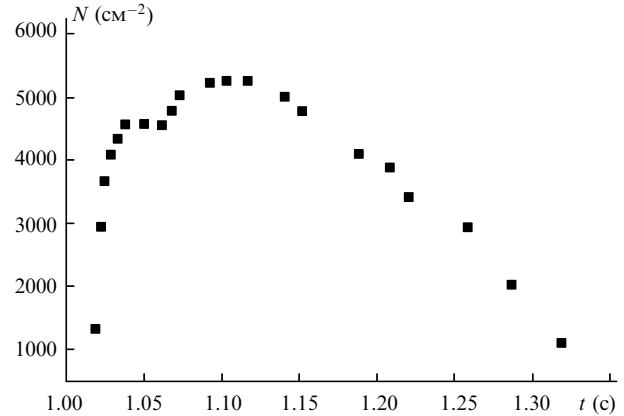


Рис.4. Зависимость *in situ* плотности ЛОП от времени в течение действия светового импульса длительностью 1.74 с.

нают перекрываться их тепловые «радиусы влияния».

Энергия перегрева расходуется на преодоление барьера зародышеобразования, т.е. на создание зародыша с размером выше критического. Существование барьера может быть обусловлено следующими причинами. Во-первых, это могут быть напряжения на границе раздела монокристаллический кремний – природный окисел [4]. Во-вторых, этот барьер может быть обусловлен неполным смачиванием кремния собственным расплавом [12, 13]. Перегрев зависит от длительности светового импульса и может достигать $\sim 10^3$ К в пико- и наносекундном диапазонах длительностей [13].

С учетом результатов этих исследований модель образования ЛОП можно себе представить следующим образом [13]. При импульсном световом облучении поверхности полупроводника передается большое количество тепла. Из-за нестационарности процесса тепло не успевает перераспределиться. В результате этого в начальный момент создается кратковременное метастабильное состояние, в котором вся поверхность полупроводника оказывается перегретой в твердой фазе относительно своей равновесной температуры плавления. В дальнейшем процессе плавления можно выделить два этапа: время ожидания зародыша и период роста его размеров за счет поглощения тепла из окружающих перегретых областей.

По данным [13] зародыши образуются в результате флуктуационных процессов в однородном бездефектном полупроводнике, т.е. являются гомогенными. Однако наши результаты [6] и данные ряда авторов [4, 11] свидетельствуют, что преимущественными центрами образования зародышей жидкой фазы являются дефекты, присутствовавшие на поверхности и в приповерхностном слое полупроводника еще до момента воздействия светового импульса. Вероятность гомогенного зародышеобразования будет возрастать по мере повышения качества обработки поверхности промышленных полупроводниковых пластин.

Вместе с тем необходимо отметить, что сам световой импульс в дополнение к имеющимся также создает новые центры образования жидкой фазы. Этими дефектами являются дислокации, которые образуются в результате возникновения механических напряжений в образце, обусловленных импульсным характером облучения. Такой механизм формирования ЛОП является, возможно, доминирующим при использовании образцов неболь-

шого размера или лазеров с размером пятна излучения, сравнимым с диффузионной длиной тепла для данной длительности импульса.

На втором этапе образовавшиеся зародыши растут, в основном, за счет поглощения тепла окружающих областей. Они развиваются независимо до тех пор, пока их поверхностная плотность $N \leq 1/L_t^2$, где L_t – длина диффузии тепла. При достижении плотности $N \simeq L_t^{-2}$ тепловые поля отдельных центров перекрываются и новые ЛОП перестают образовываться. Температура всей поверхности полупроводника снижается до равновесной температуры плавления. Количество продолжающего поступать в течение светового импульса тепла становится равным количеству тепла, излучаемому пластиной, а также поглощаемому локальными областями плавления из окружающих перегретых областей. Температура поверхности полупроводника не может больше достичь температуры перегрева. Некоторый рост размеров ЛОП обусловлен теперь поступлением тепла от светового импульса.

Таким образом, результаты наших исследований *in situ* согласуются с моделью перегрева, предложенной ранее в работах [4, 6]. Однако для однозначного ответа на вопрос о механизме анизотропного локального плавления необходимы дополнительные эксперименты *in situ* при различных длительностях светового импульса и интенсивностях излучения, что позволит определить скорости зародышеобразования при различных скоростях нагрева полупроводника, а также теоретические расчеты зародышеобразования по различным моделям [2, 4, 6, 7, 9].

Заключение

Исследования динамики анизотропного локального плавления полупроводников при облучении мощными импульсами света позволили получить зависимости *in situ* плотности и размеров локальных областей плавления на поверхности монокристаллического кремния. Результаты согласуются с моделью эффекта, основанной на формировании кратковременного состояния, которое характеризуется перегревом вещества в твердой фазе относительно равновесной температуры плавления. В дальнейшем планируются эксперименты с различными ско-

ростями нагрева и, соответственно, с различными скоростями зарождения жидкой фазы, а также теоретические расчеты по альтернативным моделям зародышеобразования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки РФ (грант 02.04.318.89.3.2) и РФФИ (гранты № 98-02-16591, 96-15-97265).

1. Von Almen M., Luthy W., Affolter K. *Appl.Phys.Letts*, **33**, 824 (1978).
2. Кияк С.Г., Бончик А.Ю., Гафийчук В.В., Южанин А.Г., Тыслук И.В., Похмурская А.В. *Изв.АН СССР.Сер.физич.*, **52**, 2276 (1988).
3. Celler G.K., Robinson Mc.D., Trimble L.E., Lishner D.J. *Appl.Phys.Letts*, **43**, 868 (1983).
4. Heinig K.-H. In: *Energy pulse modification of semiconductors and related materials* (Dresden, Germany, Zentralinstitut fur Kernforschung, 1985, p.265).
5. Heinig K.-H., Bischoff L., Teichert J., Skorupa W. *Nucl.Instrum. Methods Phys.Res.B*, **1–4**, 201, (1996).
6. Фаттахов Я.В., Баязитов Р.М., Хайбуллин И.Б., Львова Т.Н., Еремин Е.А. *Изв.РАН.Сер.физич.*, **59**, 136 (1995).
7. Emel'yanov V.I. *Laser Phys.*, **2**, 389 (1992).
8. Емельянов В.И., Кашкаров П.К., Чеченин Н.Г., Дитрих Т. *ФТТ*, **30**, 2259 (1988).
9. Вейко В.П., Имас Я.А., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д. *Изв.АН СССР. Сер.физич.*, **49**, 1236 (1985).
10. Moeglin J.P., Gautier B., Lacroix F., Joeckle R. *Proc.Intern.Conf. 'LASERS'97' (New Orleans, 1997)* (McLean, STS Press., VA., 1998, p.435).
11. Usenko A.Y. *J. Mater.Sci.: Mater.Electron.*, **4**, 89 (1993).
12. Найдич Ю.В., Перевертайло В.М., Григоренко Н.Ф. *Каталитические явления в процессах роста и плавления кристаллов* (Киев, Наукова Думка, 1983).
13. Карпов С.Ю., Ковальчук Ю.В., Погорельский Ю.В. *ФТП*, **20**, 1945 (1986).

Ya.V.Fattakhov, M.F.Galyautdinov, T.N.L'vova, I.B.Khaibullin. On the mechanism of local melting on the surface of monocrystalline semiconductors under intense light irradiation.

The dynamics of anisotropic local melting of monocrystalline semiconductors irradiated by intense pulses of coherent and incoherent light is studied. The time dependences of the dimensions and the density (per unit area) of local melting region obtained *in situ* are interpreted using a model of a short-lived metastable state characterised by superheating in the solid phase. Experiments are discussed required to provide the final answer to the problem of the mechanism of the effect revealed.