

Низкопороговое дефектообразование и модификация поверхностных слоев германия при упругих и упруго-пластических воздействиях импульсного лазерного луча

© С.В. Винценц*[¶], В.Б. Зайцев, А.В. Зотеев, Г.С. Плотников, А.И. Родионов, А.В. Червяков

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),
119899 Москва, Россия

(Получена 23 июля 2001 г. Принята к печати 28 ноября 2001 г.)

Проведены измерения изменений спектров флуоресценции адсорбированных на поверхности германия молекул красителя (родамина В), а также изменений параметров комбинационного и диффузного рассеяния света при упругом и упруго-пластическом действии на полупроводник импульсного лазерного луча. Амплитуда пороговых деформаций $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ оценена из бесконтактных фотоакустических измерений поверхностных деформаций при помощи спектроскопии отклонения лазерных лучей. В области плотности энергий, соответствующих переходу к неупругим деформациям, наблюдалось значительное тушение флуоресценции адсорбированных молекул — зондов, резкое уширение молекулярных спектров свечения, а также надпороговый рост интенсивности диффузно рассеянного света. С ростом деформаций полупроводника, инициированных импульсным лазерным лучом, уменьшались частотный сдвиг и ширина линий комбинационного рассеяния света, а также росла их интенсивность. Обсуждается природа эффектов.

1. Введение

Конечные стадии управляемого разрушения полупроводников (и металлов), инициированные многократным импульсным лазерным воздействием, ранее наблюдались при весьма низких пороговых плотностях падающей энергии $W_0 \lesssim 0.1 \text{ Дж/см}^2$ [1–4], которые в условиях локального (радиус гауссова луча $\omega \approx 10\text{--}100 \text{ мкм}$) кратковременного тепловыделения характеризуются так называемым размерным эффектом: $W_0 \propto \omega$ [2,5–8]. Эксперименты базировались в основном на методиках, чувствительных лишь к макроразрушениям полупроводников (см., например, литературу в [2,3]), а изучение начальных стадий микроскопических изменений, приводящих в условиях эффектов накопления к макроразрушениям в областях малых размеров (10–100 мкм), получило развитие лишь относительно недавно [9–11].

Ранее было показано, что в условиях относительно небольшого числа локально воздействующих лазерных импульсов ($N \lesssim 10^3$) индуцированные термонапряжения приповерхностного объема полупроводника пластические микродеформации вызывают (при плотности энергии $W \approx W_0$) заметное пороговое изменение параметров медленных состояний диэлектрика (МСД), локализованных в слое окисла на поверхности германия [10]. Однако в таких условиях фотодетормирования может происходить не только образование микроскопических дефектов пленки, но и заметное изменение микроструктуры приповерхностной области самого полупроводника, кардинальная перестройка его более глубоких слоев [7,8,10], а также образование сверхструктур на поверхности [3,12].

Для комплексного изучения начальных стадий микропластических изменений вблизи реальной (с тонкой пленкой окисла) поверхности германия весьма удобным оказалось использование комбинированных оптических неразрушающих методов — молекулярных люминесцентных зондов, диффузного и комбинационного рассеяния света, а также фототермических деформаций поверхности.

2. Методика эксперимента

Как и в работе [10], изучались поверхности (111) высокоомных монокристаллов германия, легированного сурьмой, *n*-типа проводимости (с удельным сопротивлением $\rho = 25\text{--}30 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), подвергнутые травлению в H_2O_2 при комнатной температуре. После процедуры травления образцы германия более суток выдерживались на воздухе. В этом случае на поверхности Ge образуется тонкий, $\sim (20\text{--}30) \text{ \AA}$, слой GeO_2 гексагональной структуры. В дальнейшем такая „реальная“ поверхность подвергалась на воздухе импульсному лазерному облучению. Воздействие импульсного лазерного луча микрометровых размеров на полупроводник осуществлялось в режиме сканирования по методике работы [10], причем для использования нелокальных экспериментальных методик на одних и тех же образцах (размером приблизительно $20 \times 5 \times 0.3 \text{ мм}^3$) сканированием формировались последовательности из 5–6 площадок размером $\sim 3 \times 5 \text{ мм}^2$. Каждая такая область характеризовалась своим значением W при воздействии лазерного луча с длиной волны $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$, размером гауссового пятна $2\omega \approx 70 \text{ мкм}$, длительностью импульсов $\tau_0 \gtrsim 350 \text{ нс}$ и их числом $N \lesssim 10^3$. Выбранный диапазон изменения W (10–250 мДж/см²) лежал существенно

[¶] E-mail: alkeev@ms.ire.rssi.ru
Fax: 7 (095) 702 95 54

ниже расчетных (при $\tau_0 \gtrsim 350$ нс) порогов плавления полупроводника $W_m \gtrsim 1.2$ Дж/см² [13].

Спектральные флуоресцентные исследования проводились с помощью гиперспектрометра — установки с координатно-чувствительным датчиком, позволяющей получать спектры с разрешением ~ 0.8 нм по длине волны и ~ 10 мкм по пространственной координате вдоль образца. В качестве координатно-чувствительного устройства использовались микроканальная пластинка для регистрации спектров флуоресценции и ПЗС-матрица для исследования рэлеевского рассеяния. Для возбуждения флуоресценции молекул — зондов применяли галогеновую лампу (1000 Вт) с интерференционным фильтром на 530 нм.

В качестве молекулярного зонда был выбран краситель родамин В, наносившийся на поверхность полупроводника из спиртового раствора. Поверхностная концентрация молекул красителя составляла $2 \cdot 10^{13}$ см⁻², что соответствует ~ 0.2 монослоя по данным измерений с помощью пьезорезонансных весов. Специальные эксперименты показали, что адсорбция красителя на поверхности образца, а также примененные для исследования флуоресценции и рассеяния интенсивности облучения не изменяли степень неоднородности поверхности и спектр поверхностных электронных состояний (ПЭС).

Спектры комбинационного и диффузного рассеяния зондирующего света дополнительно исследовались с помощью спектрографа ДФС-52 при возбуждении пластины германия аргоновым лазером на длине волны $\lambda = 0.488$ мкм. Для повышения чувствительности измерений спектров комбинационного рассеяния (КР) использовалась р-поляризация падающего на поверхность образца под углом Брюстера излучения лазера с интенсивностью ~ 0.5 Вт/см².

Мгновенные пространственные профили квазистатических деформаций поверхностей германия $dU_z/dr = f(r)$ и эффективных нормальных упругих смещений $U_z(r)$ контролировались усовершенствованным методом фототермических деформаций поверхностей (ФТДП) в соответствии с методикой работ [14,15].

3. Результаты и обсуждение

Изложение результатов будем проводить в основном в соответствии с переходом от меньших к большим значениям плотности падающей энергии в импульсах W .

Полученные профили $dU_z/dr = f(r)$ и $U_z(r)$ германия *in situ* при импульсном лазерном облучении в неразрушающем (упругом) режиме воздействия при $W \approx 8-10$ мДж/см² $\ll W_0$ представлены на рис. 1. Они оказались похожими на исследованные ранее профили для металлов [14,15] и характеризуют форму возникающего „горба“ на поверхности полупроводника. Кинетика профилей смещений ясно показывает, что в перерывах между лазерными импульсами ($\Delta t \approx 100$ мкс) поверхность полупроводника успевает полностью остыть

и вернуться в свое невозмущенное (недеформированное) „горизонтальное“ состояние. При увеличении W вплоть до $W_0 \approx 70$ мДж/см² профили смещений сохраняли свою гладкую форму, характеризовались отсутствием мелкомасштабных (порядка единиц микрометров) пространственных флуктуаций U_z и при W_0 соответствовали, как и в работе [2], максимальным

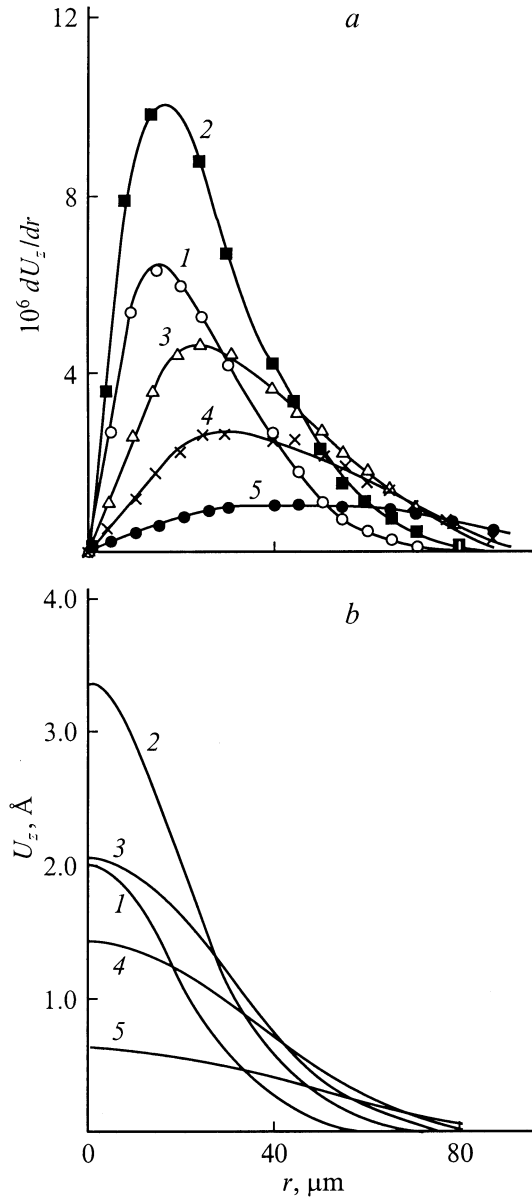


Рис. 1. Кинетика пространственных профилей квазистатических деформаций $dU_z/dr = f(r)$ (a) и эффективных нормальных смещений $U_z(r)$ (b) реальных поверхностей германия в режиме упругого воздействия сфокусированного лазерного луча $W \approx 8-10$ мДж/см² $\ll W_0$. Время измерения отсчитывается от начала повторяющихся с $\Delta t \approx 100$ мкс лазерных импульсов, имеющих зависимость интенсивности падающего излучения от координаты r и времени t [15]: $I(r, t) = W \exp(-r^2/\omega^2)(t/\tau_0^2) \exp(-t/\tau_0)$ с характерным временем $\tau_0 \geq 350$ нс. t , мкс: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 6, 4 — 10, 5 — 18.

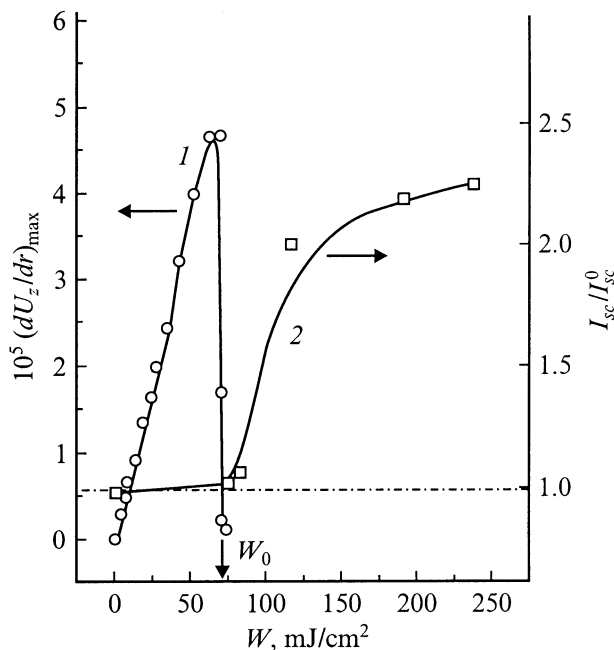


Рис. 2. Рост максимальных (по радиусу луча r и времени t) упругих деформаций $(dU_z/dr)_{\max}$ с увеличением W и падение сигнала ФТДП [2] на порогах W_0 (1), а также зависимость от W интенсивности диффузно рассеянного от поверхности германия света I_{sc}/I_{sc}^0 (2). I_{sc}^0 — интенсивность рассеяния от необлученной ($W = 0$) поверхности полупроводника.

(по радиусу луча r и времени t) сдвиговым деформациям $\varphi_0 \equiv (dU_z/dr)_{\max} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ (рис. 2, кривая 1). Отметим, что падение фотопредеформационного сигнала на порогах W_0 происходит в основном за счет развития конечных стадий разрушения германия (при $N \geq 10^6$) и резкого падения (в таких условиях) доли зеркально отраженного света [2].

Результаты исследования флуоресценции красителя на поверхности германия представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что при малых W ($W < W_0$) не происходит существенных изменений интенсивности (I_{PL}) и ширины спектральной линии на полувысоте ($\lambda_{1/2}$) излучения родамина В. Это подтверждает полученные ранее данные электрофизических измерений медленных состояний диэлектрика [10], свидетельствующие о том, что в термоупругом режиме лазерных локальных воздействий качественных ярких изменений как в самом полупроводнике (Ge), так и в окисной пленке (GeO_2) не происходит. Наблюдается лишь слабое тушение флуоресценции адсорбированных молекул родамина В (при $W \approx 50-70$ мДж/см²), связанное с допороговой лазерной генерацией незначительного числа глубоких медленных состояний окисного слоя [10]. Такие состояния, по-видимому, могут возникать при упругих изгибных движениях тонких диэлектрических пленок во время многократного фотостимулированного расширения приповерхностного объема полупроводника с амплитудой вертикальных смещений $U_z \approx 1-10$ нм [2,8]. Как извест-

но [16], глубокие ловушки диэлектрика могут служить акцепторами переносимой от молекул — зондов энергии электронного возбуждения, что и приводит к наблюдаемому в эксперименте незначительному тушению молекулярной флуоресценции при $W < W_0$.

Наиболее сильные изменения в спектрах флуоресценции молекул родамина В наблюдаются при $W \approx 70-85$ мДж/см², т.е. на порогах W_0 [10]. При этом происходит значительное, в 5–10 раз, тушение интенсивности флуоресценции родамина В (рис. 3, кривая 1) и одновременное уширение спектров флуоресценции молекул — зондов (рис. 3, кривая 2). Подчеркнем, что при $W \approx W_0$ не было обнаружено сколько-нибудь заметных пороговых изменений спектрального положения максимума свечения (λ_{\max}). Это, на наш взгляд, объясняется тем, что необратимые пластические деформации, возникающие в этой области интенсивностей лазерного облучения, (см. рис. 2) приводят к появлению дополнительных электронных состояний в нарушенном слое реального окисла на поверхности германия, причем в этом случае вместе с ростом концентрации глубоких ловушек для электронов (медленных состояний диэлектрика) наблюдается резкий рост плотности мелких флуктуационных состояний вблизи границ разрешенных зон GeO_2 . Об этом свидетельствует резкое понижение порога зарядки медленных состояний диэлектрика при фотоинжекции носителей из Ge [10].

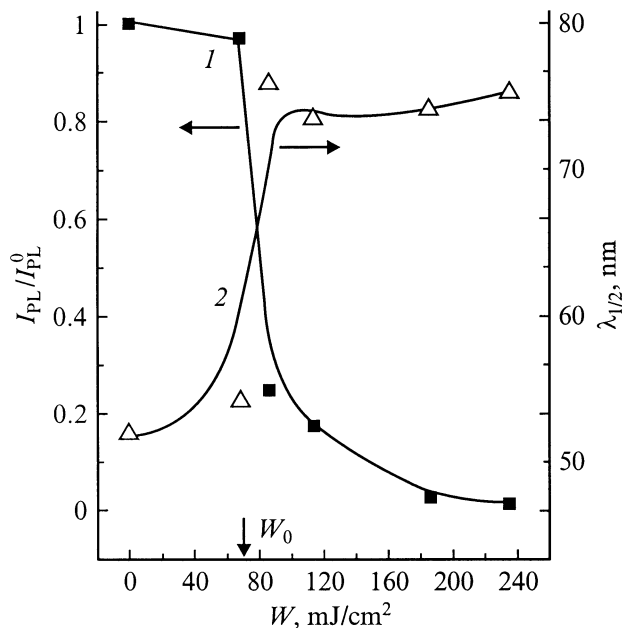


Рис. 3. Кривые порогового тушения флуоресценции молекул родамина В (1) и порогового уширения спектров свечения молекул — зондов (2) на реальной поверхности германия, предварительно подвергнутой упругому ($W < W_0$) и упруго-пластическому ($W > W_0$) воздействию импульсного лазерного луча. I_{PL}^0 — интенсивность излучения необлученного полупроводника.

По-видимому, флуктуационные состояния в GeO_2 так же, как и глубокие ловушки диэлектрика [16], служат эффективными акцепторами энергии фотовозбуждения молекул — зондов при безызлучательном переносе этой энергии в твердое тело. Действительно, критический радиус переноса энергии по механизму Ферстера–Декстера в таких структурах составляет ~ 5 нм, а генерация флуктуационных состояний наиболее интенсивно происходит в части окисла (его толщина $\lesssim 3\text{--}5$ нм), непосредственно примыкающей к границе раздела с германием, эта область является наиболее разупорядоченной [17]. Подчеркнем, что локальные электрические поля, возникающие при перезарядке таких дефектов, мало скажутся на положении максимума флуоресценции λ_{max} молекул — зондов, поскольку кулоновские заряженные центры могут эффективно влиять только на молекулы — зонды, расположенные от них в непосредственной близости, на расстояниях до 1 нм [18].

Значительное (в 1.5–2 раза) уширение спектров флуоресценции молекул — зондов на порогах W_0 можно объяснить резким ростом геометрической гетерогенности поверхности при переходе от упругих к упруго-пластическим деформациям полупроводника, что прямо свидетельствует о начале возникновения необратимых (остаточных) смещений реальных поверхностей германия ΔU_z . Амплитуда таких смещений, по-видимому, близка (по порядку величины) к амплитуде максимальных обратимых упругих смещений германиевых поверхностей $U_{z\text{max}} \sim 1\text{--}10$ нм, исследованных ранее методом ФТДП [2,8]. Заметим, поскольку на порогах W_0 величина $U_{z\text{max}}$ сравнима со средним радиусом переноса энергии электронного возбуждения молекул $r_0 \approx 5\text{--}6$ нм по индуктивно-резонансному механизму Ферстера–Декстера [16], а в этих условиях величина неоднородного уширения спектров максимальна, то в данном случае применение метода молекулярных зондов оказалось весьма эффективным.

Отчетливый рост интенсивности диффузно рассеянного света наблюдался при $W \gtrsim 85\text{--}100$ мДж/см² с тенденцией к насыщению при больших плотностях энергии (рис. 2, кривая 2). В отличие от короткодействующего тестирования поверхности методом люминесцентных молекулярных зондов глубина зондирования германия диффузно рассеянным светом существенно больше, чем r_0 , и может достигать при использованной длине волны возбуждения λ величин $R_0 \sim 100$ нм. В таких условиях наблюдаемый при $W \gtrsim (1.2\text{--}1.5)W_0$ рост интенсивности диффузного рассеяния света скорее всего отражает кинетику постепенного накопления микропластических изменений в самом германии, когда при увеличении W возникающие в приповерхностном слое полупроводника рассеивающие неоднородности растут в размерах и достигают по своим масштабам величин порядка R_0 или λ .

На начальных стадиях исследуемых микропластических изменений (т.е. вблизи порогов W_0) значительную роль в увеличении размеров неоднородностей, на наш

взгляд, играют накопление (от импульса к импульсу) и последующая диффузия точечных, а не протяженных дефектов [3], поскольку индуцируемые локальным лазерным лучом вблизи порогов W_0 термонапряжения $\sigma_0 \approx 2\text{--}3$ МН/м² [2,8] существенно ниже минимальных напряжений, известных из опытов по контактному нагружению германия, соответствующих началу при комнатной температуре процессов гетерогенного зарождения и движения дислокаций и соответственно дислокационной микропластичности полупроводника — $\sigma > 20\text{--}200$ МН/м² [19]. Действительно, локальный лазерный нагрев в условиях наших воздействий на порогах W_0 не превышает величин $\Delta T \lesssim 100^\circ\text{C}$ [2,8], в то время как температурный порог хрупкости германия составляет $T \approx 500^\circ\text{C}$. В соответствии с известной классификацией процессов микропластичности ([19], с. 243) в области реализующихся весьма низких фотоиндуцированных напряжений гетерогенно-дислокационный механизм микропластических деформаций полупроводника переходит в дефектно-диффузионный механизм: как создание первичных зародышей пластических микродеформаций (дислокационные петли), так и их дальнейший рост целиком происходят за счет диффузионных процессов в поле точечных дефектов.

В пользу значительной роли кинетики дефектов в наблюдаемых микропластических процессах свидетельствует также и несколько неожиданное поведение спектров комбинационного рассеяния света. С ростом W спектральное положение линий КР (~ 301 см⁻¹) смещается в сторону уменьшения частоты на величину $\delta\nu$, что наблюдается обычно при уменьшении степени кристалличности материала [20] в процессе его аморфизации (появление микрокристаллов) (рис. 4, кривая 1). В то же время ширина линии на полувысоте с ростом W уменьшается на величину $\delta\nu_{1/2}$ (рис. 4, кривая 2). Последнее обстоятельство характерно для уменьшения степени разупорядочения структуры. Подчеркнем, что на исследованных образцах германия указанные изменения спектров КР наблюдались как в упругом ($W < W_0$), так и в упруго-пластическом ($W > W_0$) режимах многократного ($N \lesssim 10^3$) фотодоформирования полупроводника и не носили ярко выраженного порогового характера (рис. 4).

Наблюдаемое сужение спектров КР во всем исследованном диапазоне W может быть связано с изначально существующим (при $W = 0$) неоднородным уширением спектров КР в исследованных образцах за счет перекрытия локальных полей напряжений, существующих вблизи различного рода технологических микровключений или протяженных дефектов полупроводника, например дислокаций. Известно, что такие поля локальных сжатий и растяжений кристаллической решетки вблизи дефектов приводят к значительному уширению спектров КР [21]. Действительно, исходная ширина спектров КР для необлученных полупроводниковых образцов составляла $\nu_{1/2} \approx 7.5$ см⁻¹, в то время как реперный германиевый монокристалл с незначительным числом ростовых дислокаций давал ширину линий КР ~ 5.5 см⁻¹.

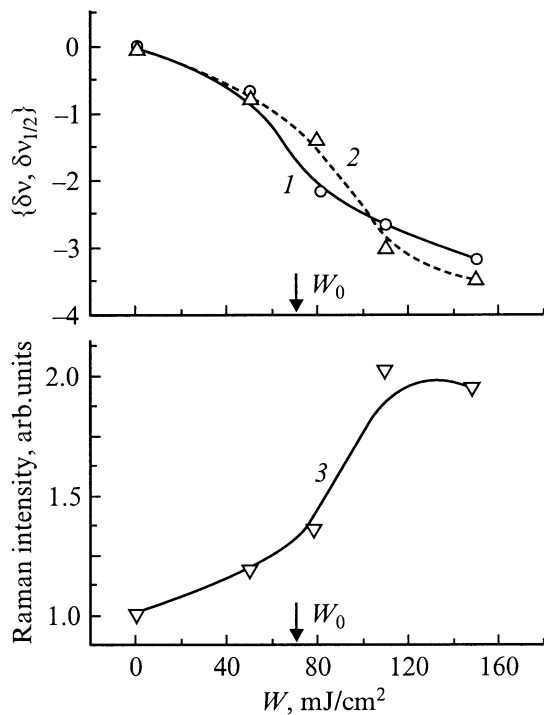


Рис. 4. Изменение параметров КР света от реальных поверхностей германия, подвергнутых предварительному воздействию импульсного лазерного луча с плотностью падающей энергии в центре пятна W : 1 — частотный сдвиг рамановской линии $\delta\nu$, 2 — уменьшение ширины линии на полувысоте $\delta\nu_{1/2}$, 3 — рост интенсивности комбинационного рассеяния.

В таких условиях при многократном лазерном облучении (причем как в упругом, так и в упруго-пластическом режимах воздействий) с ростом плотности энергии W растет концентрация „замороженных“ в полупроводнике вакансий (модель „вакансионного насоса“ [19,22]), которые, мигрируя на дислокационные или другие стоки, способны, по-видимому, эффективно уменьшать существующие до облучения флуктуации микронапряжений вблизи дефектов. Известным примером такого положительного влияния дефектов служит релаксация микронапряжений в упругой модели преципитата внедренного типа, когда несоответствие размеров включения и полупроводниковой полости (например, размер включения больше полости) значительно уменьшается за счет удаления „лишнего“ материала полупроводниковой матрицы именно в процессах диффузионного поглощения (испускания) точечных дефектов — вакансий, междоузлий ([19], с. 203).

Дополнительным подтверждением роли вакансий (и других точечных дефектов) в наблюдаемых эффектах дефектно-диффузионной микропластичности [19] служит рост интенсивности линий КР (рис. 4, кривая 3). Действительно, согласно теории КР ангармонического кристалла с вакансиями [23], наличие вакансий должно приводить к дополнительной поляризации решетки

вокруг точечных дефектов, что дает дополнительные вклады в дипольный момент и перенормирует фундаментальные и комбинационные частоты поглощения, а также их спектральные ширины. Вклад дефектов в указанные величины обычно мал, однако в условиях циклического термо-деформационного нагружения полупроводника импульсным лазерным лучом может возникать значительное накопление дефектов [3] и, следовательно, возможен значительный вклад вакансий в сдвиги частот и в рост интенсивности комбинационного рассеяния и фундаментального поглощения света [23].

Отметим в заключение, что в условиях высоких концентраций точечных дефектов становится возможным развитие различного типа неустойчивостей в полупроводнике с возникновением микрокристаллической сверхструктуры, образование которой в наших условиях тоже возможно [3,12]. Естественно, для подтверждения последнего предположения требуется прямое исследование модификаций микрогеометрии поверхности в результате упруго-пластических воздействий, например методом сканирующей атомно-силовой микроскопии, которые мы планируем провести.

4. Заключение

1. Проведены исследования изменения спектров флуоресценции адсорбированных на поверхности германия молекул красителя (родамина В), а также изменения параметров комбинационного и диффузного рассеяния света при упругом ($W < W_0$) и упруго-пластическом ($W > W_0$) действии на полупроводник импульсного лазерного луча с амплитудой пороговых деформаций $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ [2].

2. Возникающие на порогах $W_0 \approx 70$ мДж/см² медленные флуктуационные состояния окисного слоя [10] служат, наряду с глубокими ловушками диэлектрика (GeO_2), эффективными акцепторами энергии электронного фотовозбуждения адсорбированных молекул — зондов, приводя к значительному тушению их флуоресценции при $W \geq W_0$. Перенос энергии к областям вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник на флуктуационные состояния сопровождается пороговым (по W) уширением спектров флуоресценции красителя, что свидетельствует о резком начале роста геометрической гетерогенности поверхности германия из-за возникающих на порогах W_0 необратимых (остаточных) поверхностных смещений с амплитудой $\Delta U_z \sim 1-10$ нм.

3. Изменения параметров комбинационного и диффузного рассеяния света свидетельствуют о постепенном накоплении микропластических изменений в приповерхностном объеме самого полупроводника (Ge). На начальных стадиях модификаций доминируют процессы генерации, накопления (от импульса к импульсу) и диффузии (на стоки) точечных дефектов (предположительно в основном вакансий), которые при $W \geq (1.2-1.5)W_0$,

с одной стороны, приводят к росту размеров рассеивающих неоднородностей, увеличивая интенсивность диффузного рассеяния света, а с другой — способны эффективно понижать существующее из-за локальных полей микронапряжений неоднородное уширение спектров КР.

4. Высокая концентрация точечных дефектов достигается в германии лишь в упруго-пластическом режиме многократного локального лазерного воздействия и свидетельствует о возможности развития в полупроводнике в этом режиме облучения неустойчивостей полей генерируемых точечных дефектов с дальнейшим образованием поверхностных периодических сверхструктур.

Список литературы

- [1] P.M. Fauchet. Phys. Lett. A, **93**, 155 (1983).
- [2] А.Г. Барсков, С.В. Винценц. ФТТ, **36** (9), 2590 (1994).
- [3] Б.Л. Володин, В.И. Емельянов, Ю.Г. Шлыков. Квант. электрон., **20** (1), 57 (1993).
- [4] C.S. Lee, N. Koumvakalis, M. Bass. Appl. Phys. Lett., **47**, 625 (1982); Opt. Eng., **22**, 419 (1983).
- [5] C.S. Lee, N. Koumvakalis, M. Bass. J. Appl. Phys., **54**, 5727 (1983).
- [6] S.S. Cohen, J.V. Bernstein, P.W. Wyatt. J. Appl. Phys., **71**, 630 (1992).
- [7] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев. Письма ЖТФ, **21** (19), 1 (1995).
- [8] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, О.Г. Шагимурагов. Письма ЖТФ, **22** (8), 8 (1996).
- [9] А.Г. Барсков, С.В. Винценц, Г.Г. Дворянкина, З.М. Лебедева, В.Е. Любченко, А.Б. Ормонт, А.Г. Петров. Поверхность, № 3, 79 (1995).
- [10] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, Р.А. Захаров, Г.С. Плотников. ФТП, **31** (5), 513 (1997).
- [11] И.В. Островский, Л.П. Стебленко, А.Б. Надточий. ФТП, **34** (3), 257 (2000).
- [12] В.И. Емельянов. Квант. электрон., **28**, 2 (1999).
- [13] R.F. Wood, C.W. White, R.T. Young. In: *Semiconductors and Semimetals* (1984) v. 23.
- [14] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев. ЖТФ, **67** (2), 105 (1997).
- [15] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев, О.Г. Шагимурагов. ФТТ, **38** (4), 993 (1996).
- [16] S.V. Vintsents, V.F. Kiselev, G.S. Plotnikov. Phys. St. Sol. (a), **85**, 273 (1984).
- [17] В.Ф. Киселев, С.Н. Козлов, А.В. Зотеев. *Основы физики поверхности твердого тела* (М., Изд-во МГУ, 1999) гл. 6.
- [18] В.Б. Зайцев, С.Г. Жидомирова, Г.С. Плотников. Хим. физика, **9** (4), 485 (1990).
- [19] В.П. Алехин. *Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов* (М., Наука, 1983).
- [20] М.М. Сушинский. *Комбинационное рассеяние света и строение вещества* (М., 1981).
- [21] И.И. Новак, В.И. Веттегрень, Б.М. Ташпулатов. В сб.: *Спектроскопия комбинационного рассеяния света* (М., 1978) с. 191.
- [22] Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко, Б.С. Лукьянчук. *Лазерная термохимия* (М., Наука, 1992) гл. 15.
- [23] А.А. Адхамов, В.И. Лебедев, Х. Насруллаев. В сб.: *Спектроскопия комбинационного рассеяния света* (М., 1978) с. 10.

Редактор Л.В. Шаронова

Low-threshold defect generation and modifications of sub-surface layers of germanium under the elastic and elasto-plastic influences of the pulsed laser beam

S.V. Vintsents*, V.B. Zaitsev, A.V. Zoteev, G.S. Plotnikov, A.I. Rodionov, A.V. Chervyakov

* Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 141120 Fryazino, Russia
Moscow State University, 119899 Moscow, Russia

Abstract Measurements have been made of spectral changes of the surface adsorbed molecular (Rodamin B dyeing agent) fluorescence, Raman- and diffusion-type light scattering for the real germanium surfaces that are modified under the different conditions of elastic, and elasto-plastic pulse laser beam actions. An amplitude of the threshold surface deformations $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ is estimated using contactless photoacoustic surface deformation technique with the laser beam deflection spectroscopy. Close to the threshold density of the incident pulse energy W_0 , the strong quenching and spectral widening of the molecular fluorescence as well as the increasing in the diffusion-type light scattering within the energy range of $W > W_0$ have been observed. Raman scattering changes (the intensity of the line, its spectral width and position) are also detected with increasing the pulsed laser beam that induced semiconductor surface deformations. The physical nature of the effects is being discussed.