

Генерация объемных дефектов в некоторых полупроводниках лазерным излучением в области прозрачности кристалла

© С.В. Пляцко

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252028 Киев, Украина

(Получена 21 февраля 2000 г. Принята к печати 21 марта 2000 г.)

Исследована лазерно-стимулированная диссоциация областей, обогащенных металлом, и перераспределение точечных дефектов в объеме полупроводникового кристалла под действием инфракрасного лазерного излучения (при энергиях фотонов меньше ширины запрещенной зоны). Показано, что скорость генерации дефектов зависит от плотности мощности, длины волны лазерного излучения и от концентрации примеси. Установлены два механизма миграции лазерно-индуцированных дефектов и оценены энергии активации миграции при воздействии лазерного излучения и после того, как воздействие прекращено.

Интерес к исследованию взаимодействия лазерного излучения с полупроводниковыми кристаллами возник благодаря возможности модификации, а в перспективе контролируемого управления свойствами как моноатомных, так и более сложных полупроводниковых соединений. В зависимости от соотношения ширины запрещенной зоны E_g и энергии кванта лазерного излучения $\hbar\omega$ возможна трансформация свойств приповерхностных слоев ($\hbar\omega \geq E_g$) или объемных свойств ($\hbar\omega < E_g$) в зоне воздействия излучения.

И в том, и в другом случае взаимодействие лазерного излучения с материалом, помимо рождения новых дефектов, стимулирует процессы миграции и перераспределения уже имеющихся в кристалле точечных собственных дефектов, примесей и их комплексов.

Механизм лазерно-стимулированного образования дефектов при использовании излучения из области собственного поглощения полупроводникового материала сводится к импульсному нагреву и высокому уровню ионизации, что ускоряет диффузию примесей и структурные изменения даже в твердой фазе. Кроме этого световой импульс порождает импульс давления, который может достигать нескольких кбар и генерировать точечные дефекты уже не только в зоне воздействия. Большие значения напряженности электрического поля в лазерном импульсе ($\sim 10^5$ В/см) приводят к ионизации примесей, а также влияют на процесс миграции атомов как собственных компонент, так и примесей [1].

Что же касается механизма генерации дефектов при использовании лазерного излучения из области прозрачности кристалла, то, несмотря на относительно большое количество опубликованных работ, он остается пока не выясненным.

В настоящей работе продолжены исследования по лазерному "отжигу" (в условиях $\hbar\omega < E_g$) объемных дефектов в бинарных и тройных полупроводниковых монокристаллах группы соединений IV–VI, кремнии, легированном фосфором, а также в монокристаллах группы III–V. Концентрация носителей тока в образцах изменялась в пределах $n = 10^{15} - 10^{20}$ см⁻³. Облучение проводилось при комнатной температуре, при этом контролировалась температура кристаллов и она

не превышала $T = 473$ К. Термический отжиг при таких температурах в абсолютно аналогичных условиях не приводил к изменению объемных свойств исследуемых материалов. Используемый интервал плотностей мощности излучения (W) был ниже порога разрушения образцов. Облучение проводилось на длине волны излучения СО-лазера ($\lambda = 5 - 6$ мкм) или СО₂-лазера ($\lambda = 10.6$ мкм).

Кристаллы IV–VI были выращены методами Чохральского, Бриджмена, направленной кристаллизацией из расплава и паровой фазы. Кремний и кристаллы III–V были получены методом Чохральского. Легирование образцов проводилось непосредственно при выращивании. В основном примеси вводились для изменения концентрации носителей тока, но такие примеси, как марганец, европий и фосфор, выполняли также функцию индикаторов локализации примесного центра в решетке.

Для выяснения закономерностей лазерно-стимулированных процессов, протекающих в кристаллической решетке, проводились исследования оптического отражения и пропускания, электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), а также электрофизических, фотоэлектрических и рентгеноструктурных свойств кристаллов.

С целью уменьшения вклада облученного приповерхностного слоя он удалялся обработкой в полирующем травителе на глубину 30–100 мкм.

Условие $\hbar\omega < E_g$ является необходимым для изменения объемных свойств, поскольку в кристаллах соединений PbSnTe, PbSnSe с составом, для которого приведенное условие не выполняется, изменения в объеме не происходят.

Хорошо известно, что практически все полупроводниковые материалы характеризуются той или иной степенью отклонения от стехиометрии, а также образованием в матрице включений (микродефектов, комплексов, кластеров) с участием собственных, а при легировании и примесных компонентов, с большой дисперсией по размерам [2]. Состав микродефектов в легированных кристаллах может изменяться от однокомпонентных до более сложных в зависимости от матрицы и природы примеси [3]. Их устойчивость будет определяться

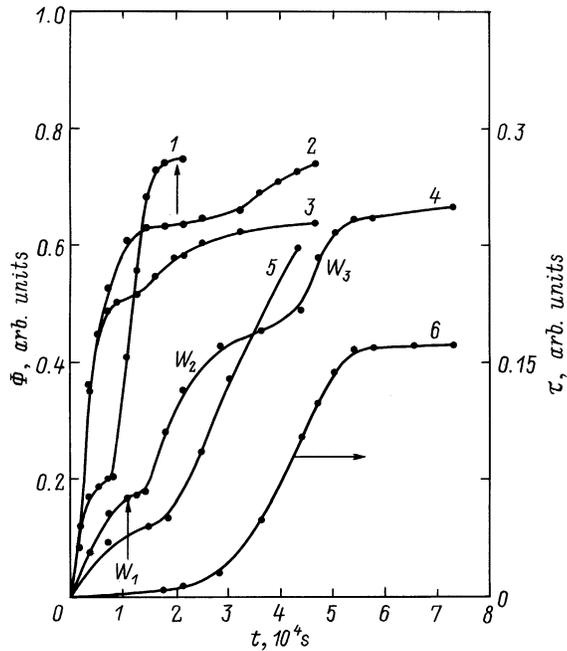


Рис. 1. Зависимости доли отожженных дефектов Φ от времени лазерного облучения t кристаллов: 1 — Si:P, 2 — PbTe:Pt, 3 — PbTe:Na, 4 — PbTe, 5 — GaAs:Te; вертикальными стрелками для примера указаны области, соответствующие времени t_i ; плотности мощности излучения на разных участках $W_1 < W_2 < W_3$. 6 — оптическое пропускание τ монокристалла PbTe ($W = 35 \text{ Вт/см}^2$).

соотношением прочности связи (энергии атомизации) самого комплекса и матрицы растворителя. Так, например, практически для всех примесей II, III, IV групп в соединениях IV–VI энергия атомизации примесных комплексов превышает таковую для матрицы [4,5].

Значительная часть таких дефектов не являются электрически активными в том смысле, что они не поставляют свободные носители в разрешенные зоны, но при этом на границе с основной матрицей образуют потенциальные барьеры, которые эффективно рассеивают носители заряда и служат дополнительными центрами рекомбинации или ловушками [6,7].

Традиционно используемый путь решения проблемы гомогенизации полупроводниковых кристаллов — длительный (до нескольких месяцев) изотермический отжиг, в результате которого можно изменять концентрацию свободных носителей тока в объеме полупроводниковых пластин, но при этом избавиться от структурных несовершенств практически невозможно.

На рис. 1 представлены зависимости доли "отожженных" дефектов от времени взаимодействия кристаллов с лазерным излучением: $\Phi(t) = [N_0 - N(t)]/N_0$ ($N_0, N(t)$ — концентрации дефектов, исходная и в момент времени t). Видно, что для каждого значения плотности мощности излучения W характерно наличие двух областей: вначале зависимость $\Phi(t)$ — экспоненциально возрастающая, затем изменения происходят более медленно.

Характерной особенностью зависимости $\Phi(t)$ является то, что она качественно повторяется для всех исследованных кристаллов — Si, GaAs, PbSn(Ge)Te(Se), PbS. В кристаллах с одинаковой предысторией $\Phi(t)$ с увеличением W изменяется более резко и стремится к единице, что должно соответствовать полному отжигу дефектов решетки.

Для выяснения причин такого поведения $\Phi(t)$ было проведено исследование спектральной зависимости оптического отражения r в кристаллах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x = 0.20$) толщиной 1 мм. Спектры отражения $r(\lambda)$ представлены на рис. 2. Минимум спектральной зависимости коэффициента отражения $r(\lambda)$ соответствует плазменной частоте для данной концентрации носителей тока с эффективной массой m_c : $\omega_p = (4\pi e^2 n / m_c \epsilon_\infty)^{1/2}$. Концентрация дырок, определенная из ω_p , удовлетворительно согласуется с данными по эффекту Холла.

Спектральная зависимость $r(\lambda)$ исследовалась для обеих граней образца. До облучения плазменные частоты в этих двух случаях практически совпадали ($\omega_{p1} \approx \omega_{p2}$).

После проведения предварительных измерений $r(\lambda)$ и коэффициента Холла R_H одна из граней образца подвергалась воздействию лазерного излучения ($\lambda = 10.6 \text{ мкм}$) с определенной плотностью мощности $W = \text{const}$ в течение

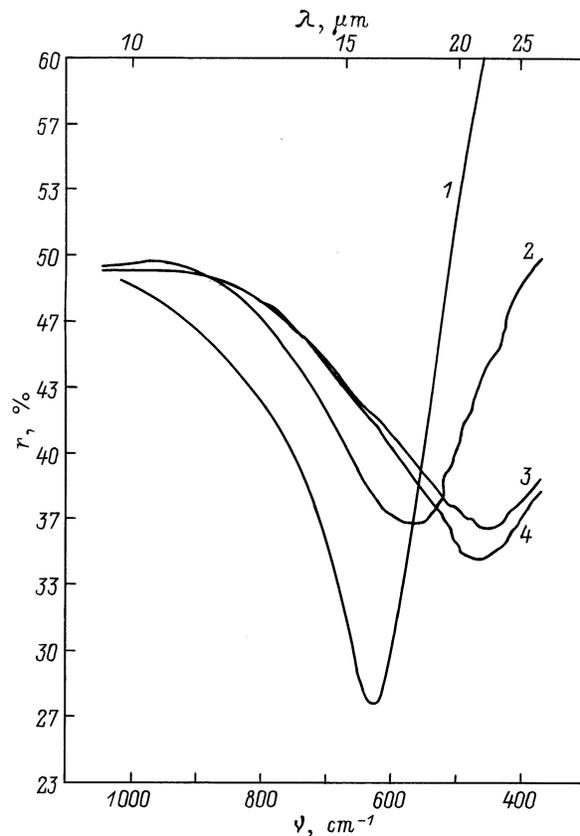


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента отражения $r(\lambda)$ $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x = 0.2$): 1 — до облучения; 2 — облучаемая поверхность, время облучения $t = 30$ мин; 3 — облучаемая поверхность, $t = 130$ мин; 4 — противоположная поверхность, $t = 130$ мин.

ние некоторого времени t , после чего снова проводились исследования $r(\lambda)$ и эффекта Холла. Затем образец опять подвергали облучению в течение некоторого времени и повторяли измерения $r(\lambda)$ с облучаемой и необлучаемой сторон, а также R_H , и т. д.

Плазменный минимум на облучаемой стороне (ω_{p1}) в начале облучения смещается в длинноволновую область (рис. 2, кривая 2), а на необлучаемой — его положение (ω_{p2}) не изменяется. В дальнейшем смещение плазменного минимума наблюдается на обеих сторонах, но при этом изменения на необлучаемой стороне происходят с незначительной задержкой во времени. Этот временной интервал начинает сокращаться после достижения области, где спектральное положение ω_{p1} изменяется слабо, и со временем ω_{p2} достигает положения ω_{p1} . В дальнейшем спектральное положение плазменных минимумов практически не изменяется (рис. 2, кривые 3, 4). Концентрация носителей тока, определенная по эффекту Холла, при этом также выходит в область слабой зависимости от времени облучения. С увеличением плотности мощности излучения W спектральное положение плазменного минимума на облучаемой грани опять смещается в длинноволновую область, а концентрация свободных дырок уменьшается.

Полученные результаты говорят о том, что генерация дефектов, в данном случае донорного типа, происходит на облучаемой поверхности, фронт генерации со временем облучения движется в глубь образца и достигает противоположной стороны. После этого для данной W изменения $\Phi(t)$ и $\omega_p(t)$ происходят медленно. Такой механизм образования и движения дефектов во времени при взаимодействии кристалла с излучением и определяет, по-видимому, относительно большие времена "отжига". Скорость движения фронта индуцированных лазерным излучением дефектов можно определить из эксперимента по $r(\lambda, t)$ и $R_H(t)$. Для рассмотренного случая скорость поперечного массопереноса составляет $V_{cr} \approx 10^{-6}$ см/с. Понятно, что V_{cr} зависит от плотности мощности W и может значительно превышать приведенное значение для $W = 25$ Вт/см².

Об объемном распределении генерированных дефектов можно судить по исследованию оптического пропускания τ в кристаллах PbSnTe(Se) толщиной 0.8–1.0 мм и исходной концентрацией свободных дырок $n = (2.5–3.5) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Зависимость $\tau(t)$ представлена на рис. 1 (кривая 7). Видно, что в процессе облучения пропускание образца существенно возрастает из-за уменьшения концентрации свободных дырок.

Известно, что к собственным дефектам, которые могут уменьшить концентрацию дырок в соединениях IV–VI, в первую очередь относятся межузельный свинец и вакансии халькогена [8,9]. Какой из этих дефектов является преобладающим для реализации электронного типа проводимости, до настоящего времени окончательно не установлено. Однако результаты по исследованию диффузии атомов металла в кристаллах n -типа проводимости дают основания полагать, что электронная проводимость

в значительной мере может быть обусловлена межузельными атомами металлов [10–12]. Это подтверждается также и результатами по исследованию ЭПР в кристаллах PbTe(Se):Mn при воздействии лазерным излучением [13,14]. На начальном этапе облучения наблюдается увеличение концентрации межузельного марганца более чем на порядок и происходит переход к электронному типу проводимости. Линия сверхтонкой структуры Mn в узле только начинает проявляться. Однако инверсия типа проводимости не определяется концентрацией марганца ($N_{Mn} \leq 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³), поскольку она значительно ниже концентрации вакансий металла ($N_{V(M)} \sim 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³) и поэтому не может привести к глубокой компенсации электрически активных вакансий свинца и к изменению типа проводимости. Примесь марганца в данном случае представляет собой индикатор локализации металлической компоненты в решетке и свидетельствует о том, что в результате лазерно-стимулированных преобразований в кристалле происходит значительное увеличение концентрации ионов металла, в том числе и свинца, которые компенсируют акцепторное действие вакансий в металлической подрешетке независимо от того, в узлах или междоузлиях находятся атомы металлической компоненты, поскольку и в том, и в другом случае проявляется ее донорное действие. На более поздних стадиях облучения, уже в электронной области проводимости, преобладающим становится рост концентрации ионов марганца в узлах и уменьшение в междоузлиях. Этот результат свидетельствует об уменьшении вклада межузельных дефектов в концентрацию электронов, а также о том, что при лазерном отжиге о преобладающем вкладе в проводимость вакансий халькогена можно говорить только при концентрациях носителей тока $n \geq 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, что соответствует исчезновению сверхтонкой структуры межузельного марганца.

Необходимо также отметить, что скорость дефектообразования $V_d = dN/dt$ уменьшается с понижением температуры облучения и зависит от природы и концентрации примеси в нейтральных областях (рис. 3).

Удобным объектом для подтверждения зависимости скорости генерации от концентрации примеси, которые находятся в составе микродефектов, являются монокристаллы PbTe, легированные донорной примесью, например индием. Характерной особенностью легированного PbTe является то, что практически до концентраций примеси $N_{In} = (1–3) \cdot 10^{19}$ см⁻³ концентрация свободных дырок в кристалле не изменяется [15], поскольку значительная ее часть находится в электрически неактивном состоянии в составе преципитатов. Концентрация дырок во всем интервале концентрации примеси In была практически постоянной и составляла $(2.5–3.0) \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Из рис. 3 видно, что зависимость характеризуется двумя линейными участками, что отражает участие в лазерно-стимулированной генерации дефектов различной природы. При низком содержании примеси скорость изменения концентрации дефектов близка к таковой для нелегированных кристаллов, когда происходит

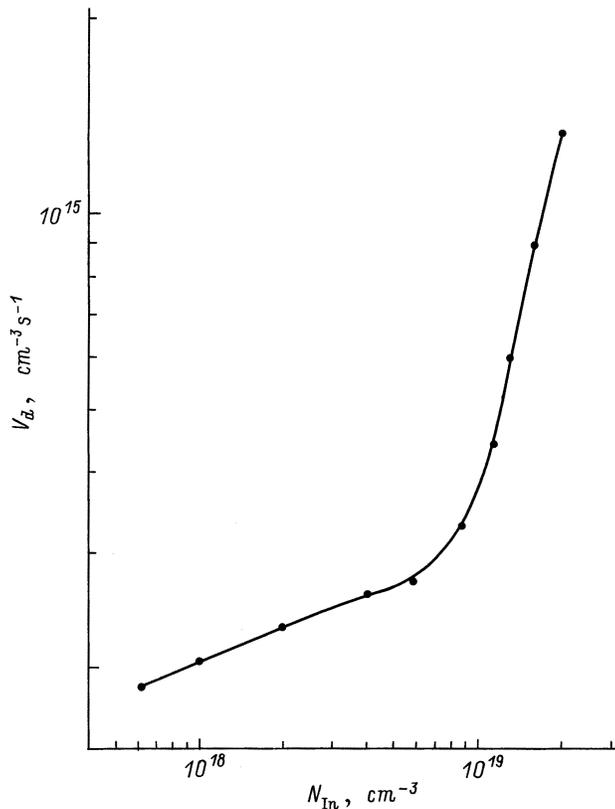


Рис. 3. Зависимость скорости генерации дефектов V_d от концентрации примеси индия в монокристаллах $\text{PbTe}:\text{In}$. $W = 20 \text{ В/см}^2$.

взаимодействие лазерного излучения преимущественно с собственной компонентой, а для концентраций $N_{\text{In}} \gtrsim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ преобладающим становится механизм лазерно-стимулированного легирования индием. Концентрация электронов в кристаллах $\text{PbTe}:\text{In}$ после лазерного облучения, с характерной зависимостью от температуры измерения, соответствовала введенной примеси.

Скорости дефектообразования в $\text{PbSnTe}(\text{Se})$, легированном различными элементами, но при одинаковой концентрации носителей тока и примеси, различаются, что может быть связано с зависимостью лазерно-стимулированных процессов перераспределения атомов компонент от их коэффициентов диффузии D , а относительный вклад каждой из них в физические свойства — от соотношения D при их равных концентрациях.

Диссоциация включений или уменьшение концентрации атомов в обогащенных областях кристалла способствует гомогенизации благодаря заполнению вакансий и уменьшению влияния структурных нарушений решетки на электрофизические свойства образцов. В кристаллах соединений IV–VI в широкой области температур и концентраций свободных носителей тока обычно наблюдается степенная зависимость подвижности от температуры: $\mu(T) \propto T^{-\beta}$. Значение β определяется преобладающим механизмом рассеяния носителей, поскольку практически всегда механизм рассеяния является смешанным.

В зависимости от степени структурного совершенства кристаллов, уровня их легирования и природы примесей экспериментальное значение β в области низких температур могло быть даже отрицательным. На рис. 4 представлена зависимость β от времени облучения для кристаллов $\text{PbSe}:\text{Mn}(\text{Eu})$, в которых не наблюдалось аномалий в поведении $\mu(T)$. Из рисунка видно, что в результате облучения механизмы рассеяния носителей тока изменяются от смешанного ($\beta = 1.71$) в кристаллах дырочного типа проводимости до полярного рассеяния на продольных оптических фононах ($\beta = 2.5$) в кристаллах электронного типа в той же области температур ($77 \leq T \leq 300 \text{ К}$). Аналогичное поведение и подобная зависимость β от времени облучения наблюдаются и для образцов PbSnTe .

Свойства кристаллов остаются стабильными во времени, если действие лазерного излучения прекратить в области $t > t_s$, где зависимость $\Phi(t)$ стремится к насыщению Φ_s . Если же облучение прекратить на участке $\Phi(t)$ в интервале $0 \leq t \leq t_s/2$ (см. рис. 1), то тогда наблюдается частичная релаксация генерированных дефектов (рис. 5, кривая 1). Времена релаксации достигают нескольких суток, после чего свойства кристалла стабилизируются. Эффект релаксации выражен тем ярче, чем выше плотность мощности излучения (при $t = \text{const}$). Такой характер релаксационных процессов возникает в результате возвращения ионизованных межузельных атомов в область включений.

Если остановить лазерно-стимулированный процесс генерации дефектов в интервале времени $t_s/2 \leq t \leq t_s$, то на протяжении некоторого времени ($\leq 10 \text{ ч}$) наблюдается эффект последействия — концентрация дефектов продолжает расти, но никогда не достигает уровня, соответствующего t_s (рис. 5, кривая 2). Только в резуль-

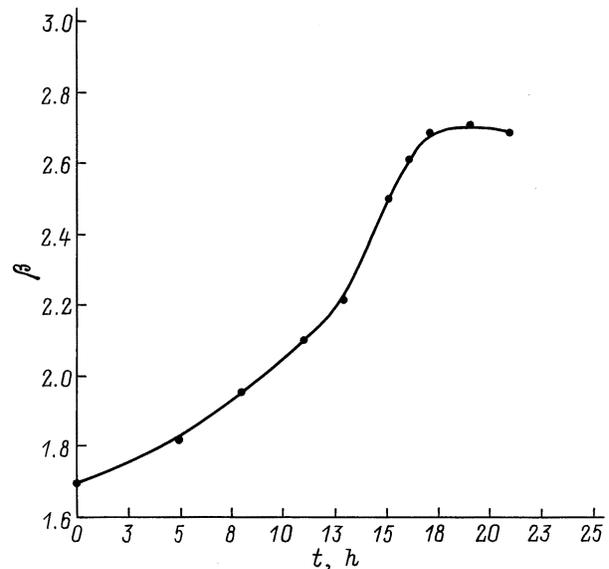


Рис. 4. Изменение механизма рассеяния носителей тока от времени воздействия лазерного излучения на монокристаллы $\text{PbSe}:\text{Mn}(\text{Eu})$.

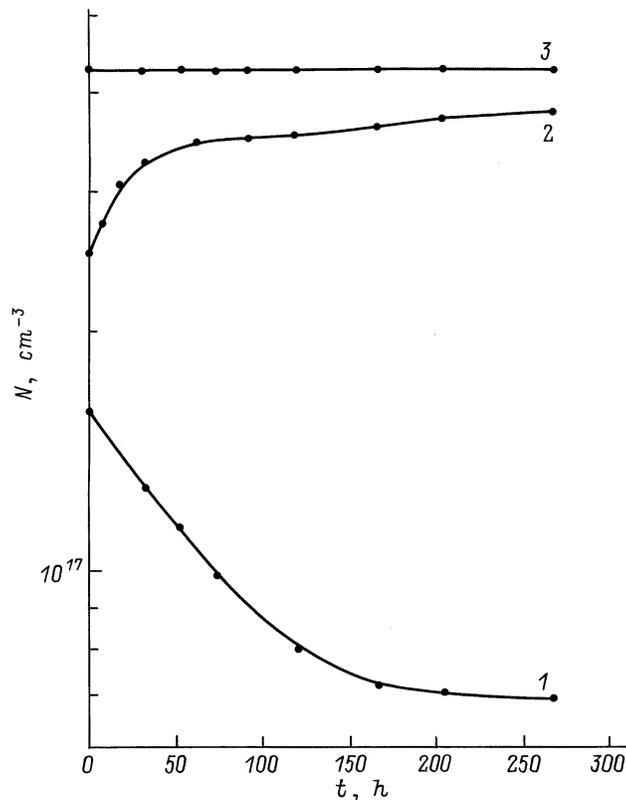


Рис. 5. Изменение концентрации лазерно-стимулированных дефектов в монокристалле $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x = 0.2$) после воздействия лазерного излучения ($W = 40 \text{ Вт/см}^2$) в течение времени t : 1 — 4 ч ($< t_s/2$), 2 — 8 ч ($> t_s/2$), 3 — 10 ч (t_s).

тате дополнительного облучения с той же плотностью мощности W можно достичь Φ_s .

В первом случае концентрация возникающих одиночных атомов превышает концентрацию центров захвата (вакансии и междоузлия в окрестности макродефекта), что наблюдается на начальном этапе облучения, и поэтому после прекращения воздействия излучения не аннигилировавшие атомы возвращаются во включение. Время релаксации определяется плотностью мощности излучения W и временем взаимодействия t . Чем больше плотность мощности W и меньше время t , тем выше концентрация активированных электрически активных атомов находится в непосредственной близости к источнику и тем меньше время релаксации. Поэтому более всего эффект релаксации проявляется в кристаллах IV–VI, предварительно термически отожженных, с концентрацией носителей тока $\lesssim 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, когда значительная часть вакансий свинца заполнена.

Во втором случае для данной плотности мощности во время "отжига" включение "истощается" и одиночные атомы уже не поступают в решетку, что происходит по времени раньше окончания процесса миграции активированных неравновесных атомов. Тогда изменения в системе точечных дефектов будут происходить с течением времени и после прекращения воздействия лазерного

излучения до тех пор, пока все активированные атомы не займут устойчивые положения в решетке.

В эпитаксиальных структурно-совершенных пленках соединений IV–VI заметные лазерно-стимулированные преобразования можно наблюдать при больших W и концентрациях носителей тока $n \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Хорошо известно, что реализация механизмов термического отжига возможна благодаря протеканию в кристаллах процессов возникновения новых и перераспределения уже имеющихся точечных дефектов, их миграции, рекомбинации, комплексообразования и диссоциации. Такие же процессы ответственны и за лазерно-стимулированные преобразования в кристалле, но силы, в отличие от термического отжига, не являются только термодинамическими. Однако оценки некоторых параметров протекающих в кристалле процессов все же можно сделать.

Так, например, коэффициент диффузии дефектов в соединениях IV–VI можно оценить из эксперимента по совместному действию электрических полей E_L и E_{ex} [14]. Зная длину продольной миграции l (например, для примеси, активной в электронном парамагнитном резонансе), напряженность электрического поля E и время взаимодействия t , можно определить скорость продольного дрейфа V_L , которая более чем на порядок превосходит V_{cr} , и подвижность ионов по формуле $u = l/Et$. Воспользовавшись затем соотношением Эйнштейна, получаем коэффициент диффузии $D \sim 1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$, что на 7–8 порядков превышает известные значения для электрически активных собственных компонентов при температурах, соответствующих лазерному отжигу.

Кроме того, из результатов эксперимента по совместному действию E_L и E_{ex} , релаксации и эффекта последнего действия в монокристаллах $n\text{-PbSnTe}$, а также воспользовавшись данными работы [10], можно оценить энергии активации перемещения дефектов в этих случаях. Полученные значения составляют ~ 0.38 , ~ 0.69 и ~ 0.71 эВ соответственно, что свидетельствует о разных механизмах миграции электрически активных дефектов в кристалле при лазерном воздействии и после него. При этом энергия активации при релаксации и эффекте последнего действия несколько меньше таковой для междоузельного двукратно заряженного иона свинца [10], когда преобладает диффузия по междоузлиям.

О возможном механизме миграции дефектов в процессе лазерного облучения можно также судить из зависимости $\Phi(t)$ в координатах $\Phi - t^{-1/2}$, которая является линейной для каждого значения W и $t \leq t_s$, что говорит о возможном существовании до отжига, возникновения и аннигиляции в кристаллах в процессе лазерного отжига коррелированных пар вакансия–междоузлие [16]. Эти результаты хорошо согласуются с исследованиями ЭПР в соединениях IV–VI, когда со временем облучения наблюдается перераспределение междоузлие–узел парамагнитных ионов Mn, а в Si:P этот же процесс проявляется в увеличении обменного взаимодействия узельного фосфора, концентрация которого со временем

облучения значительно возрастала [17]. В то же время, если в кремнии увеличивать концентрацию фосфора непосредственно при выращивании, то при достижении концентрации $N_p \gtrsim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ происходит уменьшение линий сверхтонкой структуры (обусловленных в основном изолированными атомами примеси и их небольшими группами), вплоть до полного исчезновения, и увеличение линии, связанной с обменным взаимодействием [18].

Следует отметить, что экспериментально (исследования проведены только для соединений IV–VI) наблюдается зависимость Φ и V_d также и от длины волны лазерного излучения, что в свою очередь является дополнительным свидетельством в пользу нетепловой природы лазерно-стимулированных преобразований. Так, например, добиться изменений Φ в монокристаллах $\text{PbTe}:\text{P}(\text{Na})$ с концентрацией дырок $\sim (5 \cdot 10^{19} - 10^{20}) \text{ см}^{-3}$ при использовании CO_2 -лазера практически не удается даже при совместном воздействии E_L и E_{ex} . Если эти же кристаллы облучать CO -лазером, то $\Phi(t)$ качественно повторяет зависимость для кристаллов с меньшими концентрациями носителей тока при облучении CO_2 -лазером. В нелегированных кристаллах времена инверсии типа проводимости (от дырочного к электронному) при начальных равных концентрациях носителей тока значительно сокращаются. В области электронной проводимости отжиг CO -лазером позволяет достичь в нелегированных кристаллах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.24$) концентрации электронов $\sim (4-5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. По-видимому, эта концентрация является предельной и обусловлена концентрацией как вакансий халькогена, так и междузельного свинца.

Таким образом, резюмируя сказанное выше, можно утверждать, что все основные особенности лазерного отжига ($\hbar\omega < E_g$) можно объяснить в модели, предполагающей, во-первых, генерацию одиночных собственных (примесных) атомов в результате диссоциации включений и, во-вторых, последующего перемещения этих атомов в объеме кристалла через образование активированных состояний до локализации в узле решетки.

К наиболее вероятным механизмам рождения одиночных атомов при стационарном лазерном отжиге можно отнести наличие градиента температуры включения-матрица за счет непосредственного поглощения излучения включением и возникновения термодиффузионного потока, который при определенных значениях плотности мощности W будет преобладать над диффузионным [19,20]. Времена термодиффузионного выноса вещества из включения на 1.5–2 порядка меньше диффузионного и уменьшаются с ростом интенсивности облучения. Кроме того, из этой модели следует и зависимость температуры включения от его величины и формы, что накладывает некоторые ограничения на применение этой модели для размеров, сравнимых с длиной волны лазерного излучения в кристалле, поскольку в этом случае не обеспечивается необходимый разогрев включений по сравнению с матрицей. С другой стороны, эта модель позволяет объяснить зависимость описываемых процессов от длины волны лазерного излучения и времени

облучения. Однако, учитывая, что в области матрицы градиент температуры быстро убывает, этот механизм не может отвечать за перемещение одиночных центров в решетке, а может служить только источником атомов в окрестности включения.

Включения субмикрометрового размера, концентрация которых в кристалле также велика, могут распадаться в результате локального увеличения напряжений сжатия [15], к которому приводит заполнение вакансий и междоузлий диссоциированными атомами из больших включений.

Механизм перемещения, по-видимому, необходимо рассматривать в системе взаимодействия (электрическое поле лазерной волны)–(свободные носители тока)–(активированный атом). Не исключена также вероятность туннелирования активированных атомов в электрическом поле лазерной волны и в результате многофонных процессов [21]. Не последнюю роль в образовании подвижных дефектов и их миграции могут также играть поля упругих напряжений и макроскопических деформаций [22], которые неизбежны при возникновении точечных дефектов в практически "холодной" матрице.

Список литературы

- [1] А.В. Двуреченский, Г.А. Качурин, Е.В. Нидаев, Л.С. Смирнов. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов* (М., Наука, 1974).
- [2] R. Breshi, A. Camanzi, V.J. Fano. *J. Cryst. Growth*, **58**, 399 (1982).
- [3] Ш.М. Дугужев, В.А. Мошников. *Тез. докл. Всес. конф. по физико-химическим основам легирования полупроводниковых материалов* (М., 1988).
- [4] Л.В. Гуревич, Г.В. Карачевцев, В.Н. Кондратьев, Ю.А. Лебедев, В.А. Медведев, В.К. Потапов, Ю.С. Ходеев. *Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону* (М., Наука, 1974).
- [5] Т.А. Смородина, Н.Н. Шефтал, А.П. Суранов. *Вхождение примесных центров в кристаллический слой полупроводника* (Л., Наука, 1986).
- [6] S.D. Darchuk, G.N. Panin, S.V. Plyatsko, F.F. Sizov, E.B. Yakimov. *J. Phys. Chem. Sol.*, **51**, 1333 (1990).
- [7] С.Д. Дарчук, Т. Дитл, Л.А. Коровина, С. Колесник, М. Савицкий, Ф.Ф. Сизов. *ФТП*, **32**, 786 (1998).
- [8] M. Fujimoto, J. Sato. *Japan. J. Appl. Phys.*, **5**, 128 (1966).
- [9] А.В. Новоселова, В.П. Зломанов, А.М. Гаськов, О.И. Тананаева. *Вестник МГУ. Химия*, **21**, 107 (1980).
- [10] G.W. Pratt. *J. Nonmet.*, **1**, 103 (1973).
- [11] Т.В. Саунина, Д.Б. Чеснокова, Д.А. Яськов. *ФТП*, **17**, 985 (1983).
- [12] H. Heinrich. *Lect. Not. Phys.*, **133**, 407 (1979).
- [13] С.В. Пляцко, Ю.С. Громовой, С.К. Кадышев, А.А. Климов. *ФТП*, **28**, 138 (1994).
- [14] Yu.S. Gromovoj, S.V. Plyatsko, F.F. Sizov, L.A. Korovina. *J. Phys: Condens. Matter*, **2**, 10391 (1990).
- [15] В.И. Фистуль. *I Всесоюзная школа по термодинамике и технологии полупроводниковых кристаллов и пленок* (Ивано-Франковск, 1986) ч. 1, с. 3.
- [16] T.R. Warte. *J. Chem. Phys.*, **28**, 103 (1958).

- [17] Yu.S. Gromovoj, S.V. Plyatsko. *The 1 st Int. Conf. on Mater. Sci. of Chalcogenide and Diamond-Structure Semiconductors*. Abstr. Booklet (Chernivtsi, 1994) v. 2, p. 143.
- [18] Е.М. Гершензон, Н.М. Певин, М.С. Фогельсон. *ФТТ*, **11**, 1986 (1969).
- [19] N.N. Grigor'ev, T.A. Kudykina, S.V. Plyatsko, F.F. Sizov. *Semicond. Sci. Technol.*, **3**, 951 (1988).
- [20] N.N. Grigor'ev, T.A. Kudykina, S.V. Plyatsko, F.F. Sizov. *Infr. Phys.*, **28**, 307 (1988).
- [21] С.Д. Ганичев, И.Н. Ясиевич, В. Преттл. *ФТТ*, **39**, 1905 (1997).
- [22] *Атомная диффузия в полупроводниках*, под ред. Д. Шоу (М., Мир, 1975).

Редактор Л.В. Шаронова

Generation of volume defects in some semiconductors by laser irradiation in the transparency region of crystals

S.V. Plyatsko

Institute of Physics of Semiconductors,
National Academy of Sciences of Ukraine,
252028 Kiev, Ukraine

Abstract The laser-stimulated dissociation of metal-rich regions and redistribution of point defects in the volume of semiconductor crystals under the action of infrared laser ($\hbar\omega < E_g$) has been found. It has been shown that the generation rate of defects depends on the power density, the wavelength of laser irradiation and the impurity density. Two migration mechanisms of laser-induced defects are suggested. The activation energy of defect migration under the laser action and after that has been estimated.