

621.378.325+535:530.182

ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И МЕТАЛЛОВ: НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА

*С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев,
В. Н. Семиногов*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	675
1. Поглощение и релаксация энергии лазерного импульса. Нагрев решетки . . .	678
1.1. Импульсное лазерное возбуждение и релаксация электронной подсистемы . . .	678
1.2. Электрон-фононная релаксация и нагрев решетки	682
1.3. Импульсный лазерный отжиг поверхности полупроводников. Тепловой и плазменный механизмы отжига	684
2. Линейные и нелинейные оптические методы регистрации состояния и лазерно-индуцированных фазовых превращений поверхности конденсированных сред . . .	687
2.1. Новые данные линейной оптической спектроскопии о быстрых лазерно-индуцированных процессах на поверхности полупроводников и металлов . . .	687
2.2. Нелинейно-оптическая диагностика лазерно-индуцированных фазовых переходов на поверхности полупроводника; генерация оптических гармоник и комбинационных частот при отражении	691
2.3. Исследование состояния и быстрых фазовых превращений поверхности полупроводников с помощью генерации оптических гармоник и суммарных частот при отражении	698
3. Нелинейно-оптические процессы, обусловленные модуляцией рельефа и температуры поверхности конденсированных сред	710
3.1. Лазерно-индуцированные неустойчивости рельефа поверхности и проблема образования упорядоченных поверхностных структур	710
3.2. Дифракция световых волн на пространственно-временных модуляциях рельефа поверхности	716
3.3. Механизмы обратной связи в режиме, предшествующем плавлению. Генерация связанных поверхностных электромагнитных и акустических волн . . .	718
3.4. Генерация капиллярных волн и волн испарения при действии лазерного излучения на жидкие металлы, полупроводники и диэлектрики	720
3.5. Зависимость интерференционной неустойчивости лазерного испарения от диэлектрической проницаемости среды	732
3.6. Эксперименты по возбуждению поверхностных решеток и теория лазерно-индуцированных неустойчивостей	734
Заключение	737
Список литературы	739

ВВЕДЕНИЕ

1. В настоящем обзоре нашей целью будет наметить контуры стремительно растущей в последние годы области, которая охватывает большую группу физических явлений, связанных с возбуждением сильно неравновесных состояний, возникающих в приповерхностных слоях металлов, полупроводников и диэлектриков под воздействием импульсного лазерного излучения большой мощности, с особым акцентом на роль нелинейного отклика веществ в их протекании и диагностике.

Поглощение сильно сконцентрированного в пространстве и времени лазерного излучения приводит к возникновению целого каскада процессов преобразования энергии, включающих в себя последовательное возбуждение и релаксацию электронной подсистемы, электрон-фононную релаксацию, фонон-фононную релаксацию и, наконец, разнообразные тепловые процессы (нагрев, плавление, испарение).

Финальная, тепловая стадия этой цепочки в металлах изучается уже по меньшей мере около 20 лет (см., например, ¹⁻⁴); практически исчерпывающую физическую информацию о ней дают эксперименты с лазерными импульсами длительностью в интервале $\sim 10^{-3}$ — 10^{-6} с.

Тепловое действие лазерного излучения на металлы открыло обширное поле приложений; среди них назовем лазерную резку, сварку, закалку, сверление металлических деталей и их лазерную термохимическую обработку.

2. Чрезвычайно интересными оказались результаты аналогичных экспериментов с сильно поглощающими полупроводниковыми кристаллами.

Воздействие мощных лазерных импульсов приводит к быстрой и высококачественной рекристаллизации аморфизированных в результате ионной имплантации или других причин приповерхностных слоев полупроводников — происходит импульсный лазерный отжиг ⁵⁻¹². Несмотря на то, что лазерный отжиг стал уже хорошо освоенным технологическим приемом, эксперименты по лазерному отжигу поставили целый ряд не решенных и до сих пор принципиальных физических вопросов. Работы, выполненные в течение последних 3—5 лет, показали, что быстрые лазерно-индуцированные фазовые превращения в приповерхностных слоях полупроводников: плавление — отвердевание, фазовые переходы аморфное твердое тело — кристалл и кристалл — аморфное тело, происходят в нано-, пико- и даже в субпикосекундном масштабе времени. Для детального объяснения этих разнообразных и во многом неожиданных явлений необходимо дать ответ на целый ряд фундаментальных вопросов, касающихся поведения полупроводников в сильном лазерном поле.

Каков характер и как велики скорости электронной, электрон-фононной и фонон-фононной релаксации в условиях, когда интенсивное лазерное воздействие приводит к генерации за времена 10^{-9} — 10^{-14} с до 10^{22} свободных носителей в см³, сильно перевозбужденных над дном зоны проводимости? В каком состоянии пребывает такая плотная лазерно-индуцированная электронно-дырочная плазма? Как и через какие стадии происходит плавление кристалла, содержащего эту плотную горячую плазму, — через прямую передачу избыточной энергии свободных носителей колебаниям решетки или через плазменно-индуцированные мягкие фононные моды? И происходит ли плавление кристалла после того, как полученная от электронной подсистемы энергия термализуется среди всех фононных мод, или когда она сосредоточена лишь в коротковолновом участке фононного спектра, а фононные моды из центральных участков зоны Бриллюэна остаются холодными?

Существующие теории дают различные, иногда противоречивые ответы на эти вопросы, поэтому для получения однозначных выводов принципиальную важность приобретает адекватная экспериментальная диагностика.

В настоящее время большинство экспериментальных данных свидетельствует в пользу «теплого» механизма лазерного отжига элементарных полупроводников IV группы и соединений $A^{III}B^V$ для лазерных импульсов длительностью от нескольких пикосекунд и длиннее (см. ^{11, 12} и раздел 1). Согласно этой модели импульсный лазерный отжиг сопровождается очень быстрым (характерные времена ≥ 1 пс) нагревом кристаллической решетки за счет электрон-фононной релаксации и последующим столь же быстрым плавлением приповерхностного слоя кристалла. После окончания лазерного импульса и остывания поверхности происходит обратный фазовый переход I рода — либо в кристаллическое, либо в поликристаллическое, либо в твердое аморфное состояние.

Однако имеются и экспериментальные данные, не укладывающиеся в «тепловую» схему. Поэтому большой интерес привлекает то обстоятельство, что именно сейчас появились реальные возможности экспериментально проследить за кинетикой всех этапов процесса преобразования энергии лазерного импульса в полупроводниках и металлах до времен $\sim 10^{-14}$ с, дать ясные ответы на поставленные выше вопросы.

Это связано с созданием стабильных генераторов, перестраиваемых по частоте оптических импульсов фемтосекундной длительности ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$)¹³⁻¹⁵ — импульсов, под огибающей которых содержится всего несколько циклов оптического поля, — адекватных задаче оптических диагностических методов. Разумеется, значение таких исследований выходит далеко за рамки технологических требований лазерного отжига.

3. Пожалуй, наиболее характерной чертой современного этапа изучения индуцированных лазерным полем неравновесных состояний, лазерно-индуцированных фазовых переходов является отчетливое понимание важной, а зачастую и решающей роли *нелинейности отклика* вещества в обсуждаемых явлениях.

В лазерной термохимии, например, хорошо изучен целый класс нелинейных процессов, приводящих к образованию упорядоченных пространственно-временных структур¹⁷.

Яркий пример роли оптической нелинейности в процессе лазерного возбуждения полупроводников и металлов дают спонтанно возникающие неустойчивости рельефа поверхности, приводящие к образованию периодических поверхностных структур^{12, 20}.

Как выяснилось, образование на поверхности твердых тел, облучаемых лазерным светом, периодических структур представляет собой универсальное явление, самопроизвольно возникающее всякий раз, когда интенсивность лазерного излучения оказывается достаточно высокой. Физика их возникновения связана с пространственно-неоднородным нагревом поверхности; необходимое для этого неоднородное поле является результатом интерференции падающей лазерной волны с полем, образовавшимся вследствие рассеяния (дифракции) лазерного излучения на флуктуационных модуляциях рельефа поверхности. Особый физический интерес представляет возможное возникновение обратной связи, когда образовавшиеся периодические структуры начинают существенным образом влиять на условия рассеяния лазерного излучения в дифрагированные волны. Возникающая в результате неустойчивость аналогична таковой при вынужденном рассеянии. В различных условиях могут иметь место неустойчивости поверхностных акустических волн (ПАВ), капиллярных волн (КВ) в расплавах и жидких металлах и, наконец, интерференционная неустойчивость испарения (ИНИ) поверхности.

Сильно зависит от уровня возбуждения (и, следовательно, нелинейен) и характер релаксации неравновесных состояний, созданных мощными лазерными импульсами. С такой нелинейной релаксацией, довольно детально исследованной в многоатомных молекулах²¹, все чаще приходится сталкиваться в конденсированной среде²²⁻²⁴. Наконец, уникальную информацию о протекании процессов возбуждения и релаксации в реальном масштабе времени (в том числе до времен $\sim 10^{-14}$ с) дают методы нелинейной спектроскопии; весьма эффективными здесь оказываются генерация оптических гармоник и комбинационных частот «на отражение»¹⁷⁻¹⁹; перспективна активная спектроскопия рассеяния света на плазменных колебаниях, оптических и акустических колебаниях решетки^{21, 214}. Таким образом, *нелинейное возбуждение, нелинейная релаксация, нелинейно-оптическая диагностика* неравновесных процессов стали фактически ключевыми вопросами физики воздействия мощного лазерного излучения на вещество.

На этих вопросах применительно к полупроводникам и металлам и сделан главный акцент в предлагаемом обзоре.

Обзор состоит из трех частей. В вводном разделе 1 изложены современные представления о физике релаксации энергии оптического возбуждения в полупроводниках и металлах. Раздел 2 посвящен оптической диагностике фазовых переходов на поверхности; главный акцент сделан на новых возможностях нелинейно-оптических методов. И, наконец, раздел 3 посвящен нелинейно-оптическим явлениям, приводящим к неустойчивостям рельефа облучаемой поверхности.

1. ПОГЛОЩЕНИЕ И РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА. НАГРЕВ РЕШЕТКИ

При действии на полупроводник лазерного излучения с энергией кванта $\hbar\omega$, значительно превышающей ширину запрещенной зоны E_g : $\hbar\omega > E_g$

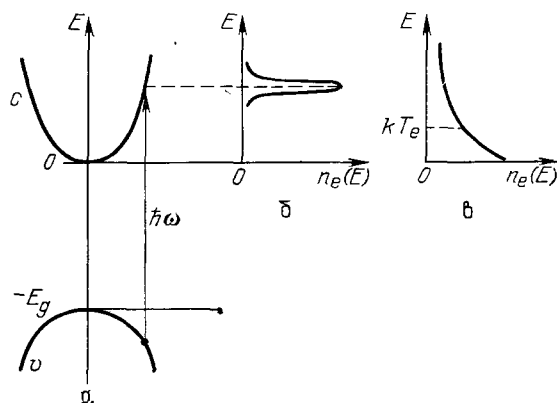


Рис. 1. Лазерное возбуждение и внутризонная релаксация носителей по энергиям в полупроводнике.

а — Межзонный переход с поглощением кванта $\hbar\omega$; б — первоначальный вид функции распределения электронов; в — конечный вид функции распределения электронов

(рис. 1), поглощение света происходит в тонком приповерхностном слое толщиной $\alpha^{-1} \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ см, где α — коэффициент оптического поглощения. (Последнее значение характерно и для глубины проникновения поля в металлы.) При импульсном воздействии такого рода, когда интенсивность излучения велика ($I \sim 10^6 - 10^{12}$ Вт/см²), в этом слое создается сильно неравновесное и нестационарное состояние как электронной, так и фоновой подсистем.

Поскольку первичный акт поглощения энергии происходит в электронной системе, то сначала возникает сильное различие между электронной температурой T_e и температурой решетки T .

Процесс передачи и термализации энергии в решетке включает в себя целый ряд этапов релаксации как внутри электронно-дырочной подсистемы, так и электрон-фононной и фонон-фононной релаксации.

В настоящем разделе мы более детально рассмотрим каждый из упомянутых этапов взаимодействия лазерного излучения с поверхностью полупроводника и последующих процессов.

1.1. Импульсное лазерное возбуждение и релаксация электронной подсистемы

При действии на поверхность полупроводника импульсного лазерного излучения с плотностью энергии W , длительностью τ_p и энергией кванта $\hbar\omega > E_g$ благодаря межзонному поглощению (см. рис. 1) происходит генерация неравновесных электронно-дырочных пар со скоростью, которую можно определить из следующего соотношения:

$$G(t, z, T) = \frac{\alpha(t, z, T)(1-R)}{\hbar\omega\tau_p} W \exp\left(-\int_0^z \alpha(t, z', T) dz'\right) \approx G_0 \exp(-\alpha z); \quad (1.1)$$

здесь $\alpha = \alpha_{\text{л}} + \alpha_{\text{нл}}$ — сумма линейного и нелинейного коэффициентов поглощения, зависящих от координаты z (ось z направлена в глубь среды

перпендикулярно к поверхности) и температуры T ; $R = R(t, T)$ — коэффициент оптического отражения. В табл. I приведены значения оптических

Таблица I

Типичные характеристики лазерных импульсов и полупроводниковых кристаллов, применяемых в импульсном лазерном отжиге

Лазер	Длина волны λ , нм	Длительность импульса τ_p , с	Коэффициент межзонного поглощения при $T_0 \approx 300$ К α , см $^{-1}$ *		Коэффициент отражения при $T_0 = 300$ К R *		Скорость генерации свободных носителей при $W = 0,1$ Дж/см 2 G_0 , см $^{-3}$ /с	
			Si	GaAs	Si	GaAs	Si	GaAs
2-я гармоника Nd:YAG	532,1	$1,5 \cdot 10^{-8}$ $2 \cdot 10^{-11}$	$1,25 \cdot 10^4$	$8,09 \cdot 10^4$	0,37	0,38	$1,4 \cdot 10^{29}$ $1,0 \cdot 10^{32}$	$0,9 \cdot 10^{30}$ $6,4 \cdot 10^{32}$
3-я гармоника Nd:YAG	354,7	$1,5 \cdot 10^{-8}$ $2 \cdot 10^{-11}$	$1,07 \cdot 10^6$	$7,14 \cdot 10^6$	0,57	0,42	$0,5 \cdot 10^{32}$ $0,37 \cdot 10^{34}$	$0,5 \cdot 10^{31}$ $0,37 \cdot 10^{34}$
4-я гармоника Nd:YAG	266,0	$1 \cdot 10^{-8}$ $1,5 \cdot 10^{-11}$	$2,08 \cdot 10^6$	$1,61 \cdot 10^6$	0,74	0,55	$0,7 \cdot 10^{31}$ $0,46 \cdot 10^{34}$	$0,9 \cdot 10^{31}$ $0,6 \cdot 10^{34}$
На красителе Рубин	620,0 694,3	$0,9 \cdot 10^{-13}$ $3 \cdot 10^{-8}$	$4,47 \cdot 10^3$ $2,35 \cdot 10^3$	$4,28 \cdot 10^4$ $2,7 \cdot 10^4$	0,35 0,34	0,35 0,34	$1 \cdot 10^{34}$ $1,8 \cdot 10^{28}$	$0,9 \cdot 10^{35}$ $2 \cdot 10^{29}$

*) Aspnes D. E., Studna A. A. — Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 278, p. 985.

параметров, фигурирующих в (1.1) для кристаллических и аморфных кремния (Si, $E_g = 1,12$ эВ) и арсенида галлия (GaAs, $E_g = 1,43$ эВ) на определенных частотах, соответствующих длинам волн импульсных лазеров, используемых при лазерном отжиге. Видно, что скорость лазерно-индуцируемой генерации свободных носителей может достигать огромных значений $G_0 = 10^{30} - 10^{35}$ см $^{-3}$ /с (при $W = 0,1$ Дж/см 2 и $\tau_p = 10^{-8} - 10^{-13}$ с).

Фотовозбужденные электроны имеют энергию $\sim \hbar\omega - E_g$ (энергия отсчитывается от дна зоны проводимости) и первоначально сильно неравновесную функцию распределения по энергиям, центрированную вблизи значения энергии $E = \hbar\omega - E_g$ (см. рис. 1). Аналогичное распределение имеют и дырки (h).

Характер последующей релаксации неравновесных носителей в энергетическом и координатном пространствах существенно зависит от плотности носителей в фотовозбужденной электронно-дырочной плазме n_c ($n_c = 2n_e = 2n_h$). Для оценки первоначальной концентрации неравновесных носителей n_c , создаваемой к моменту окончания пикосекундных или фемтосекундных импульсов, пренебрежем диффузией и рекомбинацией носителей. Тогда с использованием табл. I получаем оценку сверху:

$$n_c \leq \left(\frac{dn_c}{dt} \right)_{\text{ген}} \tau_p \approx G_0 \tau_p \approx \begin{cases} 10^{22} \text{ см}^{-3}, & \tau_p = 30 \text{ пс}, \\ 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}, & \tau_p = 90 \text{ фс}. \end{cases}$$

Для наносекундных импульсов становится необходимым учет рекомбинации. При высоких концентрациях неравновесных носителей доминирует безызлучательная оже-рекомбинация, в процессе которой электрон и дырка, рекомбинируя, отдают свою энергию третьему носителю (см. рис. 2 и $22, 23$). При этом скорость рекомбинации задается выражением $R_c = Cn_c^2$, где $C = \text{const}$ (например, для кремния $C = 4 \cdot 10^{-31}$ см 6 /с). Это — один из примеров нелинейной (зависящей от интенсивности возбуждения) релаксации в сильно возбужденной электронно-дырочной подсистеме кристалла, о которой говорилось во введении. Определим время рекомбинации по формуле

$$R_c = \frac{n_c}{\tau_r}, \quad \tau_r = \frac{1}{Cn_c^2}. \quad (1.2)$$

(Отметим, что экранировка кулоновских взаимодействий в плотной плазме приводит к ограничению уменьшению τ_r с ростом n_c . Так, по теоретическим оценкам²⁴, τ_r асимптотически уменьшается до значения $\tau_r = 6$ пс, когда n_c превосходит значение $n_c = 10^{21}$ см⁻³.)

Для достаточно мощных импульсов с $\tau_p > \tau_r$ устанавливается стационарное состояние концентрации носителей. Из уравнения для концентрации неравновесных носителей

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_c}{\partial z^2} + G - R$$

(D — коэффициент диффузии) при $\partial n_c / \partial t = 0$ и без учета диффузии получаем $R = G$, откуда, используя (1.2) и табл. I, имеем при $\tau_p = 15$ нс в Si при $\lambda = 532$ нм:

$$n_c \leq G_0 \tau_r \approx 10^{20} \text{ см}^{-3},$$

$$\tau_r \approx 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ с}.$$

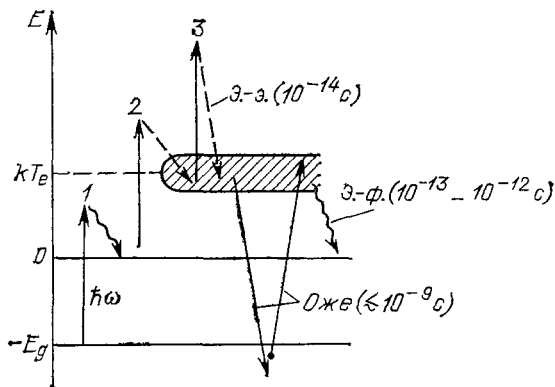


Рис. 2. Схематическая энергетическая диаграмма электронных переходов в полупроводнике в условиях интенсивного лазерного облучения (8, с. 6).

1 — межзонаное поглощение; 2, 3 — поглощение света свободными носителями. Буквы э.-э. и э.-ф. обозначают электрон-электронные и электрон-фононные столкновения, «Оже» — процессы Оже

Эта оценка справедлива, если расстояние, на которое продиффундирует носитель, прежде чем он рекомбинирует, $l_r = (D\tau_r)^{1/2} \lesssim \alpha^{-1}$ — длины поглощения. В нашем примере $D \sim 10$ см²/с, и $l_r \approx 0,7 \times 10^{-4}$ см $\sim \alpha^{-1}$.

Приведенные оценки показывают, что при $G_0 \gtrsim 10^{30}$ см⁻³/с плотность неравновесных носителей n_c в типичных для лазерного отжига условиях может легко превосходить значение $n_c = 10^{19}$ см⁻³. Такой режим будем называть режимом высокого уровня возбуждения.

При столь высоких плотностях носителей частота столкновений их друг с другом $\tau_{e-e}^{-1} \approx \tau_{e-h}^{-1} \sim n_c$ ($\tau_{e-e}^{-1} \approx 10^{14}$ с⁻¹ при $n_c \approx 10^{19}$ см⁻³) начинает превосходить обратное время испускания продольных (ЛО) и поперечных (ТО) оптических фононов $\tau_{e-TO}^{-1} \sim \tau_{e-LO}^{-1} \sim 10^{14} \div 10^{13}$ с⁻¹, которое не зависит (или слабо зависит) от n_c ²⁶. Поэтому внутризонная релаксация по энергиям в режиме высокого уровня возбуждения происходит за время порядка τ_{e-e} за счет межчастичных столкновений, сохраняющих полную энергию системы носителей. Кроме этого, как уже отмечено, в этом режиме процессы оже-рекомбинации также сохраняют полную энергию системы носителей. Благодаря этим двум обстоятельствам практически вся поглощенная энергия лазерного импульса на временах порядка τ_{e-e} остается внутри плазменной подсистемы полупроводника и «термализуется» — распределение электронов и дырок по энергиям оказываются тепловыми, характеризуемыми одинаковыми значениями температур: $T_e = T_h \equiv T_c$ (см. рис. 1). Последняя величина зависит от поглощенной энергии и может значительно превосходить температуру решетки T (которая на этих временах остается практически равной исходной температуре T_0). Значение T_c , естественно, зависит от концентрации n_c , и при $n_c \approx 10^{21}$ см⁻³ температура горячих носителей может достигать значений $T_c \sim 10^4$ К^{24, 27}.

Итак, в режиме высокого уровня возбуждения на временах $t \sim \tau_{e-e} \sim 10^{-14}$ с полупроводник характеризуется наличием чрезвычайно горячей ($T_e \sim 10^4$ К) и плотной ($n_c \sim 10^{21}$ см⁻³) плазмы и холодной решетки ($T \sim T_0 \approx 300$ К).

Применительно к металлам аналогичный эффект аномального нагрева электронной подсистемы (при остающейся холодной фононной) обсуждался

теоретически в ⁶⁸; в последнее время появились сообщения об экспериментах, в которых с использованием фемтосекундных лазерных импульсов эта электрон-фононная неравновесность была зарегистрирована (хотя и косвенно) ⁶⁹.

При низких уровнях возбуждения ($n_e < 10^{19} \text{ см}^{-3}$) время испускания оптических фононов в полупроводнике $\tau_{e-LO} < \tau_{e-e}$, и релаксация возбужденных носителей по энергиям происходит за время $\tau_{e-LO} \sim 10^{-13} \text{ с}^{-1}$ за счет испускания оптических фононов ¹⁸⁹.

Как отмечалось во введении, с появлением лазеров, генерирующих импульсы фемтосекундной длительности ¹³⁻¹⁵, стало возможным прямое

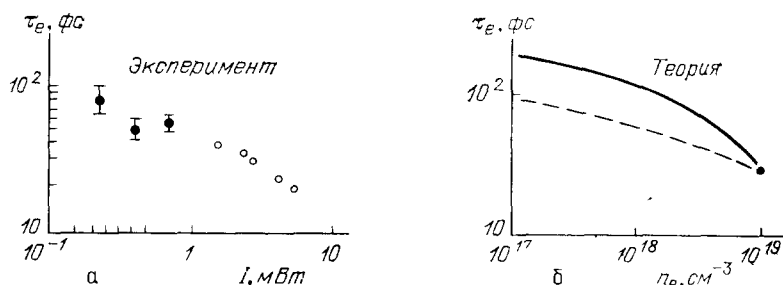


Рис. 3. а — Экспериментальная зависимость времени внутризонной релаксации электронов по энергиям (τ_e) в $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$ от средней мощности лазерной накачки I ²⁸ (при $I \sim 1 \text{ мВт}$, плотность фотовозбужденных электронов $n_e \sim 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); б — сплошная кривая, рассчитанная в ²⁹, — теоретическая зависимость времени τ_e в GaAs ($T \approx 300 \text{ К}$) от концентрации свободных носителей без учета междолинного рассеяния, штриховая — то же, но с учетом этого рассеяния с использованием данных эксперимента ²⁹

наблюдение релаксации по энергиям из фотовозбужденного неравновесного распределения носителей. В работе ²⁸ были измерены времена τ_{e-LO} и τ_{e-e} в полупроводнике $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,34$). Результаты этого эксперимента представлены на рис. 3 (интенсивность возбуждения порядка 1 мВт соответствует, по оценкам авторов ²⁸, плотности носителей порядка 10^{19} см^{-3}). Видно, что при $n_e \lesssim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ основной вклад в эффективную константу релаксации $\tau_e^{-1} = \tau_{e-e}^{-1} + \tau_{e-LO}^{-1}$ дают электрон-фононные столкновения, т. е. время внутризонной релаксации $\tau_e \approx \tau_{e-LO}$ и не зависит от n_e , а при $n_e \gtrsim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ основной вклад дают межчастичные столкновения и $\tau_e \approx \tau_{e-e} \sim 1/n_e$. Экспериментальные результаты ²⁸, полученные для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, в определенной мере приложимы и к GaAs , что следует из хорошего их согласия с теоретическими расчетами τ_e , приведенными для GaAs в работе ²⁹.

Простая картина одноэлектронной внутризонной релаксации, рассмотренная выше, как мы видели, подтверждается экспериментом. Тем не менее в общем случае следует учитывать возможность проявления коллективных и нелинейных эффектов в плотной плазме. Так, экранировка электрон-фононного взаимодействия ³⁰ может привести к росту времени τ_{e-LO} с ростом n_e . Критические плотности, при которых влияние экранировки на τ_{e-LO} становится существенным, составляют по теоретическим оценкам ²⁴ величины $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от типа электрон-фононного рассеяния. Экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу наличия этого эффекта, приведены в обзоре ³⁰, посвященном исследованию горячих носителей в полупроводниках с помощью пикосекундных лазеров. Кроме этого, на величину τ_{e-LO} может оказать влияние изменение населенностей фононных мод за счет испускания фононов при каскадной релаксации носителей на дно зоны.

Как известно ^{25,31}, при очень низких температурах ($T \sim 4 \text{ К}$) и плотностях плазмы, значительно меньших рассматриваемых здесь ($n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$), обменные и корреляционные эффекты радикально меняют характер плазмы,

приводя к ее конденсации в электронно-дырочную жидкость. Не исключена возможность проявления подобных эффектов и при высоких температурах и высоких уровнях возбуждения. Гипотеза о том, что в условиях лазерного отжига происходит образование и конденсация экситонов, высказывалась Ван-Вехтенем (см. обзор ³²). Эта идея легла в основу так называемой плазменной модели лазерного отжига (см. раздел 1.3).

1.2. Электрон-фононная релаксация и нагрев решетки

Благодаря первоначально большой разнице температур носителей T_e и решетки T вероятность излучения фононов носителями намного превышает вероятность их поглощения, так что скорость передачи энергии от горячей плазмы к решетке не зависит от T . Выражение для этой скорости поэтому можно записать в виде

$$S = \frac{\hbar\omega_0 n_e}{\tau_{e-LO}}, \quad (1.3)$$

где $\omega_0 \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — частота оптического фонона. Передача энергии от электронной подсистемы к неравновесным оптическим фононам происходит на временах, больших τ_{e-LO} (см. ниже). На этих временах диффузия горячих носителей изменяет значение n_e по сравнению с оценками раздела 1.

Чтобы оценить значение n_e при $t > \tau_{e-LO}$, запишем балансное уравнение для плотности полной энергии системы горячих носителей E_e ³³:

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = G_0 (\hbar\omega - E_g) e^{-\alpha z} + \langle \varepsilon_e \rangle D \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} - \hbar\omega_0 n_e \tau_{e-LO}^{-1}. \quad (1.4)$$

Первый член в правой части описывает прирост энергии за счет фотовозбуждения электронно-дырочных пар, второй член описывает диффузионный отток энергии в глубь среды ($\langle \varepsilon_e \rangle = E_e/n_e$ — энергия, приходящаяся на один носитель), последний член определяет скорость передачи энергии решетке.

Концентрация n_e убывает в глубь среды на характерном расстоянии $l_e = \min(\alpha^{-1}, l_*)$, где l_* — эффективная диффузионная длина; см. ниже. Из (1.4) видно, что эффективная константа установления стационарного состояния $\tau_{E_e}^{-1} = D l_e^{-2} + \tau_{e-LO}^{*-1}$, где $\tau_{e-LO}^* = (\langle \varepsilon_e \rangle / \hbar\omega_0) \tau_{e-LO}$ — время, за которое горячий носитель отдает решетке свою энергию $\langle \varepsilon_e \rangle$ в процессе $\langle \varepsilon_e \rangle / \hbar\omega_0 \sim 10 - 10^2$ актов испускания фононов ($\tau_{e-LO}^* \sim 10^{-12} - 10^{-10} \text{ с}$, $(D\alpha^2)^{-1} \sim 10^{-11} \text{ с}$, $D \sim 10 \text{ см}^2/\text{с}$, $\alpha \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$). На временах $t > \tau_{E_e}$ имеем $\partial E_e / \partial t = 0$, и из (1.4) получается неоднородное уравнение для определения стационарной концентрации n_e . Решение его имеет вид ($\partial n_e / \partial z|_{z=0} = 0$):

$$n_e = G_0 \tau_{e-LO} \frac{(\hbar\omega - E_g) l_*^{-1} \alpha^{-1}}{\hbar\omega_0 (1 - l_*^2 \alpha^{-2})} \left(e^{-z/l_*} - \frac{1}{l_* \alpha} e^{-\alpha z} \right). \quad (1.5)$$

Здесь эффективная диффузионная длина $l_* = (D \tau_{e-LO}^*)^{1/2}$.

При слабом оптическом поглощении ($\alpha < l_*^{-1}$) для скорости передачи энергии решетке имеем из (1.3) и (1.4)

$$S = G_0 (\hbar\omega - E_g) e^{-\alpha z}. \quad (1.6)$$

В этом случае лазерная энергия, запасенная в электронной подсистеме, передается решетке с той же скоростью и в том же самом объеме, в котором она поглощается.

При сильном поглощении ($\alpha \gg l_*^{-1}$) имеем

$$S = \frac{G_0 (\hbar\omega - E_g) e^{-z/l_*}}{\alpha l_*}. \quad (1.7)$$

Теперь поглощенная лазерная энергия передается решетке в слое толщиной l_* , определяемой диффузией, и скорость передачи энергии на поверхности $z = 0$ уменьшается по сравнению с (1.7) в αl_* раз. Коэффициент диффузии

$$D = \frac{2kT\tau_{e-LO}\tau_{h-LO}}{m_e^*\tau_{h-LO} + m_h^*\tau_{e-LO}}$$

при высоких температурах ($T_e \sim 10^4$ К) может достигать значений $D \sim 10^2$ см²с⁻¹ и $l_* \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ см. Диффузия горячих носителей, таким образом, может существенно уменьшить скорость нагрева решетки.

Передача энергии на временах τ_{e-LO} , то идет в определенные оптические моды колебаний решетки, вероятность излучения акустических фононов электронами существенно меньше. Акустические (поперечные ТА или продольные LA) фононы с нетепловым спектром образуются в результате распада каждого из оптических фононов на пару акустических (42; рис. 4).

Эти процессы протекают на временах τ_{LO-TA} , τ_{LO-LA} . Наконец, благодаря рассеянию фононов друг на друге происходит постепенная термализация энергии на временах τ_{LA-T} , τ_{TA-T} . Необходимо отметить, что из-за различий во временах термализации ($\tau^{-1} \sim \omega_{\text{фон}}^3$) низкочастотные и особенно длинноволновые фононы (в частности, оптические) на достаточно малых временах не успевают термализоваться, тогда как коротковолновые уже полностью термализованы. Это обстоятельство следует иметь в виду при интерпретации противоречивых результатов экспериментов по измерению температуры решетки методами комбинационного рассеяния (см. раздел 2.3.3).

Весь процесс передачи энергии от первоначального электронно-дырочно-го возбуждения к тепловым колебаниям решетки можно охарактеризовать эффективным временем термализации энергии τ_{e-T} .

Теоретическая оценка времени фонон-фононной релаксации ³⁴ дает $\tau_{LO,LA-TA} \sim 10^{-12}$ с. Эксперименты по изучению быстрой фонон-фононной релаксации в полупроводниках, проведенные при низких температурах ($T \sim 4$ К) и низких интенсивностях возбуждающего излучения ($n_e < 10^{19}$ см⁻³) ³⁵⁻³⁸, подтверждают эту оценку.

Кроме этого, в целом ряде экспериментов, проведенных при $T_0 = 300$ К и больших W (в условиях лазерного отжига), продемонстрировано, что эффективное время термализации энергии очень мало и составляет $\tau_{e-T} \lesssim 1$ пс (см. обзор ³⁹ и раздел 2.2).

Теперь, считая, что энергия практически мгновенно термализуется, можно оценить скорость нагрева решетки лазерным импульсом. Используя (1.8), имеем на поверхности ($z = 0$) без учета диффузии тепла и горячих носителей:

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} = S = G_0 (\hbar\omega - E_g);$$

здесь c_V — теплоемкость единицы объема, T — температура решетки. При $\omega \sim 4 \cdot 10^{15}$ с⁻¹, $\tau_p \sim 30$ пс, $W \sim 1$ Дж/см², $c_V \sim 1$ Дж/см³ К и $G_0 = 10^{30}$ см⁻³ с⁻¹ имеем $\partial T / \partial t \sim 10^{12}$ град·с⁻¹. Еще большие значения $\partial T / \partial t$ достигаются при использовании пикосекундных импульсов ($G_0 \sim 10^{33}$ см⁻³ с⁻¹). Такие огромные скорости импульсного лазерного нагрева, не достижимые при обычном тепловом нагреве поверхности полупроводников, открывают

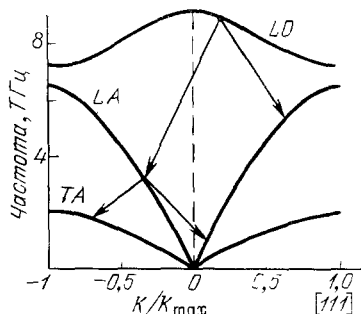


Рис. 4. Схематическая диаграмма распада высокоэнергетических длинноволновых продольных оптических (LO) фононов, рождающихся при релаксации горячих носителей, на продольные (LA) и поперечные (TA) акустические фононы с сохранением энергии и импульса в каждом событии и пример последующей цепочки распадов ³⁶

уникальные возможности стимулирования неравновесных фазовых переходов на поверхности; для изучения их кинетики наиболее адекватными являются методы сверхбыстрой линейной и нелинейной лазерной спектроскопии (см. разделы 1.3, 2.2, 2.3).

Более точное количественное описание нагрева решетки лазерным импульсом при условии $\tau_p > \tau_{e-T}$ производится термодинамически с помощью решения уравнения теплопроводности. Источник тепла в этом уравнении, S , определяется через скорость передачи энергии в решетку при условии мгновенной ее термализации.

Уравнение теплопроводности служит исходным для рассмотрения процесса лазерного отжига с точки зрения тепловой модели³⁹⁻⁴¹ (см. разделы 1.3, 2.3.1). Уравнения такого вида используются также при анализе целого ряда нелинейно-оптических процессов на поверхности полупроводников, металлов, диэлектриков и их расплавов, которые обусловлены пространственным и временным периодическим нагревом поверхности лазерным излучением (см. раздел 3).

1.3. Импульсный лазерный отжиг поверхности полупроводников.

Тепловой и плазменный механизмы отжига

Явление импульсного лазерного отжига (ИЛО) в узком, собственном значении этого понятия состоит в чрезвычайно быстром (обычно в течение нескольких десятков наносекунд) восстановлении кристаллической структуры ранее разупорядоченного или даже полностью аморфизованного приповерхностного слоя полупроводникового материала при воздействии на него достаточно мощного лазерного импульса с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны.

Этот интересный и практически важный эффект, открытый в нашей стране в середине 70-х годов^{5, 6}, к настоящему времени всесторонне исследован и нашел широкие приложения в технологии полупроводниковых материалов (см. обзоры и сборники⁶⁻¹²). Наиболее широко ИЛО применяется для устранения структурных несовершенств и радиационных дефектов, наведенных в приповерхностном слое кристалла при ионной имплантации, т. е. при введении в этот слой нужных примесей путем бомбардировки поверхности ускоренными ионами этих примесей⁴³.

Например, ИЛО предоставляет важную для технологии возможность получения совершенных кристаллических структур в приповерхностных слоях с недостижимыми при обычном тепловом отжиге концентрациями примесей (до 10^{21} см⁻³ и выше⁴⁴).

Препятствием для получения столь высоких концентраций примесей при обычном способе отжига наведенных ионной бомбардировкой дефектов структуры за счет медленного нагрева в печи (до 900—1000°С) и столь же медленного охлаждения⁴³ служит неизбежная при этом способе диффузия примесных частиц в глубь материала⁴⁵. При быстротечном импульсном лазерном отжиге диффузия примесей сильно подавляется.

Помимо применения в микроэлектронике, получаемые с помощью ИЛО совершенные кристаллические слои со сверхвысокими концентрациями неосвоенных носителей представляют физический интерес. В этих слоях удастся наблюдать труднореализуемые процессы, обусловленные наличием плотной плазмы: размягчение фононных мод с ростом концентрации⁴⁶, изменение ширины запрещенной зоны в зависимости от n_c ⁴⁷, — а также регистрировать зависящие от n_c оптические и электрические явления в полупроводниках⁴⁸.

Пространственная когерентность лазерного излучения, используемого для ИЛО, позволяет создавать на поверхности отжигаемого кристалла периодические пространственные структуры — например, решетки, образуемые

чередующимися кристаллическими и аморфными областями (так называемый интерференционный лазерный отжиг ^{49, 50}).

Сверхбыстрое восстановление совершенной кристаллической структуры при ИЛО предложено использовать для сужения линии гамма-излучения короткоживущих ядерных изомеров, возбуждаемых импульсной нейтронной накачкой ⁵¹. Мощная нейтронная накачка, необходимая для получения усиления гамма-излучения, неизбежно должна разрушить кристаллическую структуру и ликвидировать возможность использования эффектов Мёссбауэра и Бормана для оптимизации параметров гамма-лазера. Применение ИЛО для восстановления кристаллической структуры в течение нескольких десятков наносекунд после возбуждения ядер может помочь решить эту проблему ⁵¹.

Со времени открытия явления импульсного лазерного отжига большие усилия теоретиков и экспериментаторов были направлены на выяснение физического механизма ИЛО. До последнего времени рассматривались два альтернативных механизма ИЛО — «тепловой» и «плазменный».

Традиционная «тепловая» модель лазерного отжига ^{39–41} основывается на представлениях о быстрой передаче энергии из системы горячих носителей в решетку (см. раздел 1.2). Согласно этой модели, в тех случаях, когда плотность энергии лазерного импульса W достаточно высока, аморфизованный приповерхностный слой толщиной 50–500 нм расплавляется, имеет место фазовый переход первого рода. Фронт расплава быстро движется от поверхности в глубь вещества и достигает кристаллической подложки. При обратном движении фронта расплава к поверхности во время остывания образца после окончания импульса происходит эпитаксиальный рост кристалла. Аналитические оценки, основанные на допущении о быстрой передаче всей энергии лазерного импульса решетке (см. раздел 3.6), и численное решение уравнения теплопроводности (см. ниже, рис. 8) показывают, что температура плавления легко достигается при значениях W , типичных для ИЛО (см. также ^{44, 45}).

В соответствии с критерием Линдемана ⁵² плавление кристалла ($T = T_{\text{пл}}$) начинается тогда, когда среднеквадратичное отклонение атома от положения равновесия ($\langle u^2 \rangle$) составляет определенную долю x от квадрата размера элементарной ячейки a^2 (для большинства веществ $0,2 < x < 0,25$). При достаточно высоких температурах

$$\langle u^2 \rangle = \frac{9\hbar^2 T}{MkT_D^2} = \frac{1}{MN} \sum_j \langle |q_j|^2 \rangle, \quad (1.8)$$

где M — масса атома, T_D — температура Дебая ($T > T_D$), N — число атомов в кристалле, q_j — амплитуда j -й нормальной моды акустических колебаний кристалла. Тогда температура плавления равна

$$T_{\text{пл}} = \frac{x}{9\hbar^2} MkT_D^2 a^2.$$

(Для Si, например, $T_D = 625$ К, $a = 1,18$ Å, $x = 0,2$, и из данной формулы имеем $T_{\text{пл}} = 1685$ К в согласии с экспериментальным значением.)

Остается открытым вопрос, происходит ли фазовый переход твердое тело — жидкость после того, как энергия термализуется среди всех фононных мод j ($1 \leq j \leq N$), фигурирующих в (1.8), или когда всего лишь несколько наиболее сильно «раскачанных» фононных мод имеют столь большие амплитуды q_j , что критерий Линдемана начинает выполняться.

Тепловая модель лазерного отжига подтверждается результатами комплексных исследований поверхностей полупроводников во время и после окончания действия лазерного импульса. Сюда относятся большое число экспериментов по сверхбыстрой лазерной спектроскопии поверхности сильно возбужденных полупроводников (см. раздел 2). Измерение скоростей атомов, испаренных с поверхности при лазерном отжиге, показывает, что тем-

пература поверхности достигает примерно 2000 К, т. е. превышает температуру плавления Si⁵³. Тепловая модель подтверждается также измерениями временной эволюции температуры с помощью синхротронного рентгеновского излучения^{54, 55}, фотоэмиссии и электропроводности^{56, 57} и распределения примесей после лазерного отжига^{58, 44, 45}.

В то же время ряд исследователей продолжает отстаивать и другую точку зрения на механизм импульсного лазерного отжига, развивая так называемую плазменную или коллективную модель ИЮ^{32, 59}.

Если в тепловой модели плавление кристалла происходит благодаря интенсивному тепловому движению атомов решетки, то в плазменной модели фазовый переход твердое тело — жидкость вызван «размягчением» поперечных акустических фононов в ковалентных полупроводниках при росте концентрации электронно-дырочной плазмы:

$$\omega_{TA} = \omega_{TA}^0 \left(1 - \frac{f\varepsilon_{\infty}n_c}{4n} \right),$$

где $f \sim 1$ (для Si $f = 0,85$), ε_{∞} — диэлектрическая проницаемость кристалла, n — плотность числа атомов. Этот эффект обусловлен тем, что при переходе из валентной зоны в зону проводимости электрон переходит из связывающего состояния в антисвязывающее, так что ковалентная связь ослабляется. Эффект размягчения акустических фононов может приводить также к уменьшению температуры «обычного» плавления⁶⁰.

Плазменная модель имеет в качестве экспериментальной базы результаты измерений температуры решетки методом комбинационного рассеяния (КР) света (см. раздел 2). Оценка температуры, сделанная по измерению отношения интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент КР в Si, при импульсном лазерном отжиге вначале оказалась равной всего 600 К^{61, 62}. Результаты первых работ по КР подвергались критике рядом авторов^{63, 64}, но в последующих публикациях на эту тему Компаан с соавторами^{65, 66} продолжал отстаивать правильность своих первых результатов; последняя работа группы фон дер Линде²¹² возможно закрыла эту дискуссию.

Другим различием в предсказаниях двух моделей, доступным экспериментальной проверке, является различие в симметрии фазы, образующейся под действием лазерного импульса. В тепловой модели возникающий расплав представляет собой изотропную среду, в то время как в плазменной модели, в соответствии с⁶⁷, диполь-дипольные взаимодействия между экситонами должны приводить к образованию нецентросимметричного экситонного состояния с симметрией T_d (подобной симметрии кристаллов GaP, GaAs). Чувствительной к симметрии приповерхностного слоя является генерация второй гармоники на отражение. Впервые проведенные эксперименты по генерации второй гармоники пробного излучения на отражение в GaAs¹⁸ свидетельствуют в пользу тепловой модели (см. раздел 2.3). Этот же вывод был сделан позднее в работе¹⁶, где наблюдалась вторая гармоника пробного излучения от Si, при действии на него мощного фемтосекундного лазерного импульса.

Таким образом, хотя большая часть экспериментальных результатов по изучению механизма импульсного лазерного отжига свидетельствуют в пользу тепловой модели, имеется некоторое число экспериментов, противоречащих ей и находящихся в согласии с плазменной моделью³².

Другая нетепловая модель лазерного отжига была предложена в работе⁷⁰, согласно которой при отжиге происходит пайерлсовский фазовый переход диэлектрик — металл и обратно. В рамках этой модели рассмотрена также возможность отжига дефектов за счет возникновения относительных колебаний подрешеток в кристалле⁷¹. Совсем недавно была разработана модель «холодного» плавления решетки за счет генерации статических напряжений при поглощении лазерного импульса¹⁹⁰.

Следовательно, можно заключить, что отсутствие завершенной физической картины взаимодействия лазерного излучения с поверхностью полу-

проводника в значительной мере обусловлено отсутствием экспериментальных диагностических методик, адекватных решаемой физической задаче. Именно поэтому в ряде лабораторий в последние годы были развиты принципиально новые методы диагностики лазерно-индуцированных фазовых переходов на поверхности твердых тел, о которых речь пойдет в следующем разделе (см. также заключение).

2. ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ СОСТОЯНИЯ И ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

Во введении уже отмечалось, что наиболее ярким результатом прогресса в лазерной технике за последние 2—3 года стало создание и применение в физическом эксперименте лазеров, испускающих ультракороткие импульсы фемтосекундной длительности^{13–15, 72–75}. Разумеется, в нашу задачу не может входить составление исчерпывающего обзора по применению сверхкоротких лазерных импульсов к исследованию всего множества быстрых фотопроцессов в твердых телах (в этой области уже имеются хороший обзор ранних работ на эту тему³⁰, коллективные монографии^{74, 76}, сборники трудов международных конференций по сверхбыстрым явлениям^{14, 75, 77–80}); тем не менее в настоящем разделе мы дадим краткий очерк работ последних 3—4 лет, направленных на применение импульсной лазерной техники для диагностики быстрых процессов на поверхности твердых тел (раздел 2.1), и отдельно в разделах 2.2, 2.3, более подробно остановимся на нелинейно-оптическом аспекте этих исследований.

2.1. Новые данные линейной оптической спектроскопии о быстрых лазерно-индуцированных процессах на поверхности полупроводников и металлов

2.1.1. Исследование отражения от поверхности в реальном времени в условиях ИЛО

Работы Д. Остона с сотрудниками по измерению временного хода линейного оптического отражения от поверхности полупроводника, подвергающегося ИЛО^{81,82}, послужили толчком для широкого применения невозможных локальных высокоинформативных методов оптической спектроскопии для диагностики быстрых лазерно-индуцируемых фазовых переходов на поверхности твердых тел. В ходе этих исследований возникла и впоследствии нашла свое разрешение известная дискуссия о физическом механизме импульсного лазерного отжига, были получены важные данные о процессах на поверхности полупроводников и металлов.

В недавней работе Шенка с соавторами¹⁶ впервые исследована фемтосекундная динамика изменения оптического отражения поверхности Si, подвергающегося ИЛО под действием импульса длительностью 90 фс. Задающим являлся лазер на красителе с самосинхронизованными продольными модами, в котором была применена техника «сталкивающихся импульсов». Выделенный электрооптическим затвором одиночный импульс длительностью 90 фс усиливался в каскаде импульсных усилителей и разделялся на два канала. Импульс в одном канале служил в качестве отжигающего, более слабый импульс в другом канале был пробным. Для проведения измерений в широком спектральном диапазоне частота пробного импульса преобразовывалась в широкий континуум (перекрывавший практически весь видимый и захватывавший ближний ИК диапазоны) с помощью ВКР и сопутствующих нелинейных процессов в кювете с тяжелой водой. Весь процесс проведения измерений и сбора экспериментальных данных контролировала микро-ЭВМ.

Исследовалось отражение пробного импульса от поверхности (111) кристаллического Si в различных спектральных диапазонах в зависимости от задержки пробного импульса по отношению к отжигающему.

На рис. 5 приведены экспериментальные данные ¹⁶ для трех значений длин волн зондирования: $\lambda_p = 1000, 678$ и 440 нм. Плотность энергии отжигающего импульса W дана в единицах пороговой энергии, $W_{\text{пор}} = 0,1$ Дж/см²; последняя определялась по появлению на поверхности Si аморфной пленки.

Авторы ¹⁶ предложили достаточно простую физическую модель, объясняющую все множество полученных ими данных.

Согласно этой модели, на самой ранней стадии, спустя несколько сот фемтосекунд после поглощения отжигающего импульса в поверхностном слое

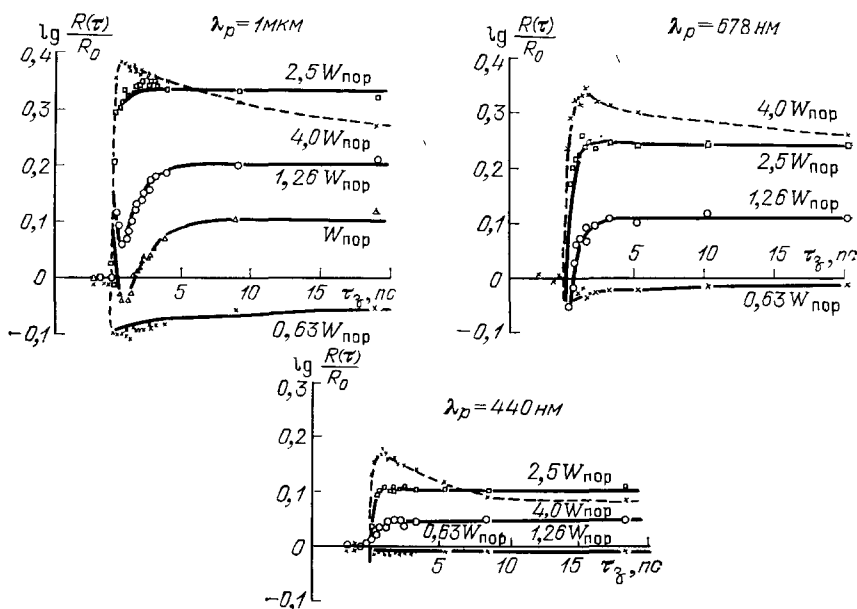


Рис. 5. Изменение отражения поверхности (111) кристаллического кремния от времени задержки между отжигающим ($\lambda = 620$ нм, $\tau_p = 90$ фс) и зондирующим импульсами для трех значений длины волны зондирования ¹⁶.

Сплошные линии при $W = 0,63W_{\text{пор}}$ вычислены с учетом диффузии носителей внутрь кристалла; сплошные линии при $W > W_{\text{пор}}$ вычислены на основе модели тонкого слоя расплава с изменяющейся толщиной; штриховые кривые при $W = 4W_{\text{пор}}$ проведены «на глаз»

толщиной $d \approx \alpha^{-1} \approx 3$ мкм (α — коэффициент поглощения отжигающего излучения с $\lambda = 620$ нм), изменения в отражении пробного импульса с $\lambda_p = 1000$ и 678 нм вызваны плотной фотостимулированной электронно-дырочной плазмой. (Ранее эту стадию также наблюдал фон дер Линде и др. ⁸³, Бломберген с сотрудниками ⁸⁴.)

Оптические свойства плазмы описываются диэлектрической проницаемостью:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (2.1)$$

где $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m^* \varepsilon_0)^{1/2}$ — плазменная частота, n_e — плотность носителей, m^* — приведенная масса, ε_0 характеризует вклад решетки и межзонных переходов.

По оценкам, при $W \approx 0,6 W_{\text{пор}}$ $n_e \approx 5 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (при $m^* \approx m$ — массе свободного электрона — см, однако, возражения в ⁸⁵). По мере возрастания

W растет как n_e , так и ω_p , так что спад в коэффициенте отражения при $\lambda = 1$ мкм при $\omega_p > \omega$ сменяется подъемом при $\omega_p < \omega$. Из сравнения рис. 5, а—в можно заключить, что максимальное значение ω_p соответствовало длине волны λ_p , $678 \text{ нм} < \lambda_p < 1000 \text{ нм}$.

Изменение коэффициента отражения на больших временных задержках объясняется нагревом и быстрым плавлением поверхностного слоя за счет энергии, переданной решетке от плазмы, и продвижением фронта расплава внутрь кристалла.

Сплошные линии, приведенные на рис. 5, рассчитаны с учетом этих двух стадий.

Таким образом, в этом эксперименте впервые зарегистрированы оптические характеристики сильно возбужденного кремния (в котором около 10% его валентных электронов возбуждены в зону проводимости) непосредственно до и в течение субпикосекундного плавления его кристаллической решетки. При этом процесс плавления протекал на временных масштабах (сотни фемтосекунд), сравнимых с периодом колебаний в ЛО-фононе (70 фс). Это обстоятельство заставляет авторов¹⁶ поставить серьезный концептуальный вопрос относительно того, что же понимать под плавлением за столь короткие времена. Разумеется, сформулированный в разделе 1 вопрос о наличии (или отсутствии) термодинамического равновесия в фононной подсистеме на таких коротких временах также остается открытым.

Следует указать, однако, что, как и более ранние результаты Остона^{81,82} и другие данные линейной оптической спектроскопии, данные¹⁶ могут быть истолкованы и с позиций «плазменной» модели ИЛО³² (см. раздел 1.1). Для более однозначного решения вопроса необходимо привлечение данных нелинейно-оптической спектроскопии, несущих структурную информацию (см. раздел 2.3).

Большой объем экспериментальных данных о пикосекундной стадии ИЛО поверхности Si и Ge собран в работах Бломбергена с соавторами^{39,84,86–90}, также применявшими технику измерения изменений в оптическом отражении отжигаемой поверхности.

Наряду с оптическим отражением, для диагностики процесса ИЛО используется и измерение временного хода оптического пропускания тонких полупроводниковых пленок в условиях импульсного лазерного воздействия. Для интерпретации данных по пропусканию требуется, очевидно, знать распределение коэффициента поглощения как вдоль направления распространения зондирующего пучка, так и по радиусу. Ясно, что эти данные далеко не всегда доступны, поэтому при интерпретации данных по пропусканию возможны ошибки. Так, ошибочным оказалось утверждение, сделанное в⁹¹ на основании данных по пропусканию тонких пленок Si, об отсутствии плавления при ИЛО (см. ^{92–94}).

2.1.2. Комбинационное и мандельштам-бриллюэновское рассеяние света на лазерно-возбужденной поверхности полупроводников

Значительные разногласия и длительную дискуссию вызвали результаты измерения температуры поверхности Si, подвергающегося ИЛО, с помощью спонтанного комбинационного рассеяния (КР) света, выполненные Компааном с соавторами^{95,96}. В этих экспериментах измерялось отношение интенсивностей стоксовой I_s и антистоксовой I_{as} компонент КР на моде 522 см^{-1} кристаллического кремния, которое служит мерой степени нагрева исследуемого вещества. Температура решетки может быть определена согласно следующей формуле^{61,63}:

$$\frac{I_s}{I_{as}} = C \frac{n+1}{n} = C e^{\hbar\Omega/kT}, \quad (2.2)$$

где n — число заполнения фононных мод, Ω — частота исследуемого фонона, T — температура решетки

$$C = \left(\frac{\omega_s}{\omega_{as}} \right)^3 \frac{\sigma_s}{\sigma_{as}} \frac{\alpha + \alpha_{as}}{\alpha + \alpha_s}, \quad (2.3)$$

$$\omega_s = \omega - \Omega, \quad \omega_{as} = \omega + \Omega$$

— частоты стоксовой и антистоксовой компонент КР соответственно, σ_s (σ_{as}) — сечение стоксова (антистоксова) КР, α , $\alpha_{s,as}$ — коэффициенты поглощения на частотах ω , ω_s , ω_{as} соответственно.

Первые же измерения температуры решетки и использованием этой техники^{95,96} дали значение $T \lesssim 700$ К, т. е. существенно ниже температуры плавления Si ($T_{пл} \simeq 1680$ К), при значениях $W \approx 0,3 - 0,4$ Дж/см², которое заведомо превышает пороговое для проявления эффекта ИЛО. Впоследствии эти результаты были подвергнуты сомнению рядом авторов^{63,64,87,97}, причем повторный эксперимент фон дер Линде и Вартмана^{62,63} первоначально дал существенно более высокое значение T , равное или превышающее значение $T_{пл}$ кремния. Последующие более аккуратные измерения группы Компаана^{61,65}, а затем и совместный эксперимент Компаана и фон дер Линде⁶⁶ дали результаты, близкие к первоначальным данным группы Компаана, т. е. дали значение температуры поверхности образца Si, подвергающегося ИЛО, вдвое ниже температуры плавления при нормальных условиях. Впоследствии, однако, было признано, что корректный учет всех источников погрешностей приводит к значению температуры поверхности при ИЛО, близкой к температуре плавления²¹².

Основные трудности экспериментов по определению T из спектров КР связаны с требуемым высоким пространственным и временным разрешением эксперимента, с определением фактора C в формуле (2.2) и с наличием температурной зависимости положения линии КР.

Мы уже указывали в разделе 1, что огромное большинство экспериментальных данных, включая прямые измерения температуры поверхности по измерению скоростей испаряемых атомов⁵³ и рассеянию рентгеновских лучей^{54,55}, однозначно свидетельствуют о плавлении поверхности Si при ИЛО. Следует отметить, однако, что в КР проявляются фононы из центра зоны Бриллюэна, с практически равными нулю волновыми векторами, а плавление, в основном, идет с участием прежде всего коротковолновых фононов из периферии первой зоны Бриллюэна; последние могут быть вполне «горячими» для того, чтобы критерий Линдемана (1.8) плавления решетки выполнялся, тогда как первые, вследствие предположительной неравновесности фононной подсистемы (см. раздел 1.4), остаются относительно холодными.

Для выяснения сложившейся здесь ситуации весьма полезными могли бы оказаться данные активной спектроскопии комбинационного рассеяния с высоким временным и спектральным разрешением (см. ^{21,214}).

Спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния в условиях значительного возбуждения приповерхностных слоев полупроводникового кристалла за счет прямого междузонного поглощения лазерного излучения также демонстрируют в ряде случаев аномалии. В работе⁹⁸ обнаружено резкое увеличение отношения антистоксовой и стоксовой компонент РМБ на поверхностных акустических волнах в GaAs с ростом интенсивности излучения аргонного лазера, служащего для возбуждения этих спектров. При этом регистрируемый рост был существенно сильнее того, который можно было бы приписать только повышению температуры решетки при увеличении поглощенной энергии оптического излучения. Эффект может быть связан с вынужденной генерацией акустических фононов при непрямых переходах в области падающего с частотой оптического поглощения⁹⁹.

2.1.3. Оптическая регистрация периодического изменения структуры и рельефа поверхности

Интерференционный импульсный лазерный отжиг (ИИЛО) ^{49,100}, осуществляемый двумя скрещивающимися когерентными световыми пучками, приводит к созданию в приповерхностном слое полупроводника периодической последовательности кристаллических (отожженных) и аморфных (неотожженных) участков. Такая искусственная периодическая поверхностная структура, легко обнаруживаемая по дифракции падающего на нее зондирующего оптического пучка, представляет собой удобный инструмент исследования условий эпитаксиального роста поверхностных кристаллических слоев при ИИЛО; она позволяет весьма точно определять пороговые значения плотности энергии и глубину кристаллизованного слоя. Образование такой структуры и ее основные характеристики легко могут быть описаны на основе обычной тепловой модели ИЛО ¹⁰¹.

В то же время изменением шага интерференционной картины отжигающих пучков и параметров лазерного излучения легко управлять условиями ИЛО, в частности, создавать значительные температурные градиенты вдоль поверхности ^{102,103}.

Эта техника позволила авторам ¹⁰³ обнаружить, помимо основного «кольца аморфизации», еще и дополнительное аморфное кольцо вокруг участка GaAs, облученного пикосекундным лазерным импульсом, и приписать его проявлению новой, неизвестной ранее фазе кристалла GaAs.

Наблюдение дифракционной картины от пробного пучка в дальнем поле на периодически возмущенном рельефе поверхности стало в последнее время стандартным способом регистрации таких возмущений, самопроизвольно образующихся на поверхности твердых тел под действием мощного лазерного излучения (впервые этот метод использовался для этих целей в ^{104,180}; см. раздел 3).

2.2. Нелинейно-оптическая диагностика лазерно-индуцированных переходов на поверхности полупроводника; генерация оптических гармоник и комбинационных частот при отражении

2.2.1. Нелинейно-оптическая диагностика поверхности

Существенно новая информация о состоянии приповерхностных слоев может быть получена из анализа их нелинейного отклика, проявляющегося в нелинейном отражении, т. е. в появлении в отраженном световом пучке оптических гармоник и комбинационных частот. Физика явления достаточно проста (см. ниже рис. 6).

Оптические гармоники и комбинационные частоты, отсутствующие в спектре падающего на границу раздела лазерного пучка, возникают в отраженном свете за счет некомпенсированного излучения «назад» оптически-наведенных осцилляторов из приграничных слоев нелинейной среды. Переизлученное «назад» поле, дающее в классической оптике начало обычному «френелевскому» отражению, в силу нелинейности осцилляторов отражающей среды содержит помимо частотных компонент, первоначально присутствующих в спектре падающего поля, еще и новые спектральные компоненты с кратными и комбинационными частотами.

Надо сказать, что общие закономерности описанного нелинейного отражения установлены более 20 лет тому назад ¹⁰⁵.

В ¹⁸ нами было обращено внимание на то, что *анизотропия и нелокальность нелинейного отклика* приповерхностного слоя (во многих случаях они

существенны в условиях, когда линейный отклик изотропен и локален) оказываются источниками уникальной информации о тонких деталях кристаллической структуры. Последующие работы показали, что нелинейно-оптические методы являются чрезвычайно информативными, быстродействующими, обладают высоким пространственным разрешением.

Применение современных средств фильтрации и накопления слабых оптических сигналов, а также использование высокоинтенсивных пико- и фемтосекундных импульсов, следующих с высокой частотой друг за другом, позволяяют сейчас легко и надежно регистрировать нелинейно-оптический отклик поверхности и использовать его для получения (часто недоступной линейным оптическим методам) структурной информации об исследуемой поверхности.

Эти эффекты используются в настоящее время для наблюдения адсорбированных на поверхности твердых тел молекулярных слоев, поверхностных возбуждений и их взаимодействия между собой и с объемными электромагнитными волнами ^{106–112}.

В цикле работ ^{18, 113, 114}, выполненных в нашей лаборатории, явление генерации второй гармоники ГВГ при отражении от поверхности нецентросимметричного кристалла арсенида галлия (класс $\bar{4}3m$) было впервые применено для исследования динамики ИЛО. В его простейшем варианте суть предложенного метода заключается в следующем: поверхностный слой кристалла в результате плавления (или аморфизации вследствие ионной имплантации) становится центросимметричным, и по этой причине не дает дипольного вклада в отраженную ВГ. Восстановление кристаллической решетки в процессе ИЛО вызывает появление отраженной волны ВГ пробного излучения. Измерение интенсивности этой ВГ во времени позволяет исследовать динамику рекристаллизации поверхности образца при ИЛО. Анализ поляризационных характеристик второй гармоники позволяет извлечь информацию о качестве аморфизированной и восстановленной кристаллической решетки, а измерение временной зависимости ГВГ — о динамике фазовых превращений поверхности кристалла при ИЛО.

Вскоре после опубликования наших первых результатов по ГВГ в GaAs ¹⁸ (см. также заметку ¹²⁸) появились работы ^{129, 130}, в которых наблюдалась ГВГ при отражении от центросимметричного кристалла Si в условиях сильного возбуждения, близкого к ИЛО. Эффект был интерпретирован в ¹³⁰ (по-видимому, ошибочно) в терминах изменения симметрии кристалла и генерации френкелевских экситонов. Шенк со соавторами ¹²⁶, правильно интерпретировав ГВГ в Si как проявление нелокальной нелинейности квадрупольного типа (см. раздел 2.3.4), использовали этот эффект для диагностики структурных изменений поверхности в первой фазе ИЛО — плавления поверхностного слоя — в субпикосекундном масштабе времени. Совсем недавно анизотропия нелинейного отклика «реконструированной» поверхности кремния была использована для исследования фазовых переходов на поверхности ¹⁵⁴.

2.2.2. Теория генерации оптических гармоник при отражении.

Нелинейный поверхностный источник

Отправной точкой для теоретического анализа эффектов нелинейного отражения служат уравнения Максвелла с соответствующими нелинейными источниками и граничные условия, учитывающие непрерывность тангенциальных составляющих поля на границе раздела ^{115–118}.

Пренебрегая магнитодипольным вкладом, можем, действуя по определению ¹¹⁸, записать для компоненты вектора объемной нелинейной поляризации P^{NL} следующее выражение:

$$P_i^{NL} = N (\langle d_i \rangle_c - \nabla_j \langle Q_{ij} \rangle_c), \quad (2.4)$$

где

$$d_i = -ex_i, \quad Q_{ij} = -\frac{1}{2} ex_i x_j$$

соответственно — компоненты вектора дипольного и тензора квадрупольного моментов, возникающие в каждой элементарной ячейке объема кристалла под действием оптического поля; угловые скобки $\langle . . . \rangle_c$ означают усреднение по всем электронам, входящим в ячейку; N — полное число элементарных ячеек в единице объема; операция взятия градиента, ∇_j , выполняется по координате X_j , задающей положение выбранной ячейки; $x_{i,j}$ характеризует нелинейную по полю часть относительного смещения электронов в пределах одной ячейки. Здесь и далее по повторяющимся индексам предполагается суммирование от 1 до 3.

Разложение источника в ряд по степеням поля падающей волны имеет вид

$$P_i^{NL} = P_i^{(2)} + P_i^{(3)} + \dots, \quad (2.5)$$

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)D} E_j E_k + \frac{1}{2} \chi_{ijkl}^{(2)Q} \nabla_j E_k E_l, \quad (2.6)$$

$$P_i^{(3)} = \chi_{ijkl}^{(3)D} E_j E_k E_l + \frac{1}{3} \chi_{ijklm}^{(3)Q} \nabla_j E_k E_l E_m; \quad (2.7)$$

здесь E_j , E_k — компоненты вектора напряженности падающей световой волны, $\chi_{ijk}^{(2)D}$, $\chi_{ijkl}^{(3)D}$ — тензоры дипольной, а $\chi_{ijkl}^{(2)Q}$, $\chi_{ijklm}^{(3)Q}$ — квадрупольной квадратичной и кубической восприимчивости соответственно:

$$N \langle d_i \rangle_c = \chi_{ijk}^{(2)D} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)D} E_j E_k E_l + \dots, \\ N \langle Q_{ij} \rangle_c = -\frac{1}{2} (\chi_{ijkl}^{(2)Q} E_k E_l + \chi_{ijklm}^{(3)Q} E_k E_l E_m + \dots). \quad (2.8)$$

Тензоры $\chi_{ijk}^{(2)D}$, $\chi_{ijkl}^{(2)Q}$, $\chi_{ijkl}^{(3)D}$, ... описывают свойства среды, обеспечивающие соответствующий «объемный» нелинейно-оптический отклик. Согласно кристаллографическому принципу Неймана, симметрия этих тензоров и, следовательно, число и взаимная связь их ненулевых компонент, определяются точечной группой симметрии кристалла. Общие правила симметрии одинаковы для тензоров одного и того же ранга, поэтому, например, кристаллографические «правила отбора» для компонент тензоров $\chi_{ijkl}^{(2)Q}$ и $\chi_{ijkl}^{(3)D}$ — одни и те же. И, наоборот, информация о кристаллической структуре, которая может быть получена путем определения симметрии двух последних тензоров, вообще говоря, полностью идентична.

Нам потребуются в дальнейшем данные о структуре тензоров нелинейных восприимчивостей ряда кубических кристаллов, относящихся к центросимметричному классу $m\bar{3}m$ (к которому принадлежат кристаллические кремний и германий) и нецентросимметричному классу $\bar{4}3m$ (к которому относятся арсенид и фосфид галлия и др.). Согласно ¹¹⁹, ¹²⁰ имеем:

а) К л а с с $m\bar{3}m$: 1) Все $\chi_{ijk}^{(2)D} = 0$. 2) Из 81 компоненты тензоров 4-го ранга $\chi_{ijkl}^{(3)Q}$ и $\chi_{ijkl}^{(3)D}$ отличны от нуля 21, из них только 4 независимы. В главных кристаллографических осях эти компоненты имеют вид

$$\chi_{1111} = \chi_{2222} = \chi_{3333}, \quad \chi_{1122} = \chi_{11jj}, \\ \chi_{1212} = \chi_{1ijj}, \quad \chi_{1221} = \chi_{ijji}, \quad (2.9)$$

здесь $i \neq j$ и $i, j = 1, 2, 3$. Величина $\zeta_{Q,D}$

$$\zeta_{Q,D} = \chi_{1111}^{Q,D} - (\chi_{1122}^{Q,D} + \chi_{1212}^{Q,D} + \chi_{1221}^{Q,D}). \quad (2.10)$$

имеет смысл параметра нелинейной оптической анизотропии (в линейной оптике эти кристаллы изотропны), поскольку в изотропной среде эта величина и для дипольной, и для квадрупольной нелинейности обращается в нуль.

б) К л а с с $\bar{4}3m$: 1) Имеется одна независимая компонента дипольной квадратичной восприимчивости:

$$\chi_{123}^{(2)D} \neq 0 \quad (2.11)$$

и еще 5 равных ей компонент, получаемых перестановкой индексов. 2) Тензоры 4-го ранга имеют такую же структуру, как и в классе $m\bar{3}m$.

В разложении (2.6), (2.7) квадрупольные члены, как правило, существенно меньше дипольных. Важное исключение составляют кристаллы с центром инверсии и изотропные среды, где все $\chi_{ijk}^{(2)D} = 0$ и поэтому квадратичные по полю эффекты, например ГВГ, описываются квадрупольными (а также дипольными поверхностными; см. ниже) членами.

Ясно, что поверхность кристалла имеет другую симметрию, нежели «объемная» его часть (даже без учета неизбежных «реконструкций» и появления адсорбированных слоев), поэтому в разложении (2.6), вообще говоря, следует добавить «поверхностные» члены аналогичной структуры. Мы будем считать, что эти члены соответствуют вкладу в нелинейную поляризацию тонкого нереконструированного приповерхностного участка кристалла толщиной в несколько атомных слоев. Группа симметрии этого слоя является, очевидно, подгруппой точечной группы симметрии всего кристалла.

С учетом этого обстоятельства выражение для квадратичной по полю поляризации приобретает следующий вид:

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)D} E_j E_k + \chi_{ijk}^{(2)Ds} E_j E_k + \frac{1}{2} \chi_{ijhl}^{(2)Q} \nabla_j E_k E_l + \frac{1}{2} \chi_{ijhl}^{(2)Qs} \nabla_j E_k E_l + \dots \quad (2.6')$$

Здесь восприимчивости, помеченные знаком s, описывают поверхностный вклад и имеют задаваемую структурой поверхности симметрию. Опять же, в большинстве случаев этим вкладом можно пренебречь по сравнению с объемным, однако в частном случае центросимметричной среды этого делать нельзя, поскольку дипольный поверхностный и квадрупольный объемный вклады в квадратичную поляризацию могут оказаться соизмеримыми (например, в кремнии — см. ниже и ¹⁹), а дипольный объемный вклад, как уже отмечалось, отсутствует *).

В центросимметричных кристаллах класса $m\bar{3}m$ все кристаллографические грани также обладают центром симметрии ¹²¹, поэтому все компоненты $\chi_{\xi\eta\delta}^{(2)Ds}$, где индексы ξ, η, δ нумеруют оси, лежащие в плоскости отражения, обращаются в нуль. Отличны от нуля лишь некоторые из компонент, у которых один или три индекса из ξ, η, δ относятся к оси, перпендикулярной к рассматриваемой грани. Введем для этих ненулевых компонент следующие обозначения:

$$\chi_{\perp\perp\perp}^{(2)Ds}, \chi_{\perp\perp\parallel}^{(2)Ds}, \chi_{\parallel\perp\perp}^{(2)Ds}, \chi_{\parallel\parallel\perp}^{(2)Ds}, \quad (2.12)$$

где символы \perp, \parallel соответствуют направлению поляризации, перпендикулярному или параллельному рассматриваемой грани — плоскости отражения, соответственно.

Очевидно, нелинейный поверхностный источник, описываемый восприимчивостями (2.12), нечувствителен к ориентации кристаллографических осей относительно плоскости падения.

Заканчивая этот раздел, приведем используемые в дальнейшем более компактные, чем (2.6), (2.7), выражения для квадратичной поляризации

*) Дипольный поверхностный вклад не обращается в нуль в центросимметричной среде по той причине, что в направлении, перпендикулярном поверхности, инверсионная симметрия, очевидно, оказывается нарушенной.

$P^{(2)}(2\omega)$ на частоте второй гармоники (ВГ) падающего монохроматического поля: $E = (1/2) E_0 e^{-i\omega t} + \text{к. с.}$ и кубической объемной дипольной поляризации $P_i^{(3)D}(3\omega)$ на частоте третьей гармоники (ТГ) этого же поля в кубических кристаллах и изотропных средах. Действуя по определению (2.6), (2.7) и используя (2.8), (2.10), имеем в главной кристаллографической системе координат центросимметричных кубических кристаллов $m\bar{3}m$ для квадрупольной объемной поляризации:

$$P_i^{(2)Q}(2\omega) = \frac{1}{2} \chi_{ijkl}^{(2)Q} \nabla_j E_k E_l = \chi_{ijkl}^{(2)Q} E_j \nabla_k E_l = \\ = \zeta_Q E_i \nabla_i E_i + \chi_{1122}^{(2)Q} E_i (\nabla E) + \frac{1}{2} \chi_{1212}^{(2)Q} \nabla_i (EE) + \chi_{1221}^{(2)Q} (E \nabla) E_i. \quad (2.13)$$

В (2.13) второму и четвертому индексу у $\chi_{ijkl}^{(2)D}$ соответствует частота ω оптического поля, а третьему — операция дифференцирования. Для дипольной кубической поляризации на частоте ТГ в кубических классах $m\bar{3}m$, $\bar{4}3m$:

$$P_i^{(3)D}(3\omega) = \zeta_D E_i^3 + (\chi_{1122}^{(3)D} + \chi_{1212}^{(3)D} + \chi_{1221}^{(3)D}) E_i (EE). \quad (2.14)$$

В (2.13), (2.14) по повторяющемуся индексу i суммирование не производится. Выражения (2.13), (2.14) остаются справедливыми и для изотропных сред, если положить $\zeta_{Q,D} = 0$.

Иногда вместо квадрупольных восприимчивостей $\chi_{ijkl}^{(2)Q}$ в изотропных средах и кубических кристаллах вводят набор других параметров β , γ , δ ^{19,116}:

$$\beta = \chi_{1122}^{(2)Q}, \quad \gamma = \frac{1}{2} \chi_{1212}^{(2)Q}, \quad \delta = \beta - 2\gamma = \chi_{1221}^{(2)Q}. \quad (2.15)$$

Очевидно, в изотропной среде $\delta = \chi_{1111}^{(2)Q}$. Кроме того, в изотропной непроводящей среде, как показали Бломберген и др. ¹¹⁶, в низкочастотном пределе (т. е. при $\omega \ll E_g/\hbar$, где E_g — ширина запрещенной зоны) имеют место следующие соотношения:

$$\beta = -2\gamma = \frac{3}{4N_e} (\chi^{(1)D}(\omega))^2, \quad \delta = 0, \quad (2.16)$$

где $\chi^{(1)D}(\omega)$ — линейная (дипольная) восприимчивость среды, N — плотность валентных электронов.

2.2.3. Поле отраженных второй и третьей гармоник, генерируемое нелинейным источником

Пусть плоская волна частоты ω падает под углом θ из вакуума на плоскую границу твердого тела. Выберем координатную систему так, чтобы граница совпала с плоскостью $z = 0$, а плоскость падения — с плоскостью $y = 0$; вещество занимает полупространство $z \leq 0$. Тогда падающая световая волна описывается вектором

$$E_{\text{пад}} = \frac{1}{2} e_{\text{пад}} E \exp \left(-\frac{i\omega}{c} z \cos \theta - \frac{i\omega}{c} x \sin \theta \right) \exp(-i\omega t) + \text{к. с.} = \\ = \frac{1}{2} e_{\text{пад}} E \exp(ik_z z + ik_x x - i\omega t) + \text{к. с.} \quad (2.17)$$

и

$$e_{\text{пад}} = (\cos \theta \cos \varphi, \sin \varphi, -\sin \theta \cos \varphi), \quad (2.18)$$

где φ — угол между плоскостью падения и вектором поляризации падающей волны. «Линейные» прошедшая и отраженная волны описываются обычными формулами Френеля.

Прошедшая в кристалл волна порождает в нем нелинейную поляризацию, в соответствии с разложением (2.5) — (2.7). Поляризационная зависимость сигнала отраженной ВГ (ТГ) определится из того обстоятельства, что

амплитуда волны гармоника оказывается пропорциональной проекции вектора нелинейного источника на направление поляризации регистрируемой гармоника. Окончательный вид для поля отраженной гармоника E_{Γ} (частота ω_{Γ}) следующий¹⁹:

$$\begin{aligned} E_{\Gamma, s} &= (E_{\Gamma})_y = i \frac{4\pi\omega_{\Gamma}^2}{c^2(k_{1z} + k_{2z})} P_y^{\text{NL}}(\omega_{\Gamma}); \\ E_{\Gamma, p} &= i \frac{4\pi\omega_{\Gamma}^2 k_1}{c^2(k_2^2 k_{1z} + k_1^2 k_{2z})} (k_{2x} P_z^{\text{NL}} + k_{2z} P_x^{\text{NL}}); \end{aligned} \quad (2.19)$$

здесь значки s, p у амплитуд полей гармоник относятся к случаю s ($\varphi = \pi/2$) и p ($\varphi = 0$) поляризации этих полей; индексы 1, 2 у символов волновых векторов гармоника соответствуют вакууму (2.4) и нелинейной среде (2.5):

$$k_1 = \frac{\omega_{\Gamma}}{c}, \quad k_2^2 = \left(\frac{\omega_{\Gamma}}{c} \right)^2 \varepsilon(\omega_{\Gamma}).$$

В наиболее простом случае генерации второй гармоника при отражении от нецентросимметричного кристалла определяющий вклад в нелинейную поляризацию $P^{\text{NL}}(2\omega)$ справа в (2.19) дает объемный дипольный квадратичный по полю источник — первый член в разложении (2.6) (см. ^{105, 118, 122}). Информация о структуре кристаллической поверхности в этом случае заключена в зависимости интенсивности ВГ от направления поляризации падающего излучения по отношению к плоскости падения, $I_{\text{ВГ}}(\varphi)$, и от ориентации осей кристалла по отношению к той же плоскости, $I_{\text{ВГ}}(\psi)$.

Например, ГВГ при отражении от плоскости (100) кристаллов класса $\bar{4}3m$ (GaAs, GaP), у которых отлична от нуля единственная компонента квадратичной дипольной восприимчивости (см. (2.11)), характеризуется следующей зависимостью от φ и ψ — угла между плоскостью падения и осью [010]:

$$\begin{aligned} I_{\text{ВГ}, s}(\varphi, \psi) &\sim (P^{(2)\text{D}}, e_s)^2 \sim \\ &\sim |\chi_{123}^{(2)\text{D}}|^2 |\cos \theta \cos 2\psi (1 + \cos 2\varphi) - \sin 2\varphi \sin 2\psi|^2, \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} I_{\text{ВГ}, p}(\varphi, \psi) &\sim (P^{(2)\text{D}}, e_p)^2 \sim \\ &\sim |\chi_{123}^{(2)\text{D}}|^2 |\cos \theta \sin 2\psi + \cos 2\varphi (\cos \theta \sin 2\psi - \cos 2\psi)|^2; \end{aligned} \quad (2.21)$$

здесь e_p, e_s — единичные орты p-(в плоскости падения) и s-(перпендикулярно к ней) поляризации, θ — угол преломления.

При строго s- или p-поляризованной волне основной частоты зависимость $I_{\text{ВГ}, s, p}$ отражает симметрию плоскости (100).

Генерация ВГ при отражении от центросимметричного кристалла или изотропной среды — существенно менее эффективный процесс, так как он определяется либо относительно слабыми объемными квадрупольными восприимчивостями, либо дипольными восприимчивостями нескольких приповерхностных атомных слоев.

Прежде всего отметим, что, как следует из (2.10), (2.16), сигнал ВГ при отражении от изотропной среды поляризован в плоскости падения как при s-, так и при p-поляризованной волне основной частоты.

Аналогичный результат следует и из явного вида зависимости $E_{\text{ВГ}, s}(\varphi)$, который мы здесь не приводим из-за его громоздкости (см., например, уравнение (34) в работе Бломбергера и др. ¹¹⁶).

Таким образом, появление s-поляризованной компоненты в волне второй гармоника, отраженной от центросимметричного кристалла, при $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi/2$ следует целиком отнести на счет анизотропии его квадрупольной восприимчивости: $E_{\text{ВГ}, s} \sim \zeta_Q$.

Анизотропия квадрупольной квадратичной (а также и дипольной кубической) восприимчивости имеет еще одно проявление. Отличие от нуля па-

параметров ζ_Q (ζ_D) приводит к появлению зависимости интенсивности ВГ (ТГ) от ориентации кристалла по отношению к плоскости падения, т.е. зависимости вида $I_{ВГ,ТГ} = I_{ВГ,ТГ}(\psi)$. Ясно, что такой зависимости нет при отражении от изотропной среды.

Результаты вычисления зависимостей $I_{ВГ}(\psi)$, $I_{ТГ}(\psi)$ для кубических centrosymmetric кристаллов класса $m\bar{3}m$ при отражении от плоскостей (100) и (111) в различных поляризационных конфигурациях сведены в табл. II.

Таблица II

Зависимость интенсивности отраженной второй (ВГ) и третьей (ТГ) гармоники от угла ψ поворота кристалла вокруг нормали к поверхности (кубический кристалл класса $m\bar{3}m$)

Плоскость кристалла, от которой происходит отражение	Поляризация падающей волны	Поляризация гармоники	Зависимость $I_{ВГ} = I_{ВГ}(\psi)$	Зависимость $I_{ТГ} = I_{ТГ}(\psi)$
(100)	p	s	$ \zeta_Q ^2 \sin^2 4\psi$	$ \zeta_D ^2 \sin^2 4\psi$
	s	s	$ \zeta_Q ^2 \sin^2 4\psi$	$ \zeta_D \cos 4\psi + 4\chi_{1111}^{(3)D} - \zeta_D ^2$
	s	p	$ \zeta_Q \cos 4\psi + 8\chi - \zeta_Q + a\chi^s ^2$	$ \zeta_D ^2 \sin^2 4\psi$
	p	p	$ \zeta_Q \cos 4\psi + b\chi + c\zeta_Q + d\chi^s ^2$	$ \zeta_D \cos 4\psi + q\zeta_D + e\chi_{1111}^{(3)D} ^2$
(111)	p	s	$ \zeta_Q ^2 \sin^2 3\psi$	$ \zeta_D ^2 \sin^2 3\psi$
	s	s	$ \zeta_Q ^2 \sin^2 3\psi$	$\left \chi_{1111}^{(3)D} - \frac{1}{2} \zeta_D \right ^2$
	s	p	$ \zeta_Q \cos 3\psi + f\zeta_Q + g\chi + h\chi^s ^2$	$ \zeta_D ^2 \sin^2 3\psi$
	p	p	$ \zeta_Q \cos 3\psi + k\zeta_Q + l\chi + m\chi^s ^2$	$ \zeta_D \cos 3\psi + n\zeta_D + r\chi_{1111}^{(3)D} ^2$

1) Коэффициенты a, b, c, \dots являются функциями угла преломления θ .
 2) В формулах не выписаны общие множители, зависящие только от угла θ .
 3) Через χ^s обозначена линейная комбинация восприимчивостей $\chi_{\perp\perp\parallel}^{Ds}, \chi_{\perp\perp\perp}^{Ds}, \chi_{\parallel\perp\parallel}^{Ds}, \chi \equiv \chi_{1212}^{(2)Q}$.

Как видно, зависимости $I_{ВГ}(\psi)$, $I_{ТГ}(\psi)$ отражают симметрию поверхности, от которой происходит нелинейное отражение.

Говоря о зондировании состояния поверхности кристалла с помощью нелинейно-оптического отражения, мы до сих пор не касались вопроса о глубине приповерхностного слоя, дающего вклад в отраженную гармонику, т.е. о глубине проникновения зонда в исследуемый материал.

Для количественного ответа на этот вопрос необходимо решить задачу о генерации гармоники при отражении от тонкого слоя кристалла с учетом прохождения падающей волны внутрь слоя и отражения от его задней грани, а затем устремить d — толщину этого слоя — к бесконечности и выяснить, при каких значениях $d > d_0$ результат перестает зависеть от толщины. Ответ состоит в том, что при отражении от прозрачной или слабо поглощающей среды, в которой преобладает объемная нелинейная (дипольная либо квадрупольная) поляризация, $d_0 \approx \lambda/4\pi n$, где λ — длина волны зондирования¹²². Если отражение происходит от сильно поглощающей среды, то

$$d_0 \approx \alpha_\omega^{-1} + \alpha_T^{-1}, \quad (2.22)$$

где α_ω, α_T ($\gg \lambda^{-1}$) — коэффициенты поглощения волн основной частоты и гармоники соответственно. Этот результат может быть легко интерпретирован, поскольку отраженная гармоника порождена излучением нелинейных осцилляторов второй среды назад, в линейную среду. При наличии же погло-

щения на частотах основной волны и (или) гармоники осцилляторы, лежащие от поверхности на глубинах, превышающих (2.22), не могут дать своего вклада в отраженный сигнал.

Сказанное относится к объемному вкладу в отраженную гармонику, поскольку, как уже отмечалось, глубина слоя, обеспечивающего «поверхностный» нелинейный дипольный отклик, измеряется всего несколькими постоянными решетками.

Хотя всюду здесь до сих пор мы для определенности говорили о генерации гармоник при отражении, все основные результаты анализа могут быть легко перенесены и на случай генерации суммарных (ГСЧ), разностных (ГРЧ) и комбинационных оптических частот в тех ситуациях, когда падающее световое поле содержит две или более частотных составляющих. Основное отличие последнего случая от ГВГ и ГТГ состоит в возможности задания различных поляризационных состояний различным спектральным составляющим поля накачки, а также в возможности выбора наиболее предпочтительного частотного диапазона, в котором происходит зондирование поверхности и регистрация сигнала.

Частным случаем генерации суммарной (или комбинационной) частоты является наблюдение объемной дипольной второй гармоники при отражении от центросимметричных металлов и полупроводников в присутствии статического электрического поля^{124,125}. Фактически в таких экспериментах наблюдается процесс смещения трех частот вида: $2\omega = \omega + \omega + 0$, где «0» соответствует «частоте» статического поля. Этот процесс на поверхности центросимметричных сред описывается дипольными кубическими восприимчивостями $\chi_{ijkl}^{(3)}(2\omega; \omega, \omega, 0)$ (ср. (2.7)).

2.3. Исследование состояния и быстрых фазовых превращений поверхности полупроводников с помощью генерации оптических гармоник и суммарных частот при отражении

2.3.1. Эксперименты по ГВГ на отражение для исследования динамики ИЛО GaAs

Блок-схема экспериментальной установки¹⁸, предназначенной для исследования динамики ИЛО поверхности GaAs, представлена на рис. 6.

Отжиг осуществлялся импульсами рубинового лазера ($\tau_p \approx 30$ пс); равномерное по поперечному сечению пучка распределение интенсивности достигалось с помощью специальной формирующей системы, состоящей из матовой пластинки, системы линз и диафрагм.

В качестве пробного использовалось излучение лазера на Nd:YAG с одновременной акустооптической модуляцией добротности и принудительной синхронизацией продольных мод. Лазер генерировал пуг из 40 импульсов длительностью $\sim 0,3$ нс каждый и с периодом следования 9,5 нс. Далее пучок усиливался (приблизительно в 10 раз) в однопроходном усилителе. Полная энергия одной «пачки» субнаносекундных импульсов (типичная осциллограмма которой представлена на рис. 7, з) не превышала 1 мДж.

Отжигающий импульс и пуг зондирующих импульсов были синхронизованы во времени путем электрической синхронизации соответствующих модуляторов добротности.

Излучение непрерывного гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 1,15$ мкм использовалось для одновременной регистрации фазы высокого отражения (ФВО).

Сигнал ВГ, возникающий при отражении пробного пучка от поверхности образца, регистрировался с помощью быстродействующего ФЭУ (18 ЭЛУ-ФМ) и осциллографа С9-4А, с полосой пропускания 350 МГц. Двухлучевой за-

поминающий осциллограф С8-14 применялся для получения временной развертки ФВО, а также определения относительного положения во времени отжигающего и зондирующего импульсов.

Использовались образцы арсенида галлия среза (110). Отжигающий луч падал по нормали к поверхности, а зондирующий образовывал с нормалью угол 45° .

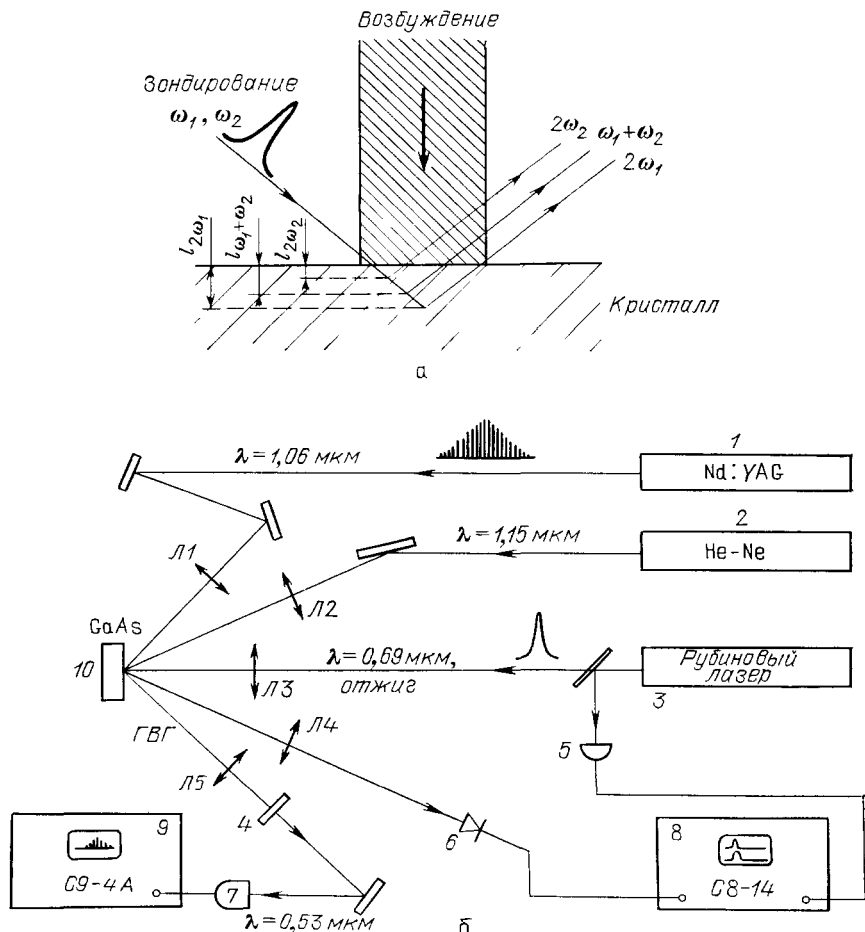


Рис. 6. а — Общая схема регистрации нелинейного оптического отклика поверхности полупроводника, подвергаемого импульсному лазерному воздействию. Зондирование осуществляется слабыми оптическими импульсами (не оказывающими влияния на процессы возбуждения) с частотами ω_1, ω_2 (считается, что $\omega_1 \geq \omega_2$; в простейшем вырожденном случае $\omega_1 = \omega_2$); сигналы второй оптической гармоники ($2\omega_1, 2\omega_2$) и суммарной частоты ($\omega_1 + \omega_2$) несут информацию о приповерхностных слоях разной толщины: $I_{2\omega_1} = \alpha^{-1} (2\omega_1) \leq I_{\omega_1+\omega_2} = \alpha^{-1} (\omega_1 + \omega_2) \leq I_{2\omega_2} = \alpha^{-1} (2\omega_2)$. б — Блок-схема эксперимента по исследованию динамики импульсного лазерного отжига поверхности арсенида галлия по регистрации в реальном времени отраженной второй гармоники¹⁸. 1 — лазер на Nd:YAG с активной синхронизацией мод и акустооптической модуляцией добротности; 2 — He — Ne-лазер; 3 — лазер на рубине с электрооптической модуляцией добротности; 4 — набор фильтров СЗС-21; 5 — коаксиальный фотоэлемент ФК-20; 6 — лавинный фотодиод ЛФД-2А; 7 — скоростной ФЭУ 18 ЭЛУ-ФМ; 8 — осциллограф С8-14 (полоса 200 МГц); 9 — осциллограф С9-4А (полоса 350 МГц); 10 — образец GaAs

Результаты экспериментов иллюстрирует рис. 7, где приведены осциллограммы отжигающего (а) и пробного (б) импульсов, а также фазы высокого отражения (б, в) и сигнала ВГ для случая отжига аморфизированной и монокристаллической поверхности (в, е соответственно).

Как видно, ВГ от монокристаллической поверхности исчезает за время, равное длительности переднего фронта ФВО, и отсутствует в течение всего времени существования ФВО. Такое поведение ВГ легко объясняется в рамках тепловой модели ИЛО, если предположить, что плато отражения соответствует жидкому расплавленному состоянию полупроводника. Оценки показывают, что в конкурирующей плазменной модели ИЛО интенсивность ВГ не должна падать столь значительно.

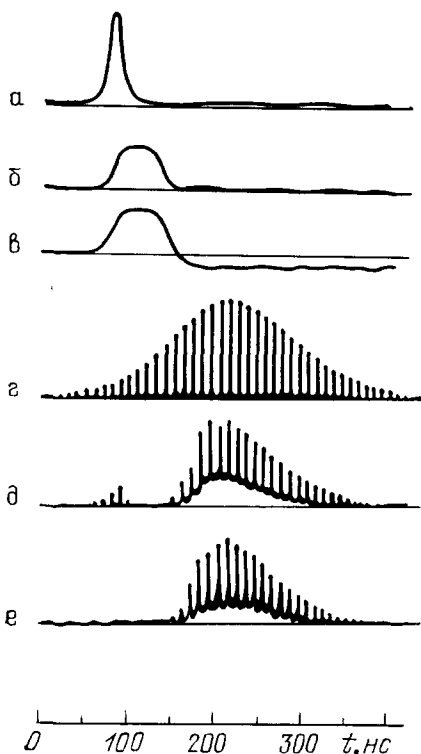


Рис. 7. Осциллограммы отжигающего импульса рубинового лазера (а), отраженных пробных импульсов (б, в), зондирующего импульса (г) и импульсов ВГ (д, е), от неимплантированного (б, д) и имплантированного (в, е) участков поверхности (110) кристалла GaAs¹⁸.

Развертки на всех осциллограммах синхронизованы

Действительно, пусть ФВО соответствует плотной электронно-дырочной плазме (расплава нет). Тогда на изменение сигнала ВГ будут влиять следующие два фактора: 1) уменьшение концентрации связанных электронов n_0 , дающих основной вклад в $\chi^{(2)}$; 2) дополнительное поглощение носителями пробного излучения и сигнала ВГ (экранировка). Оценим каждый из этих факторов.

Концентрация n_0 для арсенида галлия равна

$$n_0 \approx 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}.$$

При поглощении отжигающего импульса с типичными плотностями энергий $W = 0,4 \text{ Дж/см}^2$ в слое толщиной $l_{\text{погл}} = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ в зону проводимости могут быть переведены (без учета рекомбинаций) $n_e = W/\epsilon = 4 \cdot 10^{22}$ электронов в расчете на один кубический сантиметр; здесь $\epsilon = 3 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ — энергия фотона с $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$. Концентрация связанных электронов станет равной $n_1 = n_0 - n_e$. Таким образом, относительное уменьшение ВГ будет равно

$$\frac{I_1 - I_0}{I_0} = \left| \left(\frac{n_0 - n_e}{n_0} \right)^2 - 1 \right| = \left| \left(1 - \frac{4 \cdot 10^{22}}{5 \cdot 10^{23}} \right)^2 - 1 \right| \approx 0,16.$$

Более сильное влияние оказывает экранировка. Для ее учета нами были проведены измерения коэффициента пропускания пробного излучения во время действия отжигающего импульса. Пропускание на $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ при наличии отжигающего импульса рубинового лазера падало не более чем на 40%. Предположим, что все это изменение связано с поглощением свободными носителями, созданными отжигающим импульсом рубинового лазера в приповерхностной области с глубиной, определяемой коэффициентом поглощения этого излучения; $l_{\text{погл}} = (3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1})^{-1} \approx 300 \text{ нм}$ (табл. III). Отсюда можно дать верхнюю оценку коэффициента добавочного «плазменного» поглощения зондирующего излучения: $\alpha_{1,06}^{\text{пл}} \approx 1,8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Изменение коэффициента поглощения излучения с $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ за счет появления плазмы не может быть больше этой величины для $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, так как $\alpha_{\omega}^{\text{пл}} \sim [(\omega/\gamma)^2 + 1]^{-1/2}$, где $\omega = 2\pi c/\lambda$, γ — частота электронных столкновений. Поэтому

$$\alpha_{0,53}^{\text{пл}} \lesssim 1,8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}.$$

Т а б л и ц а III
Коэффициенты оптического поглощения
кристаллического и аморфного арсенида галлия
(по данным ¹³¹, ¹³²)

λ , нм	$\alpha_{\text{крист. см}^{-1}}$	$\alpha_{\text{аморф. см}^{-1}}$
1064,2	0,02	$5 \cdot 10^3$
694,2	$2,7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$
532,1	$8,09 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$
354,7	$7,14 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^5$

На фоне основного поглощения связанными электронами $\alpha_{0,53}^{\text{CB}} = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (см. табл. III) такое увеличение поглощения может привести к уменьшению интенсивности ВГ не более чем на 50 %, поскольку

$$\frac{I_1}{I_0} \approx \left(\frac{\alpha_{0,53}^{\text{CB}} + \alpha_{0,53}^{\text{пл}}}{\alpha_{0,53}^{\text{CB}}} \right)^{-2} \approx 0,55.$$

Таким образом, даже оценка сверху на величину падения интенсивности ВГ за счет экранировки свободными носителями составляет 50 %, в то время как в эксперименте она падает более чем на два порядка. Это свидетельствует о том, что основной причиной исчезновения ВГ является нарушение симметрии кристаллической решетки, т.е. ее плавление.

Для количественной интерпретации результатов экспериментов по ГВГ при ИЛО в рамках расплавной модели в ¹³² был предпринят аналитический расчет интенсивности ВГ с учетом многократных отражений (по аналогии с линейным случаем ¹³³) в слое расплава толщиной $d(t)$ и с привлечением граничных условий ¹⁰⁵

$$I_{\text{ВГ}} = \text{const} |R_{\text{ВГ}}(t)|^2; \quad (2.23)$$

здесь

$$R_{\text{ВГ}} = \frac{\exp(i\Delta(2\omega, t) + 2i\Delta(\omega, t))}{[1 - r_{23}(2\omega)r_{23}(2\omega)e^{2i\Delta(2\omega, t)}][1 - (r_{23}(\omega)r_{21}(\omega)e^{2i\Delta(\omega, t)})^2]}, \quad (2.24)$$

$$\Delta(x, t) = \frac{2\pi d(t)}{\lambda} (\epsilon_2(x))^{1/2}, \quad \epsilon_2(\omega) = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$$

— диэлектрическая проницаемость расплава, $\lambda = 2\pi c/\omega$,

$$r_{\alpha\beta}(\omega) = \frac{(\epsilon_\alpha(\omega))^{1/2} - (\epsilon_\beta(\omega))^{1/2}}{(\epsilon_\alpha(\omega))^{1/2} + (\epsilon_\beta(\omega))^{1/2}},$$

индексы α, β относятся к вакууму (1), расплаву (2) и кристаллу (3).

Для расчета $I_{\text{ВГ}}(t)$ по формуле (2.23) необходимо знать динамику плавления, т.е. зависимость $d(t)$. Эта зависимость для GaAs вычисляется в ¹³² на основе численного решения нелинейного уравнения теплопроводности с коэффициентами, явно зависящими от температуры (аналогично ^{40,41}). Учитывалось также изменение в процессе ИЛО коэффициента линейного отражения поверхности на частоте накачки (см. подпись к рис. 8, e).

Результаты расчетов представлены на рис. 8. Как видно, при действии лазерного импульса с энергией $W = 0,4 \text{ Дж/см}^2$ фронт расплава быстро движется в глубь среды, достигает максимальной глубины порядка $6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ и возвращается обратно к поверхности в процессе рекристаллизации. За время прохождения фронтом расплава расстояния порядка толщины скин-слоя $\delta_{\text{ск}}$ (время $\tau_{\text{нар}}$) коэффициент линейного отражения увеличивается примерно вдвое, а затем выходит на плато (фаза высокого отражения — ФВО). Длительность ФВО определяется полным временем прохождения фронта расплава в глубь кристалла и обратно. Длительность спада ФВО $\tau_{\text{сп}}$ определяется временем прохождения фронтом расплава расстояния порядка $\delta_{\text{ск}}$. Пола-

гая $\delta_{\text{ск}} = 20$ нм и оценивая по рис. 8, в $\tau_{\text{нар}} \sim 5 \cdot 10^{-9}$ с, получаем для скорости фронта расплава $v_{\text{распл}} \sim 4 \cdot 10^2$ см/с. Оценивая также по рис. 8, в $\tau_{\text{сп}} \sim 10^{-8}$ с, получаем для оценки скорости рекристаллизации $v_{\text{рекр}} \sim 100$ см/с.

Одновременно с нарастанием коэффициента отражения при движении фронта расплава вглубь происходит падение эффективности генерации ВГ.

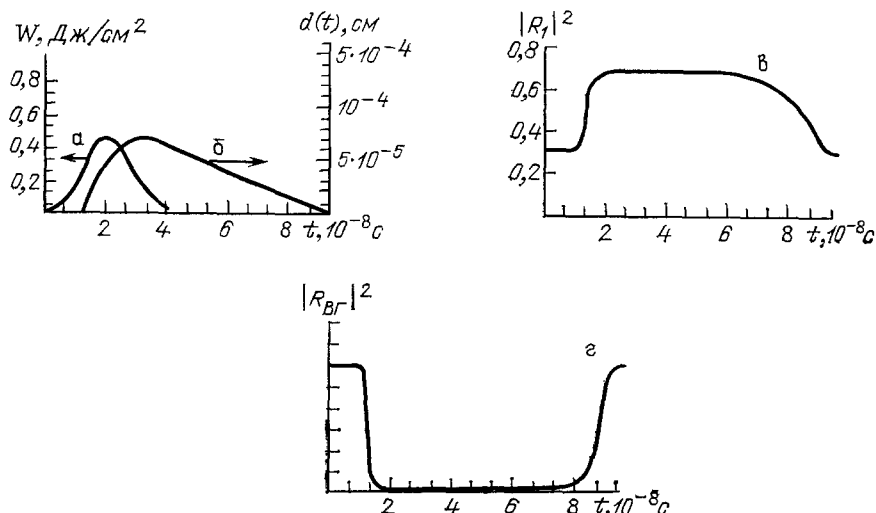


Рис. 8. Динамика импульсного лазерного отжига GaAs (численный счет¹³²).

a — Лазерный импульс с $W = 0,4$ Дж/см², $\tau_D = 20$ нс, $\alpha = 10^{-4}$ см⁻¹; b — зависимость толщины расплава d от времени; c — зависимость коэффициента линейного отражения от времени ($R_1(t) = [r_{12}(\omega) + r_{23}(\omega) e^{2i\Delta(\omega, t)}] [1 + r_{12}(\omega) r_{23}(\omega) e^{2i\Delta(\omega, t)}]^{-1}$); z — зависимость ГВГ от времени (по формуле (2.24))

При последующей рекристаллизации происходит восстановление первоначальной эффективности ГВГ. Характерные времена спада и нарастания ВГ примерно совпадают с $\tau_{\text{нар}}$ и $\tau_{\text{сп}}$. Это обусловлено тем, что в формуле (2.24) $2\Delta(\omega) \gg \Delta(2\omega)$, так что динамика и ВГ, и коэффициента линейного отражения определяется фактором ослабления волны частоты ω ($e^{-2i\Delta(\omega, t)}$). Как видно, все характерные линейные и нелинейные оптические характеристики динамики ИЛО в GaAs, даваемые теорией и экспериментом, хорошо согласуются между собой в пределах точности соответствующих данных (см. также табл. IV).

Таблица IV

Сравнение данных теории¹³² с экспериментом^{18, 113} по исследованию динамики импульсного лазерного отжига в GaAs с помощью ГВГ на отражение

Характеристика ИЛО	Эксперимент	Теория
Время нарастания фазы высокого отражения $\tau_{\text{ФВО}}^{\text{нар}}$, нс	< 10	5
Время спада ФВО $\tau_{\text{ФВО}}^{\text{сп}}$, нс	~ 15	14
Длительность ФВО $\tau_{\text{ФВО}}$, нс	40	45
Длительность спада интенсивности ВГ $\tau_{\text{ГВГ}}^{\text{сп}}$, нс	10	5
Длительность нарастания интенсивности ВГ $\tau_{\text{ГВГ}}^{\text{нар}}$, нс	15	14

Недавно Н. Бломберген с соавторами¹²⁷ воспользовались описанной выше методикой измерения ГВГ при отражении от кристалла GaAs для оценки

скорости появления расплава на поверхности кристалла в пикосекундном масштабе длительностей.

В экспериментах ¹²⁷ в качестве зондирующего использовался одиночный импульс излучения второй гармоники лазера на Nd : YAG с длительностью $\tau_p = 12,5$ пс ($\lambda = 532$ нм). Нелинейное отражение этого импульса, падающего под углом $\theta = 4 - 5^\circ$ и поляризованного вдоль направления $[111]$, происходило от грани $(1\bar{1}0)$ GaAs. Исследовалась зависимость энергии импульса ВГ ($\lambda_{ВГ} = 266$ нм) от плотности энергии W_1 импульса на основной частоте ($\lambda_1 = 532$ нм). Вплоть до значений $W_1 = W_{пор} = 30$ мДж/см² (при которой, согласно ⁴¹, наступает плавление поверхности GaAs) наблюдалась обычная квадратичная зависимость: $W_{ВГ} = \eta W_1^2$, которая есть следствие аналогичной зависимости для интенсивности ВГ при отражении от кристалла:

$$I_{ВГ} = \eta_{ВГ} I_1^2, \quad (2.25)$$

следующей, например, из формулы (2.19). Было измерено, что $\eta_{ВГ} = 2,5 \times 10^{-18}$ см²/Вт. Однако при превышении $W_{пор}$ наблюдается заметное отклонение от квадратичной зависимости и переход в режим «насыщения» (при увеличении W вплоть до $W = 30 W_{пор}$), которое, очевидно, связано с плавлением поверхности под действием переднего фронта импульса. Экспериментальные зависимости удовлетворительно согласуются с теорией, если в формуле (2.25) положить, что

$$\eta_{ВГ} = \eta_{ВГ}(r, t) = \begin{cases} \eta_0 & \text{при } t \leq t_m(r), \\ \eta_0 \exp\left(-\frac{t - t_m(r)}{\tau_c}\right) & \text{при } t > t_m(r), \end{cases}$$

где для каждой точки r внутри облученного пятна t_m определяется из условия

$$\int_{-\infty}^{t_m} I_1(r, t) dt = W_{пор}$$

и выбирается время $\tau_c \leq 2$ пс. Тем самым определяется верхняя граница для длительности перехода поверхности GaAs в centrosymmetrichnyy фазу.

2.3.2. Диагностика качества лазерного отжига по ГВГ на отражение

Качество ИЛО и, в частности, степень кристалличности отожженного участка ранее аморфизированной поверхности GaAs могут быть легко оценены с помощью измерения эффективности ГВГ и поляризационной зависимости этого эффекта.

Действительно, интенсивность сигнала ВГ при отражении от монокристаллической поверхности определенной ориентации является функцией углов φ , θ , ψ , определяющих направление кристаллографических осей образца, положение плоскости падения и плоскости отражения зондирующего излучения. Например, типичные зависимости $I_{ВГ}$ от угла φ , образуемого вектором поляризации зондирующего излучения с плоскостью падения на монокристалл GaAs среза (110) (углы θ и ψ фиксированы), на рис. 1 из ¹¹⁴ отчетливо проявляют экстремумы. Эти экстремумы $I_{ВГ}^{\max}$, $I_{ВГ}^{\min}$ будут в значительной степени размыты, если сигнал ВГ будет генерироваться от поликристаллической поверхности, например, набора небольших монокристаллических участков, характеризующихся различными углами ψ ориентации по отношению к плоскости падения зондирующего излучения.

Кроме того, интенсивность ВГ в максимуме поляризационной зависимости для отожженного участка, отнесенная к соответствующей интенсивности ВГ от неимплантированного (и, соответственно, неотожженного)

кристаллического участка,

$$\eta_{\text{ВГ}}^{\text{ИЛО}} = \frac{I_{\text{ВГ}}^{\text{ИЛО}}}{I_{\text{ВГ}}^{\text{крист}}} \quad (2.26)$$

может также характеризовать степень восстановления кристалличности приповерхностного слоя в результате ИЛО.

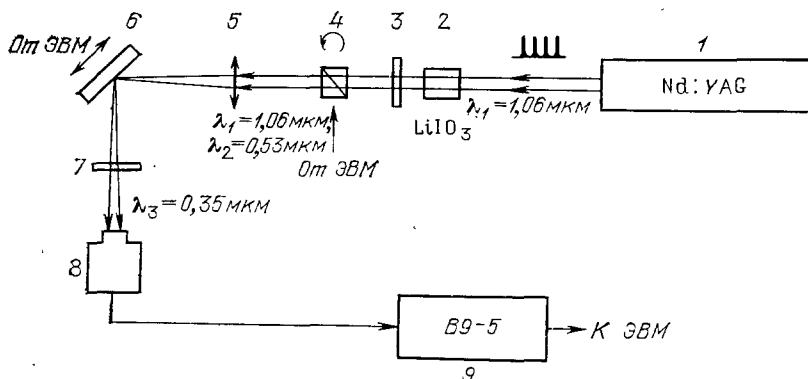


Рис. 9. Блок-схема эксперимента по исследованию с помощью ГВГ и ГСЧ степени аморфизации поверхности GaAs под действием ионной имплантации и качества ее лазерного отжига.

1 — зондирующий лазер на Nd: YAG с активной синхронизацией мод и акустооптической модуляцией добротности; 2 — кристалл LiIO₃ для удвоения частоты (используется только в экспериментах по ГСЧ); 3 — фильтр ЖС-4 (отрезает паразитное излучение с λ_{СЧ} = 351,7 нм); 4 — вращатель поляризации; 5 — линза; 6 — образец; 7 — набор светофильтров СЗС-21 (при ГВГ) или УФС-2 (при ГСЧ); 8 — ФЭУ-106; 9 — селективный усилитель

Эксперименты по определению качества ИЛО по ГВГ проводились на установке, схема которой изображена на рис. 9. В качестве зонда служило излучение квазинепрерывного лазера на гранате с неодимом, работающего

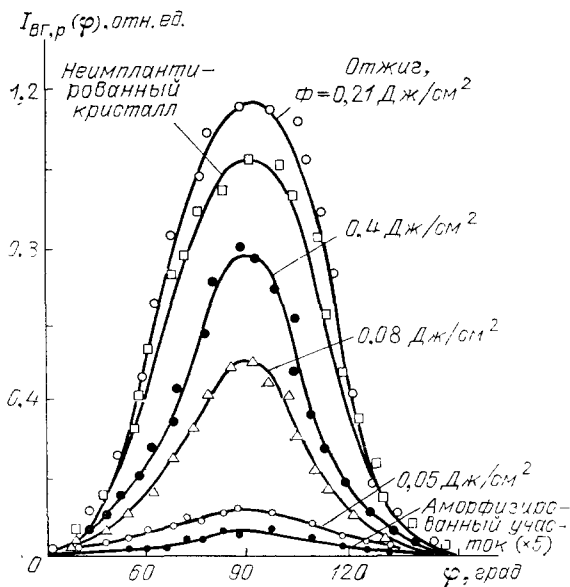


Рис. 10. Поляризационная зависимость ВГ от участков поверхности (110) GaAs, подвергнутых ИЛО с разной дозой отжигающего излучения

с частотой повторения 1 кГц. Система регистрации составляла из приемника излучения ВГ ФЭУ-106, стробоскопического преобразователя напряжения В9-5 и автоматизированного комплекса сбора и обработки данных на основе

микро-ЭВМ «Электроника-НЦ-80». Она позволяла детектировать слабые сигналы с большим отношением сигнал/шум.

Исследовались образцы арсенида галлия среза (110), имплантированные ионами фосфора P^+ с дозой $D = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и энергией $E = 40 \text{ кэВ}$ (полировка механическая), отожженные серией импульсов рубинового лазера ($\tau_p = 30 \text{ нс}$) с разными значениями плотности энергии: $W_1 = 0,27$, $W_2 = 0,24$, $W_3 = 0,16$, $W_4 = 0,08$, $W_5 = 0,05$, Дж/см².

Отметим, что сигнал ВГ от аморфизированного слоя был примерно в 80 раз меньше сигнала от неимплантированного участка монокристалла. Неполное исчезновение ВГ можно связать с неполным разупорядочением приповерхностного слоя имплантированного участка. Определенный вклад в остаточный сигнал ГВГ могли давать и неразупорядоченные глубинные слои кристалла, поскольку глубина проникновения «зонда» была того же порядка, что и глубина аморфизированного слоя: последняя величина, согласно ³¹, составляет $\sim 50 \text{ нм}$, глубина же зондирования, ограниченная поглощением излучения ВГ в аморфном слое GaAs, согласно табл. III равна $l_{\text{зонд}} \approx \alpha_{20}^{-1} \approx 30 \text{ нм}$. Толщина слоя, где поглощается отжигающее излучение, равна $\approx 60 \text{ нм}$.

Результаты эксперимента (зависимость $I_{\text{ВГ}}(\varphi)$) приведены на рис. 10, откуда видно, что ВГ не показывает поликристалличности для всех плотностей энергии отжигающего излучения. В то же время наблюдается сильная зависимость амплитуды сигнала от энергии отжигающих импульсов.

2.3.3. Определение степени разупорядочения кристаллической поверхности по ГВГ и ГСЧ при отражении

Выше мы уже обращали внимание не высокую чувствительность ГВГ и ГСЧ к наличию или отсутствию аморфного приповерхностного слоя в нецентросимметричном кристалле GaAs. Ясно, что эти эффекты, так же как и ГГГ (см. ниже), можно использовать и для количественного определения степени частичного разупорядочения этого слоя. При этом, как будет показано ниже, нелинейно-оптические методы существенно превосходят по чувствительности, точности, локальности и простоте другие методы анализа степени аморфизации поверхности, применяемые до сих пор, — обратное резерфордское рассеяние легких ионов, дифракция медленных электронов, рентгенография и т. п.

Нетрудно видеть, однако, что характеристики нелинейно-отраженных сигналов, которые целесообразно использовать для количественной характеристики степени совершенства поверхности, должны быть различными для кристаллов нецентросимметричных (GaAs, GaP, InSb и т. п.) и обладающих центром симметрии (Si, Ge и т. п.). Характеристикой степени разупорядочения нецентросимметричных кристаллов может служить, по аналогии с (2.26), интенсивность второй гармоники оптического излучения, зондирующего разупорядоченный участок поверхности кристалла, $I_{\text{ВГ}}^a$, отнесенная к интенсивности ВГ от неповрежденного участка того же кристалла, $I_{\text{ВГ}}^{\text{крист}}$:

$$\eta_{\text{ВГ}} = \frac{I_{\text{ВГ}}^a}{I_{\text{ВГ}}^{\text{крист}}} \quad (2.27)$$

В наших экспериментах по ГВГ исследовались образцы GaAs среза (100), поверхность которых была в той или иной степени аморфизирована имплантацией ионов Te^+ , S^+ с энергией 80 кэВ и дозой облучения в диапазоне $1 \cdot 10^{12} - 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ¹¹³. Поверхность GaAs до ионной бомбардировки механически полировалась и химически протравливалась.

Поляризационные зависимости сигнала ВГ от частично разупорядоченной поверхности в точности повторяли такие же зависимости от неповрежденного участка (и в последнем случае совпадали с рассчитанными по фор-

мулам ¹⁰⁵, см. также раздел 2.2). Однако интенсивность ВГ от имплантированной части поверхности кристалла была на 1—2 порядка меньше, чем от кристаллической — в зависимости от дозы имплантации.

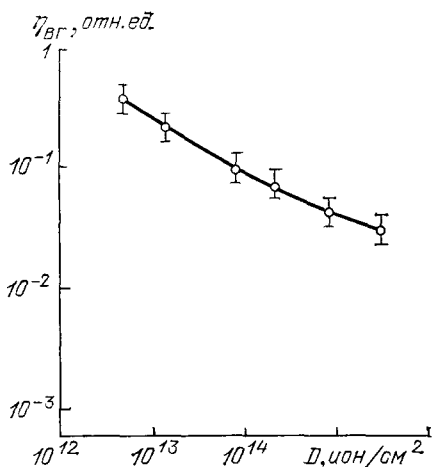


Рис. 11. Зависимость степени аморфизации поверхности (100) по ГВГ η_{BG} ($\lambda_{BG} = 532$ нм) от дозы имплантации поверхности ионами Te^+ с энергией $E = 80$ кэВ

ровавшейся в кристалле $LiIO_3$ (смешиваемые на поверхности GaAs волны \square были линейно поляризованы в ортогональных направлениях); $I_{сч}^{крст}$ — интенсивность сигнала СЧ от неповрежденного участка кристалли-

На рис. 11 приведена зависимость от дозы D величины η_{BG} , которая, как видно, выражена достаточно ярко. Она отражает потерю дальнего порядка первоначально нецентросимметричного кристалла с ростом дозы имплантации.

Еще более сильной зависимостью от дозы D обладает величина относительной эффективности генерации суммарной частоты,

$$\eta_{сч} = \frac{I_{сч}^a}{I_{сч}^{крст}}; \quad (2.28)$$

здесь $I_{сч}^a$ — интенсивность сигнала суммарной частоты (СЧ) с длиной волны $\lambda_{сч} = 351,7$ нм, получаемого от частично аморфизированного ионной бомбардировкой участка GaAs путем смешения основного излучения Nd:YAG-лазера ($\lambda_1 = 1064,2$ нм) и его второй гармоники ($\lambda_2 = 532,1$ нм), предварительно генери-

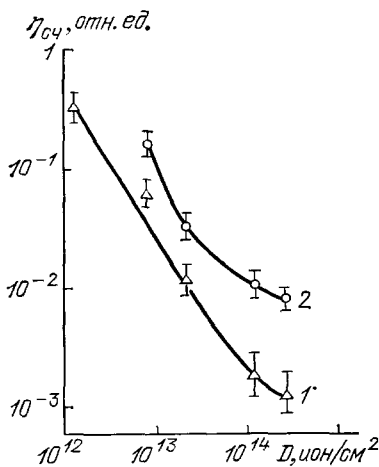


Рис. 12. Зависимость степени аморфизации поверхности (100) GaAs по ГСЧ, $\eta_{сч}$ ($\lambda_{сч} = 351,7$ нм) от дозы имплантации поверхности ионами Te^+ (1) и S^+ (2) с энергией $E = 80$ кэВ

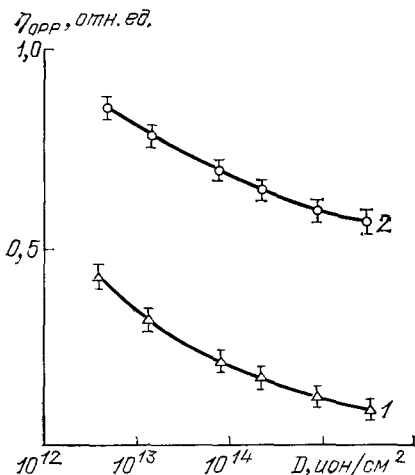


Рис. 13. Зависимость степени аморфизации поверхности (100) GaAs по обратному резерфордскому рассеянию, $\eta_{ОРР}$ от дозы имплантации ионами Te^+ (1) и S^+ (2) с энергией $E = 80$ кэВ

ческой поверхности. Зависимости $\eta_{сч}(D)$ проиллюстрированы для ряда образцов GaAs на рис. 12.

Отличие зависимостей $\eta_{BG}(D)$ и $\eta_{сч}(D)$ связано прежде всего с различием глубин зондирования: в случае ВГ $l_{BG} \approx \alpha_{BG}^{-1} \approx 50$ нм, в случае

СЧ $l_{\text{СЧ}} \approx \alpha_{\text{СЧ}}^{-1} \approx 15$ нм. Последнее обстоятельство является особенно важным, поскольку позволяет получать данные о степени разупорядочения очень тонких приповерхностных слоев.

Величины $\eta_{\text{ВГ}}$, $\eta_{\text{СЧ}}$ легко и точно измеряются; они являются количественными характеристиками степени аморфизации приповерхностного слоя нецентросимметричного кристалла.

С помощью ГСЧ легко удается регистрировать аморфизацию поверхности GaAs, вызванную столь малыми дозами имплантации ($\approx 10^{12}$ см $^{-2}$), что другие методы, применяемые до сих пор, их регистрировать не могут.

В частности, на рис. 13 представлены зависимости от дозы имплантации величины $\eta_{\text{ОРР}}$ — параметра, определяемого из сравнения спектров обратного резерфордского рассеяния (ОРР) ядер гелия от поверхности имплантированного и неимплантированного участков кристалла³¹. Измерения проводились на тех же образцах, что и измерения по ГВГ и ГСЧ (рис. 11—12). Как можно видеть из сравнения рис. 11—13, зависимость $\eta_{\text{ОРР}}(D)$ существенно менее ярко выражена, чем $\eta_{\text{СЧ}}(D)$ или даже чем $\eta_{\text{ВГ}}(D)$.

С помощью ГСЧ при отражении от поверхности, подвергнутой «лазерной аморфизации», удается обнаружить «кольца аморфизации», получающиеся при облучении монокристаллической поверхности (100) GaAs короткими лазерными импульсами с $\lambda = 532$ и 265 нм, длительностью $\tau_p = 30$ пс и плотностью энергии $W = 0,05$ — $0,1$ Дж/см 2 (см. рис. 14)¹¹³. Наличие аморфного кольца легко регистрируется по резкому уменьшению интенсивности сигнала СЧ при отражении от соответствующего участка. Поляризационная зависимость слабого сигнала СЧ от участка лазерно-индуцированного «кольца аморфизации», как оказалось, в точности совпадает с таковой от неповрежденного участка, что свидетельствует о частичном сохранении в лазерно-аморфизированном слое дальнего порядка, характерного для исходного кристалла.

При исследовании кристаллов с *центросимметричной* решеткой (в дальнейшем мы для определенности будем говорить о кристаллическом кремнии) относительная интенсивность отраженной ВГ уже не может служить надежным количественным критерием совершенства поверхности, так как квадрупольными восприимчивостями второго порядка $\chi_{ijkl}^{(2)Q}$, описывающими эффект ГВГ в таких средах, обладают не только упорядоченные, но и аморфные среды. Однако критерием совершенства может служить величина анизотропного (т.е. зависящего от ориентации кристалла относительно плоскости падения) вклада в интенсивность ВГ, а также СЧ и ТГ.

Схема эксперимента аналогична приведенной на рис. 9 с заменой кристалла GaAs на образец Si с плоскостью (111) в качестве нелинейного зеркала. Образец поворачивался шаговым двигателем вокруг оси [111]. Поверхность подвергалась имплантации ионами фосфора с энергией 80 кэВ.

Зависимость ВГ от угла поворота кристалла вокруг нормали к поверхности ψ , в соответствии с табл. II, есть результат интерференции анизотропного ξ_Q и изотропного B вкладов:

$$I_{\text{ВГ}}^{\text{Р}}(\psi) \propto |\xi_Q \cos 3\psi + B|^2. \quad (2.29)$$

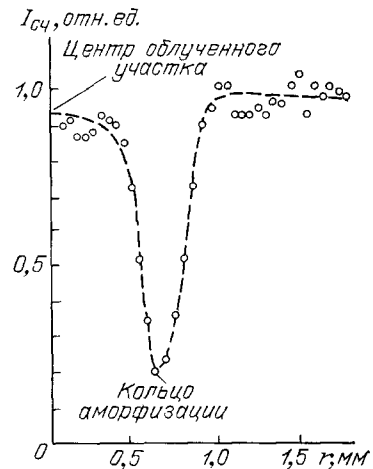


Рис. 14. Аморфное кольцо по окружности облученного пикосекундным лазерным импульсом с $\lambda = 266$ нм участка на поверхности (100) GaAs, обнаруженное с помощью ГСЧ на отражение

Поскольку в изотропной среде $\xi_Q = 0$, то естественно ожидать, что с ростом степени разупорядочения кристаллической решетки по мере возрастания дозы имплантации D доля анизотропного вклада будет падать.

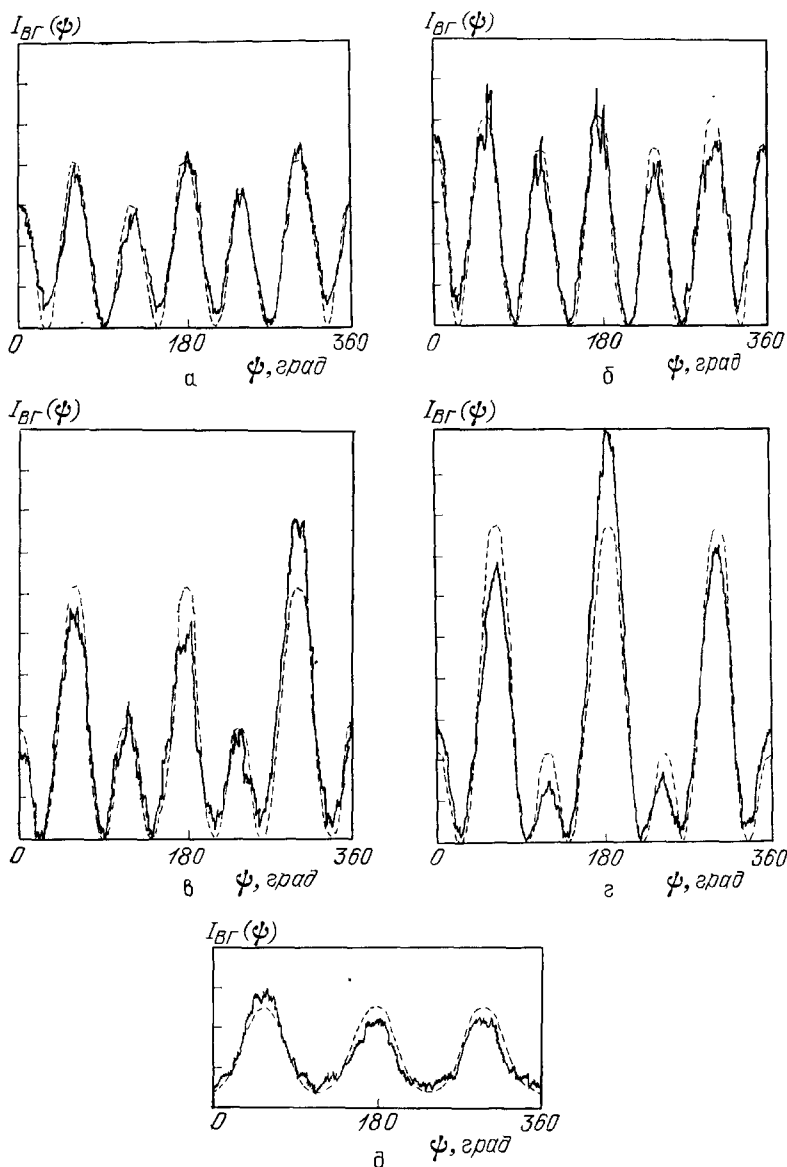


Рис. 15. Зависимости интенсивности квадрупольной второй гармоники ($\lambda_{BG} = 0,53$ мкм), отраженной от грани (111) кремния в схеме $p \rightarrow p$, от угла ψ поворота кристалла вокруг оси [111] при различных дозах имплантации поверхности ионами фосфора ($E = 80$ кэВ). Сплошные линии — эксперимент, штриховые зависимости, вычисленные по формуле (2.26) при пяти значениях отношения $|\xi_Q/B|$: доза имплантации (10^{13} ион/см²) = 0 (чистый Si); $|\xi_Q/B| = 115$ (а); 1,8; 17 (б); 3,6; 4,6 (в); 12; 2,3 (г) и 24; 0,49 (д)

На рис. 15 представлены измеренные зависимости $I_{BG}(\psi)$ при различных значениях дозы D . Характер этой зависимости для чистого Si (рис. 15, а) — шесть максимумов на интервале $\psi = 0 - 360^\circ$ — говорит о том, что анизотропный вклад доминирует ($|\xi_Q| > |B|$). При значениях $D \lesssim 2 \cdot 10^{13}$ см⁻² заметных изменений зависимости $I_{BG}(\psi)$ не происходит. При

дальнейшем увеличении дозы (рис. 15, в, г) наблюдается перераспределение величин максимумов, свидетельствующее о возрастании изотропного вклада в сигнал ВГ. Наконец, при $D = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ зависимость $I_{\text{ВГ}}(\psi)$ имеет уже не шесть, а три максимума, т. е. $|\xi Q/B| < 1$.

Таким образом, величина

$$\eta_{\text{ВГ}}^Q = \left| \frac{\xi Q}{B} \right|, \quad (2.30)$$

измеренная при некоторых фиксированных параметрах эксперимента (в частности, при заданном угле θ), может служить количественной характеристикой степени совершенства кристаллической структуры centrosymmetричных кристаллов.

Отметим, что впервые анизотропию сигнала ВГ при отражении от граней (100), (111) кристаллического кремния обнаружили Дрисколл и др.¹²⁹,

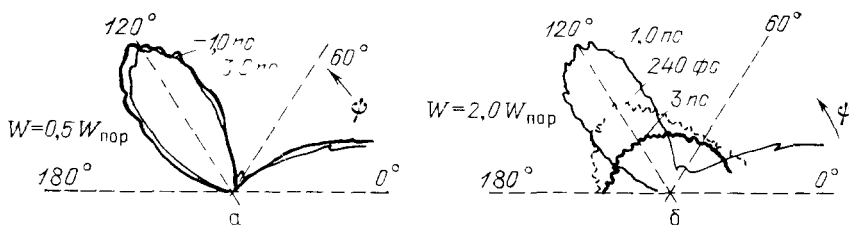


Рис. 16. Полярные диаграммы зависимости интенсивности отраженной второй гармоники от угла поворота ψ кристалла Si относительно плоскости падения зондирующего излучения для разных значений времени задержки между ИЛО и зондированием по ГВГ¹²⁶. а — При $W = 0,5 W_{\text{пор}}$ (расплава нет), б — при $W \approx 2 W_{\text{пор}}$ (при $\tau_a = 3 \text{ пс}$ отчетливо видно исчезновение анизотропии диаграммы, что свидетельствует о появлении расплава)

¹³⁰, использовавшие для своих экспериментов одиночные импульсы Nd:YAG лазера с синхронизованными модами (длительность импульса $\tau_p = 30 \text{ пс}$). Они сообщили о высокой эффективности процесса ГВГ при отражении от плоскости (111) в Si (всего на порядок меньшей, чем при отражении от нецентросимметричного кристалла GaP) и зарегистрировали зависимость s-поляризованной ВГ при s-поляризованной накачке вида $I_{\text{ВГ}}^{s \rightarrow s}(\psi) \sim \sin^2 3\psi$ и p-поляризованной ВГ при p-поляризованной накачке вида $I_{\text{ВГ}}^{p \rightarrow p}(\psi) \sim (1 - \cos 3\psi)^2$, где ψ — угол поворота кристалла относительно плоскости падения зондирующих лучей. Отметим, что в ранних экспериментах Бломбергена с соавторами¹¹⁶ не было обнаружено какой-либо зависимости сигнала ВГ в Ge и Si от ориентации среды по отношению к плоскости падения.

Несколько позднее Шен и соавторы¹⁹ подтвердили экспериментальные данные Дрисколла и др.¹³⁰ о наличии сильной анизотропной зависимости ВГ от ориентации кристалла Si при отражении от плоскостей (100) и (111). Они же дали правильную интерпретацию этих результатов как следствия анизотропии объемной квадрупольной нелинейной поляризации второго порядка. Однако вывод¹⁹ о якобы присутствующем анизотропном поверхностном вкладе в зависимости $I_{\text{ВГ}}^{s \rightarrow s}(\psi)$ при отражении от «нереконструированной» грани (111) является неверным, поскольку, как показано в разделе 2.2.2, вследствие centrosymmetричности всех граней в кристалле Si поверхностный вклад в квадратичную поляризацию нечувствителен к ориентации кристалла относительно плоскости падения. Впоследствии Литвин и др.¹³⁴ пришли к аналогичным выводам.

Ситуация, однако, резко изменяется, если опыты проводятся с очень чистыми поверхностями, полученными в сверхвысоком вакууме путем скалывания ориентированных кристаллов: наличие «оборванных» валентных связей у поверхностных атомов приводит к перестройке (реконструкции) структуры поверхности и, следовательно, к отличию ее локальной симметрии от симмет-

рии внутренних кристаллических плоскостей с теми же индексами. В частности, чистая поверхность (111) кремния, как показано в ¹⁵⁴, дает очень сильный анизотропный дипольный вклад в отраженную ВГ. При повышении температуры кристалла анизотропия этого вклада изменяется, отражая поверхностный фазовый переход от реконструкции 2×1 к 7×7 .

Кубическая дипольная нелинейная восприимчивость $\chi_{ijkl}^{(3)D}$, как подчеркивалось выше, в общем случае также обладает анизотропией, как и квадрупольная восприимчивость второго порядка $\chi_{ijkl}^{(2)Q}$. В частности, как показывают наши измерения, анизотропия тензора $\chi_{ijkl}^{(3)D}(\omega_a; \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$ кремния велика: $|\zeta_D/\chi_{1111}^{(3)D}| \approx 1$ (при смешении двух фотонов ω_1 с длиной волны $\lambda_1 = 1,06$ мкм и одного фотона ω_2 с длиной волны $\lambda_2 = 1,17$ мкм). Однако анизотропия тензора $\chi_{ijkl}^{(3)D}(3\omega_1; \omega_1, \omega_1, \omega_1)$, описывающего генерацию дипольной третьей гармоники основного излучения Nd:YAG-лазера, несколько меньше. Информация такого рода может быть использована для уточнения деталей зонной структуры кристалла.

2.3.4. Субпикосекундная динамика структурных изменений поверхности Si при импульсном лазерном отжиге

Шенк с соавторами ¹²⁶ применили технику ГВГ на отражение для диагностики быстрой (субпикосекундной) первой фазы ИЛО поверхности кристаллического кремния.

В опытах исследовалось отражение от грани (111), накачка и сигнал ВГ были поляризованы в плоскости падения. В отсутствие отжигающего импульса, а также при зондировании поверхности по ГВГ до прихода отжигающего импульса (отрицательные задержки) регистрируемая зависимость $I_{ВГ,р}(\psi)$ хорошо аппроксимировалась теоретической кривой вида $I_{ВГ,р}(\psi) \sim (1 - \cos 3\psi)^2$ (см. угловую зависимость на рис. 16, а). Отжиг осуществлялся одиночным импульсом с плотностью энергии $W > W_{пор} = 0,2$ Дж/см², длиной волны $\lambda \approx 620$ нм и длительностью $\tau_p = 90$ фс, падающим нормально на поверхность (111) кристаллического Si. Зондирование осуществлялось существенно более слабыми импульсами той же длины волны и длительности, направляемые под углом 45° на облученный участок поверхности с точно контролируемой задержкой после отжигающего импульса. На рис. 16, б и в показаны регистрируемые зависимости $I_{ВГ,р}(\psi)$ спустя 0,3 и 1 пс после импульса отжига. Разительное изменение характера зависимости $I_{ВГ,р}(\psi)$ наглядно свидетельствует о сверхбыстром изменении симметрии поверхности, которое полностью согласуется с представлением о лазерно-индуцируемом переходе 1 рода — плавлении поверхности. Изотропная зависимость $I_{ВГ,р}(\psi)$ спустя 1 пс после отжигающего воздействия соответствует изотропному расплаву приповерхностного слоя.

3. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ МОДУЛЯЦИЕЙ РЕЛЬЕФА И ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

3.1. Лазерно-индуцированные неустойчивости рельефа поверхности и проблема образования упорядоченных поверхностных структур

3.1.1. Оптическое возбуждение периодических поверхностных структур

В исследованиях импульсного лазерного воздействия на конденсированные среды важное место в последнее время заняла проблема возникновения упорядоченных поверхностных структур — оптически наведенных решеток. Типичная схема опыта по наведению решетки очень проста. Несфокусирован-

ный пучок импульсного лазера падает на поверхность поглощающего твердого тела; с поверхностью взаимодействует почти плоская световая волна. Тем не менее, на освещаемой поверхности возникает периодическая модуляция рельефа. Она образуется в процессе взаимодействия (длительность его изменяется от 10^{-3} до 10^{-11} с!) и обычно сохраняется после его прекращения. На рис. 17 показаны примеры наведенных лазером периодических структур. Эти структуры получены на различных материалах и с помощью разных лазеров.

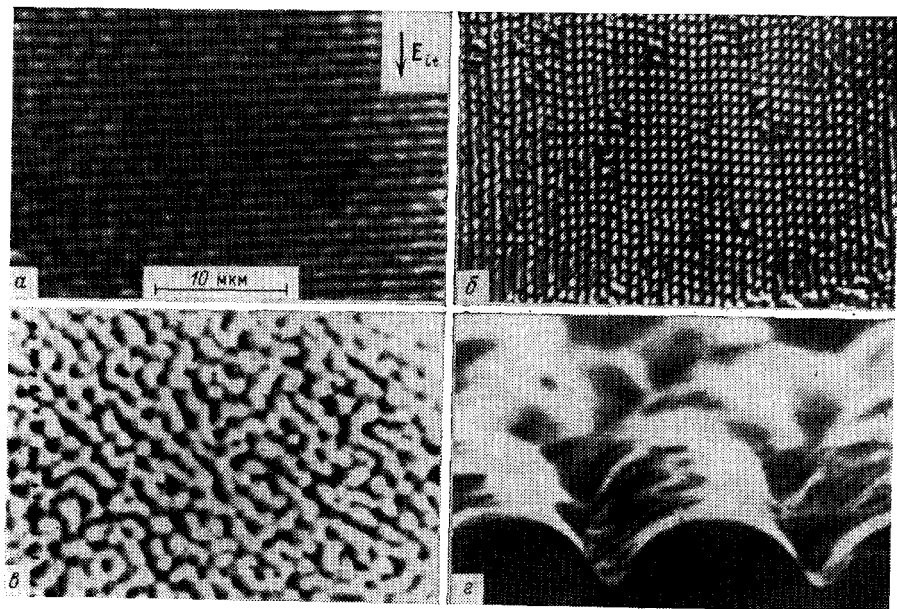


Рис. 17. Характерные периодические структуры, наводимые лазерным излучением на поверхности твердых тел.

а) — Одномерная решетка, образующаяся на поверхности полупроводника Ge при облучении его лазерным импульсом с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм ($I_l = 10$ МВт/см²; $\tau_p = 100$ нс, угол падения $\theta \approx 10^\circ$; стрелкой указано направление вектора $E_{\text{пл}}$)¹⁸⁰; б) — двумерная решетка, образующаяся на поверхности Ge под действием импульсов излучения с $\lambda = 1,06$ мкм большой интенсивности; сложная структура может быть связана с взаимодействием решеток¹⁴¹; в) — структура, образованная на поверхности германия волной с крутовой поляризацией при наклонном падении (интерпретацию см. на рис. 28)¹⁸⁰; г) — «замороженные» капиллярные волны на поверхности первоначально расплавленного CO₂-лазером кварца (получены с помощью сканирующего электронного микроскопа)¹⁵²

Следует отметить, что авторы ряда экспериментов не ограничились только регистрацией «замороженных» структур (наиболее эффективный метод основан на изучении дифракции пробного пучка лазера непрерывного действия¹⁸⁰ (см. ниже, рис. 28)); они, пользуясь техникой нестационарной дифракции пробного пучка, пытались проследить и динамику развития структуры в течение действия лазерного импульса *in situ* (см. например, ^{150–153, 202, 204}).

Результаты этих опытов показывают, что развитие периодических структур во времени носит характер неустойчивостей; динамика развития последних имеет много общего с хорошо известными в нелинейной оптике неустойчивостями при вынужденном рассеянии.

Впервые такие периодические структуры наблюдались около двадцати лет тому назад при облучении полупроводников Ge и Si импульсами излучения рубинового лазера¹³⁵. Но лишь примерно с 1980 г. начались интенсивные экспериментальные и теоретические исследования эффекта образования поверхностных решеток. Среди первых работ этого направления перечислим^{144, 104, 136, 137, 141}.

Образование поверхностных решеток наблюдается не только в полупроводниках Si, Ge, GaAs, InSb¹³⁵⁻¹⁴³, но и в металлах Ni, Cu, Pb, Al, сталь латунь¹⁴⁴⁻¹⁴⁶, диэлектриках NaCl, плавном и кристаллическом кварце¹⁴⁷⁻¹⁴⁹.

Помимо необратимых решеток (оставшихся после действия лазерного импульса), наблюдаются и обратимые решетки, существующие только в течение длительности импульса^{150,151}. Такие обратимые решетки возникают

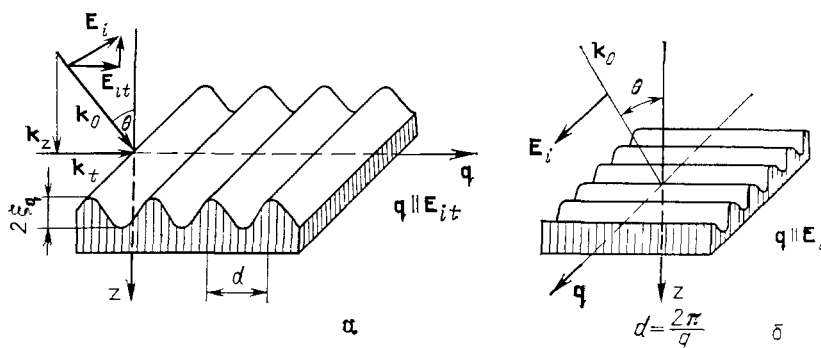


Рис. 18. Геометрия образования наиболее часто встречающихся («нормальных») решеток. а — р-поляризованная волна накачки (вектор E_i лежит в плоскости падения); б — s-поляризованная волна накачки (вектор E_i перпендикулярен плоскости падения); q — волновой вектор волны модуляции рельефа, параллелен проекции E_i на плоскость поверхности; в обоих случаях θ — угол падения

также при действии лазерных импульсов на жидкие металлы¹⁵², а также расплавы полупроводников¹⁵³. Наблюдаются не только одномерные, но и двумерные структуры¹³⁸, а также более сложные упорядоченные образования

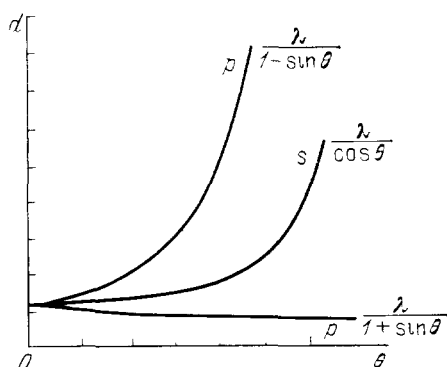


Рис. 19. Экспериментальная зависимость периода «нормальных» доминирующих поверхностных решеток при s- и р-поляризациях волны накачки от угла падения θ ¹³⁷

Для сильно поглощающей поверхности процесс образования периодической структуры схематически можно представить себе следующим образом:

1. Все начинается с возникновения периодически модулированного в пространстве (интерференционного) светового поля на поверхности. Причины его появления — интерференция падающей волны с волной, рассеянной реальной неоднородной поверхностью. При этом речь может идти не только о статических, но и о динамических (флуктуационных поверхностных волнах) неоднородностях.

¹⁴¹ (см. рис. 17). Периоды, ориентации решеток существенно зависят от характеристик лазерного излучения — угла падения θ , поляризации, частоты, энергии (рис. 18, 19). Образование решеток происходит при значительных вариациях параметров лазерного излучения ($\lambda = 0,308 - 10,6$ мкм, длительности импульсов $\tau_p = 10$ пс — 1 мс, интенсивности $I_1 = 5 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^8$ Вт/см²) (см. раздел 3.6).

Эксперименты по оптически наведенным поверхностным периодическим структурам стимулировали многочисленные теоретические исследования^{136,137,139,199,165,168-172}. К настоящему времени уже в основном сложилась физическая картина генерации периодических структур.

2. В периодически модулированном по интенсивности световом поле происходит неоднородный нагрев поверхности.

3. Наконец, если интенсивность лазерного излучения достаточно велика, неоднородный нагрев способен вызвать неоднородное плавление и испарение.

Естественно, что после выключения лазерного импульса след неоднородного нагрева (а тем более плавления и испарения) создает «замороженную» периодическую структуру.

Совершенно очевидно вместе с тем, что процессы нагрева, плавления и испарения связаны со сложным самосогласованным взаимодействием совершающей фазовый переход поверхности с лазерным излучением. Действительно, индуцируемое светом изменение структуры поверхности влияет, очевидно, на величины поглощаемой и рассеиваемой мощности — возникает обратная связь. Каков знак этой обратной связи? Возможна ли положительная обратная связь, а значит, и экспоненциально нарастающие в лазерном поле неоднородности? Каковы физические механизмы обратной связи? Это, безусловно, — наиболее интересные проблемы физики образования поверхностных структур.

Сейчас есть основания считать, что именно положительная обратная связь во многих случаях определяет основные закономерности образования периодических структур, а исходные неоднородности служат лишь «затравкой» для экспоненциально нарастающего процесса.

Ниже, основываясь прежде всего на работах нашей лаборатории^{165, 168, 171, 172}, мы излагаем теоретическую картину развития периодических структур; особый акцент делается на физику лазерно-индуцируемых неустойчивостей на поверхности.

Однако, прежде чем переходить к конкретным теоретическим моделям, обсудим более подробно качественную картину явления, складывающуюся на основе анализа экспериментальных данных.

3.1.2. Физика взаимодействия шероховатой поверхности с лазерным полем

Итак, первый этап процесса связан с возникновением интерференционного светового поля на поверхности. Поскольку на этом этапе задачу можно считать линейной, достаточно рассмотреть дифракцию падающего лазерного излучения с частотой ω на фурье-компоненте рельефа поверхности с волновым вектором \mathbf{q} , частотой $\Omega_{\mathbf{q}}$ и амплитудой $\xi_{\mathbf{q}}$. В результате возникают две дифрагированные приповерхностные волны — стоксова волна с частотой ω_s и волновым вектором \mathbf{k}_s и антистоксова волна ($\omega_{as}, \mathbf{k}_{as}$), причем выполняются условия

$$\begin{aligned}\omega_s &= \omega - \Omega_{\mathbf{q}}, & \omega_{as} &= \omega + \Omega_{\mathbf{q}}, \\ \mathbf{k}_s &= \mathbf{k}_t - \mathbf{q}, & \mathbf{k}_{as} &= \mathbf{k}_t + \mathbf{q},\end{aligned}\tag{3.1a}$$

где \mathbf{k}_t — проекция волнового вектора падающей волны на плоскость $z = 0$ (рис. 20). Интерференция прошедшей в среду волны накачки \mathbf{E}_t и двух дифрагированных волн \mathbf{E}_α ($\alpha = s, as$) создает пространственно-временное периодическое распределение интенсивности световой энергии в приповерхностном слое.

Наиболее универсальная причина возникновения неоднородностей — шероховатость реальной поверхности ($\Omega_{\mathbf{q}} = 0$); вместе с тем в ряде случаев могут играть роль поверхностные акустические волны (ПАВ)^{155–157}, а взаимодействие с расплавленной поверхностью существенно определяется возбуждением капиллярных волн (КВ)¹⁵⁸.

Условия (3.1a) при $\Omega_{\mathbf{q}} = 0$ позволяют дать наглядные представления о грубой структуре оптически наведенных решеток на поверхности металла с

диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ (обычно $|\varepsilon'| \gg 1$) (см. рис. 18, а). Известно, что в этих условиях возможно распространение экспоненциально затухающей при $z > 0$ и $z < 0$ поверхностной волны с волновым вектором

$$k_{\text{пов}} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{|\varepsilon'|}{|\varepsilon'| - 1} \right)^{1/2} \approx \frac{\omega}{c} = k_0.$$

Естественно, что падающая р-поляризованная лазерная волна будет особенно эффективно возбуждать поверхностную волну, когда $k_s \approx k_{\text{пов}}$, либо $k_{as} \approx k_{\text{пов}}$,

$$|k_t \pm q| \approx k_0 \quad (3.16)$$

и k_s и k_{as} лежат в плоскости поверхности.

Из (3.16) для р-волны, падающей под углом θ (см. рис. 18, а) можно найти период «резонансной» фурье-компоненты:

$$\frac{\omega}{c} \sin \theta \pm q = \pm \frac{\omega}{c} \left(\frac{|\varepsilon'|}{|\varepsilon'| - 1} \right)^{1/2} \approx \frac{\omega}{c},$$

откуда

$$q = \frac{2\pi}{d} = \frac{\omega}{c} (1 \pm \sin \theta), \quad d = \frac{\lambda}{1 \pm \sin \theta}.$$

Ясно, что найденная величина d определяет пространственный период интерференционного поля, а следовательно, и период оптической наведенной

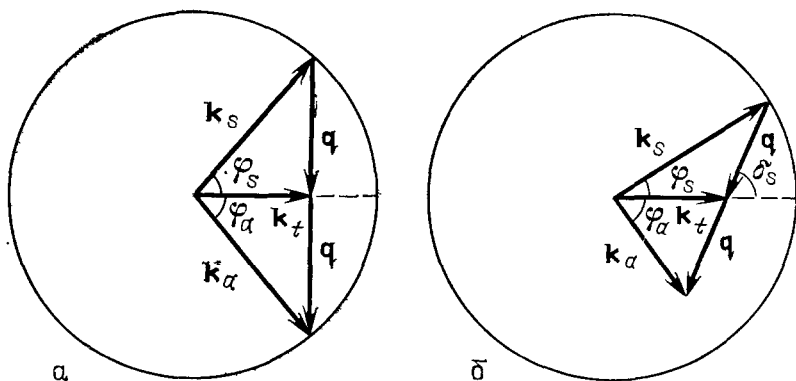


Рис. 20. Векторная диаграмма закона сохранения импульса.

а — вырожденный случай взаимной ориентации векторов q и k_t (при этом $k_s = k_a \approx k_0$), б — невырожденный случай взаимной ориентации векторов q и k_t (при этом $k_s \approx k_0$; $k_a \neq k_0$)

решетки. Решетки такого типа («нормальные» решетки) действительно наблюдаются на эксперименте. Стоит отметить, что условие, аналогичное (3.16), обсуждалось еще Рэлеем в связи с так называемой аномалией Вуда^{200,201}. Эти же резонансы в случае $\varepsilon' < -1$ частично ответственны за эффект гигантского комбинационного рассеяния света на молекулах, адсорбированных на гофрированной¹⁵⁹ или шероховатой¹⁶⁰ поверхности металла (см. также обзор¹⁶¹).

3.1.3. Развитие структур; механизмы обратной связи

Разумеется, приведенные соображения можно рассматривать лишь как наводящие.

Механизмы образования поверхностных структур могут быть различными для разных материалов, разных длин волн и различных интенсивностей лазерного излучения.

В качестве примера ситуации, когда дифракция падающей волны происходит не на статическом флуктуационном рельефе, а на распространяющейся

волне, укажем на эксперименты, в которых (за счет большой интенсивности лазера) возникновению периодических структур предшествует однородное плавление поверхности. В этом случае периодические структуры возникают благодаря возбуждению капиллярных волн (КВ) (см. ¹⁵² и недавний эксперимент ²⁰², где это выявлено особенно четко, а также ²¹⁵).

Закон дисперсии КВ (эти волны обусловлены поверхностным натяжением в жидкости) имеет вид $\Omega_q = (\sigma q^3/\rho)^{1/2}$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность, а константа затухания КВ $\gamma_q = 2\nu q^2$, где ν — кинематическая вязкость. Используя для расплава Ge значения $\sigma \approx 6 \cdot 10^2$ г/с², $\rho \approx 5$ г/см³, $\nu \approx 10^{-3}$ см²/с, а также тот факт, что при лазерном возбуждении КВ $q \sim k_0 \sim 6 \cdot 10^4$ см⁻¹ ($\lambda = 1,06$ мкм) (см. раздел 3.4), получаем, что возбуждаются КВ с $\Omega_q \sim 10^8$ с⁻¹, $\gamma_q = 10^7$ с⁻¹, скорость распространения которых $v_q = \Omega_q/q \sim 10^3$ см/с.

Как уже указывалось, результаты многих экспериментов (см., например, ²⁰², ²⁰³) свидетельствуют о том, что амплитуды начальных неоднородностей не играют существенной роли в формировании лазерно наведенных периодических структур; это является серьезным аргументом в пользу представлений о решающей роли положительной обратной связи.

Ниже излагается теория, охватывающая основные этапы возбуждения периодических поверхностных структур. В начале решается задача о дифракции падающей лазерной волны E_i на пространственно-временной компоненте Фурье модуляции рельефа поверхности. Общее решение приведено в разделе 3.2; в линейном по ξ_q приближении получены выражения для дифрагированных полей E_s и E_{as} внутри среды (аналогичные выражения для полей вне среды описывают спонтанное мандельштам-бриллюэновское рассеяние на ПАВ или КВ ¹⁵⁷).

Затем определенные таким образом поля E_s и E_{as} используются для вычисления температурного поля. Заключительный этап — замыкание цепочки обратной связи — требует рассмотрения уравнения для конкретного поверхностного возбуждения с соответствующими граничными условиями.

При рассмотрении ПАВ — это уравнение для вектора упругого смещения среды, при КВ — уравнения гидродинамики (3.20), при интерференционной неустойчивости испарения (ИНИ) — уравнение для скорости движения фронта испарения (3.17) (последние два уравнения необходимо рассматривать совместно; см. раздел 3.4).

Важно подчеркнуть, что решение задачи о дифракции (а следовательно, и последующие этапы рассмотрения) справедливы для сред с произвольным значением диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$. Поэтому результаты по описанию возбуждения ПАВ, КВ или ИНИ применимы для произвольных конденсированных сред — полупроводников, металлов и диэлектриков, а также их расплавов.

В частном случае $\epsilon' < -1$ (металлы, расплавы полупроводников и поларитонно-активные диэлектрики) дифрагированным волнам соответствуют индуцированные поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ).

С точки зрения нелинейной оптики возбуждение ПАВ или КВ происходит в результате вынужденного рассеяния света на поверхности, аналогичного вынужденному рассеянию света, обусловленному поглощением (ВРП) в объеме ¹⁶². Однако в отличие от рассеяния в объеме, где поглощение мало, так что константа затухания рассеянной волны $\gamma_{s, as} \ll \gamma_q$ — константы затухания материального возбуждения, на поверхности реализуется обратный случай $\gamma_{s, as} \gg \gamma_q$. Поэтому здесь рассеянная световая волна (ПЭВ) адиабатически подстроена под акустическую волну (ПАВ или КВ), которая и усиливается. Указанная аналогия проявляется, например, в таком факте, что, как и при объемном ВРП, критическая интенсивность возбуждения ПАВ не зависит от величины линейного поглощения среды ¹⁶⁵ (несмотря на то, что нагрев среды играет в этих эффектах первостепенную роль!). Отметим, что вынужденное рассеяние на поверхности поглощающих сред, обусловленное

гораздо более слабыми пондеромоторными силами, рассматривалось ранее в работе ¹⁶³, а в случае прозрачных сред — в работе ¹⁶⁴.

В настоящем разделе мы последовательно изложим теорию возникновения периодических поверхностных структур (теорию неустойчивостей ПАВ, КВ и ИНИ) и в заключение детально обсудим экспериментальные данные.

3.2. Д и ф ф р а к ц и я с в е т о в ы х в о л н н а п р о с т р а н с т в е н н о - в р е м е н н ы х м о д у л я ц и я х р е л ь е ф а п о в е р х н о с т и

Произвольную форму поверхности можно охарактеризовать ее пространственно-временным фурье-спектром; поэтому в линейном случае достаточно рассмотреть дифракцию световой волны на какой-либо одной фурье-компоненте рельефа.

Пусть плоская поверхность среды совпадает с плоскостью $z = 0$, а ось z направлена в глубь среды. При наличии модуляции поверхности среда заполняет полупространство $z \geq \xi(\mathbf{r}, t)$.

$$\xi(\mathbf{r}, t) = \xi_{\mathbf{q}}(t) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\Omega_{\mathbf{q}}t) + \text{к. с.}, \quad (3.2)$$

где $\mathbf{r} = \{x, y\}$ — вектор, лежащий в плоскости $z = 0$, $\xi_{\mathbf{q}}(t)$ — медленная амплитуда. Пусть из вакуума на поверхность падает плоская световая волна

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, z, t) = E_1 \exp(ik_t y + ik_z z - i\omega t) + \text{к. с.}, \quad (3.3)$$

где k_z и k_t — нормальная и тангенциальная проекции волнового вектора \mathbf{k}_0 (см. рис. 18).

Если учитывать лишь первый порядок дифракции, то поле вне среды ($z < \xi(\mathbf{r}, t)$) является суперпозицией падающей (i), отраженной (r) волн на частоте ω и двух дифрагированных волн с частотами ω_{α}

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & (E_i e^{ik_z z} + E_r e^{-ik_z z}) \exp(ik_t y - i\omega t) + \\ & + \sum_{\alpha=s, as} E'_{\alpha} \exp(ik_{\alpha} \mathbf{r} + \Gamma_{\alpha} z - i\omega_{\alpha} t) + \text{к. с.}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где ω_{α} , \mathbf{k}_{α} и Γ_{α} задаются формулами (3.1a). Поле внутри среды ($z \geq \xi(\mathbf{r}, t)$) является суммой прошедшей волны и двух дифрагированных волн,

$$\mathbf{E} = E_t \exp(ik_t y - \gamma z - i\omega t) + \sum_{\alpha=s, as} E_{\alpha} \exp(ik_{\alpha} \mathbf{r} - \gamma_{\alpha} z - i\omega_{\alpha} t) + \text{к. с.} \quad (3.5)$$

Задача о нахождении полей E_r , E_t и E_{α} , E'_{α} в линейном по $\xi_{\mathbf{q}}$ приближении рассматривалась в ряде работ (см., например, ^{159,137}). В рентгеновском диапазоне длин волн аналогичная задача рассматривалась в работе ²⁰⁶. Мы используем здесь формулы для дифракции на динамической решетке, полученные в ¹⁶⁵, но записанные в более простом виде при условии, что $\Omega_{\mathbf{q}} \ll \omega$. Амплитуды всех полей в (3.4) и (3.5) находятся из условий равенства тангенциальных составляющих векторов электрического и магнитного полей на границе раздела $z = \xi(\mathbf{r}, t)$.

* Введем константы

$$\gamma^2 = k_t^2 - k_0^2 \epsilon, \quad \gamma_{\alpha}^2 = k_{\alpha}^2 - k_0^2 \epsilon, \quad \Gamma_{\alpha}^2 = k_{\alpha}^2 - k_0^2 \quad (3.6)$$

($\text{Re } \gamma, \gamma_{\alpha} > 0$, $\text{Re } \Gamma_{\alpha} > 0$ при $k_{\alpha} > k_0$, $\text{Im } \Gamma_{\alpha} < 0$ при $k_{\alpha} < k_0$).

Тогда выражения для амплитуд полей внутри среды можно записать в виде

$$E_{tx} = \frac{2k_z}{k_z + i\gamma} E_{1x}, \quad E_{ty} = \frac{-2i\gamma k_z}{k_t(k_z e + i\gamma)} E_{1z}, \quad E_{tz} = \frac{2k_z}{k_z e + i\gamma} E_{1z}, \quad (3.7)$$

$$E_{ax} = \frac{2k_z(1-\varepsilon)}{\varepsilon\Gamma_\alpha + \gamma_\alpha} \xi_\alpha \left[\frac{k_{\alpha y}^2 - \gamma_\alpha \Gamma_\alpha}{k_z + i\gamma} E_{1x} - ik_{\alpha x} \frac{k_t \gamma_\alpha - \gamma k_{\alpha y}}{k_t(\varepsilon k_z + i\gamma)} E_{1z} \right], \quad (3.8)$$

$$E_{ay} = \frac{2k_z(1-\varepsilon)}{\varepsilon\Gamma_\alpha + \gamma_\alpha} \xi_\alpha \left[\frac{-k_{\alpha x} k_{\alpha y}}{k_z + i\gamma} E_{1x} + i \frac{\gamma \Gamma_\alpha \gamma_\alpha - k_t \gamma_\alpha k_{\alpha y} - \gamma k_{\alpha x}^2}{k_t(\varepsilon k_z + i\gamma)} E_{1z} \right], \quad (3.9)$$

$$E_{az} = \frac{2k_z(1-\varepsilon)}{\varepsilon\Gamma_\alpha + \gamma_\alpha} \xi_\alpha \left[\frac{-ik_{\alpha x} \Gamma_\alpha}{k_z + i\gamma} E_{1x} + \frac{k_t k_\alpha^2 - \gamma \Gamma_\alpha k_{\alpha y}}{k_t(\varepsilon k_z + i\gamma)} E_{1z} \right], \quad (3.10)$$

где $\varepsilon \equiv \varepsilon(\omega)$, $\xi_s = \xi_q(t)$, $\xi_{as} = \xi_q^*(t)$.

Формулы (3.7) — (3.10) справедливы для сред с произвольными значениями $\varepsilon(\omega)$. Аналогичные выражения имеют место и для полей вне среды 172.

Амплитуды дифрагированных волн (3.4) — (3.10) обладают резонансной зависимостью от k_α , обусловленной наличием в знаменателях (3.8) — (3.10) величины $\varepsilon(\omega) \Gamma_\alpha + \gamma_\alpha$. Рассмотрим, например, случай металлов и расплавов тех полупроводников, для которых в оптической области спектра $\varepsilon'(\omega) < 0$, причем

$$|\varepsilon'(\omega)| \gg \varepsilon''(\omega), \quad |\varepsilon'(\omega)| \gg 1. \quad (3.11)$$

В этом случае имеем для резонансного фактора, который фигурирует в (3.8) — (3.10):

$$l_\alpha \equiv \frac{k_0(\varepsilon - 1)}{\varepsilon(\omega_\alpha) \Gamma_\alpha + \gamma_\alpha} \approx \frac{k_0}{|\varepsilon'|^{1/2} (\Delta k_\alpha - i\Gamma_p)}; \quad (3.12)$$

здесь

$$\Delta k_\alpha = k_\alpha - \left(\frac{|\varepsilon'|}{|\varepsilon'| - 1} \right)^{1/2} k_0, \quad \Gamma_p = \frac{k_0 \varepsilon''}{2|\varepsilon'|^2} \ll k_0. \quad (3.13)$$

Ширина электромагнитного резонанса определяется константой затухания ПЭВ Γ_p .

Из соотношений (3.6), (3.8) — (3.10) и (3.12), (3.13) видно, что амплитуды дифрагированных волн резонансно возрастают (в $k_0/\Gamma_p |\varepsilon'|^{1/2} \gg 1$ раз), когда их волновые векторы k_α равны по модулю волновым векторам свободных ПЭВ (т.е. $\Delta k_\alpha = 0$), а дифрагированным волнам соответствуют индуцированные ПЭВ (их амплитуды, согласно (3.4) — (3.6), затухают экспоненциально при удалении от поверхности).

Резонансная зависимость амплитуд дифрагированных волн от k_α имеет место не только в случае металлов и расплавов полупроводников ($\varepsilon' < 0$), но и диэлектриков ($\varepsilon' > 0$). Это иллюстрируется рис. 21, где приведены качественные зависимости резонансного фактора l_α ($\alpha = s, as$) от k_s в случае, когда $|\varepsilon| \gg 1$ ($\varepsilon^{1/2} \equiv n + im$). Такое резонансное поведение l_α существенно для интерпретации экспериментальных результатов по генерации упорядоченных структур.

Из выражений (3.8) — (3.10) следует, что амплитуды дифрагированных волн линейно нарастают при увеличении ξ_q . В частности, для металлов вблизи резонанса из формулы (3.8) имеем $E_{ax} \approx (2k_0 \xi_\alpha) (|\varepsilon'|/|\varepsilon''|) E_{1x}$. Из этого выражения видно, что уже при амплитудах решеток $\sim 100 \text{ \AA}$ следует ожидать существенного преобразования волны накачки в дифрагированную волну. Так, например, в случае меди ($\varepsilon = -37 + i \cdot 3,4$ при $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) для решетки с амплитудой $2\xi_\alpha = 100 \text{ \AA}$ имеем $E_{ax} \approx 0,6 E_{1x}$. Как показано в 137, 205, учет нелинейных по ξ_q членов приводит к ограничению роста полей E_α и E'_α с ростом ξ_q .

Большая часть теоретических работ по поверхностным периодическим структурам ограничивается вычислением и анализом выражения для пространственной гармоника поглощенной в среде мощности Q_q , обусловленной

интерференцией^{139,136,199,207} (электродинамическая модель). Выражение для Q_q при $z = 0$ имеет вид (D — вектор индукции)

$$Q_q \equiv \left(E \frac{\partial D}{\partial t} \right)_{z=0} \sim (f_s + f_{as}) e^{-iqz} + \text{к.с.},$$

где f_s и f_{as} определены формулами (3.24), (3.26), (3.27). Из этих формул видно, что Q_q пропорциональна электродинамическим резонансным факторам (см. (3.12), (3.50), (3.51) и рис. 21). В электродинамической модели экстремумы Q_q по переменным q , φ_s , φ_{as} определяют периоды и направления доминирующих решеток. Такой подход позволяет предсказать, какие структуры возможны, но не позволяет ответить на вопрос, реализуются ли они в действительности.

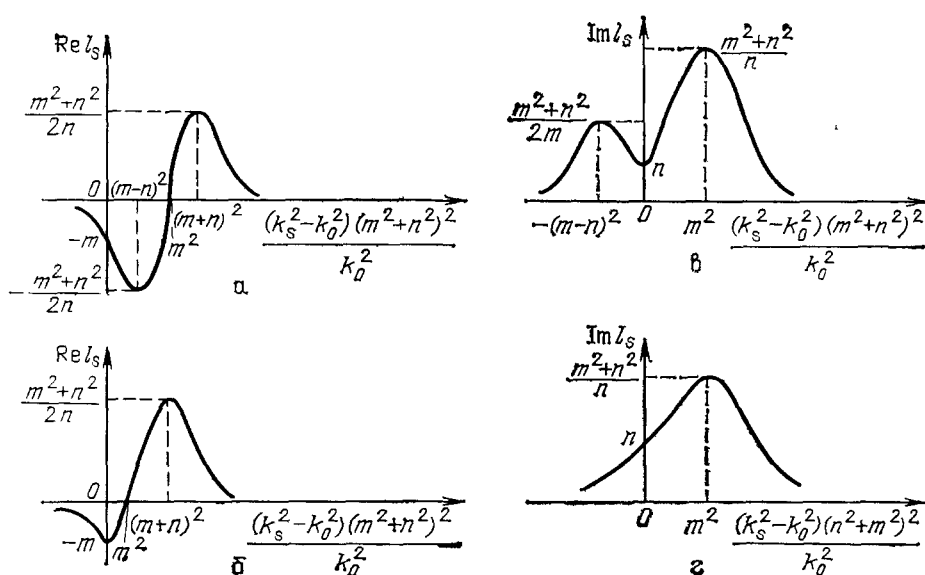


Рис. 21. а — Качественная зависимость действительной части электромагнитного фактора $\text{Re } l_s$ от k_s в случае металла ($\sqrt{\epsilon} = n + im$, $m > n$, $|\epsilon| \gg 1$ (по формуле (3.51))); б — качественная зависимость $\text{Re } l_s$ от k_s в случае диэлектрика ($m < n$, $|\epsilon| \gg 1$); в — качественная зависимость мнимой части электромагнитного фактора $\text{Im } l_s$ от k_s в случае металла ($m > n$, $|\epsilon| \gg 1$ (по формуле (3.51))); г — качественная зависимость $\text{Im } l_s$ от k_s в случае диэлектрика ($m < n$, $|\epsilon| \gg 1$)

Как будет показано в разделе 3.4, инкременты нарастания КВ также зависят от резонансных факторов (3.50), (3.51) (см. (3.54), (3.52)), и в зависимости от интенсивности накачки могут реализовываться различные ситуации, когда тот или иной экстремум резонансных факторов обуславливает образование доминирующей решетки. Таким образом, окончательный вывод о реализации той или иной решетки и оптимальных условиях этой реализации можно сделать лишь на основе теории поверхностных неустойчивостей.

3.3. Механизмы обратной связи в режиме, предшествующем плавлению.

Генерация связанных поверхностных электромагнитных и акустических волн

Этот эффект, обусловленный неоднородным тепловым расширением, подробно рассмотрен в работе¹⁶⁵. Главный интерес он представляет для интерпретации экспериментов с обратимыми решетками¹⁵⁰. Решение уравнения температуропроводности и уравнения для вектора смещения среды с соот-

ветствующими граничными условиями приводит к дисперсионному уравнению для $\Omega = \Omega_q - i\gamma_q$ ($\xi(r, t) = \xi_0 \exp(\gamma_q t + i\Omega_q t - iqr) + \text{к.с.}$, ξ_0 — затравочная амплитуда ПАВ). Из этого уравнения следует, что критическая интенсивность накачки для возбуждения рэлеевских ПАВ ($\Omega_q \sim c_t q$) определяется выражением

$$|E_1|_{\text{кр}}^2 \approx \frac{\gamma_\eta 2\pi c_t^2 \rho c V}{K \alpha \omega} \quad (\gamma_q > 0 \text{ при } |E_1|^2 > |E_1|_{\text{кр}}^2),$$

где γ_η — константа затухания ПАВ, $c_{l,t}$ — продольная и поперечная скорости звука, ρ — плотность среды, c_v — теплоемкость единицы объема, K — модуль всестороннего сжатия, α — коэффициент теплового расширения. Для меди, например, используя данные¹⁶⁷, имеем $I_{\text{кр}} \approx 2 \cdot 10^7$ Вт/см² при $\lambda = 1,06$ мкм.

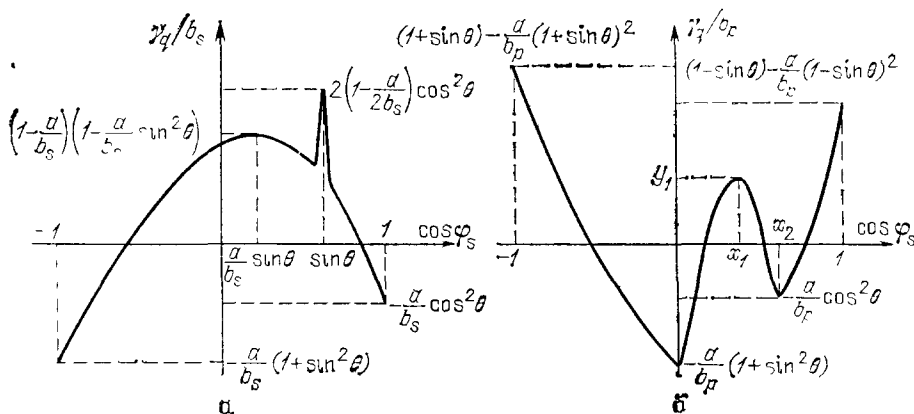


Рис. 22. а — Зависимость временного инкремента нарастания γ_q ПАВ от $\cos \varphi_s$ (см. ¹⁶⁵) в случае наклонного падения ($\theta \neq 0$) s-поляризованной волны накачки; б — зависимость временного инкремента ПАВ γ_q от $\cos \varphi_s$ в случае наклонного падения ($\theta \neq 0$) р-поляризованной волны накачки.

$$x_1 = \sin \theta \cdot [1 + (2a/b_p)]/2, \quad x_2 = \sin \theta, \quad y_1 = \sin^2 \theta \cdot [1 + (4a^2/b_p^2)]/4 - (a/b_p), \quad b_s \approx \frac{K\alpha}{4c_t^2} \frac{\omega |E_1|^2}{\pi c_v} \cos^2 \theta,$$

$$b_p = \frac{b_s}{\cos^2 \theta + | \varepsilon' | - 1}, \quad \alpha \approx \nu k_0^2/2$$

Помимо обычных (рэлеевских) ПАВ, дисперсионное уравнение¹⁶⁵ описывает также возбуждение нового класса ПАВ, для которых Ω_q определяется интенсивностью лазерной накачки и особенностями возбуждения ПАВ. Эти же ПАВ позднее исследовались в²¹⁶. При нормальном падении, например, лазерная накачка возбуждает статическую ПАВ ($\Omega_q = 0$) с

$$\gamma_q = \frac{2}{3} \left[\frac{2\omega K \alpha |E_1|^2}{\pi c_v \rho (c_l^2 - c_t^2)} - 2\chi K_0^2 \right],$$

где χ — коэффициент температуропроводности. Критическая интенсивность для случая меди ($\lambda = 10,6$ мкм) равна $I_{\text{кр}} \approx 2 \cdot 10^8$ Вт/см². При $I_1 > I_{\text{кр}}$ на поверхности нарастает статическая синусоидальная решетка, период которой равен длине волны возбуждающего излучения λ , а вектор q параллелен вектору E_1 .

Подробное исследование характеристик лазерно-индуцированных ПАВ в зависимости от параметров накачки проведено в¹⁶⁵. На рис. 22 приведены полученные там результаты по зависимостям инкрементов ПАВ от направления распространения ПАВ. При наклонном ($\theta \neq 0$) падении s-поляризованной и достаточно интенсивной накачки, в случае когда $2 \cos^2 \theta > 1$, абсолютный максимум γ_q достигается при $\cos \varphi_s = \cos \varphi_{as} = \sin \theta$ (см. рис. 22, а). Соответствующая частота и направление вектора ПАВ определяются

выражениями

$$\mathbf{q} \perp \mathbf{k}_t \text{ (т.е. } \mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_t), \quad q = k_0 \cos \theta, \quad \Omega_q = \beta c_t q. \quad (3.14)$$

Этот абсолютный максимум ПАВ обусловлен тем, что при $\cos \varphi_s = \cos \varphi_{as} = \sin \theta$ (т.е. при $\mathbf{q} \perp \mathbf{k}_t$), как видно из рис. 20, а, в резонансе находятся обе волны ПЭВ — стоксова ($\alpha = s$) и антистоксова ($\alpha = as$), в то время как при других ориентациях в резонансе находится лишь одна волна, либо $\alpha = s$, либо $\alpha = as$ (см. рис. 20, б).

При р-поляризации (как видно из рис. 22, б) максимум γ_q достигается для двух направлений \mathbf{q} ($\cos \varphi_s = \pm 1$); при этом генерируются две ПАВ с параметрами $\mathbf{q} \parallel \mathbf{k}_t$, $q = k_0 (1 - \sin \theta)$; $\mathbf{q} \uparrow \mathbf{k}_t$, $q = k_0 (1 + \sin \theta)$.

3.4. Генерация капиллярных волн и волн испарения при действии лазерного излучения на жидкие металлы полупроводники и диэлектрики

При наличии пространственно-однородного расплава поверхности (плотность энергии накачки $W > W_{пл}$) основную роль могут играть две неустойчивости: неустойчивость капиллярных волн (КВ) ^{146,168,169} и интерференционная неустойчивость пространственно-неоднородного испарения (ИНИ) ¹⁷⁰⁻¹⁷³. Обычно эти процессы рассматривают отдельно друг от друга. Однако при определенных условиях гидродинамические и испарительные эффекты могут оказывать влияние друг на друга ^{169,174}. В настоящем разделе мы рассмотрим обе эти неустойчивости на основе единого подхода.

В зависимости от степени нагрева поверхности обратную связь при генерации КВ и ИНИ осуществляют три механизма: 1) благодаря зависимости коэффициента поверхностного натяжения σ от T возникают термокапиллярные силы, раскачивающие КВ с частотой Ω_q и волновым вектором \mathbf{q} ; 2) давление отдачи в процессе пространственно-неоднородного испарения вещества с поверхности обеспечивает дополнительный вклад в раскачку КВ; 3) наконец, процесс непосредственного выноса массы вещества при пространственно-неоднородном испарении также ведет к нарастанию амплитуды модуляции рельефа.

В данном разделе получено общее дисперсионное уравнение, учитывающее вклады как испарительного механизма, так и генерацию КВ, решение которого $\Omega = \Omega_q - i\gamma_q$ задает инкремент γ_q и частоту Ω_q в зависимости от \mathbf{q} , ω , θ , интенсивности и поляризации волны накачки для сред с произвольными значениями диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' \equiv (n + im)^2$. Полученное дисперсионное уравнение позволяет определить области доминирования каждого из трех указанных механизмов образования решеток и с единой точки зрения описывает генерацию как обычных ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_{it}$, $q \sim k_0$, см. рис. 18), так и аномальных ($\mathbf{q} \perp \mathbf{E}_{it}$) решеток, а также мелкомасштабных ($q \gg k_0$) структур ($\mathbf{q} \perp \mathbf{E}_{it}$), наблюдавшихся в ^{146,175} (\mathbf{E}_{it} — проекция \mathbf{E}_i на плоскость $z = 0$).

Важно подчеркнуть, что КВ, ответственные за образование решеток, имеют закон дисперсии $\Omega = \Omega(\mathbf{q})$, существенно зависящий от параметров лазерного излучения. Поэтому рассмотренные здесь волны представляют собой, по существу, качественно новый класс КВ, который можно назвать лазерно-индуцированными КВ. Полученный здесь закон дисперсии этих волн описывает эффект генерации дублетов КВ. Из общего дисперсионного уравнения следует также существование лазерно-индуцированных волн испарения с дисперсионными характеристиками, зависящими от параметров лазерной накачки и значения $\epsilon(\omega)$ (см. раздел 3.5).

3.4.1. Пространственно-неоднородный нагрев, испарение и движение жидкости при действии излучения на вещество

Будем полагать, что расплав занимает полупространство $z > \xi(x, t)$,

$$\xi(x, t) = \xi_1(x, t) + \xi_2(x, t) = [\xi_1(t) + \xi_2(t)] e^{-iqx} + \text{к.с.} = \xi_q(t) e^{-iqx} + \text{к.с.}, \quad (3.15)$$

где $\xi_1(x, t)$ — произвольная фурье-компонента рельефа, формируемого при удалении вещества с поверхности в процессе испарения, а $\xi_2(x, t)$ — рельеф, возникающий благодаря возбуждению КВ (отметим, что в (3.15), в отличие от (3.2), $\xi_q(t)$ содержит полную зависимость от t).

Учтем, что из-за испарения вещества с поверхности граница раздела (3.15) движется как целое со скоростью v_0 вдоль оси z . Введем подвижную систему координат, x, y, z , связанную с неподвижной системой координат соотношениями $x = x', y = y', z = z' - v_0 t$. В подвижной системе координат граница раздела будет описываться формулой (3.15), а распределения полей (3.5) практически не изменяется вследствие малости времени установления стационарных амплитуд E_t, E_a (при вычислении их можно положить $\xi_q(t) = \text{const}, v_0 = 0$).

Давление насыщенного пара над поверхностью задается формулой ^{176, 177}

$$p_n = p_K \exp \left[\frac{U}{R} \left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{T(x, z, t)} \right) - \frac{\sigma}{RT(x, z, t)} q^2 \xi(x, t) \right], \quad (3.16)$$

а зависимость скорости испарения вещества от температуры определяется выражением

$$v_0 + \frac{\partial \xi_1(x, t)}{\partial t} = C_0 \exp \left[-\frac{U}{RT(x, z, t)} - \frac{\sigma q^2}{RT(x, z, t)} \xi(x, t) \right], \quad (3.17)$$

где p_K — давление насыщенного пара при температуре поверхности, равной T_K , U — энергия активации единицы объема, $R = \bar{n} k_B$, \bar{n} — число молекул вещества в единице объема, k_B — постоянная Больцмана. Константа C_0 определяется из экспериментальной зависимости p_n от T , если использовать связь ¹⁷⁶

$$p_n = v_0 (2\rho RT)^{1/2}, \quad (3.18)$$

где ρ — плотность вещества. Если предположить, что в процессе испарения возвращающиеся на поверхность молекулы прилипают, то давление отдачи приблизительно равно

$$p \approx \frac{p_n}{2}. \quad (3.19)$$

Будем полагать, что расплав представляет собой несжимаемую жидкость. В подвижной системе координат движение жидкости описывается уравнениями ¹⁵⁸

$$\Delta \varphi = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - v_0 \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = \nu \Delta \mathbf{A}, \quad \text{div } \mathbf{A} = 0, \quad \mathbf{v} = \text{grad } \varphi + \text{rot } \mathbf{A}, \quad (3.20)$$

где ν — кинематический коэффициент вязкости; φ, \mathbf{A} — скалярный и векторный потенциалы скорости жидкости \mathbf{v} . Представим температуру поверхности в виде

$$T(x, z, t) = T_0(z) + T_1(x, z, t), \quad (3.21)$$

где $T_0(z)$ — температура, характеризующая однородный вдоль поверхности $z = 0$ нагрев, а $T_1(x, z, t) \sim \xi(x, t)$ — пространственно-неоднородный нагрев жидкости. С точностью до членов, пропорциональных ξ^2 , граничные условия

при $z = 0$ можно записать с учетом (3.16) — (3.19) в следующей форме:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} - v_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - g_0 \xi(x, t) + \sigma_0 \frac{\partial^2 \xi(x, t)}{\partial x^2} + 2v \frac{\partial v_z}{\partial z} + p_{0T} \left(T_1 + \frac{\partial T_0}{\partial z} \xi(x, t) \right) - \frac{p_0 \sigma q^2}{RT_{0n}} \xi(x, t) = 0, \quad (3.22)$$

$$v \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \sigma_{0T} \left(\frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{\partial T_0}{\partial z} \frac{\partial \xi(x, t)}{\partial x} \right) = 0,$$

где $p_0 = p_n/2\rho$, $\sigma_0 = \sigma/\rho$, $\sigma_{0T} = d\sigma/\rho dT$, $p_{0T} = dp_n/2\rho dT$, $T_{0n} = T_0(z=0)$, $g_0 = g_c/\rho$, g_c — ускорение свободного падения. Компонента скорости v_z связана с $\xi_2(x, t)$ соотношением

$$v_z(x, z=0, t) = \frac{\partial \xi_2(t)}{\partial t}. \quad (3.23)$$

С использованием (3.7) — (3.10) нагрев жидкости при наличии испарения с поверхности, имеющей рельеф (3.15), описывается в подвижной системе координат уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v_0 \frac{\partial T}{\partial z} + v \nabla T = \chi \Delta T + f_0 e^{-\gamma_0 z} + [(f_s e^{-(\gamma_s + \gamma^*)z} + f_{as} e^{-(\gamma_{as}^* + \gamma)z}) \xi_q(t) e^{-iqx} + \text{к.с.}], \quad (3.24)$$

$$T(x, z, t=0) = T_n, \quad T(x, z=\infty, t) = T_n,$$

$$\left. \frac{\partial T(x, z, t)}{\partial n} \right|_{z=\xi(x, t)} = \frac{g}{\kappa} \left(v_0 + \frac{\partial \xi_1(x, t)}{\partial t} \right), \quad (3.25)$$

где $\kappa = c_p \chi$, c_p — теплоемкость единицы объема, $\gamma_0 = \gamma + \gamma^*$, g — скрытая теплота испарения единицы объема, T_n — начальная температура, n — нормаль к поверхности $z = \xi(x, t)$. Величины f_0 , f_s , f_{as} , характеризующие мощность тепловых источников, в случае s-поляризации падающего излучения и при произвольном значении $\varepsilon(\omega)$ равны

$$f_0 = \frac{2\omega \varepsilon'' k_z^2 |E_1|^2}{\pi c_p |k_z + i\gamma|^2}, \quad (3.26)$$

$$f_s = f_0 (\varepsilon - 1) \left(\frac{\gamma_s \Gamma_s \sin^2 \varphi_s}{\varepsilon \Gamma_s + \gamma_s} - \frac{k_0^2 \cos^2 \varphi_s}{\Gamma_s + \gamma_s} \right);$$

в случае же p-поляризации волны накачки получаем

$$f_0 = \frac{2\omega \varepsilon''}{\pi c_p} \frac{k_z^2}{|ek_z + i\gamma|^2} \frac{|\gamma|^2 + k_t^2}{k_0^2} |E_1|^2, \quad (3.27)$$

$$f_s = \frac{2\omega \varepsilon''}{\pi c_p} \frac{k_z^2}{|ek_z + i\gamma|^2} |E_1|^2 (1 - \varepsilon) \times \frac{|\gamma|^2 (k_s^2 \sin^2 \varphi_s - \gamma_s \Gamma_s) + k_s k_t [k_t k_s + (\gamma_s \gamma^* - \gamma \Gamma_s) \cos \varphi_s]}{k_0^2 (\varepsilon \Gamma_s + \gamma_s)},$$

где $\cos \varphi_\alpha = (\mathbf{k}_t \mathbf{k}_\alpha) / k_t k_\alpha$, $\alpha = s, as$. Величины f_{as} при s- и p-поляризациях волны накачки получаются из (3.26), (3.27) заменой: $\varepsilon \rightarrow \varepsilon^*$, $k_s \rightarrow k_{as}$, $\varphi_s \rightarrow \varphi_{as}$, $\gamma_s \rightarrow \gamma_{as}^*$, $\Gamma_s \rightarrow \Gamma_{as}^*$, $\gamma \rightarrow \gamma^*$.

Задачу (3.24) — (3.27) будем решать в два этапа. В стационарном режиме в нулевом по $\xi(x, t)$ приближении из (3.24) имеем *)

$$\begin{aligned} -v_0 \frac{dT_0(z)}{dz} &= \chi \Delta T_0(z) + f_0 e^{-\gamma_0 z}, \\ T_0(z=0) &= T_{0n}, \quad T_0(z=\infty) = T_n, \\ \left. \frac{dT_0(z)}{dz} \right|_{z=0} &= \frac{g v_0}{\kappa}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

*) Отметим, что замена стационарной задачи (3.28) на нестационарную задачу не влияет на вид дисперсионных уравнений (3.42), (3.45).

где $T_{0п}$ — неизвестная пока температура поверхности. Стационарное решение задачи (3.28) можно записать в виде

$$T_0(z) = Ae^{-\gamma_0 z} + Be^{-v_0 z/\chi} + T_H,$$

$$A = -\frac{f_0}{\gamma_0(\gamma_0\chi - v_0)}, \quad B = \frac{f_0\chi}{v_0(\chi\gamma_0 - v_0)} - \frac{g}{c_p}, \quad (3.29)$$

$$v_0 = \frac{f_0 c_p}{\gamma_0[g + c_p(T_{0п} - T_H)]} \quad (A + B = T_{0п} - T_H). \quad (3.30)$$

В нулевом по $\xi(x, t)$ приближении из формулы (3.17) получим

$$v_0 = C_0 e^{-U/RT_{0п}}. \quad (3.31)$$

Выражения (3.30), (3.31) определяют стационарные значения v_0 и $T_{0п}$ в зависимости от интенсивности и поляризации лазерного излучения.

Перейдем теперь к вычислению пространственно-неоднородного вдоль поверхности $z = 0$ распределения температуры $T_1(x, z, t)$. В линейном по $\xi(x, t)$ приближении из (3.24), (3.25) с учетом (3.28) имеем задачу

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial t} - v_0 \frac{\partial T_1}{\partial z} &= \chi \Delta T_1 - v_z \frac{\partial T_0}{\partial z} + [(f_s e^{-(\gamma_s + \gamma^*)z} + f_{as} e^{-(\gamma_{as}^* + \gamma)z}) \xi_q(t) e^{-iqx} + \text{к.с.}], \\ T_1(x, z, t=0) &= 0, \quad T_1(x, z=\infty, t) = 0, \\ \left. \frac{\partial T_1(x, z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} + \left. \frac{\partial^2 T_0(z)}{\partial z^2} \right|_{z=0} \xi(x, t) &= \frac{g}{\kappa} \frac{\partial \xi_1(x, t)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Для решения этой задачи необходимо вычислить v_z . Установившееся решение задачи (3.20) будем искать в виде

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-iqx - qz + i\Omega t) + \text{к.с.}, \quad \Omega = \Omega_q - i\gamma_q, \quad (3.33)$$

$$A_y = a_0 \exp(-iqx - \delta z + i\Omega t) + \text{к.с.}, \quad A_x = A_z = 0,$$

$$\xi_1(t) = \xi_{10} \exp(i\Omega t), \quad \xi_2(t) = \xi_{20} \exp(i\Omega t), \quad \xi_0 = \xi_{10} + \xi_{20}, \quad (3.34)$$

где φ_0 , a_0 , ξ_0 определяют движение жидкости и рельеф поверхности благодаря наличию флуктуаций, δ — некоторая константа. Подставляя (3.33) в (3.20), получим

$$i\Omega + v_0 \delta = v(\delta^2 - q^2), \quad \text{т. е.} \quad \delta = \frac{v_0}{2v} + \left(q^2 + \frac{i\Omega}{v} + \frac{v_0^2}{4v^2} \right)^{1/2}, \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned} v_x &= (-iq\varphi_0 e^{-qz} + \delta a_0 e^{-\delta z}) e^{-iqx + i\Omega t} + \text{к.с.}, \quad v_y = 0, \\ v_z &= (-q\varphi_0 e^{-qz} - iqa_0 e^{-\delta z}) e^{-iqx + i\Omega t} + \text{к.с.} \end{aligned} \quad (3.36)$$

Из формулы (3.23) с учетом (3.15), (3.34) находим связь

$$\xi_{20} = -\frac{qa_0 + iq\varphi_0}{i\Omega}. \quad (3.37)$$

Подставим (3.34), (3.36), (3.37) в (3.32) и будем установившееся распределение $T_1(x, z, t)$ искать в форме

$$T_1(x, z, t) = T_{10}(z) \exp(-iqx + i\Omega t).$$

Величина $T_{10}(z)$ легко находится из (3.32), но имеет довольно громоздкий вид. Однако для вывода дисперсионного уравнения достаточно определить

$T_1(x, z=0, t)$. Вводя обозначения

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{f_s}{\gamma_T [\chi(\gamma_T + \gamma_s + \gamma^*) - v_0]} + \frac{f_{as}}{\gamma_T [\chi(\gamma_T + \gamma_{as}^* + \gamma) - v_0]} - \\ &\quad - \frac{f_0}{\chi\gamma_T} - \frac{gi\Omega}{\gamma_T\kappa} + \frac{gv_0}{\kappa} \left(1 - \frac{v_0}{\chi\gamma_T}\right), \\ A_2 &= \frac{f_0}{\chi\gamma_T [\chi(\gamma_T + \gamma_0 + q) - v_0] (\gamma_T + q)} + \frac{\chi(\gamma_T + q) - v_0}{\chi(\gamma_T + q)} \frac{g}{\gamma_T\kappa}, \\ A_3 &= \frac{f_0}{\chi\gamma_T [\chi(\gamma_T + \gamma_0 + \delta) - v_0] (\gamma_T + \delta)} + \frac{\chi(\gamma_T + \delta) - v_0}{\chi(\gamma_T + \delta)} \frac{g}{\gamma_T\kappa}, \\ \gamma_T &= \frac{v_0}{2\chi} + \left(q^2 + \frac{i\Omega}{\chi} + \frac{v_0^2}{4\chi^2}\right)^{1/2}, \quad (T_{10}(z) \sim e^{-\gamma_T z}), \end{aligned} \right\} \quad (3.38)$$

запишем $T_1(x, z=0, t)$ в виде

$$T_1(x, z=0, t) = \left[\left(A_1 - \frac{gv_0}{\kappa} \right) \xi_0 - qA_2\varphi_0 - iqA_3a_0 \right] e^{-iqx + i\Omega t} + \text{к. с.} \quad (3.39)$$

Таким образом, распределение температуры является линейной функцией затравочных флуктуационных амплитуд ξ_0, φ_0, a_0 .

3.4.2. Дисперсионное уравнение для волн модуляции рельефа.

*Конкуренция трех механизмов обратной связи
в формировании поверхностных структур
в зависимости от режима лазерного нагрева жидкости*

Чтобы получить распределение температуры на поверхности $z = \xi(x, t)$, разложим (3.24) в ряд Тейлора с точностью до членов пропорциональных ξ^2 . С учетом последнего граничного условия (3.28) имеем

$$T(x, z = \xi(x, t), t) = T_{0п} + \frac{gv_0}{\kappa} \xi(x, T) + T_1(x, z=0, t).$$

Используя это выражение, линеаризуем по $\xi(x, t)$ соотношение (3.17). Принимая во внимание (3.34), получим

$$\frac{\partial \xi_1(x, t)}{\partial t} = \left(\frac{gv_0^2 U}{\kappa RT_{0п}^2} - \frac{\sigma v_0}{RT_{0п}} q^2 \right) \xi(x, t) + \frac{v_0 U}{RT_{0п}^2} T_1(x, z=0, t). \quad (3.40)$$

Подставим теперь (3.15), (3.34), (3.37), (3.39) в уравнение (3.40) и граничные условия (3.22). В результате приходим к системе трех линейных однородных уравнений относительно затравочных амплитуд ξ_0, φ_0, a_0 :

$$\left. \begin{aligned} (i\Omega + \gamma_{п} - v_T A_1) \xi_0 + (v_T q A_2 + q) \varphi_0 + i(v_T q A_3 + q) a_0 &= 0, \\ \left(\frac{\omega_0^2}{q} - p_{0T} A_1 \right) \xi_0 + (p_{0T} q A_2 - i\Omega - 2v_T q^2 - v_0 q) \varphi_0 + \\ &\quad + i(p_{0T} q A_3 - 2v_T q \delta) a_0 = 0, \\ -\sigma_{0T} q A_1 \xi_0 + (\sigma_{0T} q^2 A_2 + 2v_T q^2) \varphi_0 + i[\sigma_{0T} q^2 A_3 + \\ &\quad + v(\delta^2 + q^2)] a_0 = 0, \end{aligned} \right\} \quad (3.41)$$

где

$$\begin{aligned} v_T &= \frac{v_0 U}{RT_{0п}^2}, \quad p_{0T} = \frac{p_{п} U}{2\rho RT_{0п}^2}, \\ \gamma_{п} &= \frac{v_T \sigma T_{0п} q^2}{U}, \quad \omega_0^2 = g_0 q + \sigma_0 q^3 + \frac{p_{0T} \sigma T_{0п} q^3}{U} \end{aligned}$$

(ω_0 — частота свободных KB). Условие нетривиальной разрешимости системы (3.41) приводит к дисперсионному уравнению.

Анализ экспериментальных данных показывает, что во всех практически интересных случаях $\gamma_{п} \ll |\Omega|$, $4v_T q^2$. С учетом этого дисперсионное

уравнение, следующее из (3.41), имеет вид

$$\begin{aligned}
 (i\Omega)^3 + (i\Omega)^2 [4vq^2 + v_0(q + \delta)] + i\Omega [4v^2q^3(q - \delta) + \omega_0^2 + 2vq^2v_0(q + \delta) + \\
 + v_0^2q\delta] + \omega_0^2v_0\delta = \{ -\sigma_{0T}q^2 [i\Omega + 2vq(q - \delta) + v_0q] + \\
 + p_{0T}q [i\Omega + v_0\delta] + v_T [(i\Omega)^2 + i\Omega (4vq^2 + v_0(\delta + q)) + 4v^2q^3(q - \delta) + \\
 + 2vq^2v_0(\delta + q) + v_0^2\delta q] \} A_1 + \{ -\sigma_{0T}q^2 [i\Omega 2vq\delta + \omega_0^2] + \\
 + p_{0T}q [(i\Omega)^2 + i\Omega (2vq^2 + \delta v_0)] - v_T \omega_0^2 [i\Omega + \delta v_0 + 2vq^2] \} A_2 + \\
 + \{ -\sigma_{0T}q^2 [(i\Omega)^2 + i\Omega (2vq^2 + v_0q) + \omega_0^2] - p_{0T}qi\Omega 2vq^2 + v_T 2vq^2\omega_0^2 \} A_3, \quad (3.42)
 \end{aligned}$$

При тех параметрах волны накачки, для которых $\gamma_q > 0$, происходит экспоненциальное во времени нарастание амплитуд соответствующих фурье-компонент рельефа поверхности. Скорость этого нарастания определяется термокапиллярными силами ($\sim \sigma_{0T}$), силами испарительного давления ($\sim p_{0T}$) и процессом непосредственного выноса массы вещества при испарении ($\sim v_T$). Вклады, соответствующие этим процессам, в величину Ω соотносятся, согласно (3.42), приближенно как $|\sigma_{0T}| q^2 : p_{0T}q : v_T : \Omega$.

При достаточно малых интенсивностях накачки, когда температура поверхности $T_{0п}$ такова, что выполняется неравенство

$$|\sigma_{0T}| q > \frac{\rho_n U}{2\rho RT_{0п}^2}, \quad (3.43)$$

доминирует термокапиллярный механизм возбуждения модуляций рельефа. При нарушении условия (3.43), что происходит при повышении интенсивности накачки, становится необходимым учет влияния испарительного давления на движение жидкости. При дальнейшем возрастании интенсивности, когда $|\Omega|$ нарастает настолько, что (здесь мы учли соотношение (3.18))

$$|\Omega| > \left(\frac{\pi R T_{0п}}{2\rho} \right)^{1/2} q, \quad (3.44)$$

определяющим оказывается вынос массы вещества при испарении.

Комплексная частота $\Omega(q)$, согласно уравнению (3.42), существенно зависит от параметров падающего излучения через величины A_1, A_2, A_3 . Первые два члена в выражении (3.38) для A_1 возникают благодаря наличию интерференционных тепловых источников (f_s, f_{as}) в (3.32). Величина их зависит от ориентации q относительно плоскости падения лазерного излучения. Третий член в A_1 , соответствующий в граничном условии (3.32) члену, пропорциональному $d^2 T_0/dz^2$, характеризует тепловой вклад в Ω , не зависящий от ориентации q . Величины A_2, A_3 , учитывающие эффект «увеличения» в жидкости, не зависят от ориентации q и соответствуют в (3.32) члену $v_2 dT_0/dz$.

3.4.3. Генерация КВ и характеристики доминирующих поверхностных структур при s-поляризации волны накачки

Когда температура поверхности не сильно превышает температуру плавления, так что выполняется выполненное условие (3.43), то в (3.35), (3.38), (3.42) можно положить $v_0 = p_{0T} = v_T = 0$, т. е. пренебречь эффектами испарения. При этом, после некоторых преобразований, из (3.42) получим дисперсионное уравнение, описывающее неустойчивость амплитуд КВ при произвольной поляризации накачки:

$$\begin{aligned}
 (i\Omega)^2 + 4i\Omega vq^2 + 4v^2q^3(q - \delta) + \omega_0^2 = \\
 = \frac{a_q(\delta - q)}{\delta + q} - \left[\frac{2q\delta}{\delta^2 - q^2} + \frac{\omega_0^2}{(i\Omega)^2} \right] b_q + \left[\frac{\delta^2 + q^2}{\delta^2 - q^2} + \frac{\omega_0^2}{(i\Omega)^2} \right] c_q, \quad (3.45)
 \end{aligned}$$

где

$$a_q = |\sigma_{0T}| \left[\frac{f_s q^2}{\chi \gamma_T (\gamma_T + \gamma_s + \gamma^*)} + \frac{f_{as} q^2}{\chi \gamma_T (\gamma_T + \gamma_{as}^* + \gamma)} - \frac{f_0 q^2}{\chi \gamma_T} \right], \quad (3.46)$$

$$b_q = |\sigma_{0T}| \frac{f_0 q^2 (\gamma_T - q)}{\chi \gamma_T (\gamma_T + \gamma_0 + q)}, \quad c_q = |\sigma_{0T}| \frac{f_0 q^2 (\delta - \gamma_T)}{\chi \gamma_T (\gamma_T + \gamma_0 + \delta)} \frac{v}{\chi - v}.$$

Здесь мы учли, что $\sigma_{0T} < 0$, положив $(-\sigma_{0T}) = |\sigma_{0T}|$.

Если f_0 и f_s задаются формулами (3.26), то уравнение (3.45) описывает скорость нарастания (затухания) фурье-амплитуд КВ при s-поляризации накачки и произвольных значениях $\varepsilon(\omega)$.

Для простоты будем полагать далее, что выполняются условия

$$v \ll \chi, \quad |\varepsilon| \gg 1, \quad \gamma_0 \gg |\gamma_T|, \quad |\Omega| \gtrsim \omega_0, \quad |\Omega| \gg vq^2. \quad (3.47)$$

Такая ситуация часто реализуется в экспериментах (например, в ^{145, 139, 153}). Легко видеть, что при условиях (3.47) уравнение (3.45) существенно упрощается и принимает вид

$$(i\Omega)^2 = a_q - \omega_0^2. \quad (3.48)$$

Подставим (3.26) в (3.46) и учтем соотношение $(k_\alpha^2 - \gamma_\alpha \Gamma_\alpha)(\Gamma_\alpha + \gamma_\alpha) = k_0^2 (\varepsilon \Gamma_\alpha + \gamma_\alpha)$, $\alpha = s, as$. Тогда выражение для a_q можно записать в форме

$$a_q = \frac{|\sigma_{0T}| f_0 q^2}{\chi \gamma_T} \left[\frac{\varepsilon - 1}{\gamma_T + \gamma_s + \gamma^*} \left(\frac{k_s^2 \sin^2 \varphi_s}{\varepsilon \Gamma_s + \gamma_s} - \frac{k_0^2}{\Gamma_s + \gamma_s} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\varepsilon^* - 1}{\gamma_T + \gamma_{as}^* + \gamma} \left(\frac{k_{as}^2 \sin^2 \varphi_{as}}{\varepsilon^* \Gamma_{as}^* + \gamma_{as}^*} - \frac{k_0^2}{\Gamma_{as}^* + \gamma_{as}^*} \right) - 1 \right]. \quad (3.49)$$

Единица в фигурных скобках (3.49) соответствует чисто тепловому не зависящему от ориентации q вкладу в величину Ω . Мы покажем сейчас, что a_q испытывает резонансное возрастание, когда $k_s \approx k_0$ или $k_{as} \approx k_0$. Принимая во внимание условия (3.47), в выражении (3.49) вблизи резонанса можно положить:

$$\Gamma_s + \gamma_s \approx \gamma_s \approx (m - in) k_0, \quad \Gamma_{as}^* + \gamma_{as}^* \approx \gamma_{as}^* \approx (m + in) k_0, \\ \gamma_T + \gamma_s + \gamma^* \approx \gamma_T + \gamma_{as}^* + \gamma \approx 2k_0 m.$$

При этом сумма членов, пропорциональных $k_0^2/(\Gamma_\alpha + \gamma_\alpha)$, в точности компенсирует единицу в фигурных скобках (3.49). В результате вблизи резонанса имеем

$$a_q = \frac{|\sigma_{0T}| f_0 q^2}{\chi \gamma_T \cdot 2m} (l_s \sin^2 \varphi_s + l_{as}^* \sin^2 \varphi_{as}), \quad l_\alpha = \frac{\varepsilon k_0}{\varepsilon \Gamma_\alpha + \gamma_\alpha} \quad (\alpha = s, as). \quad (3.50)$$

Введем обозначения

$$x_s = \left(\frac{k_s^2 - k_0^2}{k_0^2} \right)^{1/2} - \beta_m, \quad y_s = \left(\frac{k_0^2 - k_s^2}{k_0^2} \right)^{1/2} + \beta_n, \\ \beta_m = \frac{m}{m^2 + n^2}, \quad \beta_n = \frac{n}{m^2 + n^2}.$$

В этих обозначениях реальную и мнимую части l_s около резонанса ($k_s \approx k_0$) можно записать в виде

$$\text{Re } l_s = \frac{x_s}{x_s^2 + \beta_n^2}, \quad \text{Im } l_s = \frac{\beta_n}{x_s^2 + \beta_n^2}, \quad \text{если } k_s \gtrsim k_0, \\ \text{Re } l_s = -\frac{\beta_m}{y_s^2 + \beta_m^2}, \quad \text{Im } l_s = \frac{y_s}{y_s^2 + \beta_m^2}, \quad \text{если } k_s \lesssim k_0. \quad (3.51)$$

Качественные зависимости $\text{Re } l_s$, $\text{Im } l_s$ от k_s для металлов ($m > n$) и диэлектриков ($m < n$) представлены на рис. 21. Будем полагать, далее $q^2 +$

$+(\gamma_q/\chi) > \Omega_q/\chi$, так что можно считать $\gamma_t \approx \gamma_{0t} = [q^2 + (\gamma_q/\chi)]^{1/2}$ действительной величиной. Тогда, подставляя (3.51) в (3.50), получим в области $k_\alpha \geq k_0$

$$\begin{aligned} a &= \frac{|\sigma_{0t}| f_0 q^2}{\chi \gamma_{0t} 2m} \left(\frac{x_s \sin^2 \varphi_s}{x_s^2 + \beta_n^2} + \frac{x_{as}^2 \sin^2 \varphi_{as}}{x_{as}^2 + \beta_n^2} \right), \\ b &= \frac{|\sigma_{0t}| f_0 q^2}{\chi \gamma_{0t} 2m} \left(\frac{\beta_n \sin^2 \varphi_s}{x_s^2 + \beta_n^2} - \frac{\beta_n \sin^2 \varphi_{as}}{x_{as}^2 + \beta_n^2} \right), \end{aligned} \quad (3.52)$$

где $a \equiv \text{Re } a_q$, $b \equiv \text{Im } a_q$. Аналогичные выражения для a и b можно написать в области $k_\alpha \leq k_0$, в которой для металлов имеется локальный максимум величины b (см. рис. 21, *в*, *г*). Выражение для f_0 в (3.52) при $|\varepsilon| \gg 1$ можно записать, согласно (3.26), в виде

$$f_0 \approx \frac{4k_0 I_1}{c_p} \frac{2mn}{m^2 + n^2} \cos^2 \theta, \quad I_1 = \frac{c |\mathbf{E}_i|^2}{2\pi}. \quad (3.53)$$

В обозначениях (3.52) решение уравнения (3.48) имеет вид

$$\begin{aligned} \gamma_q^2 &= \frac{a - \omega_0^2}{2} + \frac{1}{2} [(a - \omega_0^2)^2 + b^2]^{1/2}, \\ \Omega_q &= \frac{b}{|b|} \left\{ -\frac{a - \omega_0^2}{2} + \frac{1}{2} [(a - \omega_0^2)^2 + b^2]^{1/2} \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Из (3.54) и (3.52) видно, что величина γ_q максимальна у тех КВ, для которых достигаются максимальные значения a и b^2 . В случае, когда $|\varepsilon| \gg 1$ (см. рис. 21) $a = \max$ при $k_\alpha^2 = k_0^2 + (m+n)^2 k_0^2 / (m^2 + n^2)^2 \approx k_0^2$, а $b^2 = \max$ при $k_\alpha^2 = k_0^2 + m^2 k_0^2 / (m^2 + n^2) \approx k_0^2$.

Это означает, что для доминирующих КВ модуль $|\mathbf{k}_\alpha| \approx k_0$ фиксирован, а направление \mathbf{k}_α остается пока произвольным (см. рис. 20). В соответствии с законом сохранения импульса (3.1а) волновые векторы этих КВ находятся из соотношения

$$q^2 = k_\alpha^2 + k_t^2 - 2k_\alpha k_t \cos \varphi_\alpha. \quad (3.55)$$

В дальнейшем те КВ, для которых $k_s = k_a$, $\sin^2 \varphi_s = \sin^2 \varphi_a$ будет называть вырожденными. Вырожденный случай ориентации \mathbf{q} (или \mathbf{k}_α) реализуется: а) при $\theta = 0$ и произвольных значениях φ_s ; б) при $\theta \neq 0$ и $\delta_s = \pi/2$ (см. рис. 20, *а*). Все остальные КВ будем называть невырожденными. Для вырожденных КВ одновременно две дифрагированных электромагнитных волны (стоксова и антистоксова) дают одинаковый резонансный вклад в величину a (3.52), при этом $b = 0$. В невырожденном случае лишь одна из двух волн (стоксова или антистоксова) может давать резонансный вклад в a и b^2 .

Введем величину

$$a_1 = \frac{4k_0 |\sigma_{0t}| I_1 q^2 \cos^2 \theta \sin^2 \varphi_s}{\chi c_p [q^2 + (\gamma_q/\chi)]^{1/2}}. \quad (3.56)$$

Тогда с учетом сделанных выше замечаний сформулируем результаты следующим образом. Максимум γ_q для вырожденных КВ достигается при $k_s^2 = k_0^2 + (m+n)^2 k_0^2 / (m^2 + n^2)^2$ и равен ($a = \max$, $b = 0$)

$$\begin{aligned} \gamma_q^2 &= 0, & \Omega_q^2 &= \omega_0^2 - a_1, & \text{если } a_1 &\leq \omega_0^2, \\ \gamma_q^2 &= a_1 - \omega_0^2, & \Omega_q &= 0, & \text{если } a_1 &> \omega_0^2, \end{aligned} \quad (3.57)$$

где в выражении (3.56) для a_1 , согласно (3.55), следует положить $q \approx k_0 \cos \theta$, $\sin^2 \varphi_s \approx \cos^2 \theta$. Максимальные значения γ_q для невырожденных КВ при $a_1 \leq 24\omega_0^2/7$ достигаются при $k_s^2 = k_0^2 + m^2 k_0^2 / (m^2 + n^2)^2$ и равны ($a = 0$, $b = \max$)

$$\gamma_q^2 = \frac{1}{2} [-\omega_0^2 + (\omega_0^4 + a_1^2)^{1/2}], \quad \Omega_q = \frac{a_1}{2\gamma_q}, \quad (3.58)$$

а при $a_1 > 24\omega_0^2/7$ максимальные значения γ_q задаются формулой ($k_s^2 = k_0^2 + k_0^2(m+n)^2/(m^2+n^2)^2$, $a = \max$, $b \neq 0$)

$$\gamma_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{a_1}{2} - \omega_0^2 + \left[\left(\frac{a_1}{2} - \omega_0^2 \right)^2 + \frac{a_1^2}{4} \right]^{1/2} \right\}, \quad \Omega_q = \frac{a_1}{4\gamma_q}. \quad (3.59)$$

В выражениях (3.58), (3.59) a_1 определена формулой (3.56). Формулы (3.57) — (3.59) задают частоты доминирующих КВ и инкременты нарастания амплитуд в зависимости от ориентации q и интенсивности накачки. На рис. 23

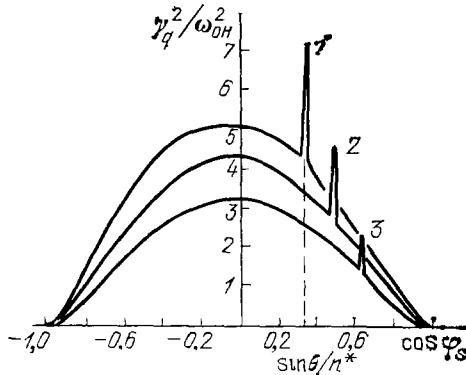


Рис. 23. Теоретическая зависимость инкремента γ_q доминирующих КВ в расплаве германия от ориентации q и угла падения s -поляризованной накачки по формулам (3.55) — (3.59).

$T_{пл} = 1200$ К, $\rho = 5,51$ г/см³, $v = 1,35 \cdot 10^3$ см²/с, $\chi = 0,1$ см²/с, $c_p = 2,45 \cdot 10^3$ эрг/см² град^{1/2}; $\sigma = 600$ дин/см, $\sigma_{от} = 0,07$ см²/с² град^{1/2}; $\epsilon = -32 + i 72$. Параметры накачки $\lambda = 1$ мм, $I_1 = 2 \cdot 10^3$ Вт/см², $\omega_{0H} = 1,64 \cdot 10^8$ с⁻¹.
1 — $\theta = 20^\circ$; 2 — $\theta = 30^\circ$; 3 — $\theta = 40^\circ$

изображена зависимость γ_q от $\cos \varphi_s$ при трех значениях θ по формулам (3.57) — (3.59). Абсолютный максимум γ_q соответствует КВ с параметрами

$$q \parallel E_1, \quad q = q_1 \equiv k_0 (n^{*2} - \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad n^{*2} = 1 + \frac{(m+n)^2}{(m^2+n^2)^2}. \quad (3.60)$$

Из рис. 23 видно, что при $\theta \gtrsim 35-40^\circ$ абсолютный максимум γ_q достигается при $\cos \varphi_s \approx 0$, т. е. для невырожденной волны с параметрами (см. рис. 20)

$$q \approx k_0 (1 + \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad \cos \delta_s = - \frac{\sin \theta}{(1 + \sin^2 \theta)^{1/2}}. \quad (3.61)$$

При этом вектор q волны (3.61) ни параллелен и ни перпендикулярен E_1 . Подчеркнем, что рис. 23 носит скорее качественный характер, так как при вычислении γ_q мы полагали в (3.56) $q^2 + (\gamma_q/\chi) \approx q$.

Отметим, что как для металлов, так и диэлектриков инкременты доминирующих КВ (это видно из (3.55) — (3.59)) практически не зависят от n и m . Это происходит из-за того, что зависимость величин a и b от m , n , входящая в (3.52) через f_0 , компенсируется зависимостью от m , n резонансного фактора (3.51).

3.4.4. Генерация КВ и характеристики доминирующих поверхностных структур при p -поляризации волны накачки

В этом случае в уравнении (3.45), (3.46) величины f_0 и f_s задаются формулами (3.27). Рассмотрим здесь металлы ($m > n$) и диэлектрики ($m < n$), для которых $|\epsilon| \gg 1$. Как и при s -поляризации волны накачки, величина f_α (3.27) имеет резонанс вблизи $k_\alpha \approx k_0$. В около резонансной области выражение (3.27) для f_s можно записать в виде

$$f_s = f_0 (\epsilon - 1) \frac{k_0^2 f(\theta, \varphi_s)}{\epsilon \Gamma_s + \gamma_s} - \frac{k_0^2}{\Gamma_s + \gamma_s}, \quad (3.62)$$

где $f(\theta, \varphi_s) = n^* \cos^2 \varphi_s - \sin \theta \cos \varphi_s$, $n^* = k_s/k_0 \approx 1$, а величина f_0 , в отличие от соответствующего выражения (3.53), вплоть до углов падения θ близких к скользящему, не зависит от θ и равна

$$f_0 = \frac{4k_0 I_1}{c_p} \frac{2mn}{m^2 + n^2}. \quad (3.63)$$

Выражение для f_{as} получается из (3.62) с помощью замены, указанной после формулы (3.27).

Будем предполагать, что выполняются условия (3.47). При этом дисперсионное уравнение (3.45) сводится к виду (3.48), где

$$a_q = \frac{|\sigma_{0T}| f_0 q^2}{\chi \gamma_T} \left[\frac{\varepsilon - 1}{\gamma_T + \gamma_s + \gamma^*} \left(\frac{k_0^2 f(\theta, \varphi_s)}{\varepsilon \Gamma_s + \gamma_s} - \frac{k_0^2}{\Gamma_s + \gamma_s} \right) + \frac{\varepsilon^* - 1}{\gamma_T + \gamma_{as}^* + \gamma} \left(\frac{k_0^2 f(\theta, \varphi_{as})}{\varepsilon^* \Gamma_{as}^* + \gamma_{as}^*} - \frac{k_0^2}{\Gamma_{as}^* + \gamma_{as}^*} \right) - 1 \right]. \quad (3.64)$$

Сравнение формул (3.49), (3.64) показывает, что выражение (3.64) получается из (3.49) заменой f_0 (3.53) $\rightarrow f_0$ (3.63) и $\sin^2 \varphi_\alpha \rightarrow f(\theta, \varphi_\alpha)$. Это означает, что выражения для инкрементов доминирующих КВ в случае р-поляризованной волны накачки будут задаваться формулами (3.57) — (3.59), в которых вместо (3.56) следует положить

$$a_1 = \frac{4k_0 |\sigma_{0T}| I_1 q^2}{\chi \varepsilon_p [q^2 + (\gamma_q/\chi)]^{1/2}} \times |n^* \cos^2 \varphi_s - \sin \theta \cos \varphi_s|. \quad (3.65)$$

Отметим, что когда $\theta \neq 0$, то в ситуации, изображенной на рис. 20, а $f(\theta, \varphi_\alpha) = 0$.

Графики зависимости инкрементов доминирующих КВ от ориентации их волновых векторов q (т. е. от $\cos \varphi_s$), представленные на рис. 24, построены по формулам (3.55), (3.57) — (3.59), (3.65). При этом мы положили в (3.65) $q^2 + \gamma_q/\chi \approx q^2$.

Из этих графиков видно, что при малых заданных углах θ наибольшие γ_q имеют КВ с $\cos \varphi_s = \pm 1$. Параметры этих КВ можно описать формулами

$$\begin{aligned} \cos \varphi_s = 1, \quad q \parallel E_{1t}, \quad q &= k_0 (n^* - \sin \theta) \equiv q_1, \\ \cos \varphi_s = -1, \quad q \parallel E_{1t}, \quad q &= k_0 (n^* + \sin \theta) \equiv q_2, \end{aligned} \quad (3.66)$$

где n^{*2} в соответствии с (3.58), (3.59) при $a_1 \leq 24\omega_0^2/7$ равно $n^{*2} = 1 + m^2/(m^2 + n^2)^2$, а при $a_1 > 24\omega_0^2/7$ имеет значение $n^{*2} = 1 + (m + n)^2/(m^2 + n^2)^2$. При возрастании угла θ инкремент КВ с q_2 увеличивается, а с q_1 падает. Инкременты структур с параметрами $0 < \cos \varphi_s < n^{*-1} \sin \theta$ возрастают с увеличением угла θ .

3.4.5. О природе «двойных» структур

Экспериментами^{178,179,153} было установлено, что наряду со структурами (3.60), (3.66) генерируются структуры с такой же ориентацией, но с немного меньшими значениями q , т. е. возбуждается дублет структур с близкими значениями q . Мы покажем (см. ¹⁸⁷), что данная теория предсказывает генерацию дублетов КВ, волновые векторы которых совпадают с экспериментальными значениями q дублетов поверхностных решеток^{153 *}). Сделаем это для случая s-поляризации накачки и $\delta_s = \pi/2$ (см. рис. 20, а) — условий, соответствующих эксперименту¹⁵³.

Будем полагать, что выполняются условия (3.47), при этом уравнение (3.45) имеет вид (3.48), где a_q задано формулой (3.49). Учтем, что при

*) В работе¹⁷⁸ эффект образования «двойных» структур интерпретируется как следствие расщепления дисперсионной кривой ПЭВ на шероховатой поверхности.

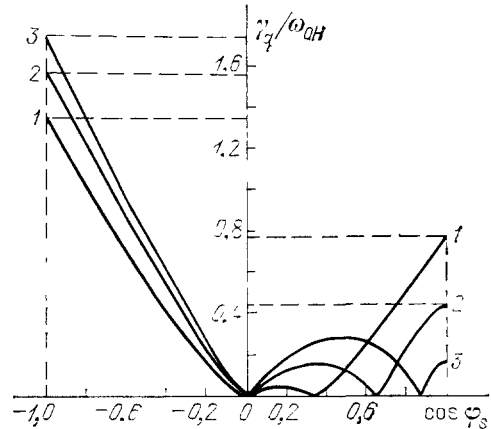


Рис. 24. Зависимость инкремента нарастающих КВ γ_q от ориентации q при р-поляризации волны накачки для случая германия. Параметры те же, что на рис. 23 (по формулам (3.55), (3.57) — (3.59), (3.65)). 1 — $\theta = 20^\circ$; 2 — $\theta = 40^\circ$; 3 — $\theta = 60^\circ$.

$\delta_s = \pi/2$, $k_s = k_{as}$, $\sin^2 \varphi_s = \sin^2 \varphi_{as}$. Тогда рассуждения, аналогичные рассуждениям раздела 4.3, позволяют записать величину a_q вблизи резонанса ($k_s \gtrless k_0$) в форме $a_q \approx \left(\frac{|\sigma_{0T}| f_0 q^2}{\chi \gamma_T m} \right) \frac{x_s \sin^2 \varphi_s}{(x_s^2 + \beta_n^2)}$, $\sin^2 \varphi_s \approx \cos^2 \theta$. Пусть $q^2 \gg |\Omega|/\chi$, тогда $\gamma_T^{-1} \approx q^{-1} - (i\Omega/2\chi q^3)$ и из (3.48) получаем $(i\Omega)^2 + 2A_q i\Omega + \omega_0^2 - a_q^{(0)} = 0$; $a_q^{(0)} = |\sigma_{0T}| f_0 k_0 x_s \cos^3 \theta / \chi m (x_s^2 + \beta_n^2)$, $A_q = |\sigma_{0T}| f_0 x_s \cos \theta / 4 \chi^2 k_0 m (x_s^2 + \beta_n^2)$, где мы положили $q \approx k_0 \cos \theta$. Решение этого уравнения имеет вид

$$\gamma_q + i\Omega_q = -A_q + (A_q^2 + a_q^{(0)} - \omega_0^2)^{1/2}. \quad (3.67)$$

Отметим, что (3.67) является обобщением формул (3.57), при выводе которых предполагалось для простоты, что γ_T — действительная величина.

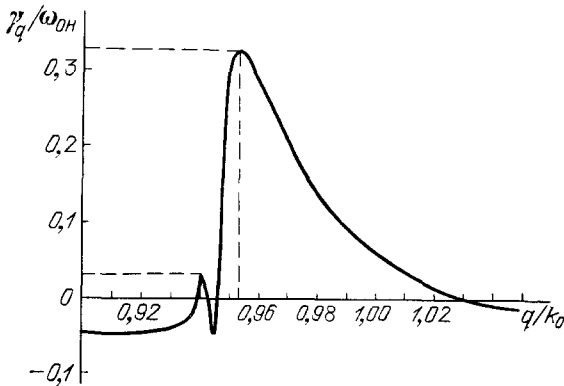


Рис. 25. Зависимость инкремента КВ γ_q от модуля q при $\delta_s = \pi/2$ и s -поляризованной накачке в случае германия.

Параметры вещества и накачки те же что на рис. 23 (численное решение уравнения (3.45))

При больших интенсивностях накачки, таких, что выполняется условие $\max \{A_q^2 + a_q^{(0)}\} > \omega_0^2$, имеется два положительных максимума инкремента

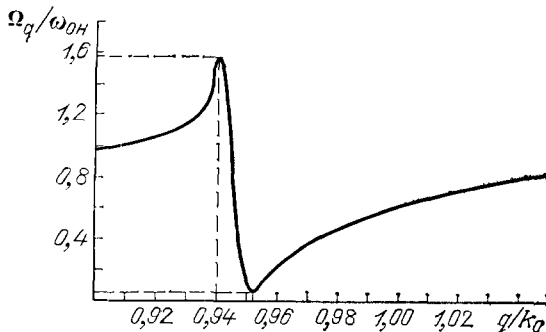


Рис. 26. Зависимость частоты КВ Ω_q от модуля q . Параметры [те же, что на рис. 23 (численное решение уравнения (3.45))]

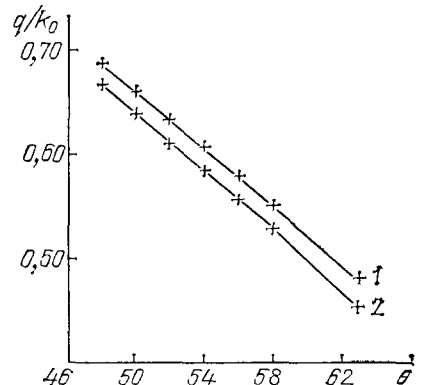


Рис. 27. Сравнение теоретической (по формулам (3.60), (3.68) — сплошные линии) и экспериментальной (+) зависимости дублета значений q от θ в случае германия.

Параметры те же, что на рис. 23

γ_q . Первый максимум γ_q , определяемый минимумом величины $\text{Re } l_s$ (см. рис. 21, а, б), соответствует КВ с параметрами

$$q \equiv k_0 (n^{*2} - \sin^2 \theta)^{1/2} q \parallel E_i, \quad (3.68)$$

где в случае металлов $n^{*2} = 1 + (m - n)^2/(m^2 + n^2)^2$, а для диэлектриков $n^{*2} = 1$. При этом $\gamma_q = -A_q$, $\Omega_q = (\omega_0^2 - a_q^{(0)} - A_q^2)^{1/2}$. Второй максимум γ_q связан с максимумом $\text{Re } l_s$ (см. рис. 21, а, б). Частота соответствующей

щих КВ $\Omega_q \approx 0$, а вектор q определяется формулами (3.60). На рис. 25, 26 дано численное решение полного уравнения (3.45) для случая германия при $\delta_s = \pi/2$. Как видно, пиковые значения инкрементов, полученные численным счетом (см. рис. 25) и полученные по оценочным формулам (3.57) — (3.59) (см. рис. 23), несколько отличны друг от друга. При больших интенсивностях накачки, когда условия (3.47) выполняются лучше, эти значения сближаются. Из рис. 25 видно, что величина максимума и ширина резонанса для КВ с большими q больше соответствующих значений γ_q для КВ с меньшими q . Положение максимумов хорошо описывается выражениями (3.68), (3.60). На рис. 27 дано сравнение экспериментальных¹⁵³ и теоретических значений q (по формулам (3.60), (3.68)) в зависимости от θ . Видно, что они хорошо соответствуют друг другу. Появление дублетов решеток можно объяснить и другими механизмами, учитывающими наличие двух экстремумов электромагнитного фактора (см. рис. 21). Так, в^{153, 202} на основании проведенных экспериментов делается вывод о том, что генерация верхней ветви на рис. 27 обусловлена КВ, а нижней — возникновением неоднородного расплава поверхности (см. также²⁰⁹). В работе¹⁷⁹ образование «двойных» структур интерпретируется иначе — как следствие расщепления дисперсионной кривой ПЭВ.

3.4.6. Генерация мелкомасштабных структур при действии лазерного излучения¹⁸⁷

До сих пор мы рассматривали генерацию КВ при условии, что $q \sim k_0$. Покажем, что уравнение (3.45) описывает также возбуждение КВ с $q \gg k_0$ (мелкомасштабные структуры, наблюдаемые на эксперименте^{146, 175}).

Будем полагать, что выполняются условия

$$v \ll \chi, \quad vq^2 \ll |\Omega| \ll \chi q^2, \quad |\Omega|^2 \gg \omega_0^2 \gg vq^2 \quad (3.69)$$

При этом общее уравнение (3.45) упрощается и имеет вид (3.48), где a_q в случае s-поляризации (рассмотрением которого мы ограничимся здесь) задается формулой (3.49). В области $q \gg k_0$ в (3.49) можно положить $\Gamma_s \approx \Gamma_{as} \approx \approx k_\alpha \approx q$, $\gamma_s \approx \gamma_{as} \approx (q^2 - k_0^2 \epsilon)^{1/2}$, $\cos^2 \varphi_s \approx \cos^2 \varphi_{as}$. Кроме того, в соответствии с (3.69) в формуле (3.49) подставим $\gamma_T \approx (1/q) - (i\Omega/2\chi q^3)$. Тогда после некоторых преобразований уравнение (3.48) приобретает вид

$$(i\Omega)^2 + A_q i\Omega - (a_q^{(0)} - \omega_0^2) = 0, \quad (3.70)$$

$$a_q^{(0)} = \frac{|\sigma_{0T}| f_0 q}{\chi} \left\{ 2 \operatorname{Re} \left[\frac{\epsilon - 1}{q + \gamma_s + \gamma^*} \left(\frac{\gamma_s \Gamma_s \sin^2 \varphi_s}{\epsilon \Gamma_s + \gamma_s} - \frac{k_0^2 \cos^2 \varphi_s}{\Gamma_s + \gamma_s} \right) \right] - 1 \right\},$$

$$b_q^{(0)} = \frac{|\sigma_{0T}| f_0 q}{\chi} 2 \operatorname{Re} \left[\frac{q(\epsilon - 1)}{(q + \gamma_s + \gamma^*)^2} \left(\frac{\gamma_s \Gamma_s \sin^2 \varphi_s}{\epsilon \Gamma_s + \gamma_s} - \frac{k_0^2 \cos^2 \varphi_s}{\Gamma_s + \gamma_s} \right) \right],$$

$$A_q = \frac{a_q^{(0)} + b_q^{(0)}}{2\chi q^2},$$

где f_0 задается формулой (3.53). Рассмотрим теперь по отдельности следующие случаи:

$$k_0 \ll q \ll k_0 m, \quad m \gg 1, \quad (3.71)$$

$$q \gg k_0 \mid \epsilon \mid^{1/2}, \quad \mid \epsilon \mid \gg 1. \quad (3.72)$$

В области, определенной неравенствами (3.71), из (3.70) получаем ($\omega_0^2 - a_q^{(0)} \gg A_q^2/4$)

$$\Omega_q \approx (\omega_0^2 - a_q^{(0)})^{1/2}, \quad \gamma_q \approx \frac{|\sigma_{0T}| f_0}{4\chi^2 m k_0} \cos^2 \varphi_s, \quad (3.73)$$

$$a_q^{(0)} \approx - \frac{|\sigma_{0T}| f_0 q^2}{\chi m k_0} \left(\frac{3}{2} - \sin^2 \varphi_s \right).$$

В области, определенной формулами (3.72), из уравнения (3.70) имеем

$$\Omega_q \approx (\omega_0^2 - a_q^{(0)})^{1/2}, \quad \gamma_q \approx \frac{|\sigma_{0T}| f_0}{4\chi^2 q} \left(\cos^2 \varphi_s - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi_s \right), \quad (3.74)$$

$$a_q^{(0)} = - \frac{|\sigma_{0T}| f_0 q}{\chi} \cos^2 \varphi_s.$$

Анализ формул (3.73), (3.74) показывает, что при произвольных углах падения θ в области $q \gg k_0$ наибольшую величину γ_q должны иметь те КВ, для которых $\cos^2 \varphi_s = 1$. Этим КВ, а отличие от изучавшихся ранее структур, отвечают волны с ориентацией $\mathbf{q} \perp \mathbf{E}_i$. Сравнение (3.73), (3.74) показывает, что переход от (3.73) к (3.74) происходит при $q \approx k_0 m$. При этом в области $k_0 \ll q \ll k_0 m$ величина γ_q не зависит от q , а в области $q > k_0 m$ падает с ростом q . Следовательно, континуум доминирующих структур должен обладать параметрами

$$\mathbf{q} \perp \mathbf{E}_i, \quad k_0 \ll q \lesssim k_0 m. \quad (3.75)$$

В случае расплава германия при $\lambda = 1,06$ мкм, $\varepsilon = -32 + i \cdot 72$ ¹⁵³. Используя это значение ε , в соответствии с моделью Друде находим, что при $\lambda = 10,6$ мкм $\varepsilon = -38,9 + i870$, т. е. $n = 20,4$, $m = 21,3$. Следовательно, при $\lambda = 10,6$ мкм периоды застывших доминирующих «мелких» структур должны лежать, согласно (3.75), в области $\lambda/m \simeq 0,5$ мкм $\leq d \ll \lambda = 10,6$ мкм. Это находится в хорошем согласии с экспериментом¹⁴⁶, где вне зависимости от θ генерировался континуум структур с $0,8$ мкм $\leq d \lesssim 3$ мкм и ориентацией (3.75).

Вычислим γ_q по формуле (3.73) при характерной экспериментальной интенсивности $I_1 = 10^8$ Вт/см² ($\lambda = 10,6$ мкм, $\tau_p = 2 \cdot 10^{-7}$ с¹⁴⁶). Согласно (3.53), (3.73), имеем при $\theta = 0$:

$$\gamma_q = \frac{|\sigma_{0T}| I_1}{\chi^2 c_p} \cdot \frac{2n}{m^2 + n^2}.$$

Для оценок используем данные, которые приведены в подписи к рис. 23, и значение ε , вычисленное по модели Друде. При этих параметрах получаем $\gamma_q = 1,35 \cdot 10^7$ с⁻¹, т. е. $\gamma_q \tau_p = 2,7$. Это означает, что механизм неустойчивости КВ обеспечивает существенное нарастание амплитуд мелких КВ за τ_p . При р-поляризации результаты аналогичны.

3.5. Зависимость интерференционной неустойчивости лазерного испарения от диэлектрической проницаемости среды

При достаточно больших интенсивностях накачки (при выполнении условия (3.44)) основную роль в формировании поверхностных структур начинают играть волны испарения. При этом волна модуляции рельефа по-прежнему задается формулой (3.15), где теперь $\xi_1(t) \gg \xi_2(t)$. Дисперсионное соотношение для волны испарения проще всего получить из системы (3.41), пренебрегая в ней гидродинамическими членами ($\varphi_0 = a_0 = 0$). Тогда из первого уравнения (3.41) имеем (используя условие $v_T A_1 \gg \gamma_\pi$)

$$i\Omega = v_T A_1. \quad (3.76)$$

Это дисперсионное соотношение можно также получить из общего дисперсионного уравнения (3.42), когда $|\Omega| \gg v q^2$, $v_0 q$, ω_0 .

Зависимость инкрементов нарастания γ_q при ИНИ от $\varepsilon(\omega)$, следующая из (3.76), подробно исследована в работе¹⁷². Основные закономерности такой зависимости мы поясним здесь на примере s-поляризации волны накачки.

Подставляя v_T , A_1 из (3.41) и (3.38) в уравнение (3.76) и используя соотношение $(k_\alpha^2 - \gamma_\alpha \Gamma_\alpha)(\Gamma_\alpha + \gamma_\alpha) = k_0^2 (\varepsilon \Gamma_\alpha + \gamma_\alpha)$, получим выражение для инкремента γ_q , справедливое при произвольных значениях $\varepsilon(\omega)$ и углах

падения θ . При этом мы будем пренебрегать тепловой неустойчивостью, связанной с однородным вдоль поверхности нагревом¹⁷⁷ и будем рассматривать лишь ИНИ (подробнее см.¹⁷²). При условии $q^2 \sim k_0^2 \gg v_0^2/\chi$, $|\Omega|/\chi$ выражение для инкремента имеет вид

$$\gamma_q = \frac{2\omega\epsilon''}{\pi g} \frac{k_z^2 |E_{ix}|^2}{|k_z + i\gamma|^2} \left[\frac{\epsilon - 1}{\gamma_s + \gamma^* + q} \left(\frac{\gamma_s \Gamma_s \sin^2 \varphi_s}{\epsilon \Gamma_s + \gamma_s} - \frac{k_0^2 \cos^2 \varphi_s}{\Gamma_s + \gamma_s} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\epsilon^* - 1}{\gamma_{as}^* + \gamma + q} \left(\frac{\gamma_{as}^* \Gamma_{as}^* \sin^2 \varphi_{as}}{\epsilon^* \Gamma_{as}^* + \gamma_{as}^*} - \frac{k_0^2 \cos^2 \varphi_{as}}{\Gamma_{as}^* + \gamma_{as}^*} \right) \right]. \quad (3.77)$$

В выражении (3.77) фигурируют два типа членов, пропорциональные $\sin^2 \varphi_s$ и $\cos^2 \varphi_s$, отражающие особенности дифракции падающей волны на модуляции рельефа *). Если рассмотреть для простоты случай нормального падения ($\theta = 0$), то в (3.77)

$$\Gamma_s = \Gamma_{as}, \gamma_s = \gamma_{as}, k_s = k_{as} = q, \cos^2 \varphi_s = \cos^2 \varphi_{as}.$$

Тогда выражение (3.77) можно представить в следующем общем виде:

$$\gamma_q = b(\epsilon, q) \sin^2 \varphi_s + a(\epsilon, q) \cos^2 \varphi_s. \quad (3.78)$$

Можно показать, что если $\epsilon' < -1$, $|\epsilon'| \gg \epsilon''$, то основную роль в (3.78) играет первый член, описывающий возбуждение ПЭВ (в резонансе $b/a \sim \sim |\epsilon'|/|\epsilon''| \gg 1$). Поэтому в этом случае доминируют нормальные решетки с $\sin^2 \varphi_s = 1$ (т. е. $q \perp k_t$). Угловые зависимости инкрементов ИНИ оказываются аналогичными угловым зависимостям ПАВ или КВ, полученным при тех же значениях ϵ ¹⁷².

В случае, когда $-1 < \epsilon' < 1$, $|\epsilon'| \gg \epsilon''$, наоборот, $a(\epsilon, q) > b(\epsilon, q)$, т. е. инкремент γ_q достигает максимума при $\cos^2 \varphi_s = 1$. В этом случае наиболее быстро будут нарастать «аномальные» решетки с $q \parallel k_t$.

Наконец, когда $\epsilon' > 1$, $\epsilon' \gg \epsilon''$, оказывается, что $b(\epsilon, q) > a(\epsilon, q)$ и в этом случае генерируются «нормальные» решетки с $q \perp k_t$.

В табл. V приведена сводка результатов по периодам и ориентациям доминирующих при ИНИ решеток в зависимости от ϵ и θ , полученных в работе¹⁷².

Таблица V

Зависимость периодов и ориентаций решеток
от $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' = (n + im)^2$ ¹⁷² ($|\epsilon'| \gg \epsilon''$)

ϵ	$\epsilon' < -1$	$-1 < \epsilon' < 0$	$0 < \epsilon' < 1$	$\epsilon' > 1$
Тип решетки	Нормальная	Аномальная	Аномальная	Нормальная
Ориентация и период при s-поляризации	$\frac{q \parallel E_{ix}, \lambda}{(n^{*2} - \sin^2 \theta)^{1/2}}$	$\frac{q \perp E_{ix}, \lambda}{0 < q < k_0}$	$\frac{q \perp E_{ix}, \lambda}{ (\epsilon')^{1/2} \pm \sin \theta }$	$\frac{q \parallel E_{ix}, \lambda}{(n^{*2} - \sin^2 \theta)^{1/2}}$
Ориентация и период при p-поляризации	$\frac{q \parallel E_{iy}, \lambda}{n^* \pm \sin \theta}$	$\frac{q \perp E_{iy}, \lambda}{0 < q < k_0}$	$\frac{q \perp E_{iy}, \lambda}{(\epsilon' - \sin^2 \theta)^{1/2}}$	$\frac{q \parallel E_{iy}, \lambda}{n^* \pm \sin \theta}$
$n^{*2} = 1 + (n + m)^2 / (m^2 + n^2)^2$ при $ \epsilon \gg 1$. $n^{*2} = \epsilon' / (\epsilon' - 1) \gg 1$ при $\epsilon' \ll -1$ (ПЭВ).				

Отметим, что общие выражения для инкрементов ПАВ и КВ вполне аналогичны выражениям для γ_q при ИНИ. Это означает, что общие законо-

) Формула (3.77) имеет место, если $g \gg \theta \equiv \frac{\kappa R T_{оп}}{v_0 U}$, где γ^ задается формулой (3.38). Если $g \ll \theta$, то в (3.77) надо заменить $g \rightarrow \theta$.

мерности зависимости γ_q от $\varepsilon(\omega)$, приведенные в табл. V, могут оказаться справедливыми и для этих неустойчивостей (в случае $|\varepsilon| \gg 1$ как показано в ^{168,165,171}, это действительно так). Такая аналогия обусловлена, как уже отмечалось, универсальностью двух первых этапов неустойчивостей — дифракцией, интерференцией и созданием температурного поля на поверхности.

3.6. Эксперименты по возбуждению поверхностных решеток и теория лазерно-индуцированных неустойчивостей

Как мы видели в разделах 3.3—3.5, характеристики всех рассмотренных лазерно-индуцированных неустойчивостей определяются значением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$. Наиболее однозначную интерпретацию допу-

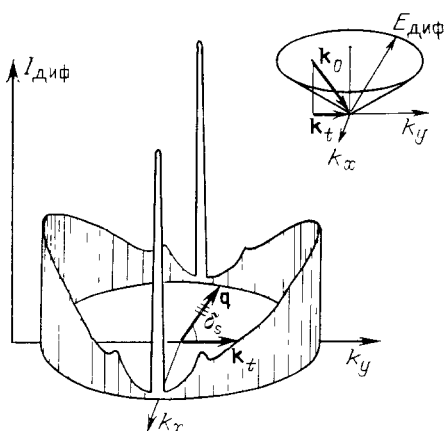


Рис. 28. Угловой спектр дифракции пробной волны, зондирующей замороженную на поверхности Ge сложную периодическую структуру.

Структура создана импульсным циркулярно поляризованным излучением с $\lambda = 1,08$ мкм (фотография этой поверхности изображена на рис. 17, а; из работы ¹⁸⁰). Положения экстремумов в угловом спектре хорошо согласуется с теорией (рис. 23, 24)

скает поэтому случай металлов, в которых $\varepsilon(\omega)$ в наименьшей степени подвержена изменениям в течение длительности лазерного импульса.

Во всех экспериментах, выполненных на металлах ^{144–146}, получено, что при не слишком больших углах $0 \leq \theta \leq 35^\circ$ генерируются решетки, фронт которых перпендикулярен проекции поля E_i на плоскость $z = 0$ ($q \parallel E_{it}$). При s -поляризации генерируется одна решетка с периодом $d \approx \lambda / \cos \theta$, а при p -поляризации две решетки с периодами $d_{\pm} \approx \lambda / (1 \mp \sin \theta)$ (см. рис. 19).

С точки зрения теории лазерно-индуцированных неустойчивостей (ПAB — раздел 3.3, KB — раздел 3.4 или ИНИ — раздел 3.5) доминирующим решеткам соответствуют поверхностные волны с максимальными инкрементами нарастания γ_q . При $\varepsilon' < -1$ предсказания теории всех трех неустойчивостей соответствуют указанным выше экспериментальным результатам (ср. рис. 22–24).

Решетки с такой же ориентацией при s - или p -поляризации лазерной волны являются основными также и в случае полупроводников.

Если же на полупроводник действуют импульсы с круговой поляризацией, то в соответствии с теорией неустойчивости KB или ИНИ при достаточно большом времени экспозиции на поверхности должны нарасти все решетки с $\gamma_q > 0$, причем в линейном по ξ_q приближении их амплитуды должны быть тем больше, чем больше γ_q . Эксперимент ¹⁸⁰ подтверждает этот вывод (ср. рис. 28 с рис. 23, 24). Резким дифракционным максимумам при $q \perp k_t$ на рис. 28 соответствуют острые пики γ_q при $\cos \varphi_s \approx \sin \theta$ на рис. 23, широким максимумам при $q \uparrow k_t$ и $q \downarrow k_t$ на рис. 28 соответствуют значения γ_q при $\cos \varphi_s = \pm 1$ на рис. 24. Наконец, дополнительным небольшим максимумам на рис. 28 соответствуют локальные максимумы при $\cos \varphi_s = 0$ на рис. 23 или локальный максимум на рис. 24.

Теоретическое рассмотрение нагрева поверхности лазерным импульсом (см. ниже) показывает, что в условиях, типичных для экспериментов по ИЛО и генерации поверхностных решеток как в металлах, так и в полупроводниках достигается плавление поверхности. В ^{153,202} наличие однородного расплава подтверждалось: а) возникновением фазы высокого оптического отражения; б) появлением осцилляций интенсивности дифракции пробного излу-

чения, обусловленных наличием КВ на поверхности (рис. 29). Тот факт, что характерные интенсивности, при которых образуются поверхностные решетки в металлах, примерно на порядок выше, чем в полупроводниках, объясняется тогда более высоким порогом плавления металлов.

Следует отметить, что к настоящему времени не существует эксперимента, который однозначно выявлял бы механизм обратной связи при генерации

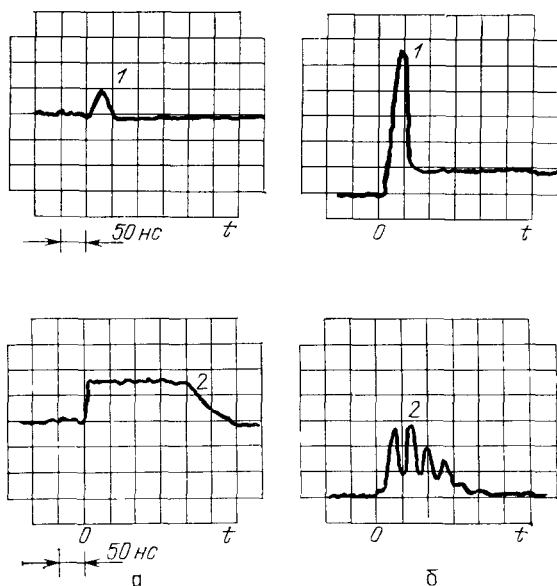


Рис. 29. Зависимость от времени зеркального отражения (а) и дифракции (б) пробного излучения от поверхности Ge, подвергающейся воздействию лазерного импульса с $\tau_p = 20$ нс и интенсивностью I_1 . Момент начала импульса $t = 0$. 1: $I_1 \approx 5 \cdot 10^6$ Вт/см², поверхность неоднородно расплавлена: интенсивность зеркального отражения мала; 2: $I_1 \approx 2,5 \times 10^7$ Вт/см², однородный расплав поверхности: Зеркальное отражение достигает 75%, осцилляции обусловлены возбужденными КВ

поверхностных решеток. Так в экспериментах ^{152,153,202} длительность импульса накачки одного порядка с частотой ω_0 свободных КВ. Поэтому в этих экспериментах в сущности регистрируется тот факт, что возникшее во время действия лазерного импульса возмущение рельефа поверхности расплывается после окончания импульса в виде затухающих свободных КВ. В связи с этим мы приведем ниже теоретические оценки, свидетельствующие о достаточной эффективности механизма генерации КВ при характерных экспериментальных интенсивностях накачки.

Оценим пороговую интенсивность излучения, необходимую для плавления. Из решения нестационарного уравнения (3.28) при $v_0 = 0$ в нулевом приближении по ξ_q ($v \sim \xi_q$) получаем выражение для температуры (справедливое на временах $\gamma_0^2 \chi t \gg 1$, $t \gg \frac{z^2}{4\chi}$):

$$T_0(z, t) - T_H \approx \frac{2f_0}{\gamma_0} \left(\frac{t}{\pi\chi} \right)^{1/2}.$$

Отсюда, используя для f_0 в случае s-поляризации выражение (3.26), а в случае p-поляризации (3.27), имеем для пороговой интенсивности плавления $|E_{пл, \alpha}|^2$ ($\alpha = s, p$) в случае металлов ($\epsilon' \ll -1$, $|\epsilon'| \gg \epsilon''$)

$$|E_{пл, p}|^2 = \frac{\pi \Delta T (\pi \chi \epsilon_p)^{1/2}}{2c\tau_p^{1/2}} \frac{|\epsilon'|^{3/2}}{\epsilon''}, \quad |E_{пл, s}|^2 = \frac{|E_{пл, p}|^2}{\cos^2 \theta}, \quad (3.79)$$

где $\Delta T = T_{пл} - T_H$.

Аналогично, для диэлектриков ($\epsilon' \gg \epsilon''$, $|\epsilon| \gg 1$) имеем

$$|E_{пл, p}|^2 = \frac{\pi \Delta T (\pi \chi \epsilon_p)^{1/2}}{4c\tau_p^{1/2}} (\epsilon')^{1/2}, \quad |E_{пл, s}|^2 = \frac{|E_{пл, p}|^2}{\cos^2 \theta}. \quad (3.80)$$

Проведем численные оценки, показывающие возможность эффективной генерации КВ для случая Ge в условиях экспериментов ^{153,202} (где $\lambda = 1,06$ мкм, $\tau_p = 20$ нс, $I_1 = 2,5 \cdot 10^7$ Вт/см²). Порог плавления по формуле (3.80) $I_{пл} = 6,4 \cdot 10^6$ Вт/см² (для Ge в твердой фазе $\rho = 5,46$ г/см³, $c_p(400 \text{ K}) = 1,87 \times 10^7$ эрг/см³ град, $\kappa(273 \text{ K}) = 0,6 \cdot 10^7$ эрг/см с град, $T_{пл} = 1210 \text{ K}$ ¹⁸², $\epsilon = 16 + i \cdot 0,8$ ¹⁸³). Порог возбуждения статической решетки на поверхности расплава ($\theta = 0$, $q = k_0 = 2\pi/\lambda$, $\Omega_q = 0$) в соответствии с (3,57) равен $I_{ген} = 6,4 \cdot 10^6$ Вт/см² (необходимые для оценки данные для жидкого Ge приведены в подписи к рис. 23). Так как $I_{ген} < I_{пл}$, то генерация статических решеток возможна сразу после плавления поверхности. При интенсивности $I_{пор} = 9,3 \cdot 10^6$ Вт/см², согласно формуле (3.80) плавление достигается через 9,5 нс, в течение оставшихся $\Delta t = 10,5$ нс в соответствии с формулой (3.56), (3.57) будет происходить нарастание статической решетки с $q \parallel E_1$, $q \simeq k_0$ инкрементом $\gamma_q = 10^8 \text{ с}^{-1}$, так что $\gamma_q \Delta t = 1$. Таким образом, при всех $I_1 > I_{пор}$ (в частности при интенсивностях, использованных в ^{153,202}) за время τ_p будет происходить заметное нарастание амплитуды статической решетки. После окончания лазерного импульса это возмущение поверхности приводит к возникновению двух свободных КВ ($\Omega_q = \omega_0$), бегущих навстречу друг другу и затухающих со временем $\gamma_q = 2\nu q^2 \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$, что и регистрировалось в ^{153,202}.

Аналогичная оценка следует и в случае Al. В эксперименте ¹⁴⁵ $\lambda = 1,06$ мкм, $\tau_p = 7$ нс, $I_1 = 4 \cdot 10^8$ Вт/см². Необходимые для вычислений данные взяты из ^{181,182,208}. При этой интенсивности накачки согласно (3.79), (3.56), (3.57), поверхность Al плавится через 4 нс. Затем в течение оставшихся $\Delta t = 3$ нс нарастает решетка с $q \approx k_0$, $q \parallel E_1$ и инкрементом $\gamma_q = 10^8 \text{ с}^{-1}$. В результате $\gamma_q \Delta t = 3$, что и показывает возможность существенного нарастания амплитуды решетки за счет механизма возбуждения КВ.

Теория лазерно-индуцированной неустойчивости КВ (см. раздел 3.4) объясняет и экспериментальный факт изменения ориентации вектора q доминирующих решеток при увеличении угла θ в области $\theta \gtrsim 35^\circ$, например при $\theta = 60^\circ$ угол δ_s (см. рис. 20, б) по данным ¹³⁹ составляет $\delta_s = 46^\circ$. Как видно из рис. 23, абсолютный максимум γ_q при $0 \leq \theta \leq 30^\circ$ достигается при $\cos \varphi_s = n^{*-1} \sin \theta \approx \sin \theta$ (т. е. $q \perp E_{it}$), а при возрастании θ от 30° до 40° абсолютный максимум достигается уже при $\cos \varphi_s = 0$. При $\theta = 60^\circ$ теоретическое значение δ_s согласно (3.61) составляет $\delta_s = 49^\circ$, что близко к указанному выше экспериментальному значению. Как уже отмечалось, в рамках теории неустойчивости КВ количественно объясняются и более тонкие эффекты, генерация «двойных» структур — двух решеток с почти одинаковой ориентацией (см. раздел 3.4.5) и мелких структур (см. раздел 3.4.6).

Можно, таким образом, сделать вывод, что за генерацию необратимых решеток на поверхности металлов и полупроводников ответствен в основном механизм неустойчивости КВ. (Дополнительный вклад может давать ИНИ и механизм давления отдачи (см. раздел 3.4 и ¹⁶⁹)). В то же время за образование обратимых решеток, существующих лишь в течение длительности импульса, может быть ответственна также и генерация ПАВ в режиме до плавления поверхности. Так в экспериментах ¹⁵⁰ при интенсивностях $I_1 = 5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^8$ Вт/см², $\lambda = 1,06$ мкм, $\tau_p = 200$ нс на поверхности Si с помощью дифракции пробного излучения регистрировались обратимые изменения, а при $I_1 > 2 \cdot 10^8$ Вт/см² изменения становились необратимыми. Согласно оценке в разделе 3.3, критическая интенсивность возбуждения ПАВ составляет в этих условиях $I_{кр} = 2 \cdot 10^7$ Вт/см². Теоретическая оценка порога плавления меди по формуле (3.79) составляет в этих условиях $I_{пл} \approx 2,8 \cdot 10^8$ Вт/см² (в твердой фазе $\rho = 8,93$ г/см³, $\kappa(573 \text{ K}) = 3,73 \cdot 10^7$ эрг/см² \times с град, $c_p(600 \text{ K}) = 3,71 \cdot 10^7$ эрг/см³ град, $T_{пл} = 1357 \text{ K}$ ¹⁸², $\epsilon = -37 + i \cdot 3,4$ ($\lambda = 1$ мкм) ²⁰⁸). Оба этих значения хорошо согласуются с экспериментом ¹⁵⁰.

Рассмотрим теперь особенности генерации решеток в диэлектриках (кристаллический и плавленый кварц¹⁴⁹) под действием излучения CO_2 -лазера. При $\lambda = 10,6$ мкм ($\nu = 1/\lambda = 943,4$ см⁻¹) или при $\lambda = 10,27$ мкм ($\nu = 973,7$ см⁻¹) на их поверхности возникают решетки с обычной ориентацией ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_{\text{it}}$), одна при s -поляризации и две при p -поляризации (см. рис. 19). Когда же использовалось возбуждающее излучение с $\lambda = 9,33$ мкм ($\nu = 1072$ см⁻¹), то ситуация радикально менялась. При всех $\theta \geq 0$ возникали решетки с «аномальной» ориентацией $\mathbf{q} \perp \mathbf{E}_{\text{it}}$. При этом при s -поляризации возникали две решетки, а при p — одна. Как видно из рис. 8 работы¹⁴⁹ при $\theta = 0$ периоды нормальных решеток $d < \lambda$, а периоды «аномальных» решеток $d > \lambda$, что соответствует результатам теории ИНИ (см. табл. V). Согласно результатам рассмотрения ИНИ¹⁷² (см. раздел 3.5), аномальные решетки должны возникать при условии $|\epsilon'| < 1$, $|\epsilon'| \gg \epsilon''$ (это же справедливо и для случаев неустойчивости ПАВ или КВ при $|\epsilon'| < 1$, $|\epsilon'| \gg \epsilon''$, которые здесь явно не рассматривались). В работе¹⁴⁹ проведена оценка ϵ' в поляритонной области кварцевого стекла. В области температур размягчения кварцевого стекла $T = 1100^\circ \text{C}$ значение ϵ' (1040 см⁻¹) = 0, а ϵ' (1120 см⁻¹) = -1. Из этой оценки видно, что для $\lambda = 9,33$ мкм $|\epsilon'| < 1$. С точки зрения теории ИНИ (или ПАВ и КВ) (см. табл. V) на длине волны $\lambda = 9,33$ мкм должны генерироваться аномальные решетки, что соответствует эксперименту. На связь типов поверхностных структур и значения $\epsilon(\omega)$ указывалось также в работах^{166,143}.

Все рассмотренные выше примеры относились к случаю падения лазерной волны из вакуума в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ . В более общем случае падения волны из среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ резонансный знаменатель в формулах (3.8) — (3.10) заменяется симметричным выражением $D_p = \epsilon(k_\alpha^2 - \epsilon_1 k_0^2)^{1/2} + \epsilon_1(k_\alpha^2 - \epsilon k_0^2)^{1/2}$. При условии, что $|\epsilon| \gg |\epsilon_1|$, $|\epsilon| \gg 1$, имеем $D_p \sim (k_\alpha^2 - \epsilon_1 k_0^2)^{1/2} - \epsilon_1 k_0 / (-\epsilon)^{1/2}$, т. е. возникает острый резонанс при $k_\alpha \approx (\epsilon_1)^{1/2} k_0$. В этом случае следует ожидать, что период гофров будет равен $\lambda/\epsilon_1^{1/2}$. Отметим, что именно такой период гофров наблюдался на поверхности широкозонных диэлектриков в экспериментах²⁰³, где лазерное излучение фокусировалось на выходную грань плоскопараллельной пластинки. Требуемое неравенство $|\epsilon| \gg |\epsilon_1|$ может быть обеспечено плавлением или образованием плазмы на выходной грани.

Таким образом, можно сделать общий вывод, что предсказания теории лазерно-индуцированных неустойчивостей (ПАВ, КВ и ИНИ) в целом хорошо соответствуют эксперименту и что характер записываемых на поверхности решеток определяется значением диэлектрической проницаемости среды $\epsilon(\omega)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Подведем итоги нашего обсуждения. Современная лазерная техника, в последние 2—3 года освоившая фемтосекундный диапазон длительностей генерируемых оптических импульсов, практически полностью решила проблему возбуждения и регистрации неравновесных состояний в конденсированных средах и вплотную подошла к естественному пределу скорости оптического отклика таких сред, определяемого длительностью одного цикла оптического поля.

Применительно к кристаллическим полупроводникам и металлам эта техника сейчас позволяет предельно быстро (за времена $\sim 10^{-14}$ с) вложить значительные энергии в электронную подсистему приповерхностных слоев и затем детально проследить за многочисленными стадиями перехода этой энергии в обычное тепловое возбуждение кристаллической решетки и последующим каскадом фазовых превращений на поверхности. Шкала доступных экспериментальному исследованию релаксационных процессов в твердых телах простирается сейчас от наиболее быстрых электрон-электронных про-

цессов дефазировки и релаксации энергии (с характерными длительностями $\lesssim 10^{-14}$ с) через стадии электрон-фононной релаксации с испусканием ЛО-фононов (10^{-14} — 10^{-13} с) и ЛА-фононов (10^{-13} — 10^{-9} с) вплоть до рекомбинационных межзонных процессов в полупроводнике и многочисленных фазовых превращений и процессов тепло- и массопереноса с характерными временами в наносекундном диапазоне и длине.

2. Вызвавшие недавно большой интерес и дискуссии эксперименты по лазерному отжигу полупроводников с использованием импульсов нано- и пикосекундной длительности получили сейчас полное количественное объяснение в рамках описанной выше шкалы релаксационных процессов с привлечением «тепловой» модели. Согласно последней, при действии на поверхность полупроводника достаточно короткого и мощного лазерного импульса с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны, поглощенная электронно-дырочной подсистемой кристалла световая энергия за времена $\lesssim 1$ пс передается от перевозбужденных над дном зоны проводимости свободных носителей к решетке кристалла и вызывает ее быстрое плавление. Фронт расплава движется со скоростью порядка скорости звука в глубь образца, а после окончания импульса лазера и прекращения энерговыклада останавливается на определенной глубине и затем за наносекундные времена возвращается назад к поверхности, сопровождаемый процессом эпитаксиального восстановления кристаллической решетки. Из числа проблем, оставшихся нерешенными применительно к ИЛО, следует еще раз указать на вопрос о степени равновесности (или неравновесности) фононной подсистемы кристалла к моменту начала плавления *), а также на возможность существования новых типов фазовых переходов при наличии сверхплотной горячей плазмы свободных носителей на первом этапе ИЛО (на временах < 1 пс). Не полностью ясна пока и причина интенсивного образования точечных и других дефектов в лазерно-отожженных участках. Более того, лазерно-индуцированное образование точечных дефектов в приповерхностных слоях начинается, согласно экспериментам ^{183–185}, задолго до плавления и не может быть объяснено в рамках чисто тепловой модели. Здесь определенную роль играет, по-видимому, дефектообразование, инициируемое плотной электронно-дырочной плазмой на первом этапе ИЛО ^{185, 186, 214}.

Дефектообразование в полупроводниках может быть вызвано и нелинейно-оптической неустойчивостью деформаций, рассмотренной недавно в ¹⁹⁰; при определенных условиях этот механизм может стать и причиной сверхбыстрого (нетеплового) плавления поверхности полупроводника. Согласно ¹⁹⁰, при достаточно большой интенсивности оптического импульса, в результате переходов в электронной подсистеме атомы решетки могут испытать (через механизм акустического потенциала деформации) сильное статическое смещение из положений равновесия, так что энергия лазерного возбуждения трансформируется в потенциальную энергию акустической подсистемы — в отличие от обычной картины электрон-фононной релаксации, нарисованной выше, согласно которой энергия электронного возбуждения сообщается решетке в кинетической форме, нагревая ее. В результате появления статических деформаций начинается усиленная генерация дислокаций и затем теряется устойчивость решетки — происходит «холодное» сверхбыстрое (за времена $\sim 10^{-13}$ с) плавление кристалла.

3. В связи с перечисленными нерешенными проблемами физики ИЛО на первый план выходят новые направления диагностики сверхбыстрых фазовых превращений на поверхности полупроводников и металлов. Помимо подробно описанных в разделе 2 нелинейно-оптических методик, опирающихся на генерацию оптических гармоник и суммарных или разностных частот при

*) Заметим, что в самое последнее время появились возможности прямой регистрации и спектроскопии коротковолновых акустических фононов, возникающих в процессе воздействия коротких (в том числе пико- и субпикосекундных) лазерных импульсов на поверхность полупроводника ^{195–198}.

отражении, следует указать на пико- и фемтосекундную активную спектроскопию комбинационного рассеяния на оптических фонах, плазмонах и акустических колебаниях лазерно-возбужденного кристалла. Чрезвычайно интересной и информативной методикой исследования структурных превращений в приповерхностных слоях лазерно-возбужденных кристаллов в реальном времени может стать развиваемая в последние два года «гибридная» техника лазерной пикосекундной электронографии^{191, 192}. В ней пикосекундные световые импульсы используются для получения (за счет внешнего фотоэффекта с поверхности катода электронной пушки) мощных коротких синхронизованных по времени с лазерными импульсами сгустков электронов, которые после ускорения в импульсном высоковольтном электрическом поле могут направляться на исследуемый участок лазерно-возбужденной поверхности для регистрации «мгновенной» дифракционной картины и ее эволюции во времени с пикосекундным временным разрешением. Уже получены первые данные о пикосекундной динамике лазерно-индуцированных фазовых превращений в кристаллическом алюминии с применением этой техники¹⁹¹.

Наглядные картины изменения внешнего вида облученных мощными фемтосекундными отжигающими импульсами участков поверхности кремния, снятые последовательно с интервалом ~ 100 фс с использованием техники стробоскопической фотографии получены недавно в работе Доунера и др.¹⁹³. Очевидно, эту технику можно классифицировать и как сверхскоростную киносъемку с минимальным интервалом между кадрами, определяемым длительностью подсвечивающего импульса — в данном случае 100 фс.

Интересные данные, относящиеся к динамике первой фазы ИЛО в кремнии, были получены Малвецци и др. путем регистрации фотоэмиссии заряженных частиц (в пикосекундном масштабе времени)¹⁹⁴.

Все это многообразие новых высокоинформативных лазерных методов диагностики быстрых фотопревращений на поверхности твердых тел обещает привести в ближайшее время к существенному уменьшению числа вопросов о природе и деталях протекания таких процессов, остающихся на сегодняшний день пока без ответа.

4. В настоящем обзоре мы уже неоднократно подчеркивали то обстоятельство, что говоря о мощном лазерном возбуждении приповерхностных слоев полупроводников и металлов, нельзя забывать о том, что необходимая для этого энергия должна быть введена в кристалл через его поверхность. Под действием лазерного излучения, как было подробно описано в разделе 3 на поверхности образуются периодические структуры, которые могут сильно уменьшать коэффициент отражения. Согласно данным^{210, 211, 213} поглощательная способность поверхности возрастает при этом в несколько раз. Эти эффекты, а также возникающие при этом сложные автоколебательные процессы должны обязательно приниматься во внимание при анализе всех реальных экспериментов, связанных с лазерным возбуждением приповерхностных участков твердых тел, включая эксперименты по ИЛО, лазерной резке, сварке и упрочнению металлов, воздействию лазерного излучения на биологические объекты и ткани и т. п. В то же время, развитая в разделе 3 обзора теория, линейная по амплитуде светоиндуцированной решетки, представляет лишь первый шаг на пути полного количественного описания всего многообразия этих интересных и практически важных процессов на поверхности твердых тел.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. — М.: Мир, 1974; Промышленное применение лазеров. — М.: Мир, 1981.
2. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.

3. Duley W. *Laser Processing of Materials*. — N. Y.: Plenum press, 1983.
4. Басов Н. Г., Склизков Г. В. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней лазером. — М.: ВИНТИ. 1982.
5. Khaibullin I. B., Shtyrkov E. I., Zaripov M. M. et al. — *Rad. Eff.*, 1978, v. 36, p. 225.
6. Двуреченский Л. В., Качурин Г. А., Нидаев Н. В., Смирнов Л. С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. — Новосибирск: Наука, 1982.
7. *Laser-Solid Interactions and Laser Processing*/Eds S. D. Ferris, H. J. Leamy, J. M. Poate. — N.Y.: Amer. Inst. Phys., 1979.
8. *Laser and Electron Beam Processing of Materials*/Eds C. W. White, P. S. Peercy. — N.Y.: Academic Press, 1980.
9. *Laser and Electron Beam Processing of Electronic Materials*/Eds C. L. Anderson, G. K. Cellar, G. A. Rozgonyi. — Princeton: ECS Inc., 1980.
10. *Laser and Electron Beam Solid Interactions and Materials Processing*/Eds J. F. Gibbon, L. D. Hess, T. W. Sigmon. — N.Y.: North-Holland, 1981.
11. *Current Topics in Materials Science. V. 8*/Eds E. Kaldis. — Amsterdam; N.Y.; Oxford: North-Holland, 1982.
12. *Laser and Electron Beam Interaction with Solids*/Eds B. R. Appleton, G. K. Cellar. — Amsterdam: North-Holland, 1982.
13. Shank C. V. — *Science*, 1983, v. 249, p. 1027.
Fork R. L., Greene B. I., Shank C. V. — *Appl. Phys. Lett.*, 1981, v. 38, p. 671.
Fork R. L., Shank C. V., Yen R. — *Ibidem*, 1982, v. 41, p. 273.
14. *Picosecond Phenomena. III*/Eds K. B. Eisenthal, R. Hochstrasser. — N.Y.: Springer-Verlag, 1982. — (Springer Series in Chemical Physics. V. 23).
15. Fujimoto J. G., Weiner A. M., Ippen E. P. — *Appl. Phys. Lett.*, 1984, v. 44, p. 832.
16. Shank C. V., Yen R., Hirlimann C. — *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 50, p. 454; v. 51, p. 900.
17. Бункин Ф. В., Кирichenko Н. А., Лукьянчук Б. С. — *УФН*, 1982, т. 138, с. 45; *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1984, т. 48, с. 1485.
18. Ахманов С. А., Галяутдинов М. Ф., Коротеев Н. И. и др. — *Квант. электрон.*, 1983, т. 10, с. 1077; *Opt. Commun.*, 1983, v. 43, p. 202.
19. Tom H. W. K., Heinz T. F., Shen Y. R. — *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 51, p. 1983.
20. а) Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. — Л., 1981.
б) Тезисы докладов VI Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Вильнюс, 1984. — Л., 1984.
21. Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. — М.: Наука, 1981.
22. Beattie A. R., Landsberg P. T. — *Proc. Roy. Soc.*, 1959, v. 249, p. 16.
23. Haug A. — *Sol. State Electr.*, 1978, v. 21, p. 1281.
24. Yoffa E. J. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1980, v. 21, p. 2415.
25. Келдыш А. В. — *УФН*, 1970, т. 100, с. 514.
26. Dumke W. P. — *Phys. Lett. Ser. A*, 1980, v. 78, p. 477.
27. Biswas R., Ambegaokar V. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1982, v. 26, p. 1980.
28. Tang C. L., Erskine D. J. — *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 51, p. 840.
29. Conwell E., Vassell M. — *IEEE Trans. Electr. Devices*, 1966, v. 13, p. 22.
30. Shah J. — *J. de Phys.*, 1981, t. 42, Suppl. Nr. 10, p. C7-445.
31. Райс Т., Хенсел Дж., Филлипс Т., Томас Г. *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках*. — М.: Мир, 1980.
32. Van Vechten I. — *J. de Phys.*, 1983, t. 44, Suppl. Nr. 10, p. C5-11.
33. Yoffa E. J. — *Ibidem*, 1981, t. 41, Suppl. Nr. 5, p. C4-7.
34. *Phonon Scattering in Solids*. — N.Y.: Plenum Press, 1976.
35. Von der Linde D., Kuhl J., Klingenberg H. — *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 1505.
36. Ulbrich R. G., Narayanamurti V., Chin M. A. — *Ibidem*, v. 45, p. 1432.
37. Greenstein M., Tamor M. A., Wolfe J. P. — *Sol. State Commun.*, 1983, v. 45, p. 355.
38. Northrop G. A., Wolfe J. P. — *Bull. Amer. Soc.*, 1983, v. 28, p. 252.
39. Kurz H., Lompre L. A., Liu J. M. — *J. de Phys.*, 1983, t. 44, Suppl. Nr. 10, p. C5-23.
40. Wood R. F., Giles G. E. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1981, v. 23, p. 2923.
Wood R. F., Kirkpatrick J. R., Giles G. E. — *Ibidem*, v. 23, p. 5555.
41. Lietoila A., Gibbons J. F. — *In*¹⁰, p. 23.
42. Orbach R. — *IEEE Trans. Son. and Ultras.*, 1967, v. SU-14, p. 140.
43. Риссел X., Руге И. *Ионная имплантация*. — М.: Наука, 1983.
44. Wittmer W., Rozgonyi G. A. — *In*¹¹, ch. 1.

45. Bertolotti M., Vitali G.— Ibidem, ch. 2.
46. Compaan A., Contreras G., Cardona M., Axmann R.— J. de Phys., 1983, t. 44, Suppl. Nr. 10, p. C5-197.
47. Wagner J., Compaan A., Axmann R.— Ibidem, p. C5-61.
48. Slaoui A., Fogarassy E., Muller J. C., Siffert P.— Ibidem, p. C5-65.
49. Алферов Ж. И., Абакумов В. Н., Ковальчук Ю. В., Островская Г. В., Портной Е. Л., Смирницкий В. Б., Соколов И. А.— ФТП, 1983, т. 17, с. 235.
50. Штырков Е. И., Хайбуллин И. Б., Галаяутдинов Н. Ф., Зарипов М. М.— Опт. и спектр., 1975, т. 38, с. 103.
51. Андреев А. В., Ахманов С. А. Быстрая рекристаллизация полупроводников и генерация когерентного мёссбауэровского излучения: Препринт физического факультета МГУ № 26/1981.— Москва, 1981.
52. Андреев А. В., Ахманов С. А., Ковьев Э. К.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1898.
53. Займан Дж. Принципы теории твердого тела.— М.: Мир, 1974.
54. Stritzker Q., Rospieszczuk A., Tagle J. A.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 356.
55. Larson B. C., White C. W., Noggle T. S., Mills D. M.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 337.
56. Larson B. C., White C. W., Noggle T. S., Barhorst J. F., Mills D. M.— In ¹², p. 13.
57. Williams R. T., Kablet M. N., Long J. P., Rife J. C., Royt R. T.— Ibidem, p. 97.
58. Thomson M. O., Calvin G. J., Mayer J. W., Hammond B. B., Paulter N., Peercy P. S.— Ibidem, p. 209.
59. White C. W.— Ibidem, p. 109.
60. Van Vechten I. A., Compaan A. A.— Sol. State Commun., 1981, v. 39, p. 867.
61. Bok J.— J. de Phys., 1973, t. 44, Suppl. Nr. 10, p. C5-3.
62. Compaan A., Lo H. W., Lee M. C., Aydinli A.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 26, p. 1079.
63. Von der Linde D., Wartmann G., Ozols A.— In: Laser-Solid Interactions and Transient Thermal Processing of Materials/Eds J. Narajan, W. L. Brown, L. A. Lemons.— N.Y.: Academic Press, 1983.
64. Von der Linde D., Wartmann G.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, p. 700.
65. Wood R. F., Rasolt M., Jellison G. E.— In ¹², p. 61.
66. Compaan A., Lee M. C., Lo H. W., Trott G. J., Aydinly A.— J. Appl. Phys., 1983, v. 54, p. 5950.
67. Von der Linde D., Wartmann G., Compaan A.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 613.
68. Van Vechten I. A.— In ¹², p. 49.
69. Каганов М. И., Лифшиц И. М., Танатаров Л. В.— ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 232; Анисимов С. И., Капеллов Б. Л., Перельман Т. Л.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 776.
70. Eesley G. L.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 2140.
71. Fujimoto J. G., Ippen E. P., Liu J. M., Bloembergen N.— In ⁷⁵, p. 111; Phys. Rev. Lett., 1954, v. 53, p. 1837.
72. Капаев В. В., Капаев Ю. В., Молотков С. Н.— Микроэлектроника, 1983, т. 12, с. 499.
73. Суслов И. М.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 544.
74. Fujimoto J. G., Liu J. M., Ippen E. P., Bloembergen N.— In ⁷⁵, p. 140.
75. Fujimoto J. G., Shevel S. G., Ippen E. P.— Sol. State Commun., 1984, v. 49, p. 605.
76. Пискарскас А. С. и др. Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия/Под ред. А. С. Пискарскаса.— Вильнюс: Моклас, 1983.
77. Ultraphast Phenomena. IV/Eds D. H. Auston, K. B. Eisonthal. N.Y.: Springer-Verlag, 1984.— (Springer Series in Chemical Physics. V. 38).
78. Сверхкороткие световые импульсы/Под ред. С. Шапиро.— М.: Мир, 1981.
79. Picosecond Phenomena/Eds C. V. Shank, E. Ippen, S. Shapiro.— N.Y.: Springer-Verlag, 1978.— (Springer Series in Chemical Physics. V. 4).
80. Сверхбыстрые процессы в спектроскопии.— Таллин: Валгус, 1979.
81. Picosecond Phenomena. II/Eds C. V. Shank, R. Hochstrasser, W. Kaiser.— N.Y.: Springer-Verlag, 1980.— (Springer Series in Chemical Physics. V. 14).
82. Пикосекундные световые явления.— В кн.: Тезисы. X, XI и XII Всесоюзных конференций по когерентной и нелинейной оптике.— Киев, 1980; Ереван, 1982; Москва, 1985.
83. Auston D. H., Surko C. M., Venkatesan T. N. C., Slusher R. E., Colovchenko J. A.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 437.

82. Auston D. H., Colovchenko J. A., Simons A. L., Surko C. M., Venkatesan T. N. C.— Ibidem, 1979, v. 34, p. 777.
83. Von der Linde D., Fabricius N.— Ibidem, 1982, v. 41, p. 991.
84. Liu J. M., Kurz H., Bloembergen N.— Ibidem, 1982, v. 41, p. 643.
85. Combescot M.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 519.
86. Liu M., Yen R., Kurz H., Bloembergen N.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, p. 755.
87. Bloembergen N., Kurz H., Liu J. M., Yen R.— In ¹², p. 37.
88. Yen R., Liu J. M., Kurz H., Bloembergen N.— Appl. Phys. Ser. A, 1982, v. 27, p. 153.
89. Lompre L. A., Liu J. M., Kurz H., Bloembergen N.— Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, p. 3.
90. Van Driel H. M., Lompre L. A., Bloembergen N.— Ibidem, p. 285.
91. Aydinli A., Lo H. W., Compaan A.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1640.
92. Compaan A., Aydinli A., Lee M. C., Lo H. W.— In ¹², p. 43.
93. Moss S. C., Marquardt Q.— Ibidem, p. 79.
94. Lowndess D. H.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 267.
95. Lo H. W., Compaan A.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1604.
96. Compaan A., Lo H. W., Aydinli A., Lee M. C.— In ¹⁰, p. 15.
97. Lee M. C., Lo H. W., Aydinli A., Compaan A.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 499.
98. Wood R. F., Lowndess D. H., Giles G. E.— In ¹², p. 67.
99. Schmidt M., Dransfeld K.— Appl. Phys. Ser. A, 1982, v. 28, p. 211.
100. Емельянов В. И., Уварова И. Ф.— Акуст. ж., 1985, т. 31, № 4, с. 481.
101. Портной Е. Л., Ковальчук Ю. В., Островская Г. В., Пискаревский В. В.— Письма ЖТФ, 1983, т. 8, с. 462.
102. Абакумов В. Н., Алферов Ж. И., Ковальчук Ю. В., Портной Е. Л.— Ibidem, 1982, т. 8, с. 966.
103. Алферов Ж. И., Ковальчук Ю. В., Смольский О. В., Соколов И. А.— Ibidem, 1983, т. 9, с. 897.
104. Алферов Ж. И., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В., Смольский О. В., Соколов И. А.— Ibidem, с. 1373.
105. Аксенов В. П., Журкин Б. Г.— ДАН СССР, 1982, т. 265, с. 1365.
106. Bloembergen N., Pershan P.— Phys. Rev., 1962, v. 128, p. 606.
107. De Martini F., Shen Y. R.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 216.
108. De Martini F., Colocci M., Kohn S. E., Shen Y. R.— Ibidem, 1977, v. 38, p. 1223.
109. Shen Y. R., Chen C. K., De Castro A. R. B.— In: Proc. of VIII Intern. Conference on Raman Spectroscopy. Ottawa, Canada, 1980/Ed. W. F. Murphy.— N.Y.: North-Holland, 1980, p. 659.
110. Chen C. K., Heinz T. F., Ricard D., Shen Y. R.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1010.
111. Heinz T. F., Chen C. K., Ricard D., Shen Y. R.— Chem. Phys. Lett., 1981, v. 83, p. 180.
112. Акципетров О. А., Мишина Е. А.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 442.
113. Heritage J. P., Bergman J. G.— In: Light Scattering in Solids/Eds J. L. Birman, H. Z. Cummins, K. K. Rebane.— N.Y.: Plenum Press, 1979, p. 167.
114. Ахманов С. А., Галаяутдинов М. Ф., Коротеев Н. И., Пайтия Г. А., Хайбуллин И. Б., Штырков Е. И., Шумай И. Л.— Письма ЖТФ, 1984, т. 10, с. 1900.
115. Akhmanov S. A., Galiautdinov M. F., Koroteev N. I., Paitian G. A., Khaibullin I. B., Shtyrkov E. I., Shumay I. L.— J. Opt. Soc. Amer. Ser. B, 1985, v. 2, p. 283.
116. Ахманов С. А., Галаяутдинов М. Ф., Коротеев Н. И., Пайтия Г. А., Шумай И. Л. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, т. 49, с. 506.
117. Cheng H., Miller P. B.— Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 134, p. 683.
118. Bloembergen N., Chang R. K., Jha S. S., Lee C. H.— Ibidem, 1968, v. 174, p. 813.
119. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики.— М.: ВИНТИ, 1964.
120. Бломберген Н. Нелинейная оптика.— М.: Мир, 1966.
121. Синг С.— В кн.: Справочник по лазерам/Под ред. А. М. Прохорова.— М.: Сов. радио, 1978, т. 2, с. 237.
122. Мейснер Л. Б., Салтиел С. М.— Ibidem, с. 271.
123. Най Дж.— Физические свойства кристаллов.— М.: Мир, 1967.
124. Duscuing J., Flytzanis C.— In: Optical Properties of Solids/Ed. F. Abeles.— Amsterdam: North-Holland, 1972, p. 863.
125. Duscuing J., Bloembergen N.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 474.
126. Lee C. H., Chang R. K., Bloembergen N.— Ibidem, 1967, v. 18, p. 167.
127. Акципетров О. А., Мишина Е. Д.— ДАН СССР, 1984, т. 274, с. 62.

126. Shank C. V., Yen R., Hirlimann C.— *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 51, p. 900.
127. Malvezzi A. M., Liu J. M., Bloembergen N.— *Appl. Phys. Lett.*, 1984, v. 45, p. 1019.
128. Diels J. C.— *Laser Focus*, 1983, v. 19, No 5, p. 26.
129. Guidotti D., Driscoll T. A., Gerritsen H. J.— *Sol. State Commun.*, 1983, v. 46, p. 337.
130. Driscoll T. A., Guidotti D.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1983, v. 28, p. 1171.
131. Aspnæs D. E., Studna A. A.— *Ibidem*, v. 27, p. 985.
132. Белоножко А. Б., Емельянов В. И., Пайтян Г. А., Сумба-тов А. А.— *Вестн. Моск. ун-та, Сер. «Физика, астрономия»*, 1984, т. 26, № 4, с. 67.
133. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.
134. Litwin J., Moss D. J., Sipe J. E., van Driel H. M.— *Comparison of Nanosecond and Picosecond Harmonic Generation from Centrosymmetric Semiconductors: Post-Deadline Paper W1129-1*, Presented at the 13th Intern. Quantum Electronics Conference.— Anaheim, USA, 1984.
135. Birnbaum M. J.— *Appl. Phys.*, 1965, v. 36, p. 3688.
136. Бонч-Бруевич А. М., Коченгина М. К., Либенсон М. Н., Пудков С. Д., Трубаев В. В.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1982, т. 46, с. 1186.
137. Прохоров А. М., Сычуглов В. А., Тищенко А. В., Хакимов А. А.— *Письма ЖТФ*, 1982, т. 8, с. 961, 1409.
138. Громов Г. Г., Уфимцев В. Б.— *ДАН СССР*, 1983, т. 272, с. 1405; *Письма ЖТФ*, 1983, т. 9, с. 580.
139. Young J. F., Preston J. S., Van Driel H. M., Sipe J. E.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1983, v. 27, p. 1144, 1155.
140. Oron M., Sorensen G.— *Appl. Phys. Lett.*, 1979, v. 35, p. 782.
141. Fauchet P. M., Siegman A. E.— *Ibidem*, 1982, v. 40, p. 824; in ⁷⁵, p. 129; *Appl. Phys. Ser. A*, 1983, v. 32, p. 135.
142. Базакуца П. В., Прохоров А. М., Сычуглов В. А., Тищенко А. В.— *Письма ЖТФ*, 1983, т. 9, с. 705.
143. Баженов В. В., Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н., Макин В. С., Пудков С. Д., Трубаев В. В.— *Письма ЖТФ*, 1983, т. 9, с. 932.
144. Isenor N. R.— *Appl. Phys. Lett.*, 1977, v. 31, p. 148.
145. Jain A. K., Kulkarni V. N., Sood D. K., Upral J. C.— *J. Appl. Phys.*, 1981, v. 52, p. 4882.
146. Анисимов В. Н., Баранов В. Ю., Большов Л. А., Дыхне А. М., Малюта Д. Д., Письменный В. Д., Себрант А. Ю., Степанова М. А.— *Поверхность*, 1983, № 7, с. 138.
147. Temple P. A., Soleau M. J.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, v. QE-17, p. 2067.
148. Конов В. И., Прохоров А. М., Сычуглов В. А., Тищенко А. В., Токарев В. Н.— *ЖТФ*, 1983, т. 53, с. 2283.
149. Keilmann F., Bai Y. H.— *Appl. Phys. Ser. A*, 1982, v. 29, p. 9.
150. Коо J. C., Slusher R. E.— *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v. 28, p. 614.
151. Brueck S. R. J., Ehrlich D. J.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, p. 1678.
152. Keilmann F.— *Ibidem*, 1983, v. 51, p. 2097.
153. Young J. F., Sipe J. E., Van Driel H. M.— *Optics Lett.*, 1983, v. 8, p. 431.
154. Heinz T. F., Loy M. M. T., Thompson W. A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1985, v. 54, p. 63.
155. Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах.— М.: Наука, 1981.
156. Sandersock R.— *Sol. State Commun.*, 1978, v. 26, p. 547.
157. Rowell N. L., Stegeman G. I.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1978, v. 18, p. 2598.
158. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.— *Механика сплошных сред*.— М.: Физматгиз, 1953.
159. Jha S. S., Kirtley J. R., Tsang J. C.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1980, v. 22, p. 3973.
160. Емельянов В. И., Земсков Е. М., Семиногов В. Н.— *Поверхность*, 1984, т. 2, с. 38.
161. Емельянов В. И., Коротеев Н. И.— *УФН*, 1981, т. 135, с. 345.
162. Зельдович Б. Я., Собельман И. И.— *УФН*, 1970, т. 101, с. 3.
163. Кац А. В., Маслов В. В.— *ЖЭТФ*, 1972, т. 62, с. 496.
164. Бункин Ф. В., Самохин А. А., Федоров Н. В.— *ЖЭТФ*, 1969, т. 56, с. 1057.
165. Емельянов В. И., Семиногов В. Н.— *ЖЭТФ*, 1984, т. 86, с. 1026.
166. Масленников В. Л., Прохоров А. М., Сычуглов В. А., Тищенко А. В.— *Письма ЖТФ*, 1983, т. 9, с. 679.
167. *Физико-химические свойства элементов*.— Киев: Наукова думка, 1965.
168. Емельянов В. И., Семиногов В. Н.— *Квант. электрон.*, 1984, т. 11, с. 871.

169. Голубенко Г. А., Самохин А. А., Сычугов В. А. — *Ibidem*, с. 1850.
170. Трибельский М. И., Гольдберг С. М. — *Письма ЖТФ*, 1982, т. 8, с. 1227.
171. Емельянов В. И., Земсков Е. М., Семиногов В. Н. — *Квант. электрон.*, 1983, т. 10, с. 2389.
172. Емельянов В. И., Земсков Е. М., Семиногов В. Н. — *Ibidem*, 1984, т. 11, стр. 2283.
173. Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н., Макин В. С. — *Письма ЖТФ*, 1984, т. 10, с. 3.
174. Самохин А. А. — *Квант. электрон.*, 1983, т. 10, с. 2022; Препринт ФИАН СССР № 34. — Москва, 1984.
175. Figueira J. F., Thomas S. J. — In: *Surface Studies with Lasers*/Eds F. R. Aussenegg, A. Leitner, M. E. Lippitsch. — Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1982, p. 212. — (Chemical Physics. V. 33).
176. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Статистическая физика*. — М.: Наука, 1976, ч. I, с. 281.
177. Анисимов С. И., Трибельский М. И., Эпельбаум Я. Г. — *ЖТФ*, 1980, т. 78, с. 1597.
178. Прохоров А. М., Сычугов В. А., Тищенко А. В., Хакимов А. А. — *Письма ЖТФ*, 1983, т. 9, с. 2, 65.
179. Баженов В. В., Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н., Макин В. С., Пудков С. Д., Трубаев В. В. — *Ibidem*, с. 1268.
180. Аксенов В. П., Журкин Б. Г. *Препринты ФИАН №№ 56, 194*. — Москва, 1982.
181. Регель А. Р., Глазов В. М. *Физические свойства электронных расплавов*. — М.: Наука, 1980.
182. *Таблицы физических величин. Справочник*/Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
183. Кашкаров П. К., Киселев В. Ф., Петров А. В. — *Поверхность*, 1982, № 12, с. 47.
- Карягин С. Н., Кашкаров П. К., Киселев В. Ф., Петров А. В. — *Поверхность*, 1984, № 2, с. 113.
184. Chabal Y. J., Rowe J. E., Christman S. B. — *J. Vacuum Sci. and Technol.*, 1982, v. 20, p. 763.
185. Karjagin S. N., Kashkarov P. K., Kiselev V. F., Petrov A. V. — *Surf. Sci. (Letters)*, 1984, v. 146, p. L582.
186. Wautelet M., Failley-Lovato M., Laude L. — *J. Phys. Ser. C*, 1980, v. 13, p. 5504.
187. Емельянов В. И., Семиногов В. Н. — *Поверхность*, 1985, № 11, 142.
188. Keilmann F. — In ¹⁷⁵, p. 207.
189. Jacoboni C., Canali C., Ottaviani G., Alberigi A. — *Sol. State Electron.*, 1977, v. 20, p. 77.
190. Емельянов В. И. *Нелинейно-оптическая деформация акустической подсистемы и сверхбыстрое плавление поверхности полупроводников мощными короткими лазерными импульсами: Препринт физического факультета МГУ № 5*. — Москва, 1985.
191. Mourou G., Williamson S. — *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 41, p. 44.
- Williamson S., Mourou G., Li J. C. M. — In ⁷⁵, p. 114.
192. Ахманов С. А., Багратшвили В. Н., Голубков В. В., Згурский А. В., Ищенко А. А., Крикунов С. А., Тункин В. Г. — *Письма ЖТФ*, 1985, т. 11, с. 162 (доложено на III Международной конференции по сверхбыстрым процессам. Минск, октябрь 1983 г.).
193. Downer M., Fork R. L., Shank C. V. — In ⁷⁵, p. 114.
194. Malvezzi A. M., Kurz H., Bloembergen N. — *Ibidem*, p. 118.
195. *Phonon Scattering in Condensed Matter*/Ed. W. Eisenmenger. — N.Y.: Springer-Verlag, 1984.
196. Wolf S. A., Cubbertson J. C., Strom U., Klein P. B. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1984, v. 29, p. 7054.
197. Аванесян С. М., Ахманов С. А., Бонч-Осмоловский М. М., Гусев В. Э., Желудев Н. И., Петросян Е. Г. — В кн. ²⁰, с. 148.
198. Avanesyan S. M., Gusev V. E., Zheludev N. I. — *Appl. Phys. Ser. A*, 1985, v. 29, p. 5.
199. Gnosheng Z., Fauchet P. M., Siegman A. E. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1982, v. 26, p. 5366.
200. Wood R. W. — *Phil. Mag.*, 1902, v. 4 (6), p. 396; *Phys. Rev.*, 1935, v. 48, p. 928.
201. Rayleigh. — *Phil. Mag.*, 1907, v. 14 (6), p. 60.
202. Young J. F., Sipe J. E., van Driel H. M. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1984, v. 30, p. 2002.
203. Soileau M. J. — *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, v. QE-20, № 5, p. 464.
204. Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н., Макин В. С. — В кн. ²⁰⁶, с. 4.

205. Reinisch R., Nevière M.—Opt. Engng., 1981, v. 20, p. 629.
206. Андреев А. В.—УФН, 1983, т. 145, с. 113.
207. Базакуца П. В., Сычугов В. А., Прохоров А. М.—Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 2127.
208. Ordal M. A., Long L. L., Bell R. J., Bell S. E., Alexander R. W., Ward C. A.—Appl. Optics, 1983, v. 22, p. 1099.
209. Авруцкий И. А., Базакуца П. В., Сычугов В. А., Тищенко А. В.—Письма ЖТФ, 1984, т. 10, с. 1333.
210. Ursu I., Mihailescu I. N., Pora Al., Prokhorov A. M., Конов В. И., Ageev V. P., Tokarev V. N.—Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, p. 365.
211. Конов В. И., Токарев В. Н. Размерные эффекты при лазерном облучении периодических поверхностных структур: Препринт ИОФ АН СССР № 70.—Москва, 1985.
212. Wartman G., Kemmler M., von der Linde D.—Phys. Rev. Ser. B, 1984, v. 30, p. 4850.
213. Емельянов В. И., Семпногов В. Н.—В кн.: Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике.—Москва, 1985, с. 399.
214. Лазерное излучение и поверхность.—Ibidem.
215. Gorodetzky G., Kanicki J., Kazyaka T., Melcher R.—Appl. Phys. Lett., 1985, v. 46, p. 547.
216. Makshantsev B. I., Pilipetski N. F.—Appl. Phys. Ser. A, 1985, v. 36, p. 205.