

же характеризуется заметной анизотропией. Это и определяет наблюдаемое изменение характера дисперсионных кривых нелинейных восприимчивостей при переходе от геометрии рассеяния, соответствующей кривой 2, к геометрии рассеяния, соответствующей кривой 1. В этой геометрии, как следует и из измерения поглощения, колебания второго порядка значительно слабее связаны с колебанием $\nu(\text{OH})$, имеют меньшие силы осцилляторов и не дают заметного вклада в нелинейную восприимчивость на частотах, больших 3400 см^{-1} . Дисперсия $\chi_{\text{эф}}$ при этом определяется в основном колебанием $\nu(\text{OH})$.

Рассмотренные особенности спектров ПР кристаллов $\alpha\text{-NiO}_3$ и $\alpha\text{-DlO}_3$ связаны с проявлением ангармонизма колебательных возбуждений кристаллической решетки. И в этом смысле они аналогичны особенностям, наблюдаемым, например, в спектрах *KDP*, *DKDP*, формиата лития, *ADP* и ряда других кристаллов. Все эти кристаллы объединяет наличие гидроксильных групп и водородных связей, характеризующихся сильным ангармонизмом. Анализ оптических свойств перечисленных кристаллов показывает, что ангармонизм, колебания высших порядков и резонанс Ферми оказывают определяющее действие на формирование низкочастотного края области прозрачности, и их исследование и учет необходимы при использовании водородосодержащих кристаллов в элементах квантовой электроники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Стрижевский В. Л., Яшкир Ю. Н. Опт. и спектр., 1978, 44, с. 601.
 [2] Акципетров О. А., Иванов В. М., Пенин А. Н. ЖЭТФ, 1980, 78, с. 2309.
 [3] Иванов В. М., Лаптинская Т. В., Пенин А. Н. ДАН, 1981, 260, с. 321.
 [4] Клышко Д. Н., Куцов В. Ф., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. ЖЭТФ, 1972, 62, № 5, с. 1846. [5] Поливанов Ю. Н. ФТТ, 1979, 21, с. 1884. [6] Krauzman M., Postollec M., Mathieu J. P. Phys. Stat. Sol. (b), 1973, 60, p. 761. [7] Акципетров О. А., Георгиев Г. М., Михайловский А. Г., Пенин А. Н. ФТТ, 1976, 18, с. 665. [8] Деметьева Л. А., Иогансен А. В., Куркчи Г. А. Опт. и спектр., 1970, 29, с. 861. [9] Митюшева И. В., Мишина Е. Д., Пенин А. Н. ФТТ, 1980, 22, с. 2476. [10] Акципетров О. А. и др. ФТТ, 1975, 17, с. 2027. [11] Маврин Б. Н., Стерин Х. Е. В кн.: Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света. М.: Наука, 1978, с. 48. [12] Георгиев Г. М., Михайловский А. Г., Пенин А. Н., Чумаш В. И. ФТТ, 1974, 16, с. 2907. [13] Kurtz S. K., Bergman J. G., Perry T. T. Appl. Phys. Lett., 1968, 12, N 5, p. 186. [14] Клышко Д. Н., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. Письма в ЖЭТФ, 1970, 1, с. 11.

Поступила в редакцию
24.08.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 621.375.82

ЛИНЕЙНОЕ И НЕЛИНЕЙНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ПЛАВЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОГО КРИСТАЛЛА

А. Б. Белоножко, В. И. Емельянов, Г. А. Пайтян, А. А. Сумбатов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Диагностика сильно неравновесных состояний поверхности полупроводника, подвергнутого импульсному воздействию мощного лазерного излучения, обычно проводится линейными оптическими методами (линейное отражение), дающими ограниченную информацию. Так, линейное отражение не позволяет судить о симметрии решетки. Поэтому оказывается невозможным однозначно ответить на вопрос, обусловлена

ли фаза высокого оптического отражения, наблюдаемая при импульсном воздействии мощного лазерного излучения, генерацией плазмы неравновесных носителей, происходящей без плавления, либо генерацией при плавлении кристалла? Между тем ответ на этот вопрос важен для выяснения механизма лазерного отжига.

В работе [1] для диагностики неравновесного состояния поверхности нецентросимметричного полупроводника GaAs в сочетании с методом линейного отражения был впервые применен нелинейно-оптический метод генерации второй гармоники (ГВГ) пробного излучения на отражение. Поскольку ГВГ чувствительна к симметрии решетки — в расплаве отсутствует дипольная ГВГ, это позволяет установить наличие расплава на поверхности кристалла. В ряде случаев удобнее использовать также и генерацию суммарных частот (ГСЧ).

В настоящей работе проведено теоретическое рассмотрение такого рода экспериментов. Получена аналитическая формула для ГВГ (ГСЧ) на отражение от поверхности нецентросимметричного кристалла, покрытой слоем расплава толщиной $d(t)$ (t — время), обобщающая известное выражение для полубесконечной среды [2]. Проведены численные

расчеты температуры поверхности, динамики расплава, ГВГ и линейного отражения. Результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом [1].

1. Коэффициенты линейного и нелинейного отражения. Будем считать, что кристалл имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon_3(\omega) = \epsilon_3' + i\epsilon_3''$, проницаемость слоя расплава толщиной $d = d(t)$ равна $\epsilon_2(\omega) = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$, проницаемость воздуха $\epsilon_1 = 1$. Пусть из воздуха на поверхность расплава падает плоская электромагнитная волна частоты $\omega = 2\pi c/\lambda$ под углом к нормали θ_{12}^0 (рис. 1). Вектор электрического поля отраженной волны связан с

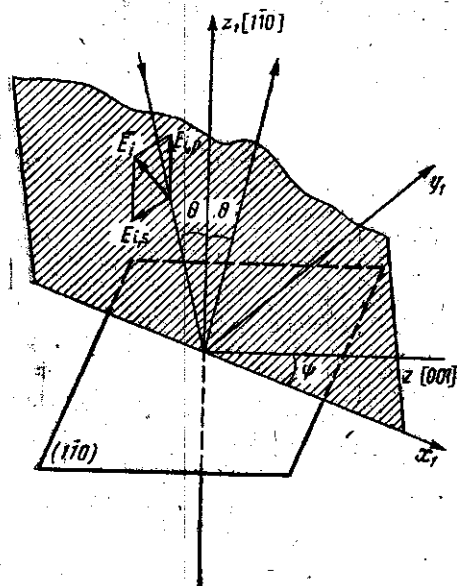


Рис. 1. Координатные оси и геометрия падения волны накачки на поверхность кристалла

вектором поля в падающей волне формулой $E_{r,\alpha}^0 = R_{\alpha}^0 E_{i,\alpha}$, $\alpha = s, p$,

$$R_{\alpha}^0 = (\rho_{12,\alpha} + \rho_{23,\alpha} e^{2i\alpha(\omega)}) (1 + \rho_{12,\alpha} \rho_{23,\alpha} e^{2i\alpha(\omega)})^{-1} \equiv R_1(t). \quad (1)$$

Здесь введены обозначения $\Delta(\omega) = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\epsilon_2(\omega)} \cos \theta_{12}^0$, где θ_{12}^0 определяется из соотношения $\sin \theta_{12}^0 = \sqrt{\epsilon_2(\omega)} \sin \theta_{12}^a$, $\rho_{12,\alpha}$, $\rho_{23,\alpha}$ — френелевские коэффициенты отражения по амплитуде от границ сред 1 и 2, 2 и 3 соответственно. Динамика коэффициента линейного отражения описывается фактором $R_1(t)$.

Рассмотрим теперь зависимость сигнала ВГ (СЧ) от толщины расплава d . Используем для этого метод многократных отражений [3] и метод расчета ВГ (СЧ) для полубесконечной среды, примененный в [2]. Волна частоты ω , проникая из среды 1 в среду 2, испытывает $m-1$ ($1 < m < \infty$) отражений от границ 2—3 и 1—2. Проникая далее из среды 2 в среду 3, волна ω возбуждает нелинейную поляризацию на

частоте 2ω , которая является источником излучения ВГ в среде 2. Испытывая $l-1$ ($1 \leq l < \infty$) отражений от границ 1—2 и 2—3, волна 2ω выходит в среду 1. Таким образом, поле ВГ в среде 1 представляет собой сумму волн с различными m и l (в случае СЧ вместо волны ω необходимо рассматривать две волны ω_1 и ω_2).

Вектор электрического поля волны ω в среде 2, испытавшей $m-1$ отражений, записывается в виде

$$E_m^\omega = e^{2i(m-1)\Delta(\omega) + i\Delta(\omega)} \hat{\tau}_{12} (\hat{\rho}_{23} \hat{\rho}_{21})^{m-1} E_i, \quad (2)$$

где тензоры $\hat{\tau}_{12}$, $\hat{\rho}_{2m}$ задаются выражениями

$$\begin{aligned} \hat{\tau}_{12} &= \{a_{jk}\}, \quad \hat{\rho}_{2m} = \{b_{jk}^{(m)}\}, \quad m = 1, 3, \quad a_{jk} = b_{jk}^{(m)} = 0 \text{ при } j \neq k, \\ a_{11} &= \frac{2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_{12t}^\omega}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{12t}^\omega + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_{12t}^\omega}, \quad b_{11}^{(m)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_m} \cos \theta_{2mi}^\omega - \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{2mt}^\omega}{\sqrt{\varepsilon_m} \cos \theta_{2mi}^\omega + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{2mt}^\omega}, \\ a_{22} &= \frac{2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_{12t}^\omega}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_{12t}^\omega + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{12t}^\omega}, \quad b_{22}^{(m)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{2mi}^\omega - \sqrt{\varepsilon_m} \cos \theta_{2mt}^\omega}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{2mi}^\omega + \sqrt{\varepsilon_m} \cos \theta_{2mt}^\omega}, \\ a_{33} &= \frac{2\varepsilon_1 (\varepsilon_2)^{-1/2} \cos \theta_{12t}^\omega}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{12t}^\omega + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_{12t}^\omega}, \quad b_{33}^{(m)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_m} \cos \theta_{2mi}^\omega - \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{2mt}^\omega}{\sqrt{\varepsilon_m} \cos \theta_{2mi}^\omega + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_{2mt}^\omega} \end{aligned} \quad (3)$$

при учете соотношений

$$\varepsilon_{1,2,3} = \varepsilon_{1,2,3}(\omega), \quad \sqrt{\varepsilon_2(\omega)} \sin \theta_{23t}^\omega = \sqrt{\varepsilon_3(\omega)} \sin \theta_{23t}^\omega; \quad \theta_{12t}^\omega = \theta_{23t}^\omega. \quad (4)$$

Нелинейная поляризация, возбуждаемая волной основной частоты, задается выражением

$$P_m^{2\omega} = \hat{\chi} : E_m^\omega E_m^\omega. \quad (5)$$

Здесь $\hat{\chi} = \|\chi_{ijkl}\|$ — тензор нелинейной восприимчивости второго порядка. Поле ВГ в среде 1 имеет вид

$$E^{2\omega} = \sum_{l,m=1}^{\infty} \exp\{i\Delta(2\omega)(l-1) + i\Delta(2\omega)\} (\hat{t}_2 \hat{r}_{21} \hat{r}_{23})^{l-1} \hat{B} \hat{A} P_m^{2\omega}. \quad (6)$$

Здесь $\Delta(2\omega) = \frac{4\pi d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_2(2\omega)} \cos \theta_{21}^\omega$; \hat{t} , \hat{r} получаются заменой $\omega \rightarrow 2\omega$ в выражениях (3); \hat{A} — матрица перехода от кристаллографической системы координат x, y, z к системе x_1, y_1, z_1 (см. рис. 1); \hat{B} — тензор генерации ВГ для полубесконечной среды, связывающий нелинейную поляризацию и поле ВГ [2]

$$B = B_0 \begin{pmatrix} \cos \theta_{32t}^{2\omega} + \cos \theta_{23t}^{2\omega} & 0 & \cos \theta_{32t}^{2\omega} + \sin \theta_{23t}^{2\omega} \\ 0 & -1 & 0 \\ \sin \theta_{32t}^{2\omega} \cos \theta_{23t}^{2\omega} & 0 & \sin \theta_{32t}^{2\omega} \sin \theta_{23t}^{2\omega} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$B_0 = 4\pi \sin^2 \theta_{23t}^{2\omega} \sin \theta_{23t}^\omega / \varepsilon_2 \sin \theta_{32t}^{2\omega} \sin (\theta_{32t}^{2\omega} + \theta_{23t}^{2\omega}) \sin (\theta_{23t}^{2\omega} + \theta_{23t}^{2\omega}) \cos (\theta_{23t}^{2\omega} - \theta_{32t}^{2\omega}).$$

Общее выражение для поля второй гармоники, генерируемой от поверхности при наличии слоя расплава толщины $d(t)$, дается выражением (6) при учете (7), (2) — (4).

Изучим теперь детально генерацию ВГ в кристалле GaAs кубической симметрии в условиях эксперимента [1] (ориентация поверхности кристалла [110], см. рис. 1). В этом случае элементы матрицы \bar{A} равны

$$A_{11} = A_{12} = A_{23}/\sqrt{2} = \sin \psi/\sqrt{2}; \quad A_{21} = A_{22} = -A_{13}/\sqrt{2} = \\ = -\cos \psi/\sqrt{2}; \quad A_{31} = -A_{32} = 1/\sqrt{2}; \quad A_{33} = 0. \quad (8)$$

Пусть $E_i = E_{i,s}$. ВГ также s -поляризована, если поляризации $P_{x_1}^{2\omega}$, $P_{z_1}^{2\omega} = 0$, что возможно при некотором значении угла $\psi = \psi_0$. Для его определения учтем, что лишь $\chi_{xyz} = \chi_{yzx} = \chi_{xzy} \neq 0$. Используем это в (4) и, находя с помощью (8) $P_{x_1}^{2\omega}$, $P_{z_1}^{2\omega}$, заметим, что $P_{z_1}^{2\omega}$ обращается в нуль, а условие $P_{x_1}^{2\omega} \neq 0$ приводит к уравнению для ψ

$$2 \sin^2 \psi - \cos^2 \psi = 0. \quad (9)$$

Это уравнение имеет решение

$$\psi = \psi_0 \approx 35^\circ, \quad \text{т. е. } \sin \psi_0 \approx 0,58. \quad (10)$$

Используя (2)–(6), (8), (10) и (7), получим для поля ВГ, генерируемого на отражение, выражение

$$E_i^{2\omega} = -R_s^{2\omega} \frac{4\pi \cdot 0,58 \sin^2 \theta_{23t}^{2\omega} \sin \theta_{23t}^{2\omega} (t_{23}^{2\omega})^2 \chi_{xyz}}{\sin(\theta_{23t}^{2\omega} + \theta_{32t}^{2\omega}) \sin(\theta_{23t}^{2\omega} + \theta_{23t}^{2\omega}) \sin \theta_{32t}^{2\omega}} (E_i)^2, \quad (11)$$

$$R_s^{2\omega} = t_{21,s}(\tau_{12,s})^2 \frac{e^{i\Delta(2\omega) + 2i\Delta(\omega)}}{[1 - r_{21,s} r_{23,s} e^{2i\Delta(2\omega)}][1 - (r_{23,s} \rho_{21,s} e^{2i\Delta(\omega)})^2]} \equiv \\ \equiv t_{21,s}^2 \tau_{12,s}^2 R_2(t). \quad (12)$$

Здесь коэффициент $R_s^{2\omega}$ характеризует ослабление эффекта генерации ВГ вследствие поглощения слоем расплава излучения основной частоты и второй гармоники. Временная динамика ГВГ описывается фактором $R_2(t)$. Вид коэффициента $R_s^{2\omega}$ аналогичен виду коэффициента R_s^ω , фигурирующего в (1). При стремлении толщины слоя к нулю выражение (12) стремится к формуле для ВГ, генерируемой полубесконечным кристаллом.

2. Численный расчет динамики импульсного лазерного плавления и рекристаллизации приповерхностного слоя. Для расчета динамики сигнала ВГ по формуле (12) необходимо знать динамику толщины слоя расплава $d(t)$, который возникает при лазерном нагреве поверхности коротким отжигающим импульсом.

Процесс нагрева описывается нелинейным уравнением теплопроводности

$$c(T) \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + P(z, t), \quad (13)$$

где ρ — плотность, $c(T)$ — удельная теплоемкость, $\kappa(T)$ — коэффициент теплопроводности, z — расстояние от поверхности в глубь среды, P — функция теплового источника. Это уравнение решается с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad T(z, t) \Big|_{z \rightarrow \infty} = \text{const}. \quad (14)$$

В конечно-разностной форме уравнение (13) запишется в виде

$$c_{ip}\Delta x_i (T_i^{n+1} - T_i^n) / \Delta t = \kappa_{i,i+1}(T_{i+1}^n - T_i^n) + \kappa_{i,i-1}(T_{i-1}^n - T_i^n) + P_i^n, \quad (15)$$

где T_i^n — температура узла i в момент времени n , $\kappa_{i,i+1}$ — теплопроводность между узлами i и $i+1$. Граничные условия принимают вид

$$T_1^n = T_2^n, \quad T_l^n = T_0 \quad (16)$$

при любых n , где l — число узлов разностной сетки, выбиравшееся таким образом, чтобы толщина образца была не менее 10^{-3} см. При расчете предполагалось, что отжигающий импульс имеет гауссову форму, при этом тепловой источник задавался в виде

$$P_i^n = (1 - R_{отр}) \frac{W}{\tau_p \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{t_n^2}{\tau_p^2}\right) e^{-ikz_i} k \Delta z_i,$$

где τ_p — длительность импульса, W — плотность излучения, k — коэффициент поглощения (см^{-1}), z_i — расстояние от поверхности до i -го узла, $R_{отр}$ — коэффициент отражения от поверхности.

Коэффициент $R_{отр}$ рассчитывался по формуле для линейного коэффициента отражения (1) одновременно с определением глубины расплава (этот способ является более точным по сравнению с используемым обычно [4], когда считается, что $R_{отр}$ меняется скачком при плавлении образца на глубину более 50—200 Å). Все расчеты проделаны при данных, приведенных в табл. 1. Шаг сетки был переменным: $\Delta x =$

Таблица 1

Параметры кристаллического GaAs

Величина	Численные значения
Теплоемкость $c(T)$	$0,15128 + 4,05 \cdot 10^{-5}T$ (Дж/г)
Плотность ρ	5,32 (г/см ³)
Скрытая теплота плавления Q	600 (Дж/г)
Температура плавления $T_{пл}$	1518 (К)
Коэффициент теплопроводности $\kappa(T)$	0,333 ($T = 290$ К)
	0,2 ($T = 500$ К)
	0,111 ($T = 800$ К)
	0,09 ($T = 900$ К)
	0,08 ($T = 1518$ К)

$= 10^{-6}$ см около поверхности и существенно увеличивался по мере удаления от нее; шаг по времени Δt выбирался в зависимости от плотности энергии импульса и для большинства вычислений составлял 10^{-12} с.

При расчетах осуществлялась проверка: достигла ли температура образца в узле температуры плавления. Если $T_i = T_{пл}$, то температура в i -м узле оставалась равной $T_{пл}$ до тех пор, пока накопленная в этом узле энергия не превышала скрытую теплоту плавления этого узла, после чего температура снова рассчитывалась по уравнению (15). Положение фронта плавления определялось по суммарной длине расплавленных узлов.

Результаты численного расчета динамики расплава и рекристаллизации $d(t)$ приведены на рис. 2.

3. Динамика ГВГ и линейного отражения пробного излучения. Одновременно с расчетом толщины расплава $d(t)$ проводился численный расчет фактора $|R_2(t)|^2$ в нелинейном коэффициенте отражения по формуле (12), который определяет динамику ГВГ, а также линейного ко-

эфициента отражения $|R_1(t)|^2$ по формуле (1). При этом диэлектрическая проницаемость расплава задавалась выражениями $\epsilon_2(\omega) = -18 + 40i$, $\epsilon_2(2\omega) = -11 + 12j$ ($\lambda = 1,06$ мкм). Для кристалла $\epsilon_3(\omega) = 12 + 0,2i$, $\epsilon_3(2\omega) = 19,5 + 2,5i$.

Результаты численного счета представлены на рис. 2. Обсудим полученные результаты. Как видно из рис. 2, при действии лазерного импульса с энергией $W = 0,4$ Дж/см² фронт расплава быстро движется в

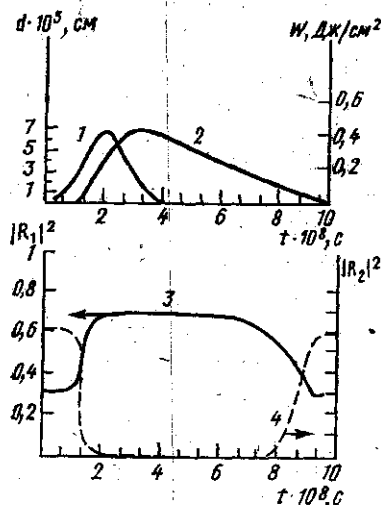


Рис. 2. Динамические характеристики лазерного отжига (численный счет): 1 — отжигающий импульс W , 2 — глубина расплава d , 3 — линейный коэффициент отражения на частоте ω , 4 — нелинейный коэффициент отражения на частоте 2ω (ГВГ) в произвольных единицах

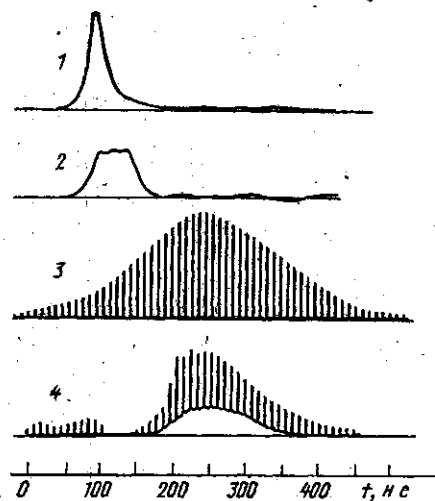


Рис. 3. Динамические характеристики лазерного отжига (эксперимент [1]): 1 — отжигающий импульс, 2 — линейный коэффициент отражения на частоте ω , 3 — пачка зондирующих импульсов с частотой ω , 4 — динамика ГВГ на частоте 2ω

глубь среды, достигает максимальной глубины порядка $6 \cdot 10^{-5}$ см и возвращается обратно к поверхности в процессе рекристаллизации. За время $\tau_{нар}$ прохождения фронтом расплава расстояния порядка толщины скин-слоя $\delta_{ск}$ коэффициент линейного отражения увеличивается примерно вдвое, а затем выходит на плато (фаза высокого отражения). Длительность фазы высокого отражения определяется временем прохождения фронта расплава туда и обратно. Длительность спада фазы высокого отражения $\tau_{сп}$ определяется временем прохождения фронтом рекристаллизации расстояния порядка $\delta_{ск}$. Полагая $\delta_{ск} \approx 200$ Å и оценивая по рис. 2 (кривая 3) $\tau_{нар} \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с, получаем для скорости фронта расплава $v_{распл} \approx 4 \cdot 10^2$ см/с. Оценивая также по рис. 2 (кривая 3) $\tau_{сп} \approx 10^{-8}$ с, получаем для оценки скорости рекристаллизации $v_{рекр} \approx 2 \cdot 10$ см/с.

Одновременно с нарастанием коэффициента отражения при движении фронта расплава вглубь происходит падение эффективности генерации ВГ (рис. 2, кривая 4). При последующей рекристаллизации происходит восстановление первоначальной эффективности ГВГ. Характерные времена спада и нарастания ВГ примерно совпадают с $\tau_{нар}$ и $\tau_{сп}$. Это обусловлено тем, что в формуле (12) $2\Delta(\omega) \gg \Delta(2\omega)$, и поэтому:

временная динамика как ВГ, так и коэффициента линейного отражения (см. (1)) определяется фактором ослабления волны частоты ω .

Как видно из сравнения рис. 2 и 3, это поведение качественно соответствует экспериментальным результатам [1]. Более подробное сравнение теории с экспериментом приведено в табл. 2. Хорошее качествен-

Таблица 2
Сравнение теории с экспериментом [1]

Величина	Эксперимент	Теория
Время нарастания коэффициента отражения	≤ 10 нс	~ 5 нс
Время спада линейного отражения	~ 15 нс	~ 11 нс
Длительность фазы высокого отражения	~ 40 нс	~ 45 нс
Длительность спада ТВГ	~ 10 нс	~ 10 нс
Длительность нарастания ГВГ	≤ 15 нс	~ 11 нс

ное и количественное согласие результатов расплавной модели с экспериментом свидетельствует в пользу тепловой модели лазерного отжига.

Авторы признательны С. А. Ахманову и Н. И. Коротееву за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А. и др. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1077. [2] Бломберг Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966. [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. [4] Wood R. F., Giles G. E. Phys. Rev. B, 1981, 23, p. 2923.

Поступила в редакцию
03.09.84

УДК 535.37

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРАСИТЕЛЕЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ БИНАРНЫХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ

Л. В. Левшин, А. М. Салецкий, В. И. Южаков

(кафедра общей физики для физического факультета)

Многие физико-химические свойства смесей растворителей, а также молекулярное строение их растворов нелинейно зависят от количественного соотношения их компонент. Так, рентгенографическими исследованиями установлено наличие структурных неоднородностей в бинарных смесях ряда соединений [1]. В [2] показано, что зависимости константы скорости спинового обмена от соотношения растворителей согласуются с представлениями о возможности микрорасплавления бинарных систем. Это предположение для ряда водных растворов неэлектролитов находится в согласии с термодинамическими расчетами энтальпий смешения [3], которые хорошо коррелируют с исследованиями структуры таких растворов методами колебательной спектроскопии [4]. При решении многих задач термодинамики жидкого состояния требуется определить критическую точку расслаивания бинарной смеси растворителей. Это определение выполняется с помощью измерения положения и ин-