

# Общая физика

УДК 539.104:537.311.33:621.315.5

## Релаксационная оптика: состояние и перспективы (обзор)

П. П. Трохимчук

*В обзоре анализируются основные положения релаксационной оптики, которая рассматривает процессы необратимого воздействия лазерного излучения на вещество. Проведен сравнительный анализ экспериментальных результатов, а также представлены модели, которые необходимы для их объяснения. Показаны области применения процессов и явлений релаксационной оптики в современной оптоэлектронике. Обсуждаются перспективные направления развития этого раздела физики.*

PACS: 81.16.-с; 85.60.-q

*Ключевые слова:* релаксационная оптика, оптоэлектроника, нелинейная оптика, лазерный отжиг, лазерное легирование, наноструктуры, микроструктуры, филаментация.

### Введение

Релаксационная оптика (РО) сформировалась как следствие развития технологического использования лазерного излучения. В узком смысле, РО — это раздел физики, рассматривающий процессы необратимого воздействия лазерного излучения на вещество [1—5]. В более широком смысле, это раздел физики, который изучает процессы релаксации первичных оптических возбуждений в среде [1, 2].

Релаксация может быть излучательной, что, собственно, и является разделом оптики в общепринятом смысле этого слова, и безызлучательной, что и составляет отличительный признак РО. Другими словами, РО представляет синтез квантовой электроники, радиационной физики твердого тела и физики критических явлений [1].

В основу описания РО положена феноменологическая хронологически-энергетическая классификация процессов взаимодействия оптического излучения с веществом. Эта классификация позволяет выбирать методы моделирования наблюдаемых явлений из различных разделов современной физики и физической химии. Благодаря этой классификации, оставаясь в рамках каскадной модели последовательного насыщения возбуждения соот-

ветствующих типов химических связей, удалось с единой точки зрения объяснить такие явления как генерация лазерного излучения, дробление кванта падающего излучения, фазовые трансформации облученного материала и хаотизацию лазерного излучения (проблема Хакена) в антимониде индия, кремнии, германии и аллотропных фазах углерода, включая алмаз и графит [1, 2].

Связь РО с нелинейной оптикой можно проследить на основании классификации возможных явлений, основанной на разложении обобщенного вектора (тензора) Пойнтинга, а также тензорных произведений тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости среды, включая их комплексную часть, в ряд Маклорена по степеням напряженностей электрического и магнитного полей [2, 3]. Практически это является расширением нелинейной оптики на магнитные явления и на безызлучательную часть взаимодействия оптического излучения с веществом [2, 3]. Эта классификация позволяет качественно определить взаимовлияние эффектов релаксационной и нелинейной оптики [2, 3]. Это, в первую очередь, процессы переизлучения (оптический Угса-процесс) и процессы лазерно-индуцированных фазовых трансформаций, включая образование наноструктур [2, 3].

В рамках РО были положительно решены проблемы лазерного отжига, лазерного легирования и разрушения различных материалов (от диэлектриков до металлов) [1, 2].

Одним из важных, но малоизученных вопросов РО представляется проблема влияния и изменения поляризации излучения на процессы взаимодействия оптического излучения с веществом [2, 6]. Поляризация излучения играет важную роль

---

Трохимчук Петро Павлович, доцент.  
Восточноевропейский национальный университет им. Леси Украинки.  
Украина, 43025, г. Луцк, просп. Воли, 13.  
Тел. +38 (0332) 72-01-23. E-mail: trope@yandex.ua

Статья поступила в редакцию 7 июля 2015 г.

© Трохимчук П. П., 2015

в процессе лазерно-индуцированного формирования рельефа наноструктур. Если падающее излучение имеет плоскую поляризацию, то образуются двумерные интерференционные картины, включая неоднородные наноструктуры; эллиптическую — однородные нанохолмы (наносекундный режим облучения) и нанокolonны (фемтосекундный режим облучения) [2, 6]. Для лазерного сверления лучше использовать азимутальную поляризацию [6]. Использование фемтосекундного режима облучения для образования наноструктур позволило решить проблему тепловых и ионизационных, в т. ч. плазменных, механизмов в пользу последних [2, 6]. Наносекундные наноструктуры (нанохолмы) в 5—20 [7, 8] раз ниже, чем фемтосекундные (нанокolonны) [6], а это означает, что тепловые процессы влияют только на обратные процессы, т. е. возвращение системы в исходное стабильное состояние [2], а сами наноструктуры образуются, согласно выводам С. А. Ахманова, нетепловыми механизмами [2].

Учет спектрального состава лазерного излучения и природы центров поглощения этого излучения позволяет расширить область применения РО. В этом случае лазерное излучение может быть использовано для фотостимулированного "отжига" дефектов и снятия неоднородностей, которые возникают в элементах оптоэлектронных систем при их продолжительной эксплуатации, и, таким образом, увеличить ресурс и надежность как элементов в отдельности, так и систем в целом [1].

### Основные концепции РО

В основу структуризации релаксационной оптики положена энергетически-хронологическая классификация процессов необратимого воздействия оптического излучения на вещества [1—3, 9].

В табл. 1 приведены основные эффекты необратимого взаимодействия оптического излучения с твердыми телами.

В табл. 1 введены следующие обозначения:  $\tau_h$  — время хаотизации, что соответствует локальной релаксации акта возбуждения (взаимодействия);  $\tau_r$  — динамическое время релаксации системы;  $\tau_i$  — время облучения кристалла;  $\tau$  и  $\tau'$  — время жизни возбуждения в равновесном и неравновесном состояниях соответственно;  $\tau_0$  — время образования необратимого изменения. Энергетическими характеристиками являются:  $h\nu$  — энергия кванта падающего излучения;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника;  $E_a$  — энергия активации соответствующего центра возбуждения;  $kT$  — тепловая энергия;  $N_f$  — плотность светового потока (с размерностью квант·см<sup>-2</sup>);  $N_s$  — плотность центров поглощения (рассеяния) излучения.

Следует отметить, что эффекты близкодействия (фотостимулированные или фотохимические процессы) в случае взаимодействия оптического излучения с веществом дают существенный вклад только в явления 1 и 3 табл. 1. При этом очевидно, что при описании так называемого лазерного отжига полупроводников необходимо, наряду с эффектами дальнего действия, учитывать и эффекты близкодействия. Особенно хорошо видна роль спектрального состава излучения, а, соответственно, и кинетических эффектов при лазерном отжиге полупроводниковых соединений типа А<sub>III</sub>В<sub>V</sub> [10], Hg<sub>x</sub>Cd<sub>1-x</sub>Te [11] и Pb<sub>x</sub>Sn<sub>1-x</sub>Te [12]. Даже для так называемого наносекундного лазерного отжига кремния уже не все результаты объясняются только на основе плазменной или тепловой модели лазерного отжига, поскольку ни одна из этих моделей не учитывает спектральную природу взаимодействия [1, 13]. Кроме того, все динамические подходы в основном используют адиабатическое приближение, тогда как в твердом теле происходит целая цепочка фазовых превращений, т. е. целесообразно на каждом участке общего процесса задавать соответствующую задачу и решать ее.

Таблица 1

Основные релаксационно-оптические явления

Кинетические явления	Динамические явления	Смешанные явления
1. $\tau > \tau_h$ ; $\tau, \tau' \geq, \gg \tau_h \tau_r$ Для любых $N_f$ и $N_s$ имеем фотохимические процессы (за исключением $N_f \geq N_s$ ); 2. $\tau_0 < \tau_h$ ; $\tau_h < \tau' < \tau_r$ ; $\tau < \tau_r$ ; $h\nu > E_g$ — фотостимулированное подпороговое дефектообразование; 3. $\tau > \tau_h, \tau_r$ ; $N_f \ll N_s$ классическая равновесная фотохимия	4. $\tau_0 < \tau_h$ ; $\tau < \tau_i, \tau_r$ неравновесные эффекты; нелинейная оптика; интерференционные явления; 5. $\tau_0 > \tau_h, \tau_r$ ; $N_f \leq N_s$ — динамическое подпороговое дефектообразование, эффект Яна-Теллера, тепловые составляющие лазерного отжига и лазерного легирования; 6. $\tau_0 > \tau_h, \tau_r$ ; $N_f \geq, \gg N_s$ плавления, тепловое разрушение и т. д.	7. Лазерный отжиг полупроводников: а) при $\tau_0 < \tau_h$ ; $\tau > \tau_r, E_g > h\nu > E_a$ — явления 1 и 3; а) при $\tau_0 > \tau_h$ — явления 5 и 6; б) $h\nu > E_g$ , явления 5 и 6 8. лазерное легирование и эффекты переключения пленок — смесь явлений 1—6

Явления релаксационной оптики можно рассматривать и как явления нелинейной оптики и параметрической кристаллооптики с безызлучательной релаксацией процесса взаимодействия излучения с веществом. Если в классической кристаллооптике [14, 15] рассматривается, как правило, действительная часть либо поляризуемости (или намагниченности), либо диэлектрической (или магнитной проницаемости среды), включая их разложение в ряд по степеням напряженности электрического поля [14—16], то в релаксационной оптике рассматривается одновременно комплексная и диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, включая их разложения в ряд по степеням напряженностей электрического и магнитного полей, а также вектор Пойнтинга [2, 3]. Это обусловлено тем, что ряд материалов (антимонид индия, арсенид индия, КРТ и т. п.) имеют и диэлектрическую, и магнитную проницаемости значительно больше единицы (порядка десяти). Поэтому для описания как оптических, так релаксационно-оптических явлений необходимо воспользоваться вектором Пойнтинга. Приведем эти разложения.

В первом приближении связь между вектором электрической индукции  $D$  и напряженностью электрического поля  $E$  задается через диэлектрическую проницаемость среды  $\varepsilon$  [2, 3, 15]

$$\varepsilon = \frac{dD}{dE}, \quad (1)$$

а между магнитной индукцией  $B$  и напряженностью магнитного поля  $H$  через магнитную проницаемость среды  $\mu$  [2, 3, 15]

$$\mu = \frac{dB}{dH}. \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) приведены в гауссовой системе единиц измерения физических величин.

Для нелинейной оптики явления безызлучательной релаксации не нужны, ими, как правило, пренебрегают [2, 16]. Соответственно, для нелинейной оптики наиболее принятым подходом является приближение слабонелинейной и бездисперсной среды [2, 16].

В общем случае электрическая индукция  $D_j$  может быть представлена в форме разложения в ряд по степеням напряженности электрического поля [2, 3, 15]:

$$D_i = (\varepsilon_{ij}^1 + i\varepsilon_{ij}^2)E_j + (\varepsilon_{ijk}^1 + i\varepsilon_{ijk}^2)E_jE_k + (\varepsilon_{ijkl}^1 + i\varepsilon_{ijkl}^2)E_jE_kE_l + \dots, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{ij}^1, \varepsilon_{ij}^2, \varepsilon_{ijk}^1, \varepsilon_{ijk}^2, \varepsilon_{ijkl}^1, \varepsilon_{ijkl}^2$  действительные и мнимые части соответствующих компонент тензора диэлектрической проницаемости среды.

Аналогично магнитная индукция  $B_j$  может быть представлена в форме разложения в ряд по степеням напряженности магнитного поля [2, 3, 15]

$$B_i = (\mu_{ij}^1 + i\mu_{ij}^2)H_j + (\mu_{ijk}^1 + i\mu_{ijk}^2)H_jH_k + (\mu_{ijkl}^1 + i\mu_{ijkl}^2)H_jH_kH_l + \dots, \quad (4)$$

где  $\mu_{ij}^1, \mu_{ij}^2, \mu_{ijk}^1, \mu_{ijk}^2, \mu_{ijkl}^1, \mu_{ijkl}^2$  действительные и мнимые части соответствующих компонент тензора магнитной проницаемости среды.

Соответствующие тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости можно представить в следующем виде [2, 3, 15]

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^1 + i\varepsilon_{ij}^2 + (\varepsilon_{ijk}^1 + i\varepsilon_{ijk}^2)E_k + (\varepsilon_{ijkl}^1 + i\varepsilon_{ijkl}^2)E_kE_l + \dots \quad (5)$$

и

$$\mu_{ij} = \mu_{ij}^1 + i\mu_{ij}^2 + (\mu_{ijk}^1 + i\mu_{ijk}^2)H_k + (\mu_{ijkl}^1 + i\mu_{ijkl}^2)H_kH_l + \dots \quad (6)$$

После перегруппировки членов разложений (5) и (6) имеем следующие соотношения:

$$\varepsilon_{ij} = (\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1E_k + \varepsilon_{ijkl}^1E_kE_l + \dots) + i(\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2E_k + \varepsilon_{ijkl}^2E_kE_l + \dots)$$

и

$$\mu_{ij} = (\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1H_k + \mu_{ijkl}^1H_kH_l + \dots) + i(\mu_{ij}^2 + \mu_{ijk}^2H_k + \mu_{ijkl}^2H_kH_l + \dots).$$

Представление тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости в форме (5) и (6) позволяет учесть влияние индуцированных электрических и магнитных характеристик среды на соответствующие физические величины.

Величины  $\varepsilon_{ij}$  и  $\mu_{ij}$  могут быть введены в соответствующие физические характеристики процессов. В некоторых случаях могут быть использованы и их тензорные произведения, которые в общем случае имеют вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} \times \mu_{ij} = & \left[ \varepsilon_{ij}^1 + i\varepsilon_{ij}^2 + (\varepsilon_{ijk}^1 + i\varepsilon_{ijk}^2) E_k + (\varepsilon_{ijkl}^1 + i\varepsilon_{ijkl}^2) E_k E_l + \dots \right] \times \\ & \times \left[ \mu_{ij}^1 + i\mu_{ij}^2 + (\mu_{ijk}^1 + i\mu_{ijk}^2) H_k + (\mu_{ijkl}^1 + i\mu_{ijkl}^2) H_k H_l + \dots \right]. \end{aligned} \tag{7}$$

Или после перегруппировки членов

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} \times \mu_{ij} = & \left[ (\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1 E_k + \varepsilon_{ijkl}^1 E_k E_l + \dots) + i(\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2 E_k + \varepsilon_{ijkl}^2 E_k E_l + \dots) \right] \times \\ & \times \left[ (\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1 H_k + \mu_{ijkl}^1 H_k H_l + \dots) + i(\mu_{ij}^2 + \mu_{ijk}^2 H_k + \mu_{ijkl}^2 H_k H_l + \dots) \right]. \end{aligned} \tag{8}$$

Действительная и мнимая части этого тензорного произведения имеют вид (9) и (10)

$$\begin{aligned} \text{Re}(\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}) = & (\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1 E_k + \varepsilon_{ijkl}^1 E_k E_l + \dots) \times \\ & \times (\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1 H_k + \mu_{ijkl}^1 H_k H_l + \dots) - \\ & - (\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2 E_k + \varepsilon_{ijkl}^2 E_k E_l + \dots) \times \\ & \times (\mu_{ij}^2 + i\mu_{ijk}^2 H_k + \mu_{ijkl}^2 H_k H_l + \dots), \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \text{Im}(\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}) = & (\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1 E_k + \varepsilon_{ijkl}^1 E_k E_l + \dots) \times \\ & \times (\mu_{ij}^2 + \mu_{ijk}^2 H_k + \mu_{ijkl}^2 H_k H_l + \dots) + \\ & + (\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2 E_k + \varepsilon_{ijkl}^2 E_k E_l + \dots) \times \\ & \times (\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1 H_k + \mu_{ijkl}^1 H_k H_l + \dots). \end{aligned} \tag{10}$$

Так как тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости характеризуют среду вместе с

индуцируемыми в ней изменениями, то и их тензорное произведение характеризует свойства среды и, грубо говоря, может рассматриваться как коэффициент при обобщенном векторе (тензоре) Пойнтинга  $\Pi_{ij} = D_i \cdot H_j$ .

Тензорное произведение (8), его действительная (9) и мнимая (10) части, а также отдельные члены этих разложений могут быть использованы для феноменологической интерпретации явлений нелинейной и релаксационной оптики. Это, в частности, могут быть кооперативные электрические и магнитные явления, включая динамические ферромагнитные, сегнетоэлектрические явления и т. п. [2, 8]. Особый интерес представляют несоизмерные явления: для примера, электрическое дипольное — магнитное квадрупольное или наоборот.

Эти явления зависят от интенсивности облучения. Каждому члену в разложениях (5)—(10) соответствует оптически индуцируемое явление. Классификация возможных явлений, которая основана на разложениях (8)—(10), приведена в таблицах 2 и 3.

Таблица 2

Основные типы возможных явлений, которые основаны на разложении в ряд действительной части тензорного произведения  $\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}$  [2]

$\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}$	Re ( $\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}$ ) Излучательные процессы		
	$\sim E_i \dots E_j$	$\sim H_i \dots H_j$	$\sim E_i \dots H_j$
Первичные процессы (члены со знаком "+" в (9))	Чистые электрооптические процессы	Чистые магнитооптические процессы	Смешанные электро и магнитооптические процессы
Вторичные процессы (члены со знаком "-" в (9))	Переизлучательные электрооптически индуцированные процессы	Переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы	Переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы
Мультипроцессы ( $N$ порядка)	$N$ — переизлучательные электрооптически индуцированные процессы	$N$ — переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы	$N$ — переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы

Таблица 3

**Основные типы возможных явлений, которые основаны на разложении в ряд мнимой части тензорного произведения  $\epsilon_{ij} \times \mu_{ij}$  [2]**

$\epsilon_{ij} \times \mu_{ij}$	Im( $\epsilon_{ij} \times \mu_{ij}$ ) Безизлучательные процессы		
	$\sim E_i \dots E_j$	$\sim H_i \dots H_j$	$\sim E_i \dots H_j$
Первичные процессы (члены со знаком "+" в (10))	Электрооптические индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Смешанные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах
Вторичные процессы (члены со знаком "-" в (10))	Переизлучательные электрооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах
Мульти процессы ( $N$ порядка)	$N$ — переизлучательные электрооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	$N$ — переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Смешанные $N$ — переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах

Компоненты табл. 2 соответствуют процессам излучательной релаксации, включая переизлучение, т. е. явлениям линейной и нелинейной оптики [2, 3, 15]. Если эти явления довольно хорошо изучены, то изучение возможных явлений, приведенных в табл. 3, требует и затрат, и времени. Дело в том, что необратимые изменения в твердых телах при лазерном облучении, как правило, относят к фазовым превращениям. Так как теории фазовых превращений, в том числе и переходов, в основном термодинамические, то понятно, почему в основном для этих исследований использовались термодинамические теории [17, 18]. Однако если вспомнить радиационную физику твердого тела, то ударный и тепловой механизмы образования дефекта Френкеля в твердом теле описывают различные процессы [19]. Первый, собственно, и является эффектом радиационной физики и является результатом соударения налетающей частицы с атомом облучаемого материала, а второй — это чисто термодинамический эффект, обусловленный тепловыми колебаниями решетки. В последнем случае могут возникать резонансные колебания, которые и приводят к образованию дефекта. Таким ударным механизмом при лазерном облучении служит многократная ионизация (для антимонада индия достаточно двухфотонного поглощения) в режиме насыщения возбуждения, которая и приводит к фазовым превращениям в облученном материале [1, 2, 20]. Электромагнитные процессы на три-четыре порядка быстрее, чем тепловые, поэтому при лазерном воздействии на материалы это необходимо учитывать.

Классификация, представленная в табл. 2, позволяет определить основные особенности соответствующих процессов и явлений.

Процессы и явления, которые приведены в табл. 3, как уже сказано, малоизучены, поэтому эта таблица может служить источником предварительной информации для обнаружения соответствующих процессов релаксационной оптики.

Проблема кристаллографической симметрии оказывается разной для электрических и магнитных материалов [14, 15]. В линейном случае мы имеем 230 пространственных федоровских групп симметрии для «электрических» материалов [14]. Для «магнитных» материалов — число пространственных групп симметрии равно 1651 [14, 15]. Это связано с числом симметрии  $R$ . Этот элемент соответствует изменению направления электрического тока и его влияния на магнитный момент  $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{j}$ . Магнитные группы симметрии водятся для магнитного момента. Мы имеем 230 магнитных групп без  $R$ , 230 магнитных групп с  $R$  и 1191 групп с различными комбинациями  $R$  с другими элементами симметрии. Эти группы были названы шубниковскими [14, 15]. В кристаллографии они также известны как черно-белые и цветные группы [14, 15].

Введем классификацию точечных групп магнитной симметрии. Их всего имеется 143 [14, 15]. Среди них 32 полярные группы (практически классические кристаллографические группы), 32 серые группы, каждая из которых включает инверсию времени, и каждый поворот имеет антиповорот; черно-белые (смешанная полярность) — нет инверсии времени, но вместе с поворотами существуют антиповороты. Еще существуют точечные группы магнитной симметрии, которые включают 122 кристаллографических группы и 21 граничных [14, 15].

Уравнения Максвелла для среды записываются для векторов электрической и магнитной индукции  $D$  и  $B$ . Основные измеряемые величины в оптике и электродинамике сплошной среды зависят от этих величин. Сама среда характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостями  $\epsilon$  и  $\mu$  соответственно. Поэтому естественно представление вектора Пойнтинга через векторное произведение векторов электрической и магнитной индукции, а не напряженностей электрического и магнитного полей.

В основе кристаллооптики положены принципы Неймана и Кюри [14]. Согласно принципу Неймана, группа симметрии внешней формы кристалла совпадает с группой симметрии соответствующего физического свойства или имеющейся ее подгруппой. Согласно принципу Кюри, при наложении двух групп симметрии возникает новая группа, в состав которой входят элементы симметрии, общие для исходных групп. Практически принцип Кюри является принципом суперпозиции групп симметрии среды и физического воздействия. Эти принципы могут быть использованы и в релаксационной оптике таким же образом, как они используются для описания процессов, которые происходят в стримерных полупроводниковых лазерах [21].

В пользу перехода к кристаллооптическим представлениям (вернее было бы говорить, кристаллохимическим) в релаксационной оптике следует отнести ориентационный эффект [1, 2]: зависимость интенсивности лазерно-индуцированного дефектообразования в антимониде индия от кристаллографической ориентации. Для ориентации  $\{111\}$  идет более интенсивное дефектообразование, чем для ориентации  $\{110\}$ . Облучение производилось импульсами рубинового лазера (длительность импульса 20 нс, длина волны 0,6943 мкм, плотность энергии в импульсе  $0,1 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ ). Это согласуется с представлением о решающей роли чистой ковалентной связи, которая является «затравочной» для дефектообразования при многофотонном поглощении света [1, 2]; соотношение концентраций дефектов (донорных центров) пропорционально эффективному сечению чистой ковалентной связи, что для кристаллографического направления  $\{111\}$  больше, чем для  $\{110\}$ .

В параметрической кристаллооптике к микроскопическим подходам относятся физико-химические модели [15]. Например, за сегнетоэлектрические свойства кристаллов сегнетовой соли отвечают гидроксильные радикалы [15].

Само по себе изучение собственного поглощения света, с кристаллофизической точки зрения, интересно тем, что с помощью явлений безызлучательной релаксации можно регистрировать факты

нелинейной оптики, включая генерацию гармоник, параметрическую генерацию и т. п. [2, 16]. И если при примесном поглощении света мы регистрируем нелинейно-оптические явления оптическими методами, то при собственном поглощении мы можем регистрировать эти явления при помощи фазовых трансформаций, получаемых в облученном материале [2]. В данном случае «измерительной аппаратурой» нелинейно-оптических явлений служит среда, а не излучение.

Следует отметить, что между лазерной генерацией, включая нелинейно-оптические явления, и фазовыми переходами существует формальная аналогия [17, 18]. Нелинейно-оптические явления могут рассматриваться как неравновесные фазовые переходы [17, 18].

Переход к многофотонным процессам поглощения излучения приводит к необратимым изменениям в облучаемой среде. В этом случае фазовые превращения успешно моделируются с помощью каскадной физико-химической модели последовательного насыщения возбуждения (разрыва) соответствующего числа связей [1, 2, 20]. При этом в зависимости от условий облучения могут осуществляться переходы от состояний с более высокой симметрией к состояниям с более низкой симметрией и наоборот [1, 2, 20].

Для выяснения природы фазовых превращений в облучаемых материалах, с кристаллооптической точки зрения, к чисто кристаллическим группам симметрии следует добавить и квазикристаллы [2]. Так, известно, что кремний имеет четыре кристаллические модификации, а если включить и квазикристаллы, то их уже двенадцать.

### Экспериментальные результаты

Рассмотрим вначале влияние излучательной релаксации на формирование необратимых изменений в антимониде и арсениде индия при его облучении импульсами рубинового и неодимового лазеров с различными длительностями импульсов [1, 2, 10, 22].

На рис. 1 приведены профили распределения донорных центров в антимониде индия после облучения импульсами рубинового лазера с длительностью 20 нс. Как видно из рисунка, наклон кривых 1 и 2 полностью соответствует известному закону Бугера-Ламберта поглощения света. Согласно [1, 2, 20], для получения необратимых изменений такого типа в облученном антимониде индия необходимо одновременное возбуждение двух из трех химических связей для двухмерного представления кристаллической решетки антимонида индия, который имеет первоначальную модификацию сфалерита. Для кривых 1 и 2 рис. 1

характерна высокая слоевая концентрация донорных центров, которая составляет несколько атомных процентов. Кривая 3 соответствует одновременному возбуждению всех трех связей двумерного представления решетки сфалерита: в этом случае происходит гидродинамизация возбуждения [1, 2, 20], при которой происходит частичное восстановление структуры.

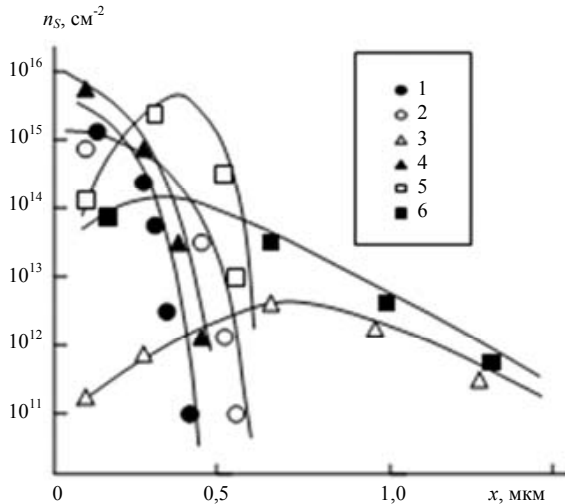


Рис. 1. Профили распределения слоевой концентрации донорных центров в инверсионных слоях InSb и InAs, полученных после лазерного облучения с различной плотностью энергии в импульсе: 0,07 (1); 0,096 (2); 0,16 (3); 0,16 (4); 0,25 (5); 0,5 Дж·см<sup>-2</sup> (6). 1—3 — InSb, 4—6 — InAs [1, 2, 20, 21]

Объяснить экспериментальные результаты, приведенные на рис. 1, можно с помощью модели, которая была адаптирована от уравнений фотоэффекта [1, 2].

Общее решение этой модели (при пренебрежении поверхностными эффектами) имеет вид:

$$N_s(x) = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu(\alpha^2L^2-1)\tau_r} [\alpha L \exp(-x/L) - \exp(-\alpha x)], \quad (11)$$

где  $N_s(x)$  — поверхностная концентрация (в см<sup>-2</sup>) соответствующих центров (дефектов или связанных с ними носителей заряда, в т. ч. и донорных), которые возникают при облучении;  $D$  — коэффициент диффузии;  $x$  — пространственная координата;  $\alpha$  — коэффициент поглощения оптического излучения;  $\eta$  — коэффициент дефектообразования;  $I_0$  — плотность светового потока;  $R$  — коэффициент отражения оптического излучения полупроводником;  $L = \sqrt{D\tau_r}$  — диффузионная длина «пробега» дефекта;  $\tau_r$  — время релаксации системы.

Из соотношения (1) имеем два приближения, причем при  $\alpha L \ll 1$  — кинетическое приближение:

$$N_{k_s} = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu\tau_r} \exp(-\alpha x) \quad (12)$$

а при  $\alpha L \gg 1$  — динамическое приближение:

$$N_{D_s} = \frac{\eta x(1-R)I_0\tau'}{h\nu L\tau_r} \exp(-x/L). \quad (13)$$

Формула (12) позволяет нам определить количество дефектов для случая, когда вклад тепловых процессов незначительный, а формула (13) — когда решающий вклад дают вторичные диффузионные (тепловые) процессы, и наряду с фотостимулированным дефектообразованием происходит отжиг дефектов. С помощью формулы (12) были объяснены кривые 1, 2 и 4 рис. 1, а с помощью формулы (3) — кривые 3, 5 и 6 рис. 1.

Для более адекватного описания поведения хвостов кривых 3, 5 и 6 рис. 1 была предложена двухдиффузионная модель, согласно которой коэффициенты фотостимулированной диффузии атомов In и Sb для арсенида индия и In и As для арсенида индия различные. Распределение атомов определялось с помощью соотношения

$$N_i = N_{0i} \exp(-x/L_i), \quad (14)$$

$i \in [(In, Sb) \text{ или } (In, As)].$

Из необходимого условия экстремума функции, построенной на разности концентраций атомов компонент полупроводника, получаем соотношение:

$$x = \frac{L_1L_2}{L_1-L_2} \ln \frac{N_{20}L_1}{N_{10}L_2}, \quad (15)$$

$1 \in (In), 2 \in (Sb, As).$

Далее положим, что  $N_{10} \approx N_{20}$ . Тогда соотношение (15) принимает вид;

$$x = \frac{L_1L_2}{L_1-L_2} \ln \frac{L_1}{L_2}, \quad (16)$$

$1 \in (In), 2 \in (Sb, As).$

Проанализируем с помощью формулы (16) кривую 3 рис. 1. Как видно, при  $x = 1,5$  мкм,  $L_2 = L_{Sb} \approx 0,7$  мкм. Тогда, согласно формуле,  $L_1 = L_{In} \approx 4,2$  мкм. По диффузионной длине, зная время релаксации из решения уравнения теплопроводности, можно определить коэффициент диффузии (самодиффузии) соответствующего компонента, а зная энергию активации самодиффузии до облучения, определить энергию активации фотостимулированной диффузии. Эти данные соответствуют экспериментальным результатам

по облучению теллурида кадмия излучением аргонного лазера, когда при довольно низких интенсивностях облучения по рамановскому рассеянию на поверхности облученного материала прослеживаются пики теллура [1].

На рис. 2 приведены профили распределения донорных центров антимиониде индия, полученные после облучения одиночными импульсами рубинового лазера длительностью 5—6 мс (кривые 1, 2 и сериями импульсов неодимового лазера (длительность импульса 10 нс, частота следования 12,5 Гц, кривая 3)) [22].

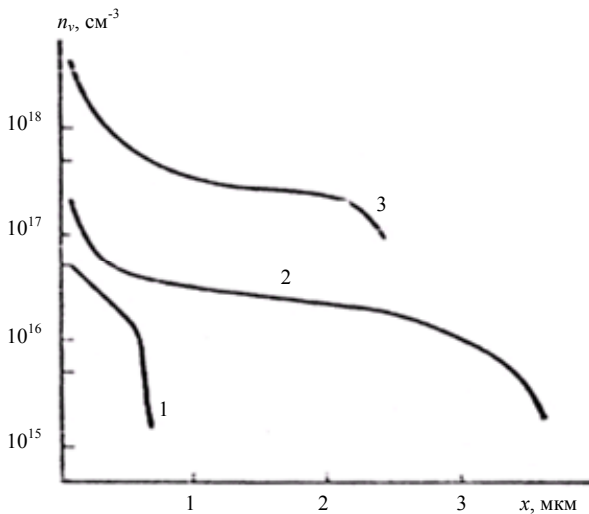


Рис. 2. Профили объемного распределения донорных центров в антимиониде индия после лазерного облучения. 1, 2 — рубиновый лазер; 3 — Nd:YAG лазер. Плотность энергии в импульсе: 1 — 5; 2 — 40 Дж/см² [22]

Как и в случае облучения наносекундными импульсами рубинового лазера, кривая 1 соответствует закону Бугера-Ламберта. Приповерхностные части кривых 2 и 3 также соответствуют этому закону для длины волны падающего излучения. Особенностью кривых 2 и 3 на рис. 2 является наличие плато, наклон которого соответствует коэффициенту поглощения фотонов на краю полосы собственного поглощения антимиониде индия, т. е. с энергией кванта 0,18 эВ. Очевидно, что образование стабильных донорных центров на плато кривых 2 и 3 обусловлено многофотонными процессами поглощения лазерного излучения с энергией фотонов  $\geq 0,18$  эВ. При этом хвосты этих кривых имеют практически такой же наклон, как и в приповерхностной области. Следует отметить, что объемная концентрация донорных центров при более длительном (миллисекундном) облучении на 3—4 порядка меньше, чем при наносекундном. В связи с этим здесь следует сделать следующий вывод, что на формировании необратимых изменений при более продолжительных режимах облучения и при более низких

интенсивностях излучения большое влияние оказывают процессы переизлучения (лазерный эффект или же оптический Угса-процесс) и многофотонного перепоглощения [1], что и объясняет формы кривых 2 и 3 на рис. 2.

Согласно [1], процессы переизлучения можно оценить по следующим соотношениям. Первая порция переизлучения равна  $I_1 = \frac{\tau_1}{\tau_i}(1-R)I_0e^{-\alpha x}$ ; где  $\tau_1$  — первое время релаксации,  $\tau_i$  — время облучения,  $R$  — коэффициент отражения излучения,  $\alpha$  — коэффициент поглощения излучения,  $I_0$  — плотность потока падающего излучения. В дальнейшем эта часть поглощенного излучения не переизлучается. В следующий момент времени поглощение излучения происходит по закону:

$$I_2 = \frac{\tau_1}{\tau_i} \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_i}\right) I_0 e^{-\alpha x} + \frac{\tau_1}{\tau_i} \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_i}\right) I_0 e^{-\alpha_1 x} I_0 e^{-\alpha_2 x}, \quad (17)$$

где  $\alpha_1$  — коэффициент поглощения излучения с  $h\nu = E_g$ ,  $\alpha_2$  — коэффициент поглощения «просветленного» излучения.

Второй член в соотношении (17) представляет комбинационное поглощение, что обуславливает образование устойчивых дефектных состояний (разрыву двух из трех химических связей для двумерного представления кристаллической решетки сфалерита). Второе и третье время релаксации значительно больше времени облучения. Поэтому второй член в (17) описывает необратимые изменения. Для получения числа переизлучений, мы должны поделить интенсивность соответствующего режима насыщения возбуждения на второй член соотношения (17). В этом случае мы имеем выражение:

$$n = \frac{\tau_i I_{sat}}{\tau_r \left(1 - \frac{\tau_r}{\tau_i}\right) (1-R) I_0}. \quad (18)$$

При этом мы пренебрегли объемным поглощением излучения.

Если в соотношение (18) подставить значение интенсивности насыщения возбуждения двух связей из трех для двумерного представления решетки сфалерита (кривая 2 рис. 2), то для кривых 1 и 2 рис. 2 мы получим число переизлучений от 25 до 250. Оценку числа переизлучений для кривой 3 по формуле (18) также можно сделать, но только для этого надо знать плотность энергии облучения в импульсе и количество импульсов облучения.



На рис. 3 представлены профили распределения лазерно-индуцированных донорных центров в антимониде индия после облучения импульсом рубинового лазера длительностью 20 нс в зависимости от кристаллографической ориентации облучаемого материала [1].

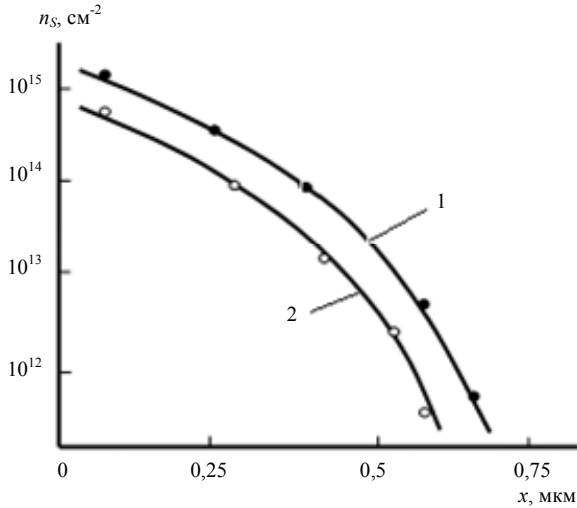


Рис. 3. Зависимость дефектообразования в InSb от кристаллографической ориентации. Кривая 1 — {111}; кривая 2 — {110};  $I_0 = 0,1 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$  [1]

На рис. 4 приведена динамика поведения дефектности лазерно-имплантированных слоев антимонида индия после облучения одиночными импульсами рубинового лазера (длительность импульса 20 нс) [1]. Результаты были получены из спектров обратного резерфордского рассеяния протонов с энергией 500 кэВ по методике, приведенной в [23].

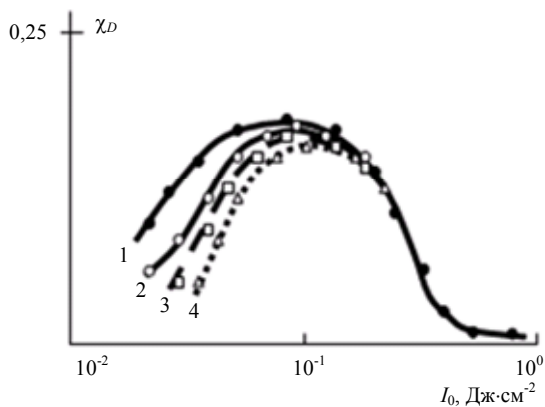


Рис. 4. Динамика поведения дефектов в InSb после облучения импульсами рубинового лазера: кривая 1 — 2—4 часа после облучения; кривая 2 — 48 часов после облучения; кривая 3 — неделя после облучения; кривая 4 — две недели после облучения

Объяснение экспериментальных результатов, представленных на рис. 3 и 4, можно провести с помощью моделей, которые базируются на двумерной решетке сфалерита (рис. 5).

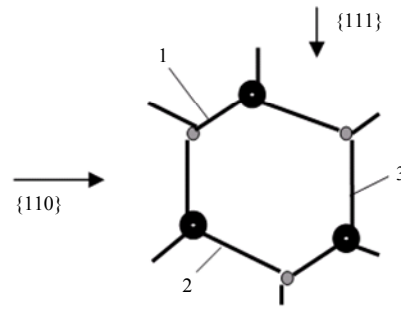


Рис. 5. Двумерная решетка сфалерита, включая антимонид индия и арсенид индия. Связь 1 — чистая ковалентная [1, 2, 20]

Поскольку антимонид индия и арсенид индия — прямозонные кристаллы, то ширина запрещенной зоны равна минимальной энергии химической связи — это чистая ковалентная связь 1 рис. 5. Интенсивность генерации донорных центров в зависимости от кристаллографической ориентации облучаемого материала для антимонида индия (рис. 3) пропорциональна эффективному сечению химической связи 1 на рис. 5. Однако при этом остается вопрос: почему же эти донорные центры стабильны, ведь их можно отжечь при температуре 400 °С [22]. Эту устойчивость позволяет объяснить каскадная физико-химическая модель последовательного, поэтапного возбуждения соответствующего типа химических связей в режиме насыщения возбуждения. Для антимонида индия энергии связей равны 0,18, 1,95 и 2,15 эВ для связей 1, 2 и 3 соответственно. Если умножить энергии этих связей на их плотность, то для возбуждения связи 1 в режиме насыщения имеем оптическую накачку лазера антимонида индия с энергией кванта излучения 0,18 эВ.

При этом можно оценить количество разорванных связей первого типа одним фотоном рубинового лазера с энергией 1,79 эВ по формуле  $n_{ab} = 2 \ln \frac{h\nu}{E_a}$  [1, 19], где следует вместо энергии активации  $E_a$  подставить ширину запрещенной зоны  $E_g$ . В случае антимонида индия один фотон излучения рубинового лазера разрывает 4,3 связи, арсенида индия — 3,7 связи. При разрыве двух связей мы имеем максимум кривых, отраженных на рис.4. Это соответствует срыву лазерной генерации с энергией кванта излучения 0,18 эВ, а также максимальному дефектообразованию. Одновременный разрыв трех связей ведет к гидродинамизации процесса, причем этот процесс сопровождается хаотизацией лазерного излучения и попыткой системы вернуться в исходное состояние. Для этих процессов была построена цепочка времен релаксации [1, 2, 20]. Теоретические расчеты практически совпадают с экспериментальными результатами.

Этот подход был применен и к простым соединениям: кремнию, германию и углероду. Для моделирования была выбрана фазовая диаграмма кремния (рис. 6) [24]. Здесь каждой фазе соответствует свое координационное число (КЧ). Так как кремний и германий являются ковалентными кристаллами, то исходная энергия всех связей изначально принималась одинаковой. Переход от структур с более высоким КЧ к структурам с более низким КЧ просто обусловлен разрывом числа связей, равному разнице КЧ в режиме насыщения возбуждения [1, 2].

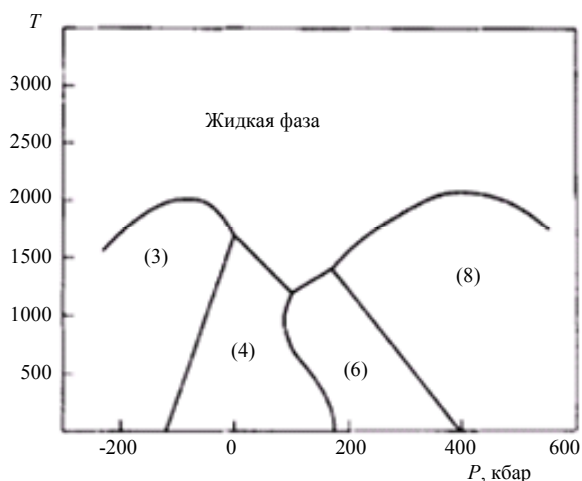


Рис. 6. Схематическая фазовая диаграмма для кремния. Координационные числа (КЧ) приведены для различных фаз [24]

Приведем теперь оценку влияния спектрального поглощения излучения на необратимые изменения в кремнии и германии. На рис. 7 приведены спектральные зависимости коэффициента поглощения оптического излучения для кристаллического кремния (кривая 1), аморфного кремния (кривая 2) и аморфного кремния с примесью галлия (кривая 3) [25]. Приведем оценку интенсивностей облучения кремния и германия излучением неодимового (длина волны 1,06 мкм) и рубинового (длина волны 0,69 мкм) лазеров, которая необходима для создания соответствующих необратимых изменений в полупроводнике. Как видно из рис. 7, коэффициент поглощения в кремнии излучения неодимового лазера равен  $60 \text{ см}^{-1}$ , рубинового —  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ .

Кристаллические полупроводники кремний и германий в основном имеют структуру алмаза. Элементарная решетка имеет восемь атомов. Объемную плотность решеток можно оценить по формуле

$$N_L = \frac{\rho N_A}{8A}, \quad (19)$$

где  $\rho$  — плотность полупроводника,  $N_A$  — число Авогадро,  $A$  — масса одного грамм-атома. Для кремния  $N_{LSi} = 6,26 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , а для германия  $N_{LGe} = 5,68 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

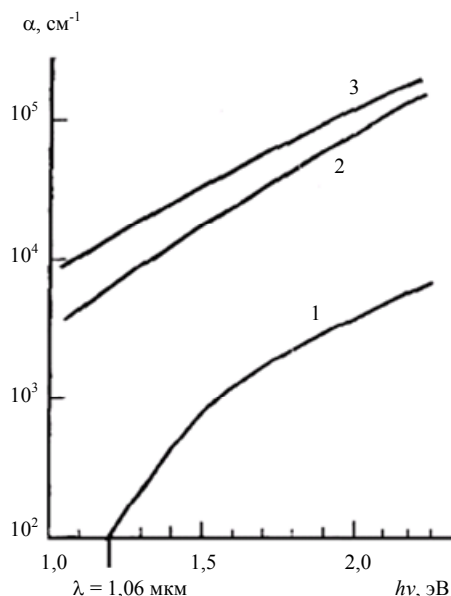


Рис. 7. Спектральная зависимость коэффициента поглощения кремния: кристаллического (1), чистого аморфного (2) и аморфного с примесью галлия (3) при температуре 300 К [25]

Кроме структуры алмаза, кремний и германий могут кристаллизоваться еще в трех модификациях. На рис. 8 приведена фазовая диаграмма кремния в зависимости от координационного числа [25]. Координационные числа соответствуют различным кристаллическим решеткам. Следует отметить, что температура плавления этих фаз различная.

Грубо говоря, переход от одной фазы к другой можно смоделировать для режима насыщения возбуждения при воздействии лазерного излучения как одновременный разрыв такого количества химических связей, который соответствует разнице координационных чисел основных фаз. Так, например, разрыв двух связей в режиме насыщения возбуждения, приводит к фазовому переходу от структуры с КЧ = 8 к структуре с КЧ = 6. Разрыв одной связи в режиме насыщения возбуждения соответствует генерации лазерного излучения.

Результаты вычислений объемных плотностей энергии, необходимой для разрыва соответствующего числа связей в режиме насыщения возбуждения, приведены в табл. 4. Энергии химических связей брались одинаковыми, в предположении, что все связи ковалентные. Для кремния энергии ковалентных связей Si-Si равны 1,2—1,8 эВ; для германия энергии ковалентных связей Ge-Ge равны 0,9—1,6 эВ. Здесь верхняя граница соответст-

вует энергии связи по Полингу. Следует отметить, что кристаллы кремния и германия непрямозонные, поэтому энергия минимальной химической связи больше ширины запрещенной зоны.

Таблица 4

**Объемная плотность энергии  $I_{vi}$  ( $10^3$  Дж/см<sup>3</sup>), которая необходима для разрыва соответствующего числа химических связей в режиме насыщения возбуждения в кремнии и германии**

	$I_{v1}$	$I_{v2}$	$I_{v4}$	$I_{v5}$
Si	1,18—1,76	2,36—3,54	4,72—7,08	5,90—8,84
Ge	0,80—1,42	1,60—2,84	3,20—5,68	4,00—7,12

Поверхностную плотность энергии облучения излучением неодимового и рубинового лазера можно получить, если разделить результаты табл. 4 на соответствующие коэффициенты поглощения. Результаты этих расчетов приведены в табл. 5.

Следует отметить, что реальные режимы облучения должны быть на 20—30 процентов больше, так как мы не учли коэффициент отражения

излучения. Кроме того, нами не учтены релаксационные процессы, которые играют существенную роль при поглощении излучения устойчивыми центрами (в нашем случае — кристаллами).

При поглощении света неустойчивыми центрами (аморфные полупроводники) временные характеристики облучения большого влияния на формирование необратимых изменений в облученном материале не имеют. Здесь главное значение имеет интегральная доза облучения, так как в этом случае решающую роль в формировании необратимых изменений имеют фотохимические ионизационные процессы, при этом процессы излучательной релаксации незначительны.

В табл. 6 приведены расчетные данные по определению режимов облучения чистого аморфного кремния и аморфного кремния с примесью излучением неодимового лазера. Объемные данные брались из табл. 4. Расчет велся в «противоположном» направлении, т.е. рассчитывалось восстановление того количества связей, которое необходимо для восстановления соответствующей структуры.

Таблица 5

**Поверхностная плотность энергии  $I_{si}$  (Дж/см<sup>2</sup>), которая необходима для разрыва соответствующего числа химических связей в режиме насыщения в кристаллах кремния и германия в режиме насыщения после облучения излучением неодимового и рубинового лазеров**

	$I_{s1}$	$I_{s2}$	$I_{s4}$	$I_{s5}$
Si, неодимовый лазер	19,67—30	39,34—60	78,68—120	98,35—150
Si, рубиновый лазер	0,59—0,89	1,18—1,76	2,36—3,54	2,95—4,42
Ge, неодимовый лазер	0,050—0,089	0,100—0,178	0,200—0,356	0,250—0,445
Ge, рубиновый лазер	0,004—0,007	0,008—0,014	0,016—0,028	0,020—0,035

Примечание. Коэффициенты поглощения Si (неодимовый лазер) —  $60 \text{ см}^{-1}$ ; Si (рубиновый лазер) —  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ; Ge (неодимовый лазер) —  $1,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ; Ge (рубиновый лазер) —  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

Таблица 6

**Поверхностная плотность энергии  $I_{si}$  (Дж/см<sup>2</sup>), которая необходима для восстановления соответствующего числа химических связей (кристаллизации аморфного кремния) в режиме насыщения возбуждения в аморфном кремнии после облучения неодимовым лазером**

	$I_{s1}$	$I_{s3}$	$I_{s4}$	$I_{s6}$	$I_{s8}$
Si чистый, $\lambda = 1,06$ мкм	0,276—0,352	0,708—1,056	0,904—1,714	1,396—2,132	1,868—2,836
Si с примесью $\lambda = 1,06$ мкм	0,118—0,176	0,354—0,528	0,552—0,714	0,698—1,066	0,934—1,418
Si чистый, $\lambda = 0,69$ мкм	0,094—0,141	0,282—0,423	0,376—0,567	0,564—0,846	0,752—1,128
Si с примесью $\lambda = 0,69$ мкм	0,059—0,088	0,177—0,264	0,276—0,357	0,349—0,533	0,467—0,709

Примечание. Коэффициенты поглощения излучения рубинового лазера аморфным кремнием —  $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ , аморфным кремнием с примесью —  $10^4 \text{ см}^{-1}$ ; рубинового лазера аморфным кремнием —  $1,2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , аморфным кремнием с примесью галлия —  $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , согласно рис. 3.

В реальности данные табл. 6 следует увеличить на 20—30 процентов, чтобы учесть отражение света.

На рис. 8 приведены зависимости остаточной дефектности в монокристалле Si с аморфным слоем толщиной 150 нм после облучения импульсами рубинового лазера длительностью 50 нс. Как видно из рисунка, по порядку величины расчетные данные табл. 6 и экспериментальные результаты по восстановлению кремния (рис. 8) практически совпадают. К сожалению, данные о коэффициентах поглощения аморфных слоев, приведенных на рис. 8, отсутствуют. Кроме того, не следует забывать, что излучение рубинового лазера для кристаллического кремния имеет коэффициент поглощения на порядок меньше, чем для аморфного, т.е. здесь могут давать вклад процессы, обусловленные и разрывом химических связей, тогда как при облучении неодимовым лазером эти процессы маловероятны.

Поликристаллический шар может включать в себя различные кристаллографические модификации. Можно, в принципе, подобрать такие условия облучения, чтобы на поверхности при облучении неодимовым лазером аморфного кремния образовывались кристаллические наноструктуры кремния основных четырех его кристаллографических модификаций.

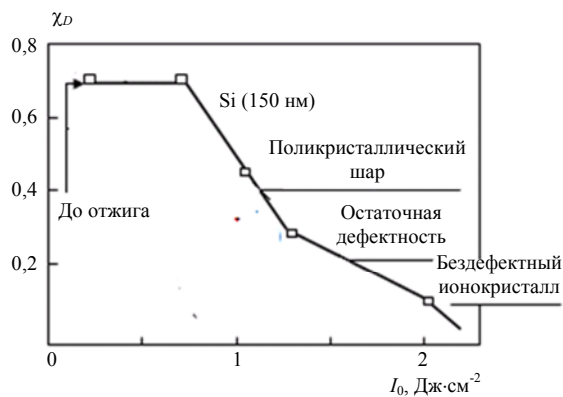


Рис. 8. Остаточная дефектность (относительные единицы) в монокристаллах кремния с аморфным слоем толщиной 150 нм после облучения импульсами рубинового лазера длительностью 50 нс [23]

Следует отметить, что все сказанное перекликается с сотовой моделью лазерного отжига [24]. Однако, в отличие от сотовой модели, предложенный подход позволяет получить количественные оценки, которые удовлетворительно объясняют экспериментальные результаты. И, кроме того, предложенная модель позволяет оценивать фазовые превращения аморфизация—кристаллизация в обоих направлениях. Другими словами, лазерное облучение в зависимости от режимов облучения

может приводить и к упорядочению, и к разупорядочению структуры. Эта модель является реализацией идеи «оборванных» связей, обусловленных лазерным облучением [26], и вариантом выхода из проблемы вырождения первой зоны Бриллюэна при интенсивной фотоионизации [27]. Очевидно, что следует учитывать и фотохимические процессы [28].

Что касается образования наноструктур, то при облучении аморфного материала основную роль играют фотохимические процессы. Образование дельта-слоев германия на кремнии можно объяснить как с термодинамической, так и фотохимической точки зрения, энергии связи германия меньше чем кремния, а периоды решеток разные, поэтому германий выходит на поверхность эвтектики и образует ту же кристаллографическую модификацию, что и подложка (кремний) [1, 28].

Каскадная модель последовательного возбуждения соответствующего типа и количества химических связей была применена и для процессов необратимого воздействия лазерного излучения возможных фазовых превращений аллотропных модификаций углерода [1, 2]. Было показано, что в зависимости от условий облучения мы можем как понижать, так и повышать симметрию исходной структуры. Эта модель позволяет объяснить такие явления, как лазерно-индуцированный переход алмаз—графит и, наоборот, графит—алмаз, что подтверждается экспериментальными данными.

### Интерференционные наноструктуры и объемные микроструктуры

К релаксационно-оптическим процессам относятся и процессы образования поверхностных лазерно-индуцированных интерференционных наноструктур и объемных микроструктур

Первые поверхностные интерференционные наноструктуры (рис. 9) были получены на германии после облучения импульсами рубинового лазера длительностью 50 нс М. Бирнбаумом в 1965 году [29].

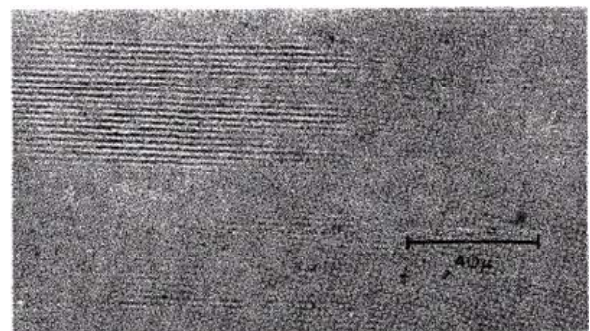


Рис. 9. Фотография поверхности германия после облучения импульсом рубинового лазера [29]

Интерференционные структуры более детально были исследованы при лазерном отжиге ионно-имплантированных слоев полупроводников [30].

Более поздние исследования показали, что эти интерферограммы структурированы и состоят из целого набора наноструктур высотой от 15—20 нм (арсенид галлия и кремний) до 100 нм (германий) при облучении сериями импульсов неодимового лазера [7, 8]. На рис. 10 приведены лазерно-индуцируемые «нанохолмы», полученные на поверхности кремния после облучения сериями импульсов YAG:Nd-лазера с плотностью мощности облучения  $2,0 \text{ МВт/см}^2$  (частота следования импульсов 12,5 Гц) после травливания  $\text{SiO}_2$  плавиковой кислотой [7].

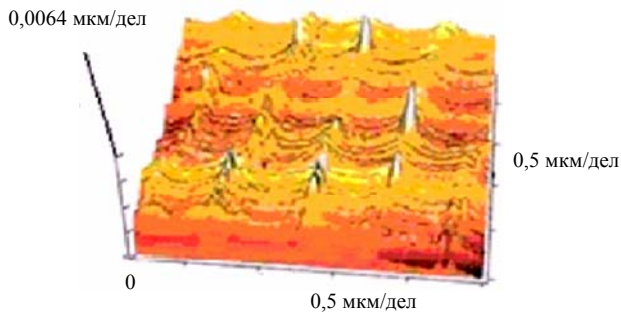


Рис. 10. Объемное изображение поверхности кремния, полученное методом атомно-силовой микроскопии, возникшее после облучения сериями импульсов YAG:Nd-лазера (плотность облучения  $2,0 \text{ МВт/см}^2$ ) после травливания  $\text{SiO}_2$  плавиковой кислотой [7]

Следует отметить, что на поверхности германиевых нанохолмов высотой до 100 нм образовывались гексагональные структуры [8]. Эти результаты в работе [8] были объяснены на основании синергетической модели по аналогии с эффектом Бенара. С нашей точки зрения, однако, было бы более целесообразно применить теорию каскадного последовательного возбуждения в режиме насыщения возбуждения, так как пикам рис. 10 могут соответствовать и более низкие симметрии, которые есть на фазовой диаграмме рис. 6.

В пользу того, что образование наноструктурированных интерференционных картин обусловлено электромагнитными, а не тепловыми процессами, говорит возникновение «наноколонов» (рис. 11) на поверхности кремния после облучения сериями фемтосекундного лазера [6].

Объяснение этих экспериментальных результатов получено с помощью модели поверхностных плазмон-поляритонов [6]. Также был обнаружен эффект удвоения периода интерферограмм, что было объяснено с помощью фейгенбаумовской динамической модели [6].

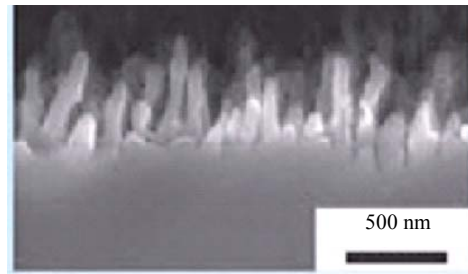


Рис. 11. Сечение наноколонн, полученных на поверхности кремния после облучения сериями фемтосекундных импульсов [6]

При облучении прозрачных сред лазерным излучением там внутри могут возникать каскады микроструктур диаметром несколько микрометров, но длиной в несколько сантиметров. На рис. 12 приведена типичная картина такого процесса [6].

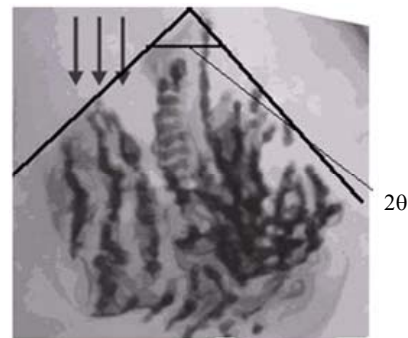


Рис. 12. Изображение, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии, каскада разрушений в кварце при облучении сериями фемтосекундных лазерных импульсов с энергией в импульсе 300 нДж/импульс [6]

Как видно из рис. 12, огибающая каскада разрушений соответствует углу излучения Вавилова-Черенкова, что видно из аналогии между прямой частью трека налетающей частицы в среде и прохождением гауссова пучка лазерного излучения. Согласно [31], прохождение высокоэнергетической частицы в тормозящей среде сопровождается черенковским излучением. С этой точки зрения, гауссов лазерный луч действует на среду аналогично налетающей частице, только он имеет большую площадь взаимодействия [32]. Первые экспериментальные результаты такого типа были получены при первом экспериментальном исследовании самофокусировки [33].

Наряду с физико-химическим объяснением полученных результатов, для их объяснения можно использовать ионизационную теорию Капаева-Копеева-Молоткова [27] и теорию фазонов Стафеева [34]. Теория Капаева-Копеева-Молоткова удовлетворительно объясняет перераспределение химических компонент в сложных полупроводниках и стехиометрическое перераспределение с возможным изменением кристаллографической

модификации в кремнии и германии. Теория фазовых Стафеева позволяет определить условия возникновения новой фазы (фазона) и ее развитие. С её помощью можно моделировать и возникновение различных микро- и наноструктур.

### Применения явлений и процессов релаксационной оптики для создания элементов оптоэлектронных устройств

При использовании лазерного излучения в технологии получения элементов оптоэлектронных систем следует наряду с энергетическими характеристиками учитывать и селективность воздействия, согласно классификации, представленной в табл. 1.

Для примера приведем результаты исследований (рис. 13) лазерного отжига в ионно-имплантированных слоях антимонида индия [10]. При внедрении двухзарядных ионов магния с энергией 40 кэВ или однозарядных с энергией 100 кэВ, с экспозиционной дозой  $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , после лазерного отжига должен был бы получиться  $p$ -тип проводимости. Однако использование для этих целей импульсных лазеров на рубине и неодиме (миллисекундных и наносекундных) не дало положительных результатов [1, 2].

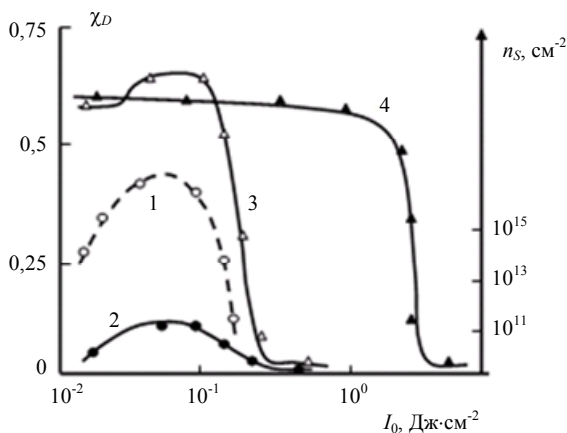


Рис. 13. Лазерный эффект в  $\text{InSb}$  и  $\text{Mg}^+/\text{InSb}$ : 1 — энергетическая зависимость образования донорных центров в  $\text{InSb}$  (точки — экспериментальные данные); 2 —  $\chi_D = f(I_0)$  в  $\text{InSb}$ ; 3, 4 —  $\chi_D = f(I_0)$  в  $\text{Mg}^+/\text{InSb}$  после облучения импульсами рубинового /3/ и лазера на  $\text{CO}_2$  /4/ [10]

Из рис. 13 видно, что добавочная дефектность, введенная излучением рубинового лазера в антимонид индия (кривые 1 и 2), увеличивает дефектность ионно-имплантированного слоя (кривая 3). Кривая 1 — это распределение донорных центров, концентрация которых определялась по измерению эффекта Холла [1]. Относительная дефектность слоев  $\chi_D$  определялась по спектрам обратнорассеянных ионов гелия с энергией 1,8 МэВ (кривые 3 и 4) и протонов с энергией 500 кэВ (кривая 2)

по методике, изложенной в [23]. Активация примеси при облучении рубиновым лазером получена не была.

Для получения положительных результатов, очевидно, нужно было выбрать излучение, которое бы поглощалось в ионно-имплантированном шаре. Для этих целей подошло излучение  $\text{CO}_2$ -лазера. Были выбраны два режима облучения (импульсный микросекундный и непрерывный). Коэффициент поглощения этого излучения ионно-имплантированным шаром составляет  $10^4 \text{ см}^{-1}$ , а объемного материала чистого антимонида индия —  $10 \text{ см}^{-1}$ . Дальнейшие исследования показали, что для получения активации примеси длительность облучения большой роли не играет, а основным фактором является интегральная доза — плотность энергии на уровне  $\sim 10 \text{ Дж/см}^2$ . Объяснение очень простое, а именно: при поглощении нестабильными и метастабильными центрами основную роль играют фотокристаллохимические процессы (безызлучательная релаксация). Похожие результаты были получены для КРТ [11], активация примеси в ионно-имплантированных шарах была получена только при облучении лазером на  $\text{CO}_2$ , тогда как при облучении импульсами рубинового лазера активация примеси не наблюдалась.

На рис. 14 приведены вольт-амперные характеристики  $p$ - $n$ -переходов, где в качестве  $p$ -слоя был ионно-имплантированный слой  $\text{Mg}^+/\text{InSb}$  после отжига излучением  $\text{CO}_2$ -лазера (кривая 1) с плотностью энергии  $10 \text{ Дж/см}^2$ . Хорошие характеристики имеет  $n$ - $p$ -переход, полученный на слоях  $\text{S}^+/\text{InAs}$  (энергия ионов 40 кэВ, доза  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) после отжига излучением  $\text{CO}_2$ -лазера (кривая 4) с плотностью энергии  $12 \text{ Дж/см}^2$ .

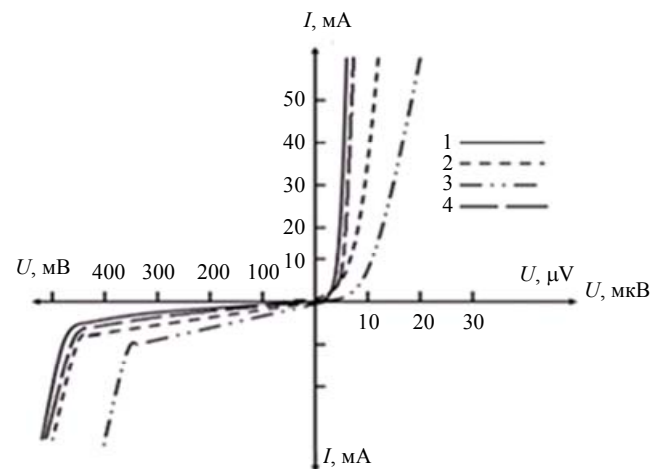


Рис. 14. Вольт-амперные характеристики  $p$ - $n$ - и  $n$ - $p$ -переходов: с лазерно-отожженными ионно-имплантированными слоями, кривая 1 —  $\text{Mg}^+/\text{InSb}$  [1, 35], кривая 4 —  $\text{S}^+/\text{InAs}$  [3]; с лазерно-индуцированными инверсионными шарами, кривая 2 —  $\text{InSb}$  [1, 35], кривая 3 —  $\text{InAs}$  [1, 35]

На кривых 3 и 4 рис. 14 приведены вольт-амперные характеристики  $n$ - $p$ -переходов полученных на антимониде индия облучением одним импульсом рубинового лазера с длительностью 20 нс и плотностью энергии в импульсе  $0,1 \text{ Дж/см}^2$ , а также на арсениде индия после облучения тем же лазером с плотностью энергии  $0,16 \text{ Дж/см}^2$ . Разница в форме вольт-амперных характеристик объясняется тем, что глубина ионно-имплантированного слоя  $\sim 0,2 \text{ мкм}$ , в то время как инверсионные слои имеют глубину  $\sim 0,7 \text{ мкм}$ . Кроме того, ионно-имплантированные слои имеют более резкую границу.

К другим возможным применениям эффектов релаксационной оптики в оптоэлектронике можно отнести создание поверхностных дифракционных решеток и объемных решеток [6].

### Перспективные направления развития и применения процессов и явлений релаксационной оптики

К перспективным направлениям развития и применения релаксационной оптики следует отнести следующие вопросы.

1. Использование мощного ультракороткого лазерного излучения для получения поверхностных наноструктур с перераспределением как компонент исходного материала, так и примесей по высоте нанохолма или наноколонны. При этом компоненты с большей электронегаивностью, также как и области с более низкой симметрией, будут находиться в приповерхностных областях наноструктур. Это позволит получать гетеронаноструктуры, которые будут различаться не только стехиометрически, но будут включать и различные кристаллографические модификации и, таким образом, «функционализировать» элементы оптоэлектронных систем [1—3].

2. Использование лазерного излучения для получения объемных микроструктур, включая решетки, а также их наноструктурирование. При этом могут быть использованы и комбинированные режимы облучения, как одновременные, так и разнесенные во времени [1—3].

3. Варьируя поляризацией, мощностью и длительностью облучения, а также применяя другие виды воздействий, в т. ч. используя внешние магнитные поля, можно получать элементы наноспинтроники [1].

4. Учитывая селективность лазерного поглощения, его следует использовать при лазерном отжиге дефектных состояний, включая ионно-имплантированные шары полупроводников, для достижения эффектов дальнего действия ионной имплантации и импульсных обработок, а также для повышения ресурса твердотельных и полупроводниковых лазеров, фотоприемников и т. п. [1—3].

5. В теоретическом плане, одной из основных проблем является проблема многоимпульсного режима облучения, т. е. проблема взаимодействия оптического излучения с неоднородной средой.

6. Перспективным направлением развития релаксационной оптики представляется концепция когерентных структур, которая позволяет в физику необратимых процессов включать элементы классической и квантовой теории когерентности.

7. С физической и прикладной точки зрения, наиболее интересным является изучение смешанных процессов релаксационной оптики.

### Заключение

В представленном обзоре анализируются основные положения релаксационной оптики, которая рассматривает процессы необратимого воздействия лазерного излучения на вещество. Проведен сравнительный анализ экспериментальных результатов, а также представлены модели, которые необходимы для их объяснения. Показаны области применения процессов и явлений релаксационной оптики в современной оптоэлектронике. Обсуждены перспективные направления развития этого раздела физики.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Trokhimchuk P. P. Foundations of Relaxed Optics. — Lutsk: Vezha, 2011.
2. Trokhimchuk P. P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of interactions. — Lutsk: Vezha-Print, 2013.
3. Trokhimchuk P.P. // International Journal of Advanced Research in Physical Science. V. 2. Is. 3. 2015. P. 1.
4. Trokhimchuk P. P. // Proc. SPIE. 2004. V. 5582. P. 37.
5. Трохимчук П. П. Релаксационная оптика. Необходимость синтеза и проблемы развития и применения. / Сб. научных трудов IV конгресса физиков Беларуси. — Минск: Ковчег, 2013. С. 93.
6. Макин В. С. Диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук. — Санкт-Петербург: государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2013.
7. Medvid' A. Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology Model and Properties. Nanowires Science and Technology, ed. Nicoletta Lupu, Inech, Vukovar, 2010. P. 61.
8. Квантовая электроника: перспективные направления. Под ред. И. С. Манака. — Минск: 2012.
9. Трохимчук П. П. Необратимое воздействие оптического излучения на полупроводники. Боголюбовский поход // Физико-технический ин-т УНЦ АН СССР. — Деп. в ВИНТИ 27.01.85. № 929.
10. Курбатов Л. Н., Стоянова И. Г., Трохимчук П. П. и др. // ДАН СССР. 1983. Т. 268. Вып. 3. С. 594.
11. Bahir G., Kalish R. // Applied Physics Letters. 1981. V. 39. No. 9. P. 730.
12. Bahir G., Bernstein T., Kalish R. // Applied Physics Letters. 1979. V. 34. No. 8. P. 486.
13. Хайбуллин И. Б., Смирнов Л. С. // ФТП. 1985. Т. 19. № 4. С. 569.

14. Романюк М. О. Кристаллооптика. — Київ: ІЗМН, 1997.
15. Трохимчук П. П. // Вісник СНУ ім. Лесі Українки. Фізичні науки. 2014. Т. 15 (292). С. 45.
16. Шен І. Принципы нелинейной оптики. — М.: Наука, 1989.
17. Haken H. Synergetics. — Berlin: Springer-Verlag, 1977.
18. Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. Кооперативные явления в оптике. — Москва: Наука, 1988.
19. Трохимчук П. П. Радіаційна фізика твердого тіла. Курс лекцій. — Луцьк: Вежа, 2007.
20. Trokhimchuck P. P. // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. 2012. V. 14. No. 3–4. P. 363.
21. Трохимчук П. П. Лазерный отжиг полупроводников / Институт прикладной физики. — М.: 1980. Деп. в ВИМИ № Д04804.
22. Bogatyryov V. A., Kachurin G. A. // Physics and technical of semiconductors. 1977. V. 11. No. 1. P. 100.
23. Фоти Дж. // Новости физики твердого тела. 1980. Т. 10. С. 132.
24. Philips J. C. // Journal of Applied Physics. 1981. V. 52. No. 12. P. 7397.
25. Коротеев Н. И., Шумай И. Л. Физика мощного лазерного излучения. — Москва: Наука, 1991.
26. Wautelet M., Faily-Lovatto M., Laude L.D. // Phys. C.: Sol.-St. Phys. 1980. V. 13. P. 5505.
27. Капаев В. В., Конаев Ю. В., Молотков С. Н. // Микроэлектроника. 1983. Т. 12. Вып. 6. С. 499.
28. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. — М.: Мир, 1973. .
29. Birnbaum M. // Journal of Applied Physics. 1965. V. 36. Issue 11. P. 3688.
30. Соколов И. А. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Ленинград: физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 1983.
31. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. — М.: ИЛ, 1950.
32. Трохимчук П. П. // Электроника ИНФО. № 1. 2014. С. 32.
33. R. W. Boyd, S. G. Lukishova, Y.-R. Shen. Self-focusing: Past and Present. / Topics in Applied Physics. 2009. V. 114.
34. Стафеев В. И. // Прикладная физика. 2005. № 4. С. 31.
35. Trokhimchuck P. P. // Proc. SPIE. 2008. V. 7009. P. 37.
36. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника: Физические основы. — М.: Физматкнига, 2005.

## Relaxed optics: reality and perspectives (review)

P. P. Trokhimchuck

Lesya Ukrayinka East European National University  
13 Voly av., Lutsk, 43025, Ukraine  
E-mail: trope@yandex.ru

Received July 7, 2015

**Basic concepts of Relaxed Optics are analyzed as a synthesized chapter of physics of irreversible interactions of light and matter. Comparative analysis of some experimental data and proper models have been represented. Basic applications of this science for resolution of problems of modern optoelectronics are observed. Also, the perspective directions of development of Relaxed Optics are discussed in the review.**

PACS: 81.16.-c; 85.60.-q

**Keywords:** relaxed optics, optoelectronics, nonlinear optics, laser annealing, laser implantation, nanostructures, microstructures, filamentation.

### REFERENCES

1. P. P. Trokhimchuck, *Foundations of Relaxed Optics*. (Lutsk: Vezha, 2011).
2. P. P. Trokhimchuck, *Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of Interactions*. (Lutsk: Vezha-Print, 2013).
3. P. P. Trokhimchuck, *International Journal of Advanced Research in Physical Science* 2 (3), 1 (2015).
4. P. P. Trokhimchuck, *Proc. SPIE* **5582**, 37 (2004).
5. P. P. Trokhimchuck, in *Proc. IV Conf. Physicists Belarus* (Minsk, 2013). P. 93.
6. V. S. Makin, Doctor Dissertation (SPb, Gos. Univer. Inf. Techn. Mechan. Optics, 2013) [in Russian].
7. A. Medvid' *Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology Model and Properties. Nanowires Science and Technology*. Ed. Nicoletta Lupu, (Inech, Vukovar, 2010). P. 61.
8. *Quantum Electronics*. Ed. by I. S. Manak (Minsk, 2012) [in Russian].
9. P. P. Trokhimchuck, *Deponir. VINITI No, 929*, January 27, 1985 [in Russian].
10. K. N. Kurbatov, I. G. Stoyanova, P. P. Trokhimchuck, et al., *Dokl. Phys.* **268**, 594 (1983).
11. G. Bahir and R. Kalish, *Applied Physics Letters* **39**, 730 (1981).
12. G. Bahir, T. Bernstein, and R. Kalish, *Applied Physics Letters* **34**, 486 (1979).
13. I. B. Khaibullin and L. S. Smirnov, *Semiconductors* **19**, 569 (1985).
14. M. O. Romanyuk, *Crystal Optics*. (kiev, IZMN, 1997) [in Russian].
15. P. P. Trokhimchuck, *Visnik SNU Lesi Ukrainki. Fiz. Nauki* **15** (292), 45 (2014).
16. I. Shen, *Foundations of Nonlinear Optics* (Nauka, Moscow, 1989) [in Russian].



17. H. Haken, *Synergetics*. (Berlin : Springer-Verlag, 1977)
18. A. V. Andreev, V. I. Emel'yanov, and Yu. A. Il'insky, *Cooperative Phenomena in Optics* (Nauka, Moscow, 1988) [in Russian].
19. P. P. Trokhimchuck, *Radiation Physics of Solids*. (Lutsk, Vezha, 2007) [in Ukrainian].
20. P. P. Trokhimchuck, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. **14**, 363 (2012).
21. P. P. Trokhimchuck, Depon. VIMI, No. D04804 (1980)
22. V. A. Bogatyryov and G. A. Kachurin, *Physics and Technical of Semiconductors* **11** No. (1), 100 (1977).
23. J. Foti, *Novost. Fiz. Tv. Tela* **10**, 132 (1980).
24. J. C. Philips, *Journal of Applied Physics* **52**, 7397 (1981).
25. N. I. Koroteev and I. L. Shumai, *Physics of Power Laser Radiation* (Nauka, Moscow, 1991) [in Russian].
26. M. Wautelet, M. Faily-Lovatto, and L.D. Laude, *Phys. C.: Sol.-St. Phys.* **13**, 5505 (1980).
27. V. V. Kapaev, Yu. V. Kapaev, and S. N. Molotkov, *Mikroelektronika* **12**, 499 (1983).
28. Zh. Pankov, *Optical Processes in Semiconductors*. (Mir, Moscow, 1973) [in Russian].
29. M. Birnbaum, *Journal of Applied Physics* **36**, 3688 (1965).
30. I. A. Sokolov, Ph. D. Thesis (Leningrad, FTI AN USSR, 1983).
31. N. Bohr, *Passing the Atomic Corpuscles through Matter* (IL, Moscow, 1950) [in Russian].
32. P. P. Trokhimchuck, *Elektronika INFO*, No. 1, 32 (2014).
33. R. W. Boyd, S. G. Lukishova, Y.-R. Shen. *Self-focusing: Past and Present*. In *Topics in Applied Physics. Vol. 114* (2009).
34. V. I. Stafeev, *Prikladnaya Fizika*, No. 4, 31 (2005).
35. P. P. Trokhimchuck, *Proc. SPIE* **7009**, 37 (2008).
36. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-State Photoelectronics. Physical Base*. (Fizmatkniga, Moscow, 2005) [in Russian].

\* \* \*