

ПАССИВНАЯ САМОСИНХРОНИЗАЦИЯ МОД ПРИ ТЕПЛОВОМ МЕХАНИЗМЕ ОТКЛИКА НЕЛИНЕЙНОГО ЭЛЕМЕНТА

© А.А. Бугаев, П.П. Борисков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 18 апреля 1996 г.)

Приводятся результаты анализа отклика отражения нелинейного зеркала на основе двуокиси ванадия в пикосекундном интервале времен. Показано, что при определенных уровнях возбуждения длительность отклика отражения незначительно превосходит длительность возбуждающего импульса и может быть описана решением известной задачи теплопроводности о разогреве поверхности полубесконечного тела импульсным тепловым потоком. Получено аналитическое выражение временной и интенсивностной зависимостей отражения нелинейного зеркала. Выполнен численный анализ системы скоростных уравнений, описывающих эволюцию пикосекундной флуктуации в резонаторе твердотельного лазера, содержащем нелинейное зеркало с тепловым механизмом отклика.

Одним из направлений обширных исследований нелинейных оптических свойств полупроводников является разработка нелинейных лазерных элементов, с помощью которых возможно управление режимом генерации импульсных источников стимулированного излучения. Физическую основу этих исследований составляют механизмы нелинейности, которые могут обеспечить необходимую для модуляции излучения величину изменения пропускания (отражения) полупроводникового элемента или структуры, включающей полупроводник. Как правило, наибольшая величина нелинейного отклика комплексной диэлектрической проницаемости реализуется при резонансном возбуждении полупроводника, вызывающем перераспределение населенности его зон и уровней и сопровождающемся (при достаточной энергии) изменением его температуры. Вблизи края поглощения нелинейный отклик резонансного возбуждения электронной системы главным образом обусловлен насыщением межзонного поглощения и фотогенерацией свободных носителей. В свою очередь возбуждение фоновой системы инициирует нелинейный отклик, связанный с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны полупроводника. Временной масштаб нелинейного отклика в первом случае определяется процессами диффузии и рекомбинации свободных носителей, а во втором — диффузией тепла. По сравнению с откликом электронной системы, длительность которого, очевидно, не может превышать время жизни

свободных носителей ($\leq 10^{-6} - 10^{-7}$ s), релаксацию теплового возбуждения принято рассматривать как достаточно медленный процесс, происходящий в большинстве экспериментов с характерным временем $\geq 10^{-6}$ s. Известны многочисленные примеры использования полупроводников в качестве внутрирезонаторных элементов, обеспечивающих режим модуляции добротности, самосинхронизацию мод и отрицательную обратную связь для стабилизации амплитуды цуга пикосекундных импульсов [$1-10$]. С учетом того обстоятельства, что режим самосинхронизации мод жестко предполагает время релаксации нелинейного элемента, меньшее периода аксиальных биений ($\sim 10^{-8}$ s) [11], результаты наших работ [$2,3$] не нашли адекватного объяснения в рамках тепловой модели нелинейного отклика полупроводникового элемента на основе двуокиси ванадия. В настоящей статье мы приводим детальный анализ кинетики теплового отклика нелинейного элемента и численный расчет системы скоростных уравнений, описывающих эволюцию пикосекундного импульса в условиях его взаимодействия с этим элементом.

Предметом нашего обсуждения является нелинейный элемент, представляющий собой один из вариантов отражательной интерференционной структуры, которая содержит последовательно нанесенные на массивную подложку пленки алюминия и двуокиси ванадия. Отличительной особенностью этой структуры является наличие у двуокиси ванадия фазового перехода полупроводник-металл, который происходит при температуре $T_{tr} \sim 340$ K и сопровождается значительным и обратимым изменением диэлектрической проницаемости пленки. Таким образом, направленное изменение температуры в окрестности фазового перехода (нагрев-охлаждение) отображается в виде изменения коэффициента отражения R структуры. Для пленки двуокиси ванадия толщиной ~ 0.06 μm легко реализуется почти линейное изменение R в пределах от 0.2 (полупроводник) до 0.7 (металл), которое может быть инициировано разогревом пленки на $\sim 10-15$ градусов. Подробное описание оптических свойств этого нелинейного зеркала и его применений в качестве пространственно-временного модулятора излучения представлено в обширных публикациях [$3,12$]. Ограничиваясь рассмотрением процессов возбуждения и релаксации, которые, очевидно, определяются механизмом нелинейности пленки двуокиси ванадия, укажем на результаты экспериментов [$2,3$], в которых реализован режим пассивной самосинхронизации мод в твердотельном лазере и получен цуг пикосекундных импульсов. Хорошо известно [$11,13$], что для обеспечения этого режима минимально необходимая полоса частот нелинейного элемента, определяемая главным образом временем его релаксации, должна превышать $\sim c/2L$ (L — длина резонатора), что при типичной величине $L \sim 150$ см составляет $\sim 10^8$ Hz. Однако самостоятельные эксперименты по исследованию кинетики фазового перехода при его возбуждении одиночным пикосекундным импульсом [$14,15$] таких коротких времен процесса релаксации не обнаружили. Столь явное противоречие заставляет предположить, что цитируемые эксперименты были выполнены в условиях, при которых возбуждение не позволяло выявить временной масштаб релаксации либо из-за перевозбуждения образца (перегрев $\gg T_{tr}$), либо из-за низкого контраста возбуждающего импульса, когда энергия пьедестала наряду с энерги-

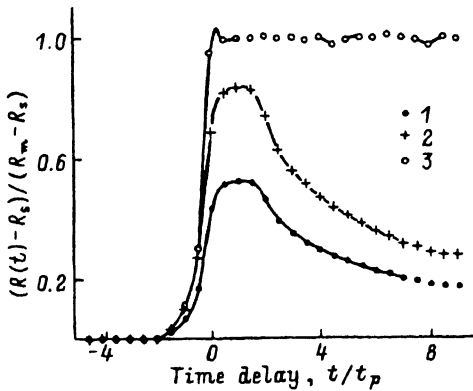


Рис. 1. Кинетика нелинейного отклика отражения (относительная избыточная величина) пленки двуокиси ванадия в зависимости от интенсивности возбуждающего импульса.

I_0 (Mw/cm^2): 1 — 3, 2 — 22, 3 — 70. R_m, R_s — значения коэффициента отражения в металлическом и полупроводниковом состояниях соответственно.

ей импульса обеспечивает сравнимый вклад в осуществление фазового перехода. Для устранения этого противоречия мы воспроизвели эксперименты [14], увеличив контраст лазерного импульса длительностью $t_p = 27$ ps ($\hbar\omega = 1.17$ eV) до величины 10^4 за счет использования двух ячеек с насыщающимся поглотителем (краситель 3274 «У») на входе и выходе усилителя и применения телескопической системы согласования сечений поглощения и усиления активной среды. Измерения были выполнены по схеме зондирования с предварительным возбуждением при ортогональной ориентации поляризации возбуждающего и зондирующего импульсов. Наряду с этим схема эксперимента содержала параллельный канал, в котором одновременно измерялась величина двухфотонного поглощения пикосекундного импульса в пластине GaAs с известным коэффициентом β [16], на основании которой определялась пиковая интенсивность импульса I_0 и контролировалось его качество [17]. Результаты экспериментов приведены на рис. 1 в виде временной зависимости изменения отражения при различных уровнях возбуждения нелинейного зеркала. Полученные зависимости обнаруживают три характерные особенности. Во-первых, непосредственно видно, что при определенных уровнях возбуждения нелинейный отклик отражения имеет форму импульса, длительность которого (по половине высоты) составляет ~ 150 ps ($\sim 5t_p$), в то время как релаксация по заднему фронту этого импульса наблюдается вплоть до 600–700 ps. Во-вторых, время нарастания отклика отражения оказывается пропорциональным проинтегрированной интенсивности возбуждающего импульса, о чем свидетельствует смещение пика отражения в сторону положительных задержек. В-третьих, импульс нелинейного отклика отражения имеет плоскую вершину, наличие которой, по всей видимости, является следствием того, что температурная зависимость отражения имеет вид петли гистерезиса [12]. Необходимо отметить, что перечисленные особенности нелинейного отклика отражения пленки двуокиси ванадия полностью соответствуют кинетике фазового перехода полупроводник–металл, происходящего в результате термического разогрева. Иными словами, процесс возбуждения фазового перехода, осуществляемый за время $\sim 3 \cdot 10^{-11}$ с путем подвода энергии к электронной системе в виде фотогенерации плазмы свободных носителей, по кинетике нелинейного отклика отражения совершенно аналогичен тому, который имеет место при равновесном изменении температуры

пленки. С учетом большой величины избыточной энергии фотовозбужденных носителей $E_{\text{ph}} - E_g \sim 0.55 \text{ eV}$ и короткого времени их термализации $\sim 10^{-13} \text{ s}$ [18] такой результат является ожидаемым, так как возбуждение носителей и передача их энергии фоновой подсистеме в описанных выше условиях идут практически одновременно. По этой причине измеренное время релаксации (150 ps) (рис. 1) следует рассматривать не как величину, имеющую самостоятельный физический смысл, а как временную характеристику процесса тепловой диффузии в условиях конкретной задачи теплопроводности.

Применительно к случаю нашего эксперимента изменение температуры пленки двуокиси ванадия под действием светового импульса в пренебрежении фазовым переходом полупроводник-металл наиболее адекватно может быть описано задачей теплопроводности о полуограниченном теле (подложка), тепловой поток на границе которого $x = 0$ (пленка) является заданной функцией времени $f(t)$. Решение этой задачи хорошо известно [19] и имеет вид

$$T(x, t) = \frac{a^{1/2}}{\lambda \pi^{1/2}} \int_0^t f(t - \tau) \exp\left(-\frac{x^2}{4a\tau}\right) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}}, \quad (1)$$

где a, λ — коэффициенты температуро- и теплопроводности подложки соответственно.

В этой постановке задачи теплопроводности пленка двуокиси ванадия толщиной $d = 0.06 \mu\text{m}$ может рассматриваться как поверхность полубесконечного тела лишь при отсутствии градиента температуры по ее толщине, т.е. при выполнении неравенства $t > x^2/4a \approx 10^{-11} \text{ s}$. Тепловой поток $f(t)$ через пленку двуокиси ванадия, коэффициент отражения которой $R(t)$ меняется под действием светового импульса с интенсивностью $I(t)$, можно определить исходя из простого дифференциального уравнения, записанного в приближении линейной зависимости отражения от величины поглощенной энергии,

$$\frac{dR}{dt} = CI(t)[1 - R(t)], \quad (2)$$

где C — константа пропорциональности, определяемая соотношением $C = (\Delta R/L)d \approx 4 \cdot 10^2 \text{ cm}^2/\text{J}$ ($\Delta R = R_m - R_s \sim 0.5$, $L = 230 \text{ L/cm}^3$ — скрытая теплота фазового перехода, d — толщина пленки).

Отсюда находим, что возбуждающий световой импульс $I(t)$ и вызываемый им импульс теплового потока $f(t) = I(t)[1 - R(t)]$ связаны нелинейной зависимостью вида

$$f(t) = I(t) \exp\left[-c \int_{-\infty}^t I(t) dt\right]. \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что в общем случае изменение отражения в процессе возбуждения приводит к сокращению длительности импульса теплового потока $f(t)$ по его заднему фронту по сравнению с возбуждающим

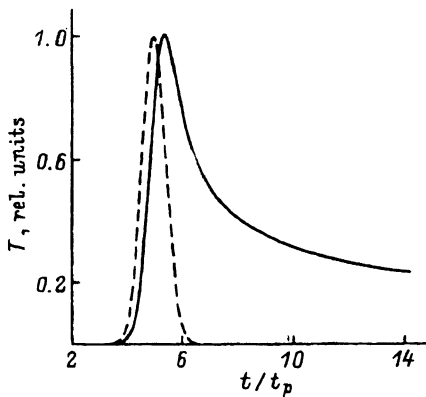


Рис. 2. Временная зависимость отклика температуры пленки двуокиси ванадия на возбуждение одиночным импульсом гауссовой формы длительностью t_p . Возбуждающий импульс (штриховая линия) задан в момент времени $t = 5t_p$.

импульсом. Для дальнейших расчетов существенными будут уровни интенсивности I_0 , при которых энергия импульса удовлетворяет неравенству $\int_{-\infty}^t I(t)dt \ll C^{-1}$, т.е. взаимодействие (3) может рассматриваться в линейном приближении $f(t) \approx I(t)$. Фактически это означает, что при такой энергии взаимодействия лишь малая часть объема пленки двуокиси ванадия переходит в металлическое состояние, т.е. вызываемое изменение отражения $\delta R \ll \Delta R$. Понятно, что численные оценки временных характеристик, полученные на основе линейного приближения в (3), будут представлять собой верхнее предельное значение. Определив таким образом импульс теплового потока как временной эквивалент светового импульса, с помощью (1) можно рассчитать кинетику отклика температуры пленки двуокиси ванадия на приложенное воздействие. Результаты соответствующего расчета представлены на рис. 2 для интенсивности возбуждения, имеющей гауссову временную форму $I(t) = I_0 \exp[-4 \ln 2 (t/t_p)^2]$. Как видно, длительность расчетного отклика температуры (по половине высоты) $\sim 2t_p$ по порядку величины хорошо соответствует значению, полученному в эксперименте $\sim 4.5t_p$ (рис. 1). Большее значение длительности экспериментальной величины отклика $T(t)$, очевидно, связано с тем, что при анализе не учитывался нелинейный характер задачи теплопроводности, обусловленный наличием фазового перехода полупроводник-металл, а также тем, что зависимость $R(t)$ имеет вид петли гистерезиса. Таким образом, мы установили, что тепловой механизм нелинейности в состоянии обеспечить отклик отражения, сравнимый по длительности с возбуждающим импульсом и имеющий временную форму, которая определяется выражением

$$R(t, I_0) = DI_0(1 + g)F(t) + R_s, \quad (4)$$

где $D = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1/2} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, $F(t)$ — интеграл соотношения (1), $g = n/I_0$, $n = (-\infty, \dots, +\infty)$ — кратность внутрирезонаторной телескопической системы для обеспечения согласования сечений поглощения и усиления.

Необходимо отметить существенное отличие теплового механизма нелинейного отклика отражения (1) от нелинейного отклика пропускания T насыщающегося поглотителя, нашедшего широкое распростра-

нение в практике генерации сверхкоротких лазерных импульсов [11,13],

$$\Delta T \approx \int_{-\infty}^t I(\tau) \exp[-(t - \tau)/\tau_0] \frac{d\tau}{\tau_0}. \quad (5)$$

Из сравнения (1) и (5) видно, что оба выражения представляют собой интеграл-свертку возбуждающего импульса либо с функцией отклика атомарной двухуровневой системы (5), либо с функцией отклика температуры поверхности полубесконечного тела (1). Если в первом случае нелинейный отклик имеет характерное время релаксации t_p , фактически ограничивающее его минимальную длительность, то выражение (1) не содержит столь явного ограничения на длительность теплового отклика поверхности полубесконечного тела, хотя его роль, очевидно, выполняет время, необходимое для установления равновесной температуры по объему пленки.

С учетом отмеченных особенностей теплового механизма нелинейного отклика отражения (1)–(4) мы выполнили численный анализ динамики развития пикосекундного импульса в резонаторе твердотельного лазера. В анализе рассматривался линейный резонатор длиной 150 см, образованный выходным зеркалом с коэффициентом отражения 0.6 и нелинейным зеркалом на основе двуокиси ванадия, отражение которого при фазовом переходе изменяется в пределах от 0.2 (основное состояние) до 0.7 (возбужденное состояние). В качестве характеристик активного элемента использовались данные для неодимового лазерного стекла ГЛС8, приведенные в [20]. Расчет эволюции пикосекундной флуктуации был по схеме работы [21] на основании системы скоростных уравнений, записанных в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} &= J(t) - \frac{N_2(z, t)}{\tau_2} - \frac{\sigma_g}{\hbar\omega} I(z, t) [N_2(z, t) - N_1(z, t)], \\ \frac{\partial N_1(z, t)}{\partial t} &= -\frac{N_1(z, t)}{\tau_1} - \frac{\sigma_g}{\hbar\omega} I(z, t) [N_1(z, t) - N_2(z, t)], \\ \frac{\partial I(z, t)}{\partial z} &= \sigma_g I(z, t) [N_2(z, t) - N_1(z, t)], \end{aligned} \quad (6)$$

с граничными условиями для j -го прохода резонатора

$$I_j(0, t) = R_1 I_{j-1}(0, t),$$

$$I_j(L, t) = R_{j-1}(t) L_D I_{j-1}(L, t),$$

где $t = t' - z'/c$, $z = z'$ — координаты в бегущих переменных, $N_2(z, t)$, τ_2 и $N_1(z, t)$, τ_1 — населенность и время жизни верхнего и нижнего рабочих уровней соответственно, σ_g — сечение усиления, $\hbar\omega$ — энергия кванта, отвечающая переходу между уровнями, L_D — дифракционные потери резонатора, $J(t) = J_0 \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_0}\right)$ — интенсивность накачки длительностью τ_0 .

Моделирование процесса генерации пуга пикосекундных импульсов производилось путем расчета эволюции флукуационного выброса, имеющего гауссову форму,

$$I(t) = I_0 \left[(2\beta - 1) \exp \left(-4 \ln 2 (t/t_p)^2 \right) + 1 \right], \quad (7)$$

где t_p — длительность флукуации по полувысоте.

Параметры расчета выбирались таким образом, чтобы интенсивность флукуации (7) уже на первом проходе резонатора была достаточной для частичного возбуждения нелинейного зеркала, т.е. рассматривалась нелинейная фаза режима генерации [21,22]. Длительность линейной фазы $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ с и уровень накачки $J_0 = 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ обеспечивают величину населенности верхнего рабочего уровня, примерно равную $2.65 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Начальные длительность флукуационного выброса и его превышение над фондом оценивались аналогично [21,22] и принимались равными 10–15 ps и $\beta = 12$ соответственно. Анализ проводился без учета эффекта фазовой самомодуляции импульса [23,24]. Результаты расчета эволюции длительности и пиковой интенсивности флукуации приведены на рис. 3. Из этого рисунка видно, что по мере увеличения числа проходов длительность пикосекундной флукуации сначала сокращается, а затем выходит на постоянный участок, который соответствует полному насыщению коэффициента отражения нелинейного зеркала. На участке сокращения длительности флукуации ее интенсивность резко возрастает до максимальной величины, после которой оставшаяся инверсия населенности уже не в состоянии обеспечить режим усиления. Дальнейшее представление динамики развития флукуационного выброса иллюстрируется результатами расчета формы огибающей флукуационного выброса, которые позволяют

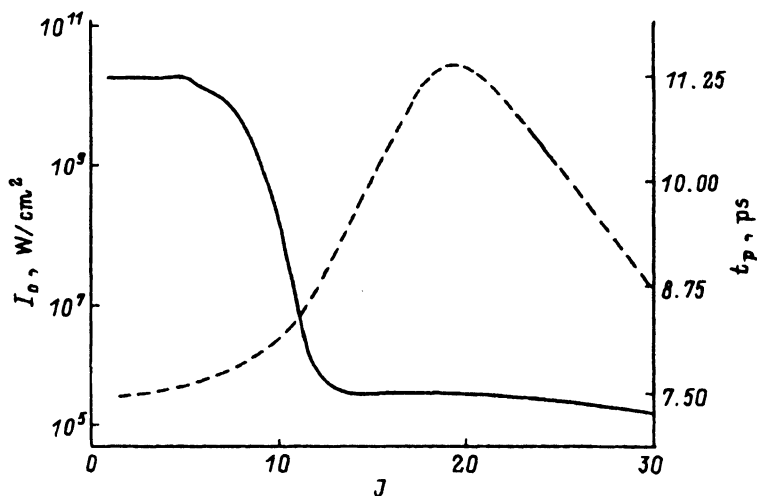


Рис. 3. Зависимость пиковой интенсивности I_0 (штриховая кривая) и длительности t_p (сплошная кривая) флукуационного выброса от числа проходов в резонаторе J .

Начальная заселенность верхнего уровня $2.65 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, начальная интенсивность фона флукуации $1.2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$.

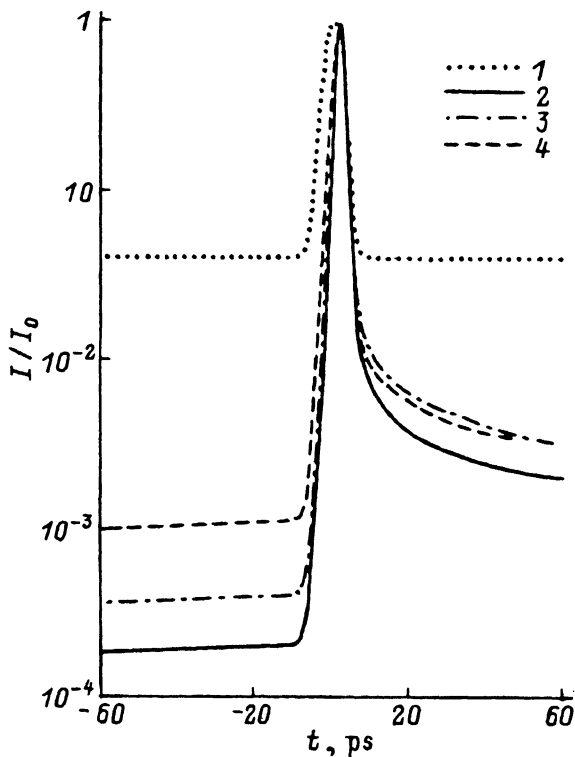


Рис. 4. Временная форма флуктуационного выброса после тридцати проходов резонатора при различных значениях параметра согласования сечений n . Величины инверсии и интенсивности фона те же, что и на рис. 3. 1 — начальное распределение интенсивности флуктуации; n : 2 — 0.2, 3 — 0.6, 4 — 0.5.

оценить степень селективирующих свойств резонатора (подавление фона по отношению к пиковой интенсивности флуктуации) с использованием нелинейного зеркала (рис. 4). Для полноты описания расчеты были выполнены при различных соотношениях сечений поглощения нелинейного зеркала и усиления активной среды, что эквивалентно использованию внутри резонатора телескопической согласующей системы. Из этого рисунка видно, что существует оптимальное соотношение сечений, отклонение от которого в ту или иную сторону приводит к ухудшению селективирующих свойств генератора либо за счет уменьшения числа проходов по резонатору до момента полного насыщения нелинейного зеркала, либо за счет увеличения порога его срабатывания.

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что временные характеристики отклика отражения нелинейного зеркала на основе двуокиси ванадия, механизм нелинейности которого имеет чисто тепловой характер, в состоянии обеспечить режим самосинхронизации мод твердотельного импульсного лазера. На основе численного анализа системы скоростных уравнений при типичном задании параметров флуктуационного выброса получены решения, описывающие процесс выделения пикосекундной флуктуации из начального распределения интенсивности в резонаторе лазера.

Авторы выражают глубокую признательность Б.П.Захарчене и проф. А.Пенцкоферу (Университет г. Регенсбург, ФРГ) за плодотворные дискуссии и поддержку работы.

Список литературы

- [1] А.А. Бугаев, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. Квантовая электр. **8**, 2693 (1981).
- [2] А.А. Бугаев, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. Письма в ЖЭТФ **33**, 643 (1981).
- [3] A.A. Bugayev, F.A. Chudnovski, B.P. Zakharchenya. In: *Semiconductor Physics* / Ed. V.Tuchkevich. Consultants Bureau. N.Y. and London (1986). P. 265.
- [4] F. Henneberger, J. Puls, H. Rossmann. *J.Lumin.* **30**, 204 (1985).
- [5] G. Bret, F. Gires. *Appl. Phys. Lett.* **4**, 175 (1964).
- [6] В.И. Беспалов, А.М. Кубарев. *ЖПС* **7**, 263 (1967).
- [7] А.В. Бабушкин, Н.С. Воробьев, А.М. Прохоров, М.Я. Шелев. *Квантовая электрон.* **19**, 1310 (1989).
- [8] A. Herdviik. *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-6**, 199 (1970).
- [9] A. Del Corno, G. Gabetta, G.C. Reali, V. Kubecek, J. Marek. *Opt. Lett.* **15**, 734 (1990).
- [10] A. Agnesi, A. Del Corno, P. Di Trapini, M. Folgiani, G.C. Reali, G.-C. Diels, C.-Y. Yeh, X.M. Zhao, V. Kubecek. *IEEE J. Quant Electron.* **QE-28**, 710 (1992).
- [11] Д. Брэдли. В сб: *Сверхкороткие световые импульсы* / Под ред. С.Шапира. Мир. М. (1981). С. 35.
- [12] А.А. Бугаев, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. *Фазовый переход металл-полупроводник и его применение*. Наука. Л. (1979).
- [13] И. Херман, Б. Вильгельми. *Лазеры сверхкоротких световых импульсов*. Мир. М. (1986).
- [14] А.А. Бугаев, В.В. Гудялис, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. *Письма в ЖЭТФ* **34**, 452 (1981).
- [15] R.M. Walsler, M.F. Becker. In: *Symposium of Laser-Solid Interactions and Laser Processing* (Boston, 1978). *Proc. of AIP Conf.* **50**, 126 (1978).
- [16] А.А. Бугаев, Т.Ю. Дунаева, В.А. Лукошкин. *ФТТ* **31**, 1, 9 (1989).
- [17] А.А. Бугаев, А.Л. Станкевич. *ФТТ* **34**, 5, 1613 (1992).
- [18] C. Jacoboni, *J. Lumin.* **30**, 120 (1985).
- [19] Г. Карслоу, Д. Егер. *Теплопроводность твердых тел*. Наука. М. (1964).
- [20] И.М. Бужинский, Е.М. Дианов, А.А. Мак. В кн.: *Справочник по лазерам* / Под ред. А.М.Прохорова. Сов. радио. М. (1978). Т. 1. С. 329.
- [21] A. Penzkofer, F. Graf. *Opt. and Quant. Electron.* **17**, 219 (1985).
- [22] В.С. Летохов. *ЖЭТФ* **55**, 1077 (1968).
- [23] F.de Martini, C.H. Townes, T.K. Gustafson, L.P. Kelly. *Phys. Rev.* **164**, 312 (1967).
- [24] R.A. Fisher, P.L. Kelly, T.K. Gustafson. *Appl. Phys. Lett.* **14**, 140 (1969).