

# Динамика лазера с нелинейным затвором на полном внутреннем отражении

А.Н.Рубинов, И.М.Корда, Э.А.Зинкевич

*Выполнено компьютерное моделирование и экспериментальное исследование динамики твердотельного лазера, в резонатор которого включен нелинейный отражатель. Нелинейность возникает при внутреннем отражении излучения от границы прозрачного диэлектрика с поглощающей жидкостью за счет изменения показателя преломления последней при ее разогреве преломленной лазерной волной. Проведенные расчеты раскрывают динамику коэффициента отражения и мощности генерируемого излучения лазера с учетом изменения как температуры, так и давления в пограничном слое жидкости. Теоретически и экспериментально исследованы зависимости параметров генерации лазера от параметров нелинейного отражателя и мощности накачки. Показано, что модулятор на тепловой нелинейности отражения позволяет получать гигантские импульсы лазерного излучения с вариацией длительности от сотен до единиц наносекунд. Данный затвор может быть легко реализован для любой области спектра, т.к. в нем используется линейный, а не насыщающийся поглотитель. Еще одно преимущество затвора состоит в отсутствии остаточного поглощения, свойственного всем фототропным модуляторам добротности.*

**Ключевые слова:** нелинейное отражение, полное внутреннее отражение, пассивный модулятор добротности, динамика лазерного излучения.

## 1. Введение

Нелинейное внутреннее отражение на границе прозрачного диэлектрика и поглощающей жидкости было обнаружено в работе [1]. Это явление обусловлено изменением показателя преломления жидкости за счет поглощения преломленной волны и разогрева жидкости, приводящего к уменьшению предельного угла полного внутреннего отражения. Начальный коэффициент отражения может быть небольшим, однако по мере развития генерации он может возрастать до единицы, что было использовано для модуляции добротности лазерного резонатора [2].

В работах [3, 4] предложен усовершенствованный вариант модулятора добротности на нелинейном полном внутреннем отражении, в котором начальный коэффициент отражения понижался за счет интерференции в тонком слое слабо поглощающей жидкости. Принципиальные вопросы теории полного внутреннего отражения света от границы с усиливающей средой рассмотрены в монографии [5]. Несмотря на то что нелинейное полное внутреннее отражение успешно используется на практике как для модуляции добротности лазеров [6, 7], так и для управления формой импульса генерации [8, 9], подробного рассмотрения динамики процессов, происходящих на границе раздела двух сред во время развития лазерного излучения в резонаторе, до настоящего времени не проводилось.

Дело в том, что лазер, в резонатор которого включено зеркало с нелинейным отражением, представляет со-

бой достаточно сложную систему. Для рассмотрения ее динамики необходимо учитывать одновременно ряд взаимосвязанных процессов: разогрев поглощающей среды под действием преломленной части волны генерации, возрастание давления в области разогрева, вызванное этим изменение показателя преломления жидкой среды, постепенное поджатие преломленной волны к границе, увеличение коэффициента отражения на границе, влияние этого фактора на развитие лазерного излучения в резонаторе и, наоборот, влияние изменяющейся динамики лазерного излучения на все перечисленные процессы.

Необходимо также учитывать релаксацию давления и температуры за счет взаимодействия пограничного слоя жидкости с окружающими средами. Корректный учет последнего фактора требует расчета динамики поля температур в пограничных средах с учетом теплообмена между разогреваемым слоем, окружающим слоем жидкости и оптическими элементами в области границы. Аналитическое решение такой задачи представляется весьма сложным, если не делать значительных упрощений.

В данной работе мы приводим результаты компьютерного моделирования указанной системы для лазера, активным элементом которого служит стекло, активированное неодимом. Приведены также результаты экспериментальной проверки основных расчетных зависимостей.

Схема резонатора лазера представлена на рис. 1. Между двумя зеркалами 1 и 2 расположены активный элемент 3 и отражающая призма 4, изготовленная из прозрачного диэлектрика (стекла). Гипотенузная грань призмы 4 находится в непосредственном контакте с жидкостью, сильно поглощающей излучение лазера. При численном анализе в качестве активной среды мы рассматривали стекло, активированное неодимом, хотя с тем же успехом можно рассмотреть и другие лазерные среды.

Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф. Скорины, 68; тел.: + 375 (17)-284-26-24, e-mail: rubinov@ifanbel.bas-net.by, korda@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 9 января 2002 г.

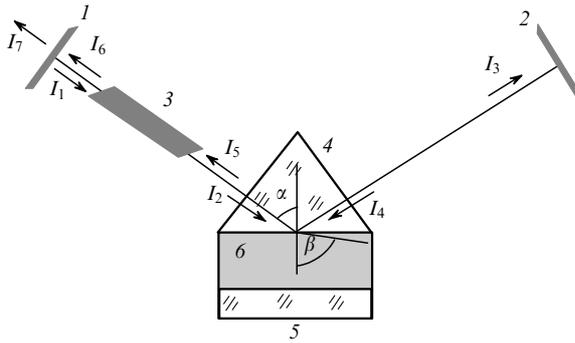


Рис.1. Оптическая схема лазера: 1, 2 – зеркала; 3 – лазерный элемент; 4, 5 – прозрачные диэлектрики; 6 – поглощающая жидкость.

## 2. Теория

Будем рассматривать семь потоков излучения в резонаторе лазера, как это показано на рис.1. Скоростное уравнение для потока 1 имеет стандартный вид:

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{c}{2L} [I_1(a-1) + \varepsilon(a+b)], \quad (1)$$

где  $I_1$  – интенсивность излучения потока 1;  $a = R_1 R_2 T_t^4 \times R^2 e^{2kl}$ ;  $b = R_1 e^{kl}$ ;  $R_1, R_2$  – коэффициенты отражения лазерных зеркал;  $k$  – коэффициент усиления;  $l$  – длина активной среды;  $T_t$  – пропускание входной и выходной поверхностей призмы;  $L$  – длина резонатора;  $R$  – коэффициент отражения на границе диэлектрик – жидкость;  $\varepsilon$  – коэффициент, характеризующий вклад спонтанного испускания в генерируемую моду;  $c$  – скорость света.

Интенсивность выходящего из лазера потока  $I_7$  связана с  $I_1$  следующим выражением:

$$I_7 = (1 - R_1) [R_2 T_t^4 R^2 (I_1 + \varepsilon) e^{kl} + \varepsilon] e^{kl}. \quad (2)$$

Интенсивность лазерного излучения внутри жидкости непосредственно у границы раздела

$$I_{in} = (I_2 + I_4)(1 - R)\gamma, \quad (3)$$

где

$$I_2 = T_t(I_1 + \varepsilon)e^{kl}, \quad I_4 = R_2 T_t^3 R(I_1 + \varepsilon)e^{kl} \quad (4)$$

– два лазерных потока внутри призмы, падающие на границу раздела (см. рис.1);

$$\gamma = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \quad (5)$$

– фактор компрессии пучка внутри жидкости вследствие рефракции. При этом интерференция полей с интенсивностями  $I_2$  и  $I_4$  не учитывается, что справедливо для лазера на неодимовом стекле, обладающего большой шириной спектра генерации.

Принимая во внимание четырехуровневую схему рассматриваемой лазерной среды, скоростное уравнение для верхнего лазерного уровня 3 может быть записано в виде

$$\frac{dN_3}{dt} = (1 - N_3)\tau B_p U_p - N_3(\tau B_L U_L + 1), \quad (6)$$

где  $\tau$  – время жизни верхнего лазерного уровня;  $B_p U_p$  – вероятность возбуждения под действием накачки;  $B_L U_L$  – вероятность вынужденного испускания;  $B_p$  и  $B_L$  – коэффициенты Эйнштейна;

$$U_L = \frac{n_L(I_1 + I_5)}{c} \quad (7)$$

– плотность энергии лазерного излучения в активной среде, определяемая суммой интенсивностей падающих на нее встречных потоков  $I_1$  и  $I_5$ ;

$$I_5 = \frac{a(I_1 + \varepsilon) + \varepsilon}{R_1} \quad (8)$$

– интенсивность лазерного излучения в активной среде;  $n_L$  – показатель преломления лазерной среды;

$$U_p = U_0 \exp \left[ -\frac{(t - 2t_p)^2}{t_p^2} \right] \quad (9)$$

– гауссов импульс накачки длительностью  $2t_p$ . В (6) учтен тот факт, что квантовая эффективность перехода с уровня 4 на уровень 3 для  $\text{Nd}^{3+}$  в стекле близка к единице.

Специфической чертой данной лазерной системы является наличие в резонаторе нелинейного отражения с коэффициентом  $R$ . Согласно формулам Френеля для двух ортогональных поляризаций коэффициенты отражения

$$R_{\parallel} = \left[ \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \right]^2, \quad R_{\perp} = \left[ \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right]^2. \quad (10)$$

Здесь

$$\beta = \arcsin \frac{n \sin \alpha}{n_0 + \Delta n}; \quad (11)$$

$n$  и  $n_0$  – показатели преломления диэлектрика и жидкости;  $\Delta n$  – изменение показателя преломления жидкости у границы раздела вследствие нагрева при поглощении преломленной лазерной волны.

Для вычисления  $\Delta n$  необходимо рассматривать изменение как температуры, так и давления жидкости у границы:

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial n}{\partial p} \Delta p. \quad (12)$$

Расчет изменения температуры  $T$  проводился с помощью уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\chi}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q(x, t) \frac{1}{\rho c_p}, \quad (13)$$

где  $\rho$ ,  $\chi$  и  $c_p$  – плотность, теплопроводность и теплоемкость среды (учитывается изменение этих величин при переходе из жидкости в диэлектрик);  $q(x, t) = k_a I_{in} \times \exp(-k_a x / \cos \beta)$  – удельная мощность тепловыделения в жидкости в точке  $x$ , характеризующей расстояние до границы раздела;  $k_a$  – коэффициент поглощения жидкости.

Изменение давления  $p$  в жидкости описывается соотношением

$$\frac{dp}{dt} = \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \frac{dT}{dt} - \Delta p \frac{v}{h}, \quad (14)$$

где  $\Delta p$  – превышение давления в слое над давлением окружающей среды;  $v$  – скорость звука в жидкости;  $h = l_0 / \cos \beta$  – эффективная толщина слоя жидкости вблизи границы, накачиваемого преломленным лазерным пучком;  $l_0$  – характерная длина поглощения лазерного пучка в жидкости (десятикратное ослабление интенсивности света происходит на длине  $l_0 = 2.3/k_a$ ).

Система уравнений (1)–(14) полностью описывает лазерную динамику в том случае, когда в резонаторе лазера имеет место нелинейное внутреннее отражение. В этих уравнениях учтены следующие факторы:

- нагрев жидкости из-за поглощения преломленной волны;
- изменение температуры жидкости из-за нагрева и передачи тепла по механизму теплопроводности как в жидкость, так и в диэлектрик;
- увеличение давления из-за нагрева и уменьшение давления вследствие расширения нагретого слоя жидкости;
- изменение пропускания лазерного излучения на границе диэлектрик – жидкость;
- изменение угла преломления и соответствующая компрессия лазерного пучка в жидкости;
- изменение отражения на границе, его влияние на лазерную динамику, а также обратное влияние лазерной динамики на тепловые процессы в жидкости вблизи границы раздела.

Система уравнений (1)–(14) вряд ли допускает точное аналитическое решение, но может быть решена численно. Мы разработали гибкую программу расчета, используя пакет Digital Fortran 6, с помощью которой удобно проследить лазерную динамику описанной системы, варьируя все основные параметры. За один цикл счета программа обеспечивает выдачу данных о временном ходе интенсивности выходного лазерного излучения, плотности энергии излучения внутри жидкости, температуре, давлении, коэффициенте отражения на границе, а также о профилях температур по нормали к границе для любого момента времени. Результаты выводятся как для всей шкалы времени, соответствующей длительности накачки, так и в растянутой шкале для фрагмента, автоматически центрируемого на максимуме импульса излучения. Программа предусматривает также автоматический выбор оптимального шага интегрирования для уменьшения времени счета.

### 3. Эксперимент

В экспериментах использовался лазер на основе стекла с неодимом, оптическая схема которого представлена на рис.1. Размер активного стержня составлял  $\varnothing 10 \times 130$  мм, база резонатора была равна 85 см, коэффициенты отражения зеркал – 100 и 60 %. В резонатор лазера вставлялась диафрагма, обеспечивающая уменьшение угловой расходимости до дифракционного предела. Входная призма (4 на рис.1) была изготовлена из стекла К8 ( $n = 1.5063$ ). В качестве поглощающей жидкости использовался раствор нигрозина в бензиловом спир-

те ( $n_0 = 1.4907$ ). Коэффициент поглощения раствора варьировался в пределах  $4 - 20 \text{ см}^{-1}$ . Проводились измерения выходной энергии, регистрация общей картины временного хода генерации и формы гигантского импульса излучения.

### 4. Результаты и их обсуждение

На рис.2,а,б представлены расчетные и экспериментальные зависимости интенсивности выходного излучения лазера от времени для угла падения излучения на границу раздела диэлектрик – жидкость  $\alpha > \alpha_{\text{lim}}$ , где  $\alpha_{\text{lim}}$  – начальный предельный угол полного внутреннего отражения. В этом случае коэффициент отражения на границе  $R$  с самого начала равен единице и не меняется в процессе генерации, т. е. добротность резонатора сохраняется постоянной и лазер работает в режиме свободной генерации. В расчетном варианте мы видим вначале осцилляции интенсивности, а затем переход в квазистационарный режим излучения. В эксперименте на протяжении всего периода генерации наблюдаются хаотические пульсации излучения, типичные для твердотельного лазера с плоским резонатором.

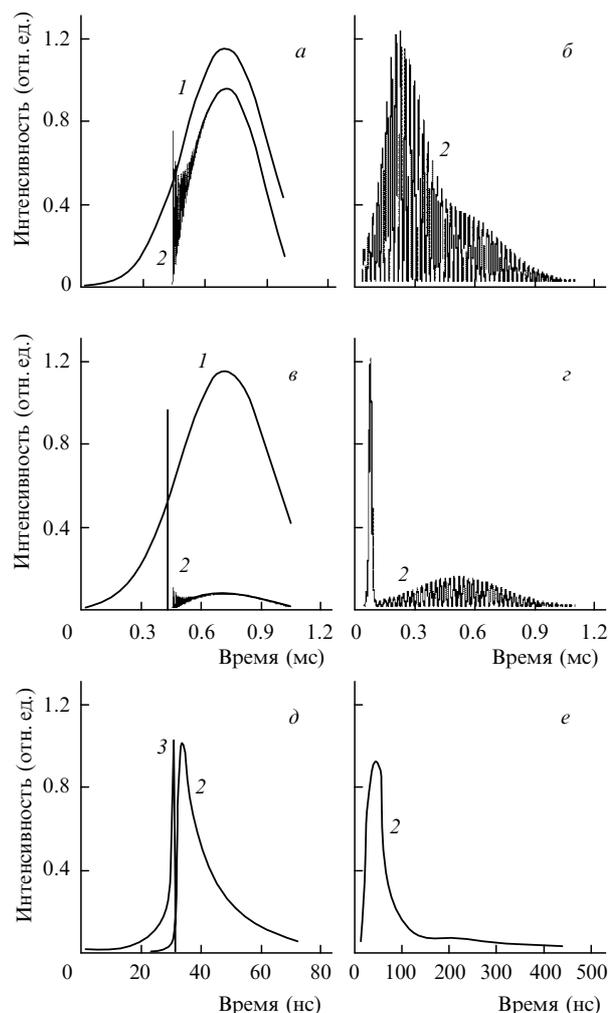


Рис.2. Расчетные (а, в, д) и экспериментальные (б, г, е) временные зависимости интенсивности излучения лазера с затвором на основе нелинейного полного внутреннего отражения при углах падения излучения на границу раздела двух сред  $\alpha > \alpha_{\text{lim}}$  (а, б) и  $\alpha < \alpha_{\text{lim}}$  (в–е): 1 – импульс накачки; 2 – импульс генерации; 3 – интенсивность излучения внутри жидкости у границы раздела.

Зависимости на рис.2,б–е соответствуют случаю, когда угол падения излучения на границу раздела меньше начального предельного угла полного внутреннего отражения на  $\Delta\alpha = 10'$ . Видно, что как теория, так и эксперимент показывают радикальное изменение характера генерации при переходе к области углов  $\alpha < \alpha_{\text{lim}}$ : вместо свободной генерации наблюдается генерация моноимпульса. Из рис.2,б и г видно, что на протяжении всего импульса накачки развивается лишь один моноимпульс, вслед за которым может возбуждаться существенно менее интенсивная свободная генерация. На рис.2,д и е показан моноимпульс с увеличенным временным разрешением. В эксперименте энергия моноимпульса, генерируемого с данным пассивным затвором, достигала 1 Дж.

Характерно, что импульс лазерного излучения, проникающего в жидкость (кривая 3 на рис.2,д) существенно отличается от выходного импульса. После возникновения генерации разогрев слоя жидкости происходит весьма стремительно, пропускание через границу быстро уменьшается до нуля и интенсивность импульса излучения внутри среды резко падает. Вследствие этого импульс 3 оказывается существенно короче импульса выходного излучения лазера, в типичном случае длительность импульса 3 составляет 1.5 нс, что на порядок меньше длительности выходного импульса. Этот факт представляет существенный практический интерес: если в качестве поглощающей жидкости использовать раствор исследуемых молекул, то их возбуждение вблизи границы раздела будет производиться значительно более коротким импульсом, чем импульс выходного излучения лазера. На рис.2,д пиковая интенсивность импульса 3, естественно, ниже, чем выходного импульса 2, но это различие сравнительно невелико: в типичном случае указанные интенсивности различаются в 2–5 раз.

Длительность генерируемого моноимпульса зависит от угла падения лазерного излучения на границу раздела двух сред, вернее от  $\Delta\alpha = \alpha_{\text{lim}} - \alpha$ , характеризующего начальное отклонение угла падения от предельного угла полного внутреннего отражения. Эта зависимость особенно существенна при малых углах отклонения  $\Delta\alpha$ . На рис.3,а и б представлены расчетные и экспериментальные кривые, иллюстрирующие данную зависимость. Видно, что длительность моноимпульса варьируется в зависимости от  $\Delta\alpha$  в широких пределах – от сотен до десятков наносекунд. Расчет показывает, что при больших углах отклонения  $\Delta\alpha$  ( $\sim 12^\circ$ ) длительность импульса выходного излучения может быть уменьшена до 1.5 нс.

Другой фактор, влияние которого важно знать при выборе условий эксперимента, – это коэффициент поглощения жидкости. Из рис.3,в и г видно, что существенная зависимость длительности генерируемого импульса от поглощающей способности жидкости наблюдается лишь при небольших коэффициентах поглощения (до  $7 \text{ см}^{-1}$ ). Дальнейшее увеличение коэффициента поглощения жидкости не приводит к заметному уменьшению длительности импульса генерации. Это обусловлено тем, что основной разогрев жидкости происходит в период, когда интенсивность лазерного излучения достаточно велика, коэффициент отражения  $R$  близок к единице и, следовательно, угол преломления близок к  $90^\circ$ , иными словами, когда преломленный пучок сильно прижат к границе раздела. Соответственно уменьшение коэффициента поглощения жидкости может быть легко скомпенсировано увеличением длины пути пучка в жидкости, поскольку

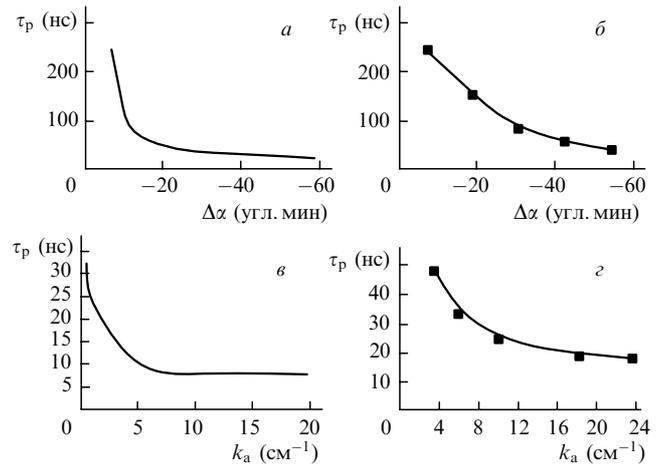


Рис.3. Расчетные (а, в) и экспериментальные (б, г) зависимости полуширины лазерного моноимпульса  $\tau_p$  от угла отстройки  $\Delta\alpha$  (а, б) и коэффициента поглощения жидкости  $k_a$  (в, г).

преломленный пучок в этом случае скользит вдоль границы. Умеренные требования к коэффициенту поглощения существенно упрощают поиск необходимых жидкостей для данного нелинейного затвора, что особенно важно для применений в ИК области спектра.

При быстром нагреве жидкости ее показатель преломления не изменяется мгновенно, т. к. в первые моменты времени температурное изменение показателя преломления может компенсироваться ростом давления в зоне нагрева. Поведение давления при работе данного пассивного затвора иллюстрирует рис.4. На рис.4,а приведены временные зависимости температуры (кривая 1) и давления (кривая 2) в интервале времени, соответствующем появлению моноимпульса (кривая 4). Видно, что давление релаксирует гораздо быстрее, чем температура. Это

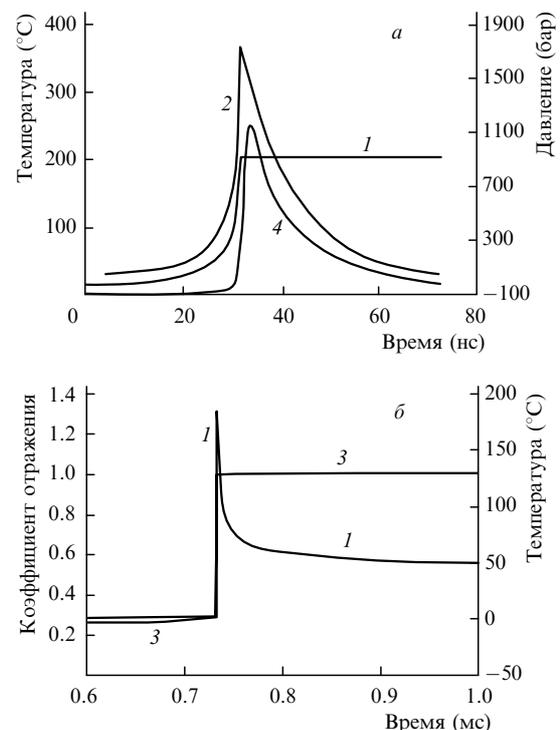


Рис.4. Динамика температуры (1), давления (2) и коэффициента отражения  $R$  (3), а также форма лазерного моноимпульса (4) в лазере с нелинейным внутренним отражением.

также связано с тем, что основной разогрев жидкости происходит при достаточно больших интенсивностях лазерного излучения, когда коэффициент отражения на границе приближается к единице. В этом случае преломленный пучок прижат к границе раздела и прогреваемый слой оказывается чрезвычайно тонким, что и обуславливает быстрое падение давления вследствие расширения этого слоя.

Из рис.4,*а* видно, что температура возрастает столь же быстро, как и давление, но последующее охлаждение раствора по механизму теплопроводности происходит значительно медленнее и во временном масштабе рис.4,*а* незаметно. Зависимости на рис.4,*б* приведены в более сжатой временной шкале и показывают, что, после того как коэффициент отражения от границы диэлектрик – жидкость достигает единицы (т. е. пропускание через границу становится равным нулю), первоначальное резкое уменьшение температуры происходит за несколько микросекунд, после чего дальнейшее охлаждение идет значительно медленнее (кривая 1 на рис.4,*б*). При этом максимальные температуры, достигаемые в тонком слое жидкости у границы, весьма высоки и могут превышать температуру кипения. Поскольку, однако, такая температура существует лишь в течение нескольких микросекунд, кипения жидкости не возникает.

На рис.4,*б* (кривая 3) показана временная зависимость коэффициента отражения на границе раздела. Видно, что коэффициент отражения изменяется в больших пределах (в данном случае от 0.27 до единицы), причем происходит это чрезвычайно быстро, так что кривая 3 в данном масштабе времени имеет вид прямоугольной ступеньки.

Мы исследовали также зависимость параметров генерации от поляризации генерируемого излучения и соотношения показателей преломления диэлектрика и жидкости. Оказалось, что влияние поляризации невелико: при переходе от ориентации электрического вектора перпендикулярно плоскости падения к ортогональной ей поляризации длительность генерируемого импульса уменьшается на 10–15%. Что касается показателей преломления граничащих сред, то и они не оказывают большого влияния на параметры генерации, поскольку главную роль играет отклонение  $\Delta\alpha$  угла падения от начального

предельного угла полного внутреннего отражения. Варьирование показателей преломления двух сред в широких пределах не приводит к существенным изменениям параметров генерации, если одновременно изменять угол падения таким образом, чтобы во всех случаях величина  $\Delta\alpha$  сохранялась одной и той же. Этот фактор, а также упоминавшаяся слабая зависимость эффективности работы затвора от коэффициента поглощения жидкости предоставляют экспериментатору широкую свободу выбора сред при создании затвора на нелинейном полном внутреннем отражении.

Таким образом, проведенные расчеты, подтверждаемые экспериментальными измерениями, раскрывают динамику температуры, давления и коэффициента отражения в пассивном модуляторе добротности на основе нелинейного полного внутреннего отражения и показывают, что такой модулятор может успешно использоваться для получения гигантских импульсов лазерного излучения с длительностью, варьируемой от сотен до единиц наносекунд. Несомненными преимуществами этого пассивного затвора являются отсутствие необходимости применения насыщающихся поглотителей, что позволяет использовать его практически в любой области спектра, а также отсутствие какого-либо остаточного поглощения.

Авторы благодарны МНТЦ за финансовую поддержку (проект В-479).

1. Рубинов А.Н., Корда И.М. *Квантовая электроника*, №4 (16), 96 (1973).
2. Корда И.М., Рубинов А.Н. *Квантовая электроника*, 1, 1877 (1974).
3. Джилавдари И.З., Олефир Г.И., Петров Н.С. *ЖПС*, 30, 699 (1979).
4. Инсарова Н.И., Олефир Г.И. *ЖПС*, 42, 255 (1985).
5. Бойко Б.Б., Петров Н.С. *Отражение света от усиливающих и нелинейных сред* (Минск: Наука и техника, 1988).
6. Рубинов А.Н., Корда И.М. *ЖПС*, 42, 646 (1985).
7. Корда И.М., Рубинов А.Н. *Квантовая электроника*, 30, 323 (2000).
8. Бибик А.И., Корда И.М., Рубинов А.Н. *Докл. НАНБ*, 42, № 3, 37 (1998).
9. Рубинов А.Н., Корда И.М., Бибик А.И. *Матер. Междунар. семинара «Конверсия научных исследований в Белоруссии в рамках деятельности МНТЦ»* (Минск, 1999, с.123).