

Генерация двух гигантских импульсов в лазерах с активной модуляцией добротности

А.П.Коробейникова, И.А.Шайкин, А.А.Шайкин, И.В.Корюкин, Е.А.Хазанов

Теоретически и экспериментально исследован эффект генерации второго гигантского импульса на продольной моде, соседней с продольной модой с минимальными потерями в лазерах с активной модуляцией добротности. Представлена математическая модель, описывающая генерацию гигантских импульсов в лазере с многими продольными модами. Модель учитывает не только стоячую, но и бегущую волну для каждой моды резонатора. Результаты численного моделирования и данные экспериментов с Nd:YLF-лазером позволили объяснить эффект генерации второго гигантского импульса на соседней продольной моде. После генерации гигантского импульса на продольной моде с минимальными потерями порог для соседней продольной моды все еще превышен из-за эффекта выжигания дыр в пространственном распределении инверсии населенностей.

Ключевые слова: активная модуляция добротности, гигантский импульс, постимпульс, пространственное выжигание дыр, бегущая волна.

1. Введение

Твердотельные лазеры, работающие в режиме модуляции добротности, широко применяются в науке и технике. Во многих приложениях требуется одномодовый одночастотный режим генерации, обеспечивающий гладкий импульс лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности в пучке. Селекция поперечных мод не представляет большого труда, а селекция продольных мод, напротив, является одной из основных задач при создании таких лазеров. Существует множество способов получения одночастотной генерации. В основе большинства из них лежит селекция мод с помощью эталона Фабри–Перо (ЭФП). Большие превышения порога генерации, реализующиеся в режиме модуляции добротности, требуют применения ЭФП с узким спектром пропускания, обеспечивающим значительное различие потерь для соседних продольных мод резонатора. Однако, даже если ширина спектра пропускания ЭФП примерно равна расстоянию между собственными модами резонатора, может возникнуть режим двухмодовой генерации при симметричном расположении двух мод относительно максимума пропускания ЭФП. Если длина резонатора нестабильна и неконтролируемо меняется в пределах половины длины волны, то моды резонатора смещаются относительно спектра ЭФП и двухчастотная генерация возможна. Столь небольшая нестабильность оптической длины резонатора обычно неизбежна из-за изменений температур активного элемента (АЭ) и воздуха, а также ряда других факторов.

Существует множество способов реализации одномодового и одночастотного режимов генерации (см., напри-

мер, работы [1–9] и ссылки в них). Большинство способов основано на удержании частоты одной из мод резонатора вблизи максимума пропускания ЭФП с помощью обратной связи и активного изменения длины резонатора. Основной проблемой при этом является получение информации о положении мод резонатора. В [4, 5] для этого используется коэффициент отражения ЭФП, в [6] – анализ формы пиков свободной генерации. В [7, 8] для получения одночастотной генерации используют накачку с большой длительностью импульса (6 мс). В работе [9] предложен способ, позволяющий отслеживать положение продольных мод резонатора относительно максимума пропускания ЭФП. Способ основан на наблюдении эффекта генерации второго гигантского импульса (постимпульса). Обнаружение постимпульса через некоторый промежуток времени после основного гигантского импульса позволяет извлечь информацию о взаимном расположении продольных мод резонатора и максимума пропускания ЭФП. Собственно генерация постимпульса на соседней продольной моде была экспериментально обнаружена в работе [9], в которой было предложено ее качественное объяснение, основанное на эффекте выжигания дыр в пространственном распределении инверсии населенностей. После формирования основного гигантского импульса в АЭ остаются области, не участвовавшие в генерации основной моды (узлы стоячей волны), с оставшейся инверсией населенности, превышающей пороговое значение для соседней моды. За счет этой остаточной инверсии становится возможной генерация второго гигантского импульса на соседней продольной моде.

В настоящей статье представлено строгое теоретическое объяснение эффекта генерации постимпульса в лазерах с активной модуляцией добротности. Построенная математическая модель корректно описывает эффект выжигания дыр в АЭ и показывает связь параметров генерации постимпульса с условиями пропускания ЭФП для собственных мод резонатора. Экспериментально измерены зависимости амплитуды постимпульса и времени его

А.П.Коробейникова, И.А.Шайкин, А.А.Шайкин, И.В.Корюкин, Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: shaykin@appl.sci-nnov.ru

задержки относительно основного гигантского импульса от разности потерь двух мод. Результаты эксперимента хорошо совпадают с теоретическими предсказаниями, а также демонстрируют возможность компенсации в режиме реального времени изменений оптической длины резонатора и предотвращения двухмодовой генерации.

2. Моделирование динамики генерации многомодовых лазеров с модуляцией добротности

2.1. Описание модели

Динамика генерации лазерных импульсов и инверсии населенностей в АЭ описывается следующей системой уравнений [10]:

$$\frac{dm_i}{d\tau} = Gm_i \left(g_i \int_{z_0}^{z_0+l} n \Psi_i^2(z) dz - 1 - \beta_i \right), \quad (1)$$

$$\frac{dn}{d\tau} = A - n \left(1 + \sum_{i=1}^{N_m} g_i m_i \Psi_i^2(z) \right),$$

где

$$\Psi_i(z) = \sqrt{2} \sin k_i z = \sqrt{2} \sin[(\pi/L)(q_0 + i - 1)z] \quad (2)$$

– собственные моды открытого резонатора в отсутствие потерь на вывод излучения; $i = 1, 2, \dots, N_m$ – номер продольной моды; N_m – число мод; q_0 – номер центральной моды; m_i – интенсивность поля i -й моды резонатора, нормированная на интенсивность насыщения; k_i – волновой вектор i -й моды; n – инверсия населенностей лазерных уровней в АЭ; $\tau = t/\tau_{21}$ – время, нормированное на время релаксации инверсии населенностей лазерных уровней τ_{21} ; z_0 – координата переднего торца АЭ; l – длина АЭ; g_i – отношение коэффициента усиления i -й моды к коэффициенту усиления моды, ближайшей к центру линии ($g_i \ll 1$); A – параметр накачки, соответствующий максимально возможной инверсии населенностей пороге генерации;

$$G = \frac{\tau_{21}}{\tau_{ph}}; \quad (3)$$

$$\tau_{ph} = \frac{\tau_c}{-\ln R_1 R_2}$$

– время жизни фотона в резонаторе; $\tau_c = L_{opt}/c$; L_{opt} – оптическая длина резонатора; c – скорость света; R_1 – коэффициент отражения выходного зеркала; R_2 – эффективный коэффициент отражения второго зеркала, в который включены все потери для центральной моды; β_i – дополнительные потери i -й моды относительно потерь для центральной моды.

В качестве модулятора добротности будем рассматривать ячейку Поккельса (ЯП). В уравнениях (1) потери для мод резонатора β_i включают в себя потери β_{PC} , связанные с ЯП, и дополнительные потери для i -й моды $\Delta\beta_i$ относительно потерь для центральной (первой) моды β_1 . Таким образом,

$$\beta_i = \beta_{PC}(\tau) + \Delta\beta_i, \quad (4)$$

где

$$\beta_{PC}(\tau) = \begin{cases} \beta_{PC} & \text{при } 0 < \tau < T', \\ 0 & \text{при } \tau > T'; \end{cases}$$

T' – момент переключения ЯП, фактически соответствующий моменту максимальной интенсивности пичка свободной генерации.

Для избавления от пространственной переменной z и упрощения модели поделим АЭ на слои так, чтобы ширина слоя была много меньше длины волны. В каждом слое волновые функции Ψ_i будем считать постоянными. Для каждого слоя введем свою переменную $n_k(\tau)$. Таким образом, интеграл по z в (1) превратится в сумму и система уравнений (1) будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{dm_i}{d\tau} = Gm_i \left\{ g_i \Delta z \sum_{k=1}^{N_n} n_k \left[\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi}{L}(q_0 + i - 1)z_k\right) \right]^2 - 1 - \beta_{PC}(\tau) - \Delta\beta_i \right\}, \quad (5)$$

$$\frac{dn_k}{d\tau} = A - n_k \left\{ 1 + \sum_{i=1}^{N_m} g_i m_i \left[\sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi}{L}(q_0 + i - 1)z_k\right) \right]^2 \right\},$$

где n_k – инверсия населенностей в k -м слое АЭ; z_k – координата k -го слоя; $\Delta z = \lambda/10$ – ширина слоя.

Для построения данной модели в среде программирования MATLAB была создана программа, способная решать систему из нескольких сотен тысяч дифференциальных уравнений, а для расчета использовался широко известный метод Рунге–Кутты 4-го порядка, который представляет собой численный метод решения задачи Коши для обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка и их систем.

Важно отметить, что описанная выше модель построена в приближении стоячих волн. В то же время в реальном эксперименте интенсивности волн, бегущих в резонаторе вправо и влево, различны из-за вывода излучения из резонатора, а также из-за того, что усиление двух волн происходит в разных направлениях. Таким образом, при моделировании необходимо рассматривать не стоячую волну, а суперпозицию стоячей и бегущей волн. Для этого вместо (2) запишем собственные моды резонатора в виде

$$\begin{aligned} \Psi_i^2(z) &= \frac{2\sqrt{R_1}}{R_1 + 1} \cos 2k_i z + 1 \\ &= \frac{2\sqrt{R_1}}{R_1 + 1} \cos \left\{ 2 \left[\frac{\pi}{L}(q_0 + i - 1)z \right] \right\} + 1. \end{aligned} \quad (6)$$

2.2. Определение констант, соответствующих условиям эксперимента

Для проведения моделирования необходимо определить ряд параметров, таких как начальные значения интенсивности полей мод, параметр накачки, потери, вносимые различными элементами установки, включая ЭФП, ЯП и др. Схема лазера приведена на рис.1, его работа подробно описана ниже.

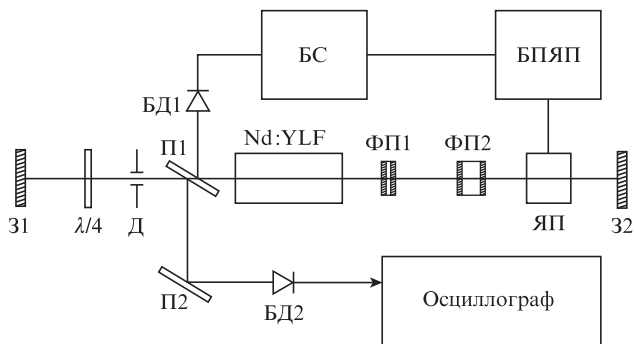


Рис.1. Схема лазера: 31, 32 – зеркала; Д – диафрагма; П1 и П2 – поляризаторы; Nd:YLF – активный элемент; ФП1 и ФП2 – эталоны ФП с коэффициентами отражения поверхностей ~66% и базами 3 и 15 мм; ЯП – ячейка Погкельса; БС – блок синхронизации; БПЯП – блок питания ЯП; БД1, БД2 – запускающие ЯП и осциллограф быстродействующие диоды.

Доля горизонтально поляризованного излучения, которое не выводится поляризатором из резонатора, т.е. коэффициент пропускания по интенсивности электрооптического затвора, есть

$$T_{PC} = \cos^2\left(\frac{U}{U_{\lambda/4}} \frac{\pi}{2}\right), \tag{7}$$

где U – напряжение, подаваемое на ЯП; $U_{\lambda/4}$ – четвертьволновое напряжение, т.е. напряжение, соответствующее повороту вектора поляризации на $\pi/2$ после двукратного прохода линейно поляризованной волны через ЯП. Коэффициент, определяющий потери, вносимые затвором, есть

$$\beta_{PC} = \frac{\ln T_{PC}}{\ln R_1 R_2}. \tag{8}$$

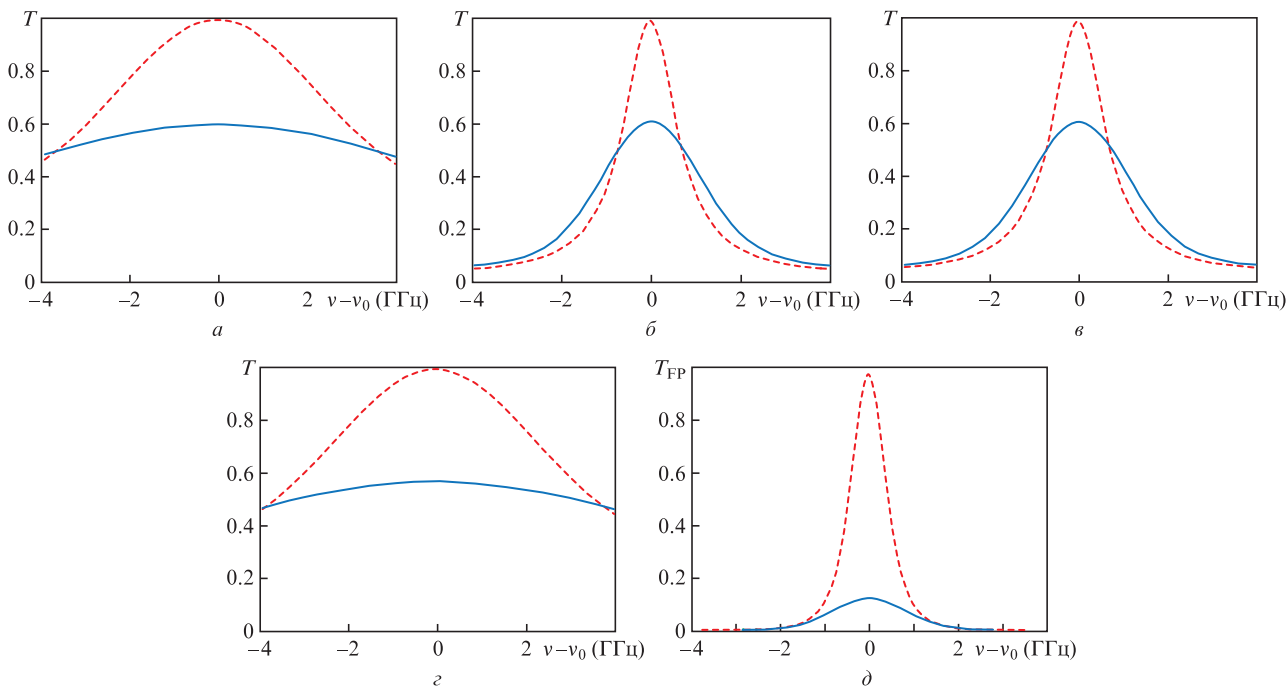


Рис.2. Зависимости коэффициента пропускания от частоты после последовательных проходов пучка через эталоны ФП1, угол падения 0.003 рад (а, в), и ФП2, угол падения 0.006 рад (б, г); а, б – после первого прохода, в, г – после второго прохода через ЭФП, а также зависимости от частоты суммарного коэффициента пропускания T_{FP} двух эталонов после двух проходов излучения (д). Здесь ν_0 – частота центральной продольной моды резонатора – моды, имеющей минимальные потери, для которой пропускание ЭФП максимально. Штриховыми кривыми показаны спектры пропускания ЭФП в приближении плоских волн.

Все остальные потери в резонаторе для центральной моды (за исключением потерь, связанных с выводом излучения из резонатора), учитывающие пропускание ЭФП и других элементов, формирование пучка диафрагмой и т.п., включим в эффективный коэффициент отражения второго зеркала:

$$R_2 = T_{FP} T_{pol1}^2 T_{pol2}^2 T_{AR}^{10} T_{dif} R_{mir}^2, \tag{9}$$

где T_{FP} – коэффициент пропускания двух ЭФП за два прохода для центральной моды; T_{pol1} и T_{pol2} – коэффициенты пропускания двух граней поляризатора П1 для горизонтальной поляризации; T_{AR} – коэффициент пропускания поверхностей всех оптических элементов, имеющих в установке; T_{dif} – коэффициент пропускания диафрагмы; R_{mir} – коэффициент отражения зеркал 31 и 32 резонатора.

Параметр накачки A мы подбирали таким, чтобы отношение амплитуд гигантского импульса и пика свободной генерации было равно 150 – значению, измеренному в эксперименте. Заметим, что параметр накачки должен быть таким, чтобы инверсия населенности превышала пороговое значение для соседней продольной моды резонатора, иначе развитие второго гигантского импульса будет невозможным.

Потери излучения, вносимые двумя ЭФП, определяются их коэффициентами пропускания T_{FP} . В простейшем случае коэффициент пропускания рассчитывается для нормального падения плоской волны на ЭФП ($\theta = 0$). При более точном расчете коэффициентов пропускания для продольных мод резонатора необходимо учитывать размер пучка, падающего на ЭФП, и распределение интенсивности излучения в нем. Для такого расчета была создана программа в среде программирования MATLAB, рассчитывающая данные коэффициенты с учетом пара-

метров входного пучка и угла его падения на ЭФП. Для определения параметров пучка мы измерили распределения интенсивности излучения на четырех расстояниях от выводящего поляризатора П1, соответствующих расстояниям до обоих ЭФП на обоих проходах. На рис.2 показаны рассчитанные спектры пропускания ЭФП. Заметим, что полученные спектры пропускания ЭФП значительно шире, а максимумы коэффициентов пропускания меньше, чем в приближении плоской волны, для которой они равны единице.

Зависимость коэффициента пропускания ЭФП от частоты дает значения T_{FP} для центральной (первой) моды и остальных продольных мод резонатора. Таким образом, можно найти величину дополнительных потерь $\Delta\beta_i$, которая в зависимости от положения собственных частот резонатора относительно максимума коэффициента пропускания будет различной.

Будем считать, что при закрытом затворе (напряжение на ЯП ненулевое) пороговое значение инверсии для всех мод, кроме двух, не достигнуто, поэтому будем рассматривать только эти две моды. Различие потерь $\Delta\beta$ для них вычисляется по формуле

$$\Delta\beta = \ln \frac{T_{FP}(2)}{T_{FP}(1)} \frac{1}{\ln(R_1 R_2)}, \tag{10}$$

где $T_{FP}(1)$ и $T_{FP}(2)$ – суммарные коэффициенты пропускания двух ЭФП для первой и второй мод соответственно. В зависимости от положения собственных частот резона-

тора относительно кривой $T_{FP}(\nu)$ (рис.2,д), значение $\Delta\beta$ меняется. Если частота одной из продольных мод резонатора совпадает с максимумом пропускания (именно этот случай показан на рис.2), то $\Delta\beta$ принимает максимальное значение, равное 0.021. Если же частоты мод расположены симметрично относительно максимума, то $\Delta\beta = 0$, т. е. условия генерации для них одинаковы и реализуется двухмодовый режим.

3. Результаты моделирования

3.1. Появление постимпульса

Моделирование генерации было проведено для параметров, приведенных в табл.1. Сначала значение $\Delta\beta$ для центральной и соседней мод выбиралось максимальным, затем оно уменьшалось, что соответствует постепенному смещению частот мод резонатора относительно пика пропускания ЭФП вплоть до $\Delta\beta = 0$, когда условия для их развития становятся одинаковыми.

На рис.3 приведены импульсы свободной генерации при наличии ненулевых потерь, вносимых ЯП, и при различных значениях $\Delta\beta$ для двух центральных мод, а также гигантские импульсы, развивающиеся после переключения добротности резонатора. В случае, когда частота одной из мод совпадает с максимумом пропускания ЭФП, развивается только импульс свободной генерации, соответствующий этой моде (рис.3,а). При модуляции добротности переключение напряжения на ЯП инициируется импуль-

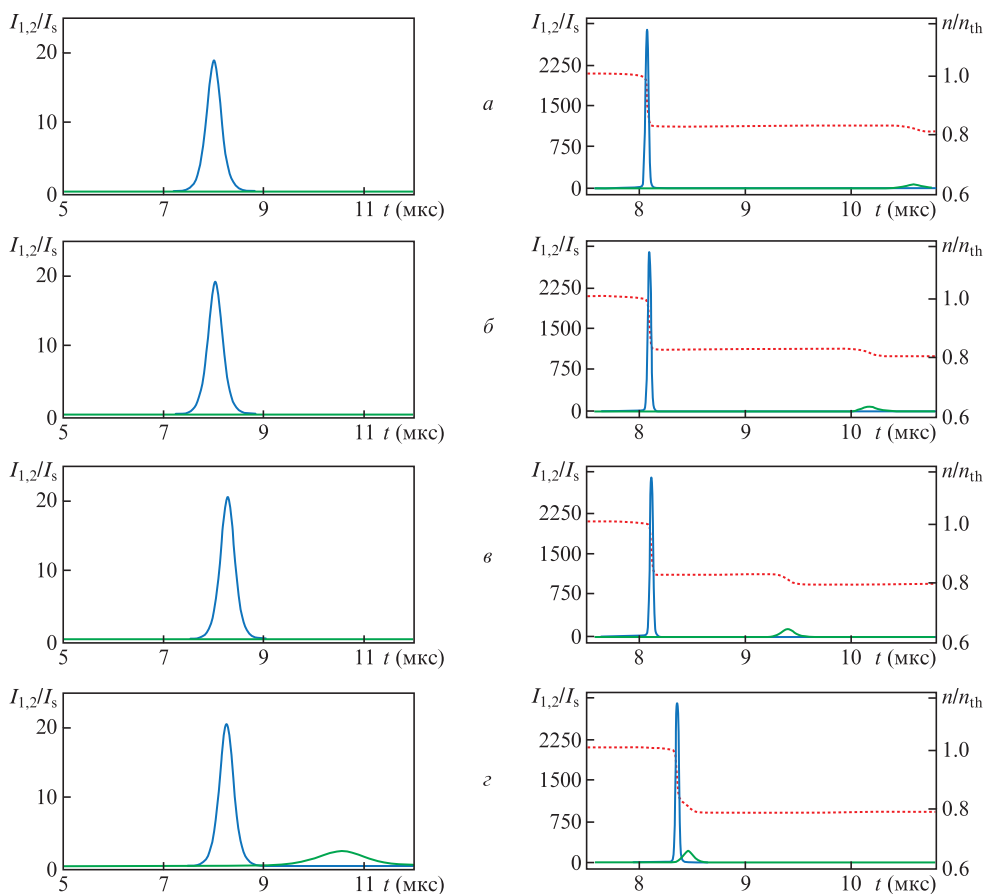


Рис.3. Полученные в результате моделирования импульсы свободной генерации при ненулевых потерях, вносимых ЯП, и значениях $\Delta\beta$ для двух центральных мод, равных 0.021 (а), 0.017 (б), 0.008 (в) и 0.001 (г), а также гигантские импульсы, развивающиеся при переключении добротности резонатора и соответствующие зависимости $n/n_{th}(t)$ (пунктир).

Табл.1. Параметры, использованные при численном моделировании.

Параметры	Примечание
$\beta_{PC} = 0.15$	Формула (8)
$R_1 = \cos^2 2\gamma = 0.52$	γ – угол наклона оси четвертьволновой пластинки
$R_2 = 0.1$	Формула (9) $T_{pol1} = 0.97,$ $T_{pol2} = 0.98,$ $T_{AR} = 0.996,$ $R_{mir} = 0.995,$ $T_{dif} = 0.99,$ $T_{FP} = 0.365-0.370$
$\tau_c = 3.43 \times 10^{-9}c,$ $\tau_{ph} = 1.18 \times 10^{-9}c$ $\tau_{21} = 480 \times 10^{-6}c$ $A = 38.4$	Формула (3)
$\Delta\beta = 0-0.021$	m_{i0} – интенсивность шумового спонтанного излучения в i -й моде, нормированная на интенсивность насыщения, σ – сечение перехода, d – диаметр пучка
$m_{i0} = \frac{\sigma}{\pi(d/2)^2} = 1.53 \times 10^{-17}$	

сом свободной генерации. Когда интенсивности лазерного поля достигают максимума, добротность резонатора меняется и потери β_{PC} становятся равными нулю. В этот момент потери для обеих мод становятся значительно меньше, чем начальные, пороговое значение инверсии населенностей уменьшается и превышение инверсии над порогом оказывается значительным. За счет этого превышения развивается основной гигантский импульс на первой моде, после чего генерируется постимпульс, т.к. вторая мода тоже постепенно начинает свое развитие. Однако, в отличие от первой моды, ей приходится стартовать со спонтанных шумов в момент переключения добротности, в то время как начальная интенсивность первой моды соответствует максимуму ее импульса свободной генерации. Амплитуда постимпульса значительно меньше амплитуды основного гигантского импульса.

При уменьшении $\Delta\beta$ условия для развития генерации соседних мод сближаются, импульс на второй частоте начинает развиваться быстрее, поскольку потери для него меньше (рис.3,б-з). Вторая мода начинает свое развитие еще до переключения добротности. Теперь в момент открытия ЯП интенсивность второй моды превышает уровень шума. Различие во временах генерации гигантских импульсов уменьшается, и, в конце концов, они начинают частично, а затем и полностью перекрываться.

Приведенные выше результаты моделирования получены для случая, когда АЭ находится в центре резонатора. Если АЭ расположен у одного из зеркал, то постимпульс практически никогда не генерируется. Это имеет простое физическое объяснение. Поскольку в силу граничных условий для поля все моды имеют на зеркале узел, внутри АЭ расположение узлов и пучностей стоячей волны практически одинаково для двух соседних мод и выжигание дырок излучением первой моды приводит к уменьшению усиления не только для первой, но и для второй моды. Таким образом, после развития основного гигантского импульса остаточная инверсия населенностей недостаточна для генерации импульса на другой частоте. Когда АЭ расположен в центре резонатора, как в нашем случае,

узлы стоячих волн для соседних мод максимально разнесены в пространстве и инверсия населенностей для второй моды достаточно велика.

3.2. Учет влияния бегущей волны

Сравним результаты моделирования для двух случаев: моды резонатора представлены в виде чисто стоячей волны (2) и в виде суперпозиции бегущей и стоячей волн (6) (рис.4). При использовании решения только в виде стоячих волн в АЭ существуют области, в которых первая мода не «расходует» инверсию населенностей из-за нахождения в них нулей ее собственной функции. При дополнительном учете бегущей волны такие области исчезают. В этом случае небольшая «примесь» бегущей волны в резонаторе позволяет первой моде более эффективно расходовать инверсию на всей длине АЭ. Благодаря этому максимальная амплитуда основного гигантского импульса больше, чем в случае отсутствия в резонаторе только бегущей волны. Аналогично, вторая мода частично, за счет своей «бегущей составляющей», усиливается также в областях с пониженной инверсией. В результате постимпульс развивается позже и имеет меньшую амплитуду, что наглядно демонстрирует рис.4. В то же время отметим, что при использованных в расчетах параметрах резонатора качественно картина не меняется, и учет бегущей составляющей приводит лишь к ее количественным изменениям.

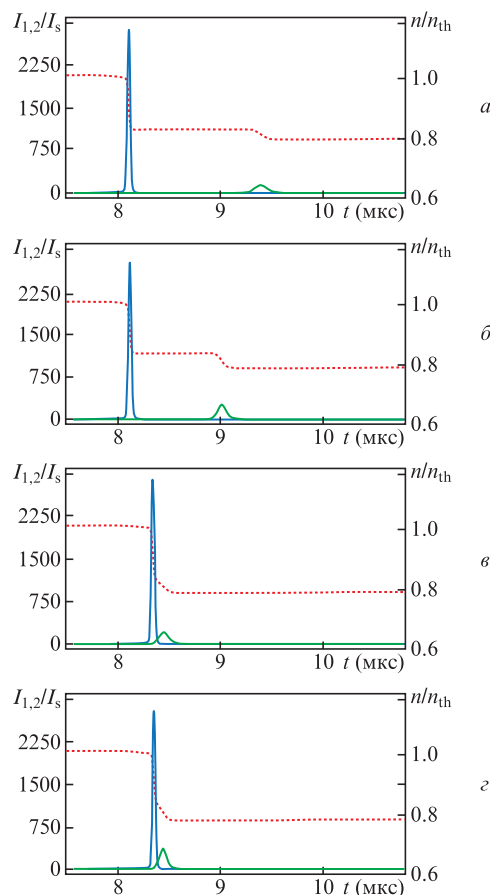


Рис.4. Результаты моделирования генерации гигантских импульсов с учетом (а, в) и без учета (б, з) бегущей волны при $\Delta\beta$, равных 0.008 (а, б) и 0.001 (в, з), а также соответствующие зависимости $n/n_{th}(t)$ (пунктир).

4. Эксперимент

В экспериментах исследовался задающий генератор лазера накачки оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов петаваттного лазерного комплекса PEARL [11] (см. рис.1). Резонатор лазера образован двумя глухими зеркалами, расположенными друг от друга на расстоянии ~ 0.5 м. Поляризационный вывод излучения обеспечивают поляризатор П1 и пластинка $\lambda/4$. Активный элемент из кристалла Nd:YLF (фторид иттрия-лития (LiYF_4), легированный неодимом), имеющий длину освещаемой части 75 мм, диаметр 5 мм и концентрацию ионов неодима 1.06%, размещен в корпусе квантрона с двумя лампами ИПП 5-75, диффузным отражателем и системой охлаждения. Ширина полосы усиления Nd:YLF равна 1.4 нм. Для селекции поперечных мод использовалась диафрагма Д диаметром 1.7 мм, а для селекции продольных мод – воздушные эталоны ФП1 и ФП2 с коэффициентами отражения зеркал $\sim 66\%$ и базами 3 и 15 мм соответственно. Для обеспечения режима модуляции добротности служила ячейка Поккельса ЯП из кристалла DKDP. Излучение, выходящее из генератора, имеет следующие характеристики: длина волны 1054 нм, длительность импульса ~ 25 нс, его энергия ~ 8 мДж, частота следования импульсов 1 Гц. Более подробно работа генератора описана в [12].

Для наблюдения генерации постимпульса, получения зависимости времени его генерации от смещения частот мод резонатора и последующего сравнения с результатами, полученными с помощью математической модели, был поставлен следующий эксперимент. Одно из зеркал резонатора было наклеено на пьезоэлемент, который при подаче на него постоянного напряжения меняет свои размеры, тем самым изменяя длину резонатора. При этом частоты собственных мод резонатора смещаются относительно пика пропускания ЭФП, и условия генерации на соседних модах меняются. Изменение длины резонатора L_{res} на 1 мкм соответствует изменению напряжения на пьезоэлементе на 11 В.

На рис.5 представлены осциллограммы импульсов лазерного излучения на выходе генератора при различных значениях напряжения, подаваемого на пьезоэлемент. При напряжении 12 В генерация одномодовая (рис.5,а), с увеличением напряжения появляется постимпульс (рис.5,б), который приближается к основному импульсу, а затем происходит их интерференция (рис.5,в), т.е. генерация становится двухмодовой. По частоте заполнения интерференционной картины, ширина которой равна половине межмодового расстояния, можно заключить, что генерация происходит на двух соседних продольных модах резонатора.

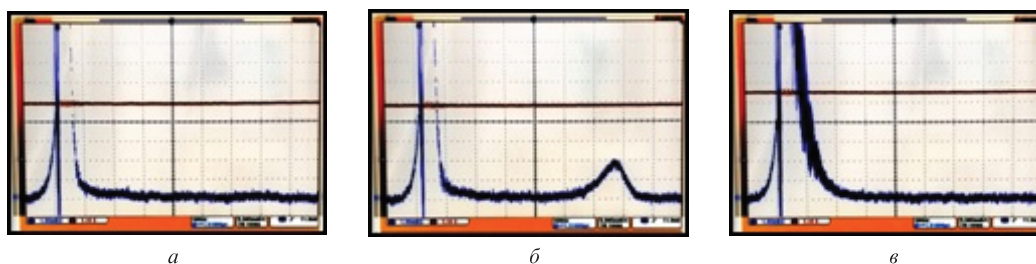


Рис.5. Осциллограммы импульсов лазерного излучения при напряжениях на пьезоэлементе, на который наклеено одно из зеркал резонатора, равных 12 (а), 15 (б) и 17 В (в).

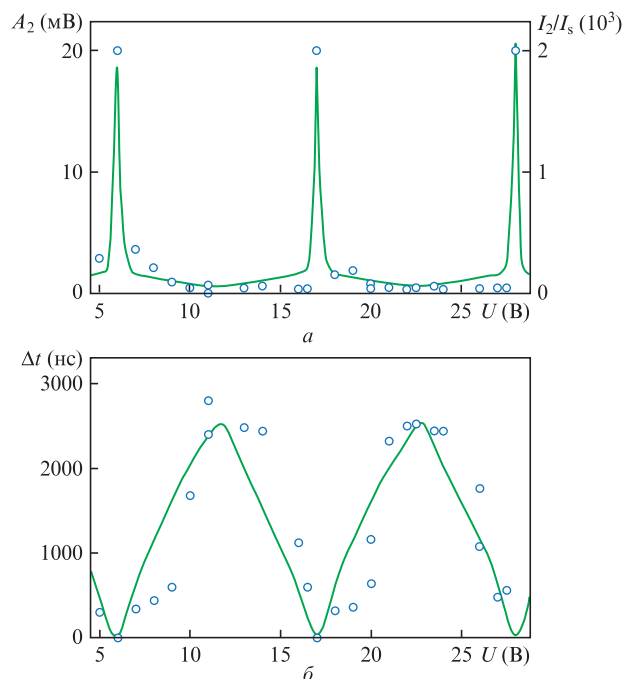


Рис.6. Зависимости амплитуды (а) и времени задержки (б) постимпульса от напряжения на пьезоэлементе; сплошные кривые – теория, точки – эксперимент.

Зависимости временной задержки постимпульса и его амплитуды от поданного на пьезоэлемент напряжения, полученные экспериментально и рассчитанные с помощью описанной выше модели, с хорошей точностью совпадают (рис.6). Таким образом, мы теоретически и экспериментально доказали, что появление постимпульса в режиме модуляции добротности связано с ухудшением селекции продольных мод, вызванной эффектом выжигания дырок в распределении инверсии населенностей в АЭ.

5. Заключение

В работе представлена математическая модель, описывающая развитие многомодовой генерации и изменение инверсии населенностей в АЭ лазера с модуляцией добротности. Данная модель впервые учитывает не только стоячую, но и бегущую волну для каждой продольной моды резонатора. Численное моделирование и эксперимент показали, что генерация второго гигантского импульса (постимпульса) происходит на соседней продольной моде резонатора благодаря эффекту выжигания дырок в распределении инверсии населенностей в АЭ. При достаточно большом различии потерь для двух соседних продольных мод постимпульс появляется со значительной временной

задержкой относительно основного и имеет малую амплитуду. При уменьшении этого различия задержка уменьшается и амплитуда постимпульса растет. При очень малом различии потерь происходит практически одновременная генерация двух гигантских импульсов – классическая двухчастотная генерация, и интенсивность поля возрастает в несколько раз. Именно этот режим генерации является крайне нежелательным, т. к. многократно повышает вероятность пробоя оптических элементов в лазере. Детектирование постимпульса позволяет сформировать сигнал обратной связи для подстройки длины резонатора с целью улучшения селекции продольных мод.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-72-20111. Модернизация лазерного стенда осуществлена в рамках Программы развития ИФФ РАН на 2016–2020 годы (соглашение № 007-02-1225/2).

1. Yanovsky V.P., Richardson M.C., Miesak E.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 884 (1994).

2. Zhang J., Zhu X., Zang H., Ma X., Yin S., Li S., Chen W. *App. Opt.*, **53**, 7241 (2014).

3. Андреев Н.Ф., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **23**, 338 (1996) [*Quantum Electron.*, **26**, 330 (1996)].

4. Carr I.D., Hanna D.C., Wong K.-H. *Opt. Commun.*, **55**, 179 (1985).

5. Андреев Н.Ф., Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Кузнецов С.В., Палашов О.В., Пасманик Г.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **18**, 1154 (1991) [*Quantum Electron.*, **21**, 1045 (1991)].

6. Hanna D.C., Koo Y.W.J. *Opt. Commun.*, **43**, 414 (1982).

7. Kuizenga D.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1694 (1981).

8. Duveillier T., Luce J., Diard A. *Opt. Commun.*, **59**, 127 (1986).

9. Shaykin A.A., Burdonov K.F., Khazanov E.A. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 125001 (2015).

10. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999, с.136–147).

11. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).

12. Катин Е.В., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **33**, 836 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 836 (2003)].