

Сибирское отделение Российской Академии наук

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

В.В.Анциферов

ОДНОЧАСТОТНЫЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ
ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ
В РЕЖИМАХ АКТИВНОЙ И ПАССИВНОЙ
МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ

ИЯФ 97-43

НОВОСИБИРСК

1997

Одночастотные перестраиваемые твердотельные лазеры в режимах активной и пассивной модуляции добротности

В.В.Анциферов

Институт ядерной физики им Г.И.Будкера СО РАН
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

Приведены экспериментальные результаты по получению одночастотной перестраиваемой генерации лазеров на рубине, на ионах неодима в стекле и в иттрий-алюминиевом гранате с электрооптической модуляцией добротности резонатора при использовании метода инъекции внешнего сигнала. Оптимизированы параметры лазеров на ионах неодима в кристаллах иттрий-алюминиевого граната, бериллата лантана, гадолиний-скандий-галлиевого граната с хромом и гексаалюмината лантана с пассивной модуляцией добротности резонатора затворами на кристаллах фтористого лития с F_2^- -центрами окраски, в которых получена мощная одночастотная генерация гигантских импульсов с перестройкой длины волны излучения.

The single-frequency operation of a tunable solid state lasers in an active and passive regimes

V. V. Antsiferov

Budker Institute of Nuclear Physics
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The single mode generation of ruby laser and Nd^{3+} :glass, YAG: Nd^{3+} with an elektrooptic Q-modulation and wavelenght tuning within the bounds of amplification band was obtained by injection external signal method. The parametres of lasers on neodym in YAG, BLN, GSGG:Cr, LNA with a passive LiF: F_2^- Q-modulator was optimazed. The powerful single mode generation of giant pulses with a wavelenght tuning was obtained.

© *Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН, Россия*

Введение

Интенсивное развитие исследований с использованием мощных твердотельных лазеров в спектроскопии сверхвысокого разрешения, селективной ионизации и возбуждении атомов и молекул, диагностике плазмы и пучков атомов и ионов и др. предъявляет все более жесткие требования к параметрам лазерного излучения: мощности, ширине спектра и его перестройке, временному и пространственному распределению интенсивности, стабильности спектра и времени появления импульса.

Селекция продольных мод в лазерах осуществляется тем, что в резонаторе лазера создаются потери, имеющие зависимость от длины волны излучения, причем для выделенных мод потери излучения делаются минимально возможными. В лазерах с пассивной модуляцией добротности резонатора (Q -модуляцией) эффективность селекции продольных мод значительно выше, чем в лазерах с активной Q -модуляцией. Это обусловлено тем, что в лазерах с пассивной Q -модуляцией время линейного развития гигантского импульса составляет порядка одной микросекунды, в то время как в лазерах с активной Q -модуляцией оно на порядок меньше. За время линейного развития различные моды нарастают от уровня спонтанных шумов независимо друг от друга и соотношение амплитуд мод к моменту нелинейного развития гигантского импульса определяет моды, которые выйдут в генерацию. Разница в коэффициентах потерь, необходимая для подавления более слабых мод, обратно пропорциональна числу проходов k фотонов через резонатор при достижении максимальной мощности генерации

$$\frac{P_1}{P_2} = \left[\frac{1 - \gamma_1}{1 - \gamma_2} \right]^k \quad (1)$$

где γ - потери излучения на один проход для каждой моды. В случае пассивной Q -модуляции $k \sim 10^3$ и необходимая разница в потерях для двух мод, при которой к концу линейного развития их интенсивности будут отличаться на порядок, составляет величину $(\gamma_2 - \gamma_1) = 10^{-3}$. При этом одночастотная генерация в лазере с пассивной Q -модуляцией достигается в условиях слабой дискриминации продольных мод. В лазерах с активной Q -модуляцией число проходов через резонатор сокращается до нескольких десятков. Это не позволяет осуществить достаточно сильную дискрими-

нацию продольных мод при использовании традиционных методов селекции, чтобы получить генерацию на одной продольной моде.

1. Методы получения одночастотной генерации

1. В качестве дисперсионных элементов, имеющих не очень высокую частотную избирательность для выделения отдельных мод, но которые благодаря большой области дисперсии находят применение в лазерах с широкой полосой усиления активной среды, используются дисперсионные призмы, дифракционные решетки и интерференционно-поляризационные фильтры. В лазере на неодиме в стекле с пассивной Q -модуляцией и призмным дисперсионным резонатором достигается перестройка длины волны излучения гигантского импульса в диапазоне 5.6 нм с шириной спектра 0.1 нм [1]. При использовании сложного дисперсионного резонатора, состоящего из голографической дифракционной решетки и ненапыленного резонансного отражателя, была реализована одночастотная генерация гигантского импульса с перестройкой длины волны излучения в интервале 2.2 нм [2]. Интерференционно-поляризационные фильтры применялись для селекции продольных мод и перестройки длины волны излучения в режиме пассивной Q -модуляции в лазерах на рубине [3], в Nd:YAG [4] и на неодиме в стекле [5]. Перестройка длины волны излучения осуществлялась плавным изменением общей толщины кристаллических клиньев, и ее диапазон в лазере на Nd-стекле составил 13.4 нм при ширине спектра 4.5 нм [5].

2. Высокая эффективность селекции продольных мод в лазерах с пассивной Q -модуляцией достигалась при использовании резонансного отражателя, состоящего из двух и более плоскопараллельных пластин, разделенных воздушными промежутками. С резонансным отражателем в качестве выходного зеркала резонатора достаточно просто достигалась одночастотная генерация в лазере на рубине [6, 7] и вблизи порога в лазере на неодиме в стекле [8, 9]. Перестройка длины волны излучения гигантского импульса осуществлялась изменением давления воздушного промежутка. Однако резонансный отражатель без зеркальных покрытий обладает пониженной селективностью и при его использовании не удается получить одночастотную генерацию в лазерах с активной Q -модуляцией даже вблизи порога.

3. Время линейного развития гигантского импульса можно искусственно увеличить в лазерах с активной Q -модуляцией за счет медленного [10, 11] или двухступенчатого [12, 13] включения добротности. В этом случае, как и в режиме с пассивной Q -модуляцией, одночастотная генерация гигантского импульса достигалась в условиях слабой дискриминации продольных мод в лазере на рубине [11, 12] и на неодиме в фольфрамите кальция [13]. Однако при медленном включении добротности резонатора существенно возрастают внутрирезонаторные потери и падает мощность гигантского импульса. Кроме того, при медленном включении добротности необходимо работать только вблизи порога, иначе в генерацию выходят несколько импульсов с различными спектральными характеристиками, что также ограничивает мощность гигантского импульса. Эти ограничения несколько устраняются при включении добротности резонатора в два этапа. На первом этапе включения добротности затвор

частично открывается и за время линейного развития формируется слабый одночастотный импульс излучения. В момент, соответствующий максимальному значению интенсивности импульса, на затвор подается второй импульс напряжения, полностью открывающий затвор, и без существенных потерь мощности излучается одночастотный гигантский импульс. Однако и в этом случае невозможно работать при больших уровнях накачки.

4. В случае точной синхронизации времени появления гигантского импульса с исследуемым процессом, необходимо применять лазеры с электрооптической модуляцией добротности резонатора. Наиболее эффективным методом получения одночастотной генерации в таких лазерах является метод инъекции внешнего сигнала (МИВС), предложенный и экспериментально реализованный с непосредственным участием автора [14]. После включения добротности в резонатор мощного лазера инжeksiруется одночастотное излучение от маломощного задающего лазера. Так как время линейного развития гигантского импульса обратно пропорционально логарифму интенсивности I излучения в резонаторе лазера,

$$\tau_d \sim \frac{1}{c n \sigma} \lg \frac{A}{I} \quad (2)$$

то излучение в гигантском импульсе будет развиваться не из спонтанного шума с широким спектром, а от внешнего одночастотного излучения, которое на много порядков больше интенсивности спонтанного шума. В случае захвата длины волны спектр гигантского импульса полностью идентичен спектру внешнего сигнала. Отсутствие в резонаторе мощного лазера селекционирующих элементов позволяет получать большие мощности гигантского импульса излучения в одночастотном режиме при больших уровнях накачки. Коэффициент усиления слабого монохроматического сигнала может достигать $\sim 10^{10}$. Метод инъекции внешнего сигнала использовался в лазерах с электрооптической Q -модуляцией на рубине [15] и на неодиме в стекле [16–18]. Кроме твердотельных лазеров метод инъекции внешнего сигнала находит широкое применение в жидкостных [19, 20] и газовых [21, 22] лазерах.

2. Лазер на рубине с электрооптической модуляцией добротности резонатора

Метод инъекции внешнего сигнала в твердотельных лазерах с электрооптической модуляцией добротности резонатора был детально исследован в работах [23–27]. В трехзеркальном варианте схемы инъекции внешнего сигнала [23, 24] выходное зеркало задающего лазера служило плотным зеркалом мощного лазера. В качестве задающего лазера использовался одночастотный квазистационарный лазер на рубине [28]. В этом случае отпадала необходимость в дополнительной синхронизации режимов работы двух лазеров. Электрооптический затвор мощного лазера открывался в момент достижения максимальной инверсии спустя 0.3–0.5 мс после начала генерации задающего лазера.

На краю области перестройки в отсутствие захвата длины волны излучения задающего лазера ширина спектра излучения мощного лазера составляла 50 пм. В спектральной области шириной 180 пм около центра линии усиления происходил захват длины волны внешнего одночастотного излучения, и спектр генерации гигантского импульса полностью совпадал со спектром внешнего сигнала. Однако в этом случае мощный лазер генерировал раздвоенный гигантский импульс излучения. Это связано с уменьшением коэффициента отражения общего зеркала вследствие увеличения запасенной энергии в резонаторе задающего лазера в процессе нарастания интенсивности гигантского импульса, что приводит к возрастанию потерь и порога самовозбуждения в мощном лазере. Мощность гигантского импульса излучения на уровне порядка 1 МВт в этой схеме ограничивалась разрушением зеркальных покрытий селектора-эталона Фабри–Перо в задающем лазере.

С целью увеличения мощности гигантского импульса излучения была исследована четырехзеркальная схема инжекции внешнего сигнала [23,27]. Задающий лазер оставался прежним, а резонатор мощного лазера формировался одним торцом рубинового стержня и плотным зеркалом. Развязка между лазерами производилась электрооптическим затвором, состоящим из двух призм Арчарда–Тейлора и ячейки Поккельса, который включался на пропускание излучения задающего лазера на время порядка 50 нс за несколько наносекунд до открытия электрооптического затвора мощного лазера. Излучение гигантского импульса мощностью ≥ 10 МВт выводилось через боковую грань поляризационной призмы, которая при очень больших мощностях гигантского импульса часто повреждалась.

Для устранения этого недостатка был исследован вариант схемы инжекции внешнего сигнала с кольцевым резонатором в мощном лазере [25,26]. В этой схеме устранялось обратное воздействие гигантского импульса излучения на задающий лазер в отсутствие электрооптической развязки благодаря тому, что происходил захват излучения внешнего сигнала не только по спектру, но и по направлению. Это существенно упростило экспериментальную установку. В кольцевом лазере ввод и вывод излучения производился через призму с нарушенным полным внутренним отражением. Была получена генерация гигантского импульса излучения на одной продольной моде (рис.1,а) мощностью 50 МВт с плавной перестройкой длины волны излучения в диапазоне 250 пм (рис.1,с).

Применение более мощного одночастотного, квазинепрерывного задающего лазера на рубине со сферическими зеркалами в режиме инерции спектра [29] позволило еще более упростить схему экспериментальной установки. В этом случае использовался линейный четырехзеркальный вариант схемы инжекции без электрооптической развязки между лазерами. Большая интенсивность излучения задающего лазера обеспечивает возможность инжектирования его излучения в резонатор мощного лазера через его плотное зеркало. При этом обратное воздействие гигантского импульса на задающий лазер практически отсутствовало. Сферический фронт задающего лазера согласовывался с плоским фронтом мощного лазера с помощью телескопа. При использовании в мощном лазере рубина с сапфировыми наконечниками длиной

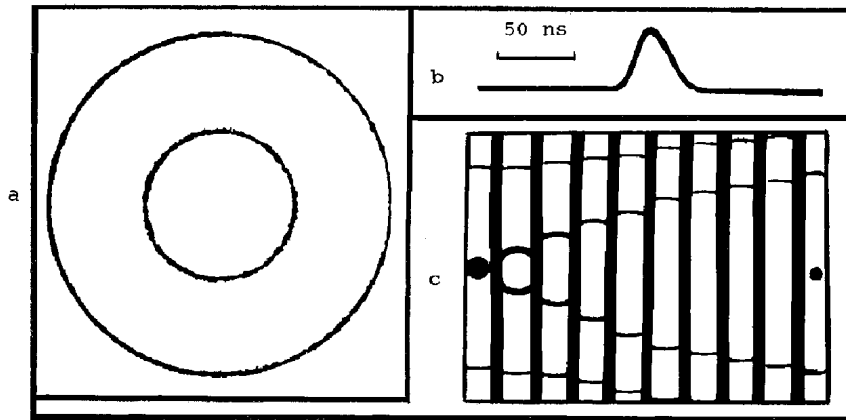


Рис. 1: Параметры генерации мощного одночастотного лазера на рубине с электрооптической модуляцией добротности резонатора: *a* – интерферограмма спектра излучения гигантского импульса, область дисперсии интерферометра 1.6 пм; *b* – осциллограмма интенсивности излучения; *c* – последовательность интерферограмм спектра излучения гигантского импульса, иллюстрирующая диапазон перестройки длины волны излучения, область дисперсии интерферометра – 240 пм.

240/320 мм и диаметром 14 мм была получена одночастотная генерация гигантского импульса мощностью 200 МВт. Перестройка длины волны излучения производилась разъюстировкой одного из зеркал задающего лазера, и ее диапазон составил 120 пм.

Для лазера на рубине экспериментально измеренная минимальная величина интенсивности внешнего сигнала, при которой достигался устойчивый захват его длины волны излучения в центре линии усиления, составляла порядка 0.1 Вт/см².

3. Лазеры на ионах неодима в стекле и иттрий-алюминиевом гранате с электрооптической *Q*-модуляцией

В лазерах на ионах неодима в схемах инъекции внешнего сигнала использовались достаточно мощные одночастотные задающие лазеры, излучение которых инжестировалось в резонаторы мощных лазеров через плотное зеркало резонатора. При этом отпадала также необходимость в оптической развязке между лазерами. Для создания мощного одночастотного Nd:YAG-лазера в схеме инъекции внешнего сигнала использовался задающий Nd:YAG-лазер в режиме одночастотной квазистационарной генерации TEM_{*mng*} мод [30]. С кристаллом граната длиной 100 мм и диаметром 6 мм в мощном лазере в режиме захвата длины волны излучения внешнего сигнала была получена одночастотная генерация гигантского импульса Nd:YAG-лазера мощностью 40 МВт с перестройкой длины волны излучения в диапазоне 0.35 нм.

С целью увеличения диапазона перестройки длины волны излучения вблизи 1.06 мкм исследовалась схема инъекции внешнего сигнала с лазером на неодиме в фосфатном стекле GLS-22. В качестве задающего использовался одночастотный квазистацио-

нарный лазер на неодиме в стекле [31]. Увеличение энергии квазистационарной генерации TEM_{00q} мод в задающем лазере достигалось применением неодимового стержня длиной 300 мм и увеличением диаметра диафрагм до 3 мм при длине резонатора 230 см. Это позволило увеличить энергию одночастотной генерации задающего лазера на стекле до 0.5 Дж.

В области захвата длины волны излучения внешнего сигнала спектр излучения гигантского импульса был идентичным спектру излучения внешнего сигнала (рис.2,*a*). Отсутствие биений интенсивности на осциллограмме импульса (рис.2,*b*) показывает, что генерация гигантского импульса в этом случае происходит на одной продольной моде. Мощность гигантского импульса излучения составляла 180 МВт, диапазон перестройки длины волны излучения составил 5.6 нм (рис.2,*c*).

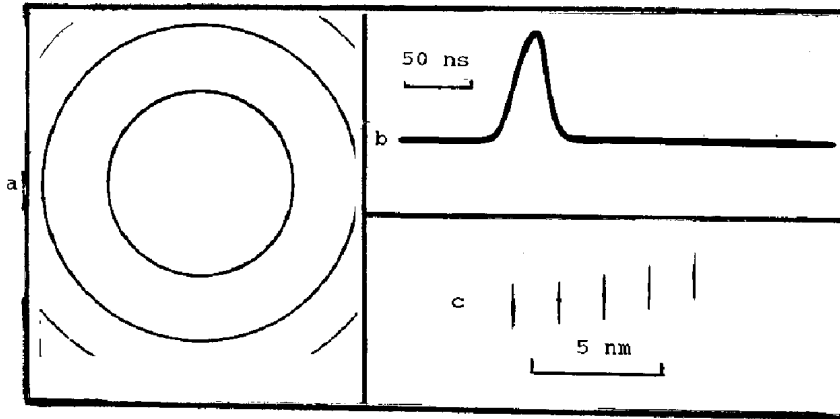


Рис. 2: Параметры генерации мощного одночастотного лазера на неодиме в стекле с электрооптической модуляцией добротности резонатора: *a* – интерферограмма спектра излучения гигантского импульса, область дисперсии интерферометра 8 пм; *b* – осциллограмма интенсивности излучения; *c* – последовательность спектрограмм излучения гигантского импульса, иллюстрирующая диапазон перестройки длины волны излучения

Экспериментально измеренная интенсивность излучения внешнего сигнала, необходимая для устойчивого захвата его длины волны излучения гигантским импульсом Nd-лазера, составила порядка 0.5 Вт/см². С ростом энергии накачки полоса захвата длины волны излучения медленно нарастала. Резкое увеличение интенсивности излучения внешнего сигнала не приводило к значительному расширению полосы захвата его длины.

Оценка полосы захвата излучения внешнего сигнала $(\omega_s - \omega_0)$ гигантским импульсом сделана в предположении, что инверсная населенность в активной среде за время линейного развития гигантского импульса ($t_d \sim 10^{-7}$ с) практически не изменяется ($\partial n(\omega, t)/\partial t = 0$). Тогда спектральная плотность излучения $I(\omega, t)$ подчиняется уравнению

$$\frac{dI(\omega, t)}{dt} = [\sigma n(\omega) - \tau_p^{-1}] I(\omega, t) + S(\omega) + \tau_p^{-1} U(\omega_s). \quad (3)$$

Здесь σ — сечение индуцированного перехода; τ_p — время жизни фотона в резонаторе; $S(\omega)$ — интенсивность спонтанного излучения; $U(\omega_s)$ — интенсивность внешнего сигнала; $n(\omega)$ — инверсная населенность. Поскольку контур неоднородно уширенной линии имеет гауссову форму с шириной Γ , то для инверсной населенности и интенсивности спонтанных шумов имеем:

$$n(\omega, t) = n_0 \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \right)^2 \right], \quad (4)$$

$$S(\omega) = S_0 \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Полагая $I(\omega, 0) = 0$, получаем решение уравнения (3) в виде:

$$I(\omega, t) = \frac{\left\{ (\omega_s) + S_0 \tau_p \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \right)^2 \right] \right\}}{\sigma n_0 \tau_p \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \right)^2 \right] - 1} \exp [\kappa(\omega)t - 1], \quad (6)$$

где $\kappa(\omega) = \sigma n_0 \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \right)^2 \right] - \tau_p^{-1}$ — коэффициент усиления. Для t_d по порядку величины имеем

$$t_d = \frac{1}{\kappa(\omega)} \ln [\kappa(\omega) \tau_p I_d / (U + S \tau_p) + 1], \quad (7)$$

где I_d — величина спектральной плотности излучения в конце линейной стадии развития гигантского импульса.

Критерием захвата длины волны внешнего излучения может служить условие: $I(\omega_s, t_d) = 10S(\omega)$. Отсюда для полосы захвата излучения внешнего сигнала с учетом (6) получаем:

$$|\omega_s - \omega_0| < \Gamma \left[\ln \left(\frac{\sigma n_0 \tau_p}{1 + Q \tau_p t_d^{-1}} \right) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где

$$Q = \ln \left[1 + \frac{10 S \kappa \tau_p}{U + S \tau_p} \right].$$

Из (8) следует, что полоса захвата длины волны излучения внешнего сигнала медленно нарастает с увеличением интенсивности внешнего сигнала $U(\omega_s)$. В то же время длительность линейного развития гигантского импульса медленно спадает с ростом интенсивности внешнего сигнала.

4. Лазеры на ионах неодима в кристаллах YAG, BLN, GSGG:Cr и LNA с пассивной модуляцией добротности затворами на кристаллах $LiF : F_2^-$

Энергетические и спектральные характеристики излучения лазеров на ионах неодима в кристаллах иттрий-алюминиевого граната (YAG), бериллата лантана (BLN),

гадолиний-скандий-галлиевого граната (Cr:GSGG) и гексаалюмината лантана (LNA) с пассивной Q -модуляцией затворами на кристаллах фтористого лития с F_2^- -центрами окраски детально исследованы в [32–36].

Фототропные затворы, благодаря своей простоте и удобству в эксплуатации, нашли самое широкое применение для пассивной модуляции добротности резонаторов твердотельных лазеров. Однако пассивные затворы на красителях обладают существенными потерями и не имеют высокой стабильности. Впервые кристаллы с центрами окраски во фтористом стронции были использованы для пассивной Q -модуляции в лазере на рубине [37], но из-за низкой тепловой и лучевой стабильности центров окраски они оказались не эффективными и не получили широкого применения. Только после создания стабильных при комнатной температуре F_2^- -центров окраски в кристаллах фтористого лития ($F_2^-:\text{LiF}$) [38], они стали применяться в качестве нелинейных фильтров [39] и пассивных лазерных затворов [40]. Доступность кристаллов фтористого лития, простота их радиационного окрашивания с помощью γ -излучения Co^{60} , высокая теплопроводность и лучевая прочность стимулировали самое широкое их использование в качестве фототропных затворов для получения гигантских импульсов излучения в лазерах на ионах неодима.

Сечение поглощения фототропного затвора $F_2^-:\text{LiF}$ на длине волны 1060 нм составляет $1.7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$ и время релаксации — 90 нс [41]. Коэффициент теплопроводности равен 0.1 Вт/см·К, и термические деформации не превышают нескольких процентов от деформаций в кристаллах Nd:YAG [42]. Измеренный коэффициент поглощения при концентрации активных центров $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с учетом френелевского отражения составляет 0.41 см^{-1} [43]. Порог разрушения отдельных кристаллов составляет примерно 2 ГВт/см^2 при длительности импульсов 20 нс [43], однако у большинства кристаллов пороги разрушения бывают в 4–5 раз ниже. Следовательно, необходим предварительный отбор кристаллов по этому параметру. Кроме того, значительный разброс примесного состава исходных кристаллов фтористого лития затрудняет получение воспроизводимых результатов.

Высокая теплопроводность кристаллов $F_2^-:\text{LiF}$ позволяет получать стабильные энергетические характеристики излучения гигантских импульсов лазеров на ионах неодима при частоте их повторения до 100 Гц [44]. С затворами $F_2^-:\text{LiF}$ линейная поляризация излучения гигантских импульсов может достигаться при отсутствии поляризатора в резонаторе лазера [41]. Обзор ранних работ по исследованию пассивных лазерных затворов с центрами окраски сделан в [45].

4.1. Энергетические и спектральные характеристики излучения

Максимальная энергия генерации гигантских импульсов излучения лазеров достигалась при оптимизации коэффициентов пропускания выходного зеркала резонатора T_2 (рис. 3,а) и пассивного фильтра T_{pf} (рис. 3,б). Энергия излучения при этом измерялась для одиночного гигантского импульса до появления второго, порог генерации которого составляет примерно 1.2 от порога генерации одиночного импульса. С увеличением энергии накачки линейно нарастало количество гигантских импульсов

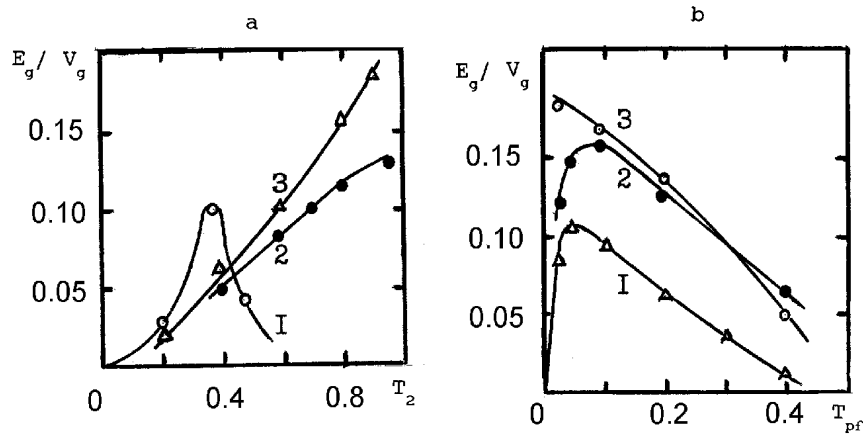


Рис. 3: Зависимости плотностей энергий генерации E_g/V_g (Дж/см³) от коэффициентов пропускания выходного зеркала резонатора T_2 (a) и пропускания пассивного фильтра T_{pf} (b) при постоянной энергии накачки $E_p = 1.2E_t$ гигантских импульсов излучения для лазеров: Nd:YAG (1), Nd:BLN (2) и Nd:Cr:GSGG (3). $L = 40$ см. Генерирующие объемы активных сред $V_g = 1.24$ (YAG), 0.56 (BLN) и 0.5 см³ (Cr:GSGG).

и энергия излучения увеличивалась пропорционально энергии излучения одиночного импульса. При больших энергиях накачки суммарная энергия гигантских импульсов излучения была порядка энергии свободной генерации. Зависимости энергии излучения гигантских импульсов лазеров от коэффициентов пропускания выходного зеркала резонатора и пассивного фильтра имели максимумы, за исключением Nd:Cr:GSGG-лазера, у которого подобных максимумов не наблюдалось даже при максимально возможных в эксперименте значениях коэффициентов $T_2 = 0.96$ и $T_{pf} = 0.04$. Вследствие очень низких значений энергий генерации для Nd:LNA-лазера на графиках не приведены его энергетические зависимости. С оптимальными параметрами резонаторов и пассивных фильтров были получены удельные мощности гигантских импульсов излучения в лазерах: 18 (Nd:Cr:GSGG), 16 (Nd:BLN), 11 (Nd:YAG) и 0.5 МВт/см³ (Nd:LNA).

С увеличением длины плоского резонатора линейно падала энергия излучения гигантских импульсов (рис. 4). При этом, во всем диапазоне изменения длины резонатора длительность гигантских импульсов, имеющих гладкую симметричную форму, изменялась от 10 до 15 нс (рис. 5,a). Без селекции продольных мод в генерацию выходило несколько продольных мод. Когда в качестве выходного зеркала резонатора использовался резонансный отражатель из двух сапфировых подложек, то на всех средах достигалась устойчивая одночастотная генерация гигантских импульсов излучения (рис. 5,b).

В сложном дисперсионном резонаторе достигалась одночастотная генерация гигантских импульсов (рис. 5,b) с перестройкой длины волны излучения в диапазонах: 0.2 (Nd:YAG), 0.3 (Nd:Cr:GSGG), 0.4 (Nd:BLN) и 0.5 нм (Nd:LNA).

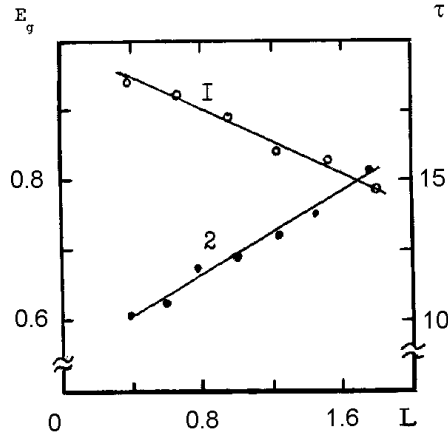


Рис. 4: Зависимости относительной энергии излучения E_g (1) гигантского импульса и его длительности τ (нс) (2) лазеров на ионах неодима от длины резонатора L (м). $E_p = 1.2E_t$

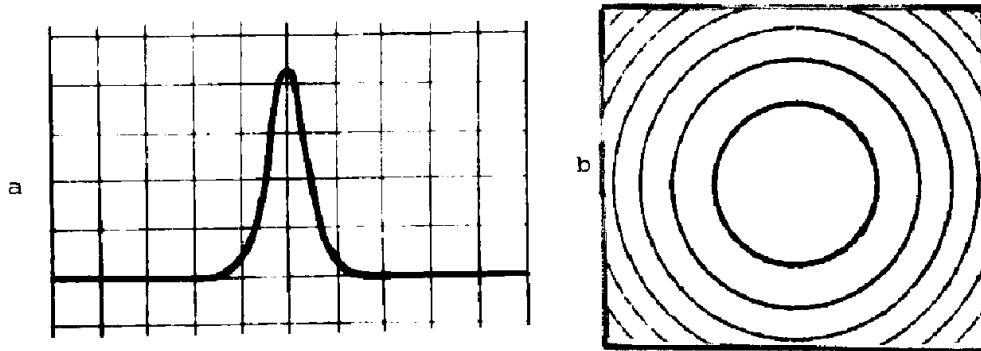


Рис. 5: Параметры генерации мощных одночастотных лазеров на ионах неодима с пассивной модуляцией добротности резонатора затвором на кристалле LiF:F_2^- : a — осциллограмма интенсивности излучения гигантского импульса, масштаб 10 нс/дел; b — интерферограмма спектра генерации, область дисперсии интерферометра — 20 пм.

Литература

- [1] Марков В.Б., Марусий Т.Я., Соскин М.С. и др. // ЖЭТФ.- 1973. - Т.64. - Вып.5. - С. 1538-1548.
- [2] Погорелый О.Н., Соскин М.С., Тараненко Б.Б. // Письма ЖТФ. - 1976. - Т.2. - Вып.2. - С.49-53.
- [3] Girko vic L., Evans D.E., Forrest M.J. // Appl. Optics. - 1968. -V.7. - N 5.- P.981-982.
- [4] Danielmeyer H.G. // J. Quant. Electron.- 1970. - V.QE-6. - N 2. - P.101-103.
- [5] Беляев Ю.Н., Кисилев А.Н., Новиков М.А. // Изв. ВУЗов, Радиофизика. - 1970. - Т.13. - N 9. - С.1405-1408.
- [6] Hercher M. Appl. Phys. Lett. - 1965. -V.7. - N 2. - P.32-35.
- [7] Никонова Е.И., Павловская Е.Н., Старцев Г.П. // Оптика и спектроскопия. - 1967. - Т.22. - N 6. - С.984-986.
- [8] Егоров А.Л., Коробкин В.В., Серов Р.В. // Квант. электроника. - 1975. -Т.2. - N.3. - P.513-516.
- [9] Morellec J., Normand D., Pitite G. // Appl. Optics. - 1979. - Т.18. - N 2. - P.141-143.
- [10] McMahon J.M. // IEEE J. Quant. Electron. - 1969. - Т.5. - N10. - P.489-495.
- [11] Микаэлян А.Л., Турков Ю.Г., Разумов Л.Н. // Квант. электроника. - 1971. - N 2. - С.96-99.
- [12] Исянова Е.Д., Маругин А.М., Обчинников В.М. // ЖПС. - 1970. - Т.12. - N 5. - С.834-836.
- [13] Hanna D.C., Luther-Davies B., Smith R.C. // Opto-electron. - 1971. - V.3. - N 4. - P.163-166.
- [14] Бондаренко А.Н., Смирнов В.А., Анциферов В.В. // Письма ЖЭТФ. - 1967. - Т.6. - N 6. - С.692-695.
- [15] Виногин Ю.В., Гнатюк Л.Н., Никишин В.А. и др. // Оптика и спектроскопия. - 1970. - Т.28. - N 1. -С.168-172.
- [16] Бондаренко А.Н., Кривошеков Г.В., Смирнов В.А. // Изв. ВУЗов, Радиофизика. - 1969. - Т.12. - N 12. - С.1895-1898.
- [17] Духовный А.М., Прилежаев Д.С., Седов Б.М. и др. // Оптика и спектроскопия. - 1972. - Т.33. - N 4. - С.733-735.
- [18] Зубарев И.Г., Михайлов С.И. // Квант. электроника. - 1974. - Т.1. - N 3. - С.625-628.
- [19] Erikson L.E., Szabo A. // Appl. Phys. Lett. - 1971. - V.18. - N 1. - P.33-36.
- [20] Куликов В.В., Михайлов Л.К., Серегин С.Л. // Квант. электроника. - 1980. - Т.7. - N 3. - С.432-436.
- [21] Бойкова Р.Ф., Фрадкин Э.Е. // Оптика и спектроскопия. - 1967. - Т.22. - N 6. - С.834-837.
- [22] Дерюгин Л.Н., Кулаков Б.П., Нурмухаметов В.К. // Радиотехника и электроника. - 1971. - Т.16. - N 1. - С.141-145.
- [23] Анциферов В.В., Держи Н.М., Пивцов В.С. // Автометрия. - 1972. - N 5. - С.94-97.

- [24] Анциферов В.В., Держи Н.М., Пивцов В.С. // ЖПС. - 1973. - Т.18. - N 1. - С.38-40.
- [25] Анциферов В.В., Искольдский А.Н., Кучьянов А.С. // Автометрия. - 1974. - N 6. - С.97-99.
- [26] Анциферов В.В., Держи Н.М., Кучьянов А.С. // Квант. электроника. - 1975. - Т.2. - N 1. - С.57-60.
- [27] Анциферов В.В., Ерохин Н.С., Фадеев А.П. // Препринт ИКИ АН СССР, Москва. - 1985. - N 987. - 50 С.
- [28] Анциферов В.В., Пивцов В.С., Угожаев В.Д. // Оптика и спектроскопия. -1972. - Т.32. - Вып.6. - С.1159-1162.
- [29] Анциферов В.В., Гайнер А.В., Комаров К.П. // ЖПС. - 1976. - Т.24. - N 1. - С.18-27.
- [30] Анциферов В.В., Голяев Ю.Д. // Оптика и спектроскопия. -1982. -Т.52. -Вып.4. - С.706-712.
- [31] Antsiferov V.V., Ghiner A.V., Derzi N.M. // Optics Communs. - 1975. - V.14, - N 4. - P.388-391.
- [32] Анциферов В.В. // Лазерная техника и оптоэлектроника. -1994. - Вып.3-4(73-74). - С.23-31.
- [33] Анциферов В.В., Алимпиев А.И., Иванов Е.В. Лазерная техника и оптоэлектроника. - 1991. - Вып.2(58). - С.3-5.
- [34] Анциферов В.В., Иванов Е.В., Смирнов Г.И. // Препринт ИЯФ СО РАН , Новосибирск. - 1993. - N93-105. - 21 С.
- [35] Анциферов В.В., Иванов Е.В., Смирнов Г.И. // Препринт ИЯФ СО РАН , Новосибирск. - 1993. - N93-106. - 20С.
- [36] Анциферов В.В., Иванов Е.В., Смирнов Г.И. // Препринт ИЯФ СО РАН, Новосибирск. - 1993. - N93-112. - 16 С.
- [37] Hultsch R. // Phys. status solidi (A). - 1978, - V.47. - N 2. - P.415-417.
- [38] Гусев Ю.Л., Маренников С.И., Чеботаев В.П. // Письма ЖТФ. - 1977. - Т.3. - Вып.7. - С.305-307.
- [39] Майоров А.П., Макуха В.К., Смирнов В.А. и др. // Письма ЖТФ. - 1980. -Т.6. - Вып.15. - С.941-943.
- [40] Майоров А.П., Макуха В.К., Смирнов В.А. и др. // ЖТФ. - 1981. - Т.51. - N 11. - С.2391-2392.
- [41] Бученков В.А., Калинин А.Г., Мак А.А. и др. // Квант. электроника. - 1981. - Т.8. - N10. - С.2239-2241.
- [42] Архангельская В.А., Мак А.А., Покровский В.П. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. - 1982. - Т.46. - N 10. - С.2012-2016.
- [43] Бураков В.С., Кононов В.А., Корочкин Л.С. и др. // ЖПС. - 1982,- Т.36. - N 3. - С.494-496.
- [44] Васильев С.Г., Исянова Е.Д., Овчинников В.М. // Письма ЖТФ. - 1981. - Т.7. - N 4. - С.217-220.
- [45] Иванов Н.А., Парфианович И.А., Хулугуров В.М. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. - 1982. - Т.10. - N 10. - С.1985-1991.