

Мощные одночастотные перестраиваемые твердотельные лазеры

© В.В. Анциферов

Институт ядерной физики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 21 мая 1997 г.)

Приведены экспериментальные результаты по получению одночастотной перестраиваемой генерации лазеров на рубине, на ионах неодима в стекле и иттрий-алюминиевом гранате с электрооптической модуляцией добротности резонатора при использовании метода инжекции 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. Получена мощная одночастотная генерация гигантских импульсов с перестройкой длины волны излучения в пределах полуширины линий усиления активных сред.

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 гигантского импульса.

Селекция продольных мод в лазерах осуществляется тем, что в резонаторе лазера создаются потери, имеющие зависимость от длины волны излучения, и 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 дискриминацию 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 nm с шириной спектра 0.1 nm [1]. При использовании сложного дисперсионного резонатора, состоящего из голографической дифракционной решетки и ненапыленного резонансного отражателя, реализуется одночастотная генерация гигантского импульса с перестройкой длины волны излучения в интервале 2.2 nm [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, ее диапазон в лазере на Nd стекле составил 13.4 nm при ширине спектра 4.5 nm [5].

2. Высокая эффективность селекции продольных мод в лазерах с пассивной Q -модуляцией достигается при использовании резонансного отражателя, состоящего из двух и более плоскопараллельных пластин, разделенных воздушными промежутками. С резонансным отражателем в качестве выходного зеркала резонатора достаточно просто достигается одночастотная генерация в лазере на рубине [6,7] и в лазере на неодиме в стекле [8,9]. Перестройка длины волны излучения гигантского импульса осуществляется изменением давления воздушного промежутка. Однако резонансный отражатель без зеркальных покрытий обладает пониженной селективностью и при его использовании не удастся 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 достигается в условиях слабой дискриминации продольных мод в лазере на рубине [11,12] и на неодиме в вольфрамите кальция [13]. Однако при медленном включении добротности резонатора существенно возрастают внутрирезонаторные потери и падает мощность излучения гигантских импульсов. 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 напряжением, полностью открывающий затвор, и без существенных потерь мощности излучается гигантский импульс. Однако и в этом случае необходимо работать вблизи порога генерации.

4. В случае, когда необходима точная синхронизация времени появления гигантского импульса с исследуемым процессом, применяются 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 [4]. После включения добротности в резонатор мощного лазера инжектируется одночастотное излучение от мало мощного задающего лазера. Так как время линейного развития гигантского импульса обратно пропорционально логарифму интенсивности I излучения в резонаторе лазера

$$\tau_d \sim \lg \frac{C}{I}, \quad (2)$$

то излучение в гигантском импульсе в этом случае будет возникать 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 каких-либо селектирующих элементов позволяет получать большие мощности гигантских импульсов излучения в одночастотном режиме. Коэффициент усиления слабого монохроматического сигнала в режиме инъекции 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.

Лазер на рубине с электрооптической модуляцией добротности резонатора

Метод инъекции внешнего сигнала в твердотельных лазерах с электрооптической модуляцией добротности резонатора был детально исследован автором 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 нет необходимости в дополнительной синхронизации режимов работы двух лазеров. Электрооптический затвор мощного лазера открывался в момент достижения максимальной инверсии спустя 0.3–0.5 ms после начала генерации задающего лазера.

На края области перестройки в отсутствие захвата длины волны внешнего излучения ширина спектра излучения мощного лазера составляла порядка 50 pm. В спектральной области шириной ~ 180 pm около максимума линии усиления происходил захват длины волны внешнего одночастотного излучения и спектр генерации гигантского импульса полностью совпадал со спектром излучения 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 мощного лазера. Мощность гигантского импульса излучения на уровне порядка 1 MW в этой схеме ограничивалась разрушением зеркальных покрытий селектор-эталона Фабри–Перо в задающем лазере.

С целью увеличения мощности гигантского импульса излучения была исследована четырехзеркальная схема инъекции внешнего сигнала [23,27]. Задающий лазер

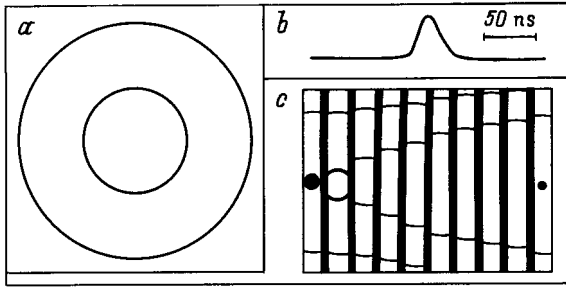


Рис. 1. Параметры генерации мощного одночастотного лазера на рубине с электрооптической модуляцией добротности резонатора: *a* — интерферограмма спектра излучения гигантского импульса, область дисперсии интерферометра 1.6 pm; *b* — осциллограмма интенсивности излучения; *c* — последовательность интерферограмм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

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 ns за несколько наносекунд до открытия электрооптического затвора мощного лазера. Излучение гигантского импульса мощностью ≥ 10 MW 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 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, *a*) мощностью 50 MW с плавной перестройкой длины волны излучения в диапазоне 250 pm (рис. 1, *c*).

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 обеспечивала возможность инжектирования его излучения в резонатор мощного лазера через его плотное зеркало. При этом обратное

воздействие гигантского импульса на задающий лазер было незначительным. Сферический фронт задающего лазера согласовывался с плоским фронтом мощного лазера с помощью телескопа. При использовании в мощном лазере рубина с сапфировыми наконечниками длиной 240/320 mm и диаметром 14 mm была получена одночастотная генерация гигантского импульса мощностью 200 MW. Перестройка длины волны излучения производилась разъюстировкой одного из зеркал задающего лазера, ее диапазон составил порядка 120 pm.

Для лазера на рубине экспериментально измеренная минимальная величина интенсивности внешнего сигнала, при которой достигался устойчивый захват его длины волны излучения в центре линии усиления, составлял порядка 0.1 W/cm^2 .

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

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

Для увеличения диапазона перестройки длины волны излучения вблизи $1.06 \mu\text{m}$ исследовалась схема инжекции внешнего сигнала с лазером на неодиме в фосфатном стекле GLS-22. В качестве задающего использовался одночастотный квазистационарный лазер на неодиме в стекле [31]. Увеличение энергии квазистационарной генерации TEM_{00q}-мод в задающем лазере достигалось использованием неодимового стержня на фосфатном стекле длиной 300 mm и увеличением диаметра диафрагм до 3 mm при длине резонатора 230 cm. Это позволило поднять энергию одночастотной генерации задающего лазера на стекле до 0.5 J.

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 излучения (рис. 2, *b*) свидетельствует о генерации гигантского импульса на одной продольной моде. Мощность гигантского импульса излучения составила 180 MW, а диапазон перестройки длины волны

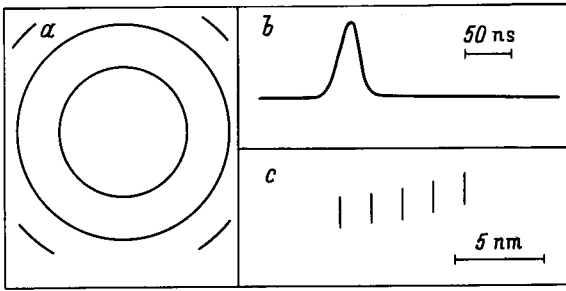


Рис. 2. Параметры генерации мощного одночастотного лазера на неодиме в стекле с электрооптической модуляцией добротности резонатора: *a* — интерферограмма спектра излучения гигантского импульса, область дисперсии интерферометра 8 pm; *b* — осциллограмма интенсивности излучения; *c* — последовательность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

излучения 5.6 nm (рис. 2, *c*). Экспериментально измеренная интенсивность излучения внешнего сигнала, необходимая для устойчивого захвата его длины волны излучения гигантским импульсом Nd лазера, составила порядка 0.5 W/cm². 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 делается в предположении, что инверсная населенность в активной среде за время линейного развития гигантского импульса ($t_d \sim 10^{-7}$ s) 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

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

где

$$k(\omega) = \sigma n_0 \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \right)^2 \right] - \tau_p^{-1}$$

— коэффициент усиления.

Для t_d по порядку величины имеем

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

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

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

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.

Лазеры на ионах неодима в кристаллах YAG, BLN, GSGG : Cr и LNA с пассивной модуляцией добротности затворами на кристаллах LiF : F₂⁻

Энергетические и спектральные характеристики излучения лазеров на ионах неодима в кристаллах иттрий-алюминиевого граната (YAG), бериллата лантана (BLN), гадолиний-скандий-галлиевого граната с хромом (Cr:GAGG) и гексаалюмината лантана (LNA) с пассивной Q -модуляцией затворами на кристаллах фтористого лития с F₂⁻-центрами окраски были 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 неэффективными и не получили широкого применения. Только после создания стабильных при комнатной температуре F_2^- -центров окраски в кристаллах фтористого лития ($F_2^-:LiF$) [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 $F_2^-:LiF$ на длине волны 1060 nm составляет $1.7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ и время релаксации 90 ns [41]. Коэффициент теплопроводности равен $0.1 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$, термические деформации не превышают нескольких процентов от деформаций в кристаллах Nd:YAG [42]. Измеренный коэффициент поглощения при концентрации активных центров $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ с учетом френелевского отражения составляет 0.41 cm^{-1} [43]. Порог разрушения отдельных кристаллов составляет примерно 2 GW/cm^2 при длительности импульсов 20 ns [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 $F_2^-:LiF$ позволяет получать стабильные энергетические характеристики излучения гигантских импульсов лазеров на ионах неодима при частоте их повторения до 100 Hz [44]. С затворами $F_2^-:LiF$ 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].

Энергетические и спектральные характеристики излучения

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

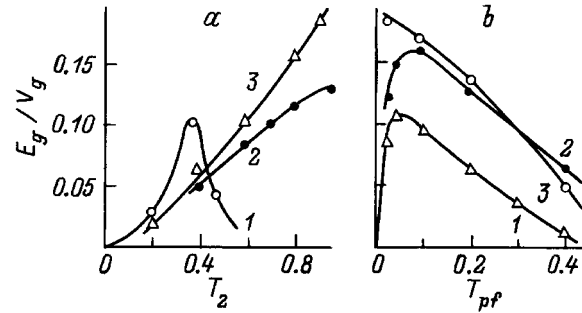


Рис. 3. Зависимости плотностей энергий генерации E_g/V_g (J/cm^3) от коэффициентов пропускания выходного зеркала резонатора T_2 (*a*) и пассивного фильтра T_{pf} (*b*) при постоянной энергии накачки $E_p = 1.2E_t$ гигантских импульсов излучения: $L = 40 \text{ cm}$; лазеры и генерирующие объемы активных сред V_g, cm^3 : 1 — Nd:YAG, 1.24; 2 — Nd:BLN, 0.56; 3 — Nd:Cr:GSGG, 0.5.

накачки линейно возрастало количество гигантских импульсов и энергия излучения нарастала пропорционально энергии излучения одиночного импульса. При больших энергиях накачки суммарная энергия гигантских импульсов излучения была порядка энергии свободного генерации. Зависимости энергии излучения гигантских импульсов от коэффициентов пропускания выходного зеркала резонатора и пассивного фильтра имели мак-

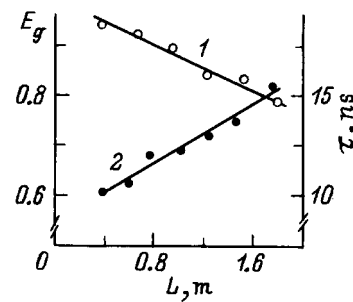


Рис. 4. Зависимости относительной энергии E_g (1) гигантских импульсов излучения и их длительности τ (2) лазеров на ионах неодима от длины резонатора L ($E_p = 1.2E_t$).

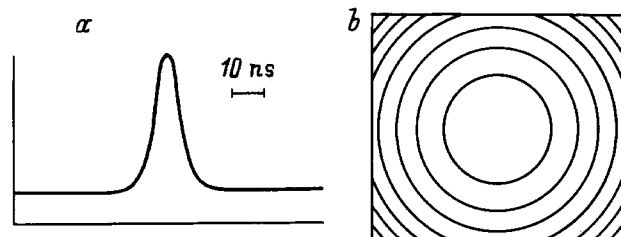


Рис. 5. Параметры генерации мощных одночастотных лазеров на ионах неодима с пассивной модуляцией добротности резонатора затворами на кристаллах $LiF:F_2^-$: *a* — осциллограмма интенсивности излучения гигантских импульсов, *b* — интерферограмма спектра генерации; область дисперсии интерферометра 20 pm.

симумы. Исключение составляет Nd:Cr:GSGG лазер, у которого подобных максимумов не наблюдалось даже при максимально возможных в эксперименте значениях коэффициентов $T_2 = 0.96$ и $T_{\text{pr}} = 0.04$. Вследствие очень низких значений энергий излучения Nd:LNA лазера на графиках не приведены его энергетические зависимости. С оптимальными параметрами резонатора и пассивного фильтра были получены удельные мощности гигантских импульсов излучения в лазерах: 18 (Nd:Cr:GSGG), 16 (Nd:BLN), 11 (Nd:YAG) и 0.5 MW/cm^3 (Nd:LNA).

С увеличением длины плоского резонатора линейно уменьшалась 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 ns (рис. 5, а). 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, б).

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

Список литературы

- [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] Girkovic L., Evans D.E., Forrest M.J. // Appl. Optics. 1968. Vol. 7. N 5. P. 981–982.
- [4] Danielmeyer H.G. // J. Quant. Electron. 1970. Vol. QE-6. N 2. P. 101–103.
- [5] Беляев Ю.Н., Киселев А.Н., Новиков М.А. // Изв. вузов. Радиофиз. 1970. Т. 13. № 9. С. 1405–1408.
- [6] Hercher M. // Appl. Phys. Lett. 1965. Vol. 7. N 2. P. 32–35.
- [7] Никонова Е.И., Павлолвская Е.Н., Старцев Г.П. // Опт. и спектр. 1967. Т. 22. № 6. С. 984–986.
- [8] Егоров А.Л., Коробкин В.В., Серов Р.В. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 3. С. 513–516.
- [9] Morellec J., Normand D., Pitte G. // Appl. Optics. 1979. Vol. 18. N 2. P. 141–143.
- [10] McMahon J.M. // IEEE J. Quant. Electron. 1969. Vol. 5. N 10. P. 489–495.
- [11] Микаэлян А.Л., Турков Ю.Г., Разумов Л.Н. // Квантовая электрон. 1971. № 2. С. 96–99.
- [12] Исянова Е.Д., Маругин А.М., Овчинников В.М. // ЖПС. 1970. Т. 12. № 5. С. 834–836.
- [13] Hanna D.C., Luther-Davies B., Smith R.C. // Optoelectron. 1971. Vol. 3. N 4. P. 163–166.
- [14] Бондаренко А.Н., Смирнов В.А., Анциферов В.В. // Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 6. Вып. 6. С. 692–695.
- [15] Виногин Ю.В., Гнатюк Л.Н., Никишин В.А. и др. // Опт. и спектр. 1970. Т. 28. № 1. С. 168–172.

- [16] Бондаренко А.Н., Кривошеинов Г.В., Смирнов В.А. // Изв. вузов. Радиофиз. 1969. Т. 12. № 12. С. 1895–1898.
- [17] Духовный А.М., Прилежаев Д.С., Седов Б.М. и др. // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. № 4. С. 733–735.
- [18] Зубарев И.Г., Михайлов С.И. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 3. С. 625–628.
- [19] Erikson L.E., Szabo A. // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 18. N 1. P. 33–36.
- [20] Куликов В.В., Михайлов Л.К., Серегин С.Л. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 3. С. 432–436.
- [21] Бойкова Р.Ф., Фрадкин Э.И. // Опт. и спектр. 1967. Т. 22. № 6. С. 834–837.
- [22] Дерюгин Л.Н., Кулаков Б.П., Нурмухаметов В.К. // РнЭ. 1971. Т. 16. № 1. С. 141–145.
- [23] Анциферов В.В., Держи Н.М., Пивцов В.С. // Автометрия. 1972. № 5. С. 94–97.
- [24] Анциферов В.В., Держи Н.М., Пивцов В.С. // ЖПС. 1973. Т. 18. № 1. С. 38–40.
- [25] Анциферов В.В., Искольдский А.Н., Кучьянов А.С. // Автометрия. 1974. № 6. С. 97–99.
- [26] Анциферов В.В., Держи Н.М., Кучьянов А.С. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 1. С. 57–60.
- [27] Анциферов В.В., Ерохин Н.С., Фадеев А.П. Препринт ИКИ АН СССР. М., 1985. № 987. 50 с.
- [28] Анциферов В.В., Пивцов В.С., Угожаев В.Д. // Опт. и спектр. 1972. Т. 32. № 6. С. 1159–1162.
- [29] Анциферов В.В., Гайнер А.В., Комаров К.П. // ЖПС. 1976. Т. 24. № 1. С. 18–27.
- [30] Анциферов В.В., Голяев Ю.Д. // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. № 4. С. 706–712.
- [31] Antsiferov V.V., Chiner A.V., Derzi N.M. // Optics Commun. 1975. Vol. 14. N 4. P. 388–391.
- [32] Анциферов В.В. // Лазер. техника и оптоэлектрон. 1994. Вып. 3–4. (73–74). С. 23–31.
- [33] Анциферов В.В., Алимтеев А.И., Иванов Е.В. Лазер. техника и оптоэлектрон. 1991. Вып. 2 (58). С. 3–5.
- [34] Анциферов В.В., Иванов Е.В., Смирнов Г.И. Препринт ИЯФ СО РАН. Новосибирск, 1993. № 93–105. 21 с.
- [35] Анциферов В.В., Иванов Е.В., Смирнов Г.И. Препринт ИЯФ СО РАН. Новосибирск, 1993. № 93–106. 20 с.
- [36] Анциферов В.В., Иванов Е.В., Смирнов Г.И. Препринт ИЯФ СО РАН. Новосибирск, 1993. № 93–1127. 16 с.
- [37] Hultsch R. // Phys. Stat. Sol. (A). 1978. Vol. 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. Вып. 11. С. 2391–2392.
- [41] Бученков В.А., Калинин А.Г., Мак А.А. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 10. С. 2239–2241.
- [42] Архангельская В.А., Мак А.А., Покровский В.П. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 10. С. 2012–2016.
- [43] Бураков В.С., Кононов В.А., Корочкин Л.С. и др. // ЖПС. 1982. Т. 36. № 3. С. 494–496.
- [44] Васильев С.Г., Исянова Е.Д., Овчинников В.М. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 4. С. 217–220.
- [45] Иванов Н.А., Парфианович И.А., Хулугуров В.М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 10. № 10. С. 1985–1991.