

ВРМБ-компрессия импульсов ИАГ:Nd-лазера с коротким резонатором и измерение времени безызлучательной релаксации его нижнего рабочего уровня*

Р.Р.Бузялис, А.С.Дементьев, Е.К.Косенко, Э.К.Мураускас

При пассивной модуляции добротности короткого (~ 11 см) резонатора ИАГ:Nd-лазера кристаллами LiF:F_2^- и ГСГГ: Cr^{3+} , Cr^{4+} , Nd^{3+} получена стабильная генерация коротких (~ 2.5 нс) импульсов излучения с энергией свыше 6 мДж. На выходе ВРМБ-компрессора и трехпроходного ИАГ:Nd-усилителя получены импульсы с энергией ~ 300 мДж в первой и ~ 150 мДж во второй гармониках длительностью ~ 100 пс. В результате исследования восстановления усиления после прохождения через активный элемент насыщающего импульса малой длительности установлен верхний предел времени безызлучательной релаксации нижнего рабочего уровня $^4I_{11/2}$ иона неодима, который составил 1 нс.

Каскадные ВР-компрессоры [1–3] позволяют достаточно просто получать мощные, синхронизованные между собой импульсы, плавно перестраиваемые по длительности в диапазоне 10 нс – 1 пс. Снижение числа каскадов для достижения требуемой длительности импульса повышает эффективность и стабильность всей системы в целом, поэтому актуальным является сокращение длительности импульсов задающего генератора (ЗГ). Используя короткие импульсы ЗГ ($\tau_L \leq 3$ нс), можно уже после двух каскадов сжатия получать импульсы длительностью меньше 10 пс [1, 2].

В [1, 2] для получения коротких импульсов ЗГ использовался пленочный пассивный модулятор добротности на основе красителя BDN, который из-за плохой теплопроводности и выцветания красителя не может работать при высоких частотах следования импульсов. С этой точки зрения более перспективны кристаллы LiF:F_2^- и ГСГГ: Cr^{3+} , Cr^{4+} , Nd^{3+} , при использовании которых в качестве пассивных модуляторов добротности можно получать еще более короткие (~ 2 нс) импульсы излучения [5, 6]. Однако в [5] была реализована лишь многомодовая генерация, а полученной в [6] энергии импульсов ЗГ (менее 3 мДж) недостаточно для выполнения условий оптимальной ВРМБ-компрессии [1–3].

В настоящей работе проведены более детальные исследования генерации коротких импульсов ИАГ:Nd-лазером при использовании коротких резонаторов и твердотельных пассивных лазерных затворов (ПЛЗ) на основе LiF:F_2^- и ГСГГ: Cr^{3+} , Cr^{4+} , Nd^{3+} . В результате получены импульсы ЗГ длительностью ~ 2.5 нс с энергией более 6 мДж, а также осуществлена их ВРМБ-компрессия с последующим усилением сжатых импульсов в двух- и трехпроходных усилителях. При этом энергия импульсов составляла ~ 300 мДж в первой и ~ 150 мДж во второй гармониках при длительности

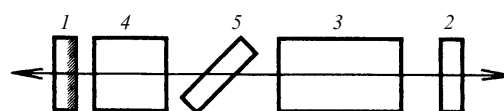


Рис.1. Оптическая схема ЗГ:

1, 2 – заднее и переднее зеркала резонатора; 3 – АЭ; 4 – ПЛЗ; 5 – диэлектрический поляризатор.

импульсов ~ 100 пс; была исследована статистика энергий и длительностей этих импульсов. Достигнутые энергии и мощности коротких импульсов позволили путем исследования восстановления усиления после прохождения через активный элемент (АЭ) короткого сбрасывающего импульса дать верхнюю оценку времени безызлучательной релаксации τ_{21} нижнего рабочего уровня $^4I_{11/2}$ лазерного кристалла ИАГ:Nd $^{3+}$: $\tau_{21} < 1$ нс.

В экспериментальных исследованиях ЗГ, изображенного на рис.1, использовался АЭ 3 размером $\varnothing 3 \times 50$ мм с антиотражательным покрытием торцов. Резонатор был образован плоскопараллельными зеркалами 1, 2, причем выходным зеркалом 2, являющимся одновременно и селектором продольных мод, служила плоскопараллельная пластина ПМ-15 с резонансным коэффициентом отражения $R_2 \approx 14\%$. Селекция поперечных мод осуществлялась круглой диафрагмой диаметром ~ 1 мм. Поляризация задавалась пленочным диэлектрическим поляризатором 5. Между задним зеркалом 1 и поляризатором 5 помещались ПЛЗ 4 с различными начальными (T_i) и конечными (T_f) пропусканиями. Добротность резонатора и его длина при заданном ПЛЗ изменялись вследствие изменения коэффициента отражения R_1 заднего зеркала и положения выходного зеркала. Проведенные нами исследования зависимостей коэффициентов пропускания имеющихся в нашем распоряжении твердотельных ПЛЗ от плотности энергии входных импульсов показали, что на них практически не влияют длительности возбуждающих импульсов в диапазоне 0.3–5 нс. Наиболее высокие результаты были получены при использовании в качестве ПЛЗ кристаллов LiF:F_2^- (толщина $d = 3.5$ см, $T_i = 0.12$ и $T_f = 0.70$) и ГСГГ: Cr^{3+} , Cr^{4+} , Nd^{3+} ($d = 1.5$ мм, $T_i = 0.10$, $T_f = 0.55$). В обоих случаях длина резонатора $L \approx 11$ см. Отметим, что ПЛЗ из

*Основные результаты работы доложены на конференции «Оптика лазеров–93», Санкт-Петербург [4].

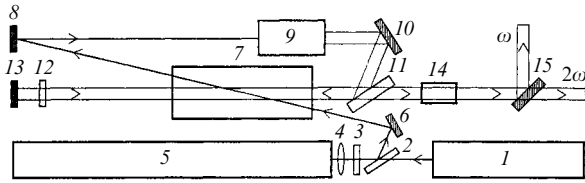


Рис.2. Схема ВРМБ-компрессора с трехпроходным усилителем импульсов:

1 – 3Г; 2, 11 – диэлектрические поляризаторы; 3, 12 – четвертьволновые пластинки; 4 – фокусирующая линза; 5 – ВРМБ-кювета; 6, 8, 10, 13 – 100%-ные зеркала; 7 – усилитель; 9 – расширяющий телескоп; 14 – удвоитель частоты на основе DKDP; 15 – дихроичное зеркало.

тонкого кристалла ГСГГ может служить одновременно и задающим поляризатором.

Простые расчеты и проведенные эксперименты показали, что при использовании резонансного отражателя в качестве переднего (выходного) зеркала для указанных выше и близких к ним параметров ПЛЗ длительность генерируемых импульсов определяется в основном длиной резонатора и от коэффициента отражения заднего зеркала зависит весьма слабо. Действительно, хорошо известно [7, 8], что начальная N_i и пороговая N_{th} плотности инверсии населенностей определяются из формул

$$R_1 R_2 T_{i,th}^2 \exp[2(\sigma N_{i,th} - \alpha)l] = 1, \quad (1)$$

где σ – сечение вынужденного перехода; α – коэффициент линейного поглощения; l – длина АЭ. Учитывая, что R_2 мало, и то, что обычно $\alpha l \ll 1$, получаем следующую простую оценку для отношения инверсий:

$$X = \frac{N_i}{N_{th}} \approx \frac{\ln R_1 R_2 T_i^2}{\ln R_1 R_2 T_{th}^2} \leq 2.3. \quad (2)$$

Эта оценка слабо зависит от коэффициента отражения R_1 заднего зеркала, начального и конечного пропусканий ПЛЗ, и ею в общем-то и определяются при заданной длине резонатора длительность и энергия генерируемых импульсов [7, 8].

Следует отметить, однако, что при малых коэффициентах отражения зеркал и больших внутренних потерях резонатора традиционно используемая точечная модель лазера (ТМЛ) не вполне адекватно описывает реальную ситуацию. Например, время жизни фотона в резонаторе, определяемое в [7–9] как

$$t_c = \frac{t_r}{2\alpha l - \ln R_1 R_2 T_i^2}, \quad (3)$$

где $t_r = 2L'/c$ – время кругового обхода (L' – оптическая длина резонатора), существенно меньше времени пролета через резонатор, что противоречит налагаемым при выводе (3) условиям. Хорошо известны и другие недостатки ТМЛ [7, 10], поэтому для получения лучшего согласия с экспериментальными результатами следует использовать так называемую модель бегущих волн [7, 10], которая предсказывает более симметричную форму и меньшие энергии генерируемых импульсов. Таким образом, исходя из традиционной ТМЛ, можно было бы надеяться [8] на получение импульсов длительностью $\tau_L \sim 5t_c \sim 1.5$ нс. В экспериментах, однако, при $R_1 = 26\%$ были получены импульсы симметричной временной формы длительностью ~ 2.5 нс с энергиями ~ 4.5 мДж за передним и ~ 2.5 мДж за задним зеркалами

резонатора. Следовательно, полученные результаты качественно лучше, чем с ТМЛ, согласуются с моделью бегущих волн, для которой, к сожалению, аналитических зависимостей не имеется, а конкретные численные расчеты нами не проводились.

Исследование ВРМБ-компрессии импульсов 3Г и усиления сжатых импульсов проводилось на установке, схема которой приведена на рис.2. Излучение 3Г фокусировалось линзой 4 ($f = 20$ см) в ВРМБ-кювету 5 с CCl_4 . После оптической развязки, состоящей из диэлектрического поляризатора 2 и четвертьволновой пластинки 3, сжатые импульсы выводились на двух- или трехпроходные усилители 7. Измерительная система на основе стандарта КАМАК и персонального компьютера типа АТ-386 позволяла в импульсно-периодическом режиме регистрировать энергетические (по четырем каналам) и временные (в одном сечении пучка) параметры импульсов. Для измерения энергий использовались калиброванные фотодиоды, а для измерения длительностей – электронно-оптическая камера «Агат-СФ1». Временные формы лазерных импульсов получали цифровой обработкой сигнала, снятого с экрана камеры при помощи широкоапертурной ПЗС-линейки 1200ЦЛ7 [11] с волоконно-оптической шайбой для контактного подсоединения к камере. В оптимальных условиях ВРМБ-компрессии [1–3] были получены импульсы длительностью ~ 100 пс, энергии которых после усиления в традиционно используемой нами схеме двухпроходного усилителя [1–3] с АЭ размером $\varnothing 6.3 \times 65$ мм превышала 60 мДж, а при АЭ размером $\varnothing 8 \times 100$ мм была ~ 90 мДж. Отметим, что для достижения близких к полученным нами энергий импульсов такой же длительности, стартуя с уровня энергии импульсов лазера с активной синхронизацией мод и непрерывной накачкой, необходимо использовать регенеративный усилитель с самофильтрующим неустойчивым резонатором и весьма сложной высоковольтной системой ввода – вывода импульсов [12]. При использовании трехпроходного усилителя (рис.2) с АЭ размером $\varnothing 10 \times 100$ мм нами получены выходные энергии ~ 300 мДж в основной и ~ 150 мДж во второй гармониках.

Приведем теперь некоторые результаты исследований статистики параметров данного ВРМБ-компрессора. Исследование стабильности энергетических параметров 3Г показало существование в условиях экспериментов при частоте следования импульсов $\nu = 3$ Гц двух статистик: кратковременной ($t < 7$ мин) и долговременной ($t > 7$ мин). Статистические свойства излучения принято характеризовать коэффициентами вариации $A = \Delta \bar{W} / \bar{W}$ и надежности $D_k = N_k / N$, где $\bar{W} = \sum_{i=1}^N W_i / N$ – средняя энергия; $\Delta \bar{W} = [\sum_{i=1}^N (W_i - \bar{W})^2]^{1/2} / N$ – среднеквадратичное отклонение; N_k – число импульсов в интервале $|W_i - \bar{W}| \leq k \bar{W}$ для серии из N импульсов. Для кратковременной ($N = 1281$) статистики $A \leq 0.4\%$, $D_{0.5\%} \geq 95\%$; для долговременной ($N = 8251$) статистики эти характеристики значительно хуже: $A \leq 3\%$, $D_{0.5\%} \geq 40\%$. Статистические характеристики сжатых импульсов, т. е. импульсов после ВРМБ-компрессора, конечно, существенно изменяются [1–3], и в них уже нет явно выраженного подразделения на две статистики. Так, для тех же серий импульсов $A = 5.5\%$, $D_{5\%} = 72.3\%$ для кратковременной и $A = 6.2\%$, $D_{5\%} = 68.0\%$ для долговременной статистик. Типичные гистограммы распределения серии импульсов по энергиям и длительностям, а также их временная форма показаны на рис.3.

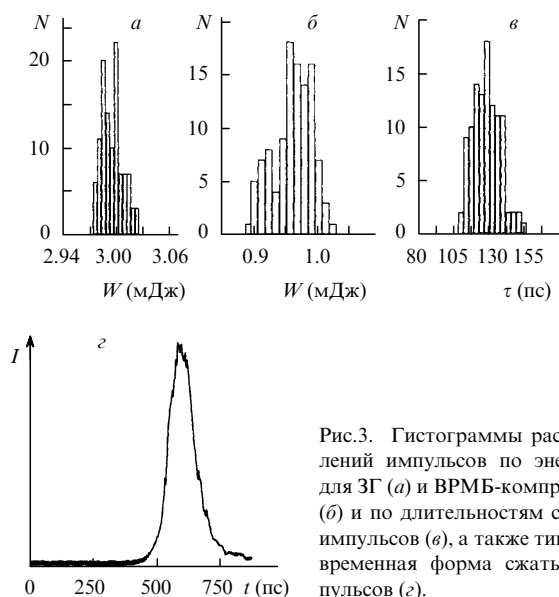


Рис.3. Гистограммы распределений импульсов по энергиям для 3Г (а) и ВРМБ-компрессора (б) и по длительностям сжатых импульсов (в), а также типичная временная форма сжатых импульсов (г).

Близкие по длительности сжатые стоксовы импульсы ранее были получены в [1, 2, 13]. Более короткие импульсы получены при использовании прерываемого пробоем ВРМБ [14], однако статистические их характеристики много хуже. Существенное сокращение длительности сжатых импульсов (в среднем до $\tau_s < 100$ пс) достигалось за счет обрезания задних фронтов при оптическом пробое в расширяющем пучок телескопе Кеплера, помещаемом сразу за оптической развязкой после ВРМБ-компрессора (рис.2). При этом даже несколько улучшалась статистика энергий и длительностей импульсов, однако в поперечном распределении пучка появлялась кольцевая структура, обусловленная, по-видимому, как линейными сферическими aberrациями короткофокусных линз телескопа, так и нелинейными aberrациями, наводимыми в воздухе интенсивным излучением (в фокальной области линз) перед началом оптического пробоя. Отметим еще, что существенного изменения статистики и сокращения длительности импульсов после их усиления в режиме насыщения в двух- и трехпроходных усилителях не наблюдалось, хотя этого и можно было ожидать на основании расчетов двухпроходного ИАГ:Nd-усилителя с ВРМБ-зеркалом [3, 15].

Вопрос о влиянии безызлучательной релаксации нижнего рабочего уровня на генерацию и усиление импульсов в неодимовых лазерах давно привлекает к себе пристальное внимание [16] и не потерял своей актуальности в настоящее время. Наиболее распространенным является мнение о том, что $\tau_{21} \sim 10$ нс, однако даже в сравнительно недавней работе [9] утверждалось, что время релаксации нижнего мультиплета равно ~ 300 нс, а время термализации внутри него составляет ~ 12 нс. Если бы это было на самом деле так, то появилась бы возможность повышения эффективности усиления импульсов путем оптимизации их задержки при последовательном прохождении ими многопроходных усилителей. Однако авторы работы [17] не наблюдали восстановления усиления слабого непрерывного сигнала на протяжении ~ 500 нс после генерации гигантского импульса в лазере с кольцевым резонатором.

Следует отметить, что при установлении верхнего предела для τ_{21} в 11 нс в [17] использовались результаты расчетов на основе ТМЛ с учетом конечного времени

жизни нижнего рабочего уровня и мгновенного рассеяния по подуровням в мультиплетах [18]. При этом время жизни фотона в резонаторе определялось как $t'_c = t_r/\delta$, где δ – относительные потери за полный обход резонатора, которые находились по порогу генерации и были довольно большими ($\delta = 0.64$). Так же определялось время жизни фотона и в работе [10], причем в наших обозначениях для относительных потерь использовалось выражение $\delta = 1 - R_1 R_2 T_f^2$. Хорошо известно [7, 8], что при малых потерях в резонаторе приведенные выражения для времен жизни практически эквивалентны. Однако в нашем случае это не так, поскольку $t'_c \approx t_r$, в то время как t_c в несколько раз меньше t_r . Отметим, кстати, что даже из ТМЛ следует [18], что при малых временах релаксации нижнего рабочего уровня генерируемые импульсы имеют при тех же относительных инверсиях более симметричную по сравнению со случаем больших времен релаксации временную форму. Уже одно это косвенно указывает (с учетом симметричности генерируемых импульсов) на то, что $\tau_{21} < \tau_L \sim 2.5$ нс.

Итак, недостаточная ясность в выборе выражения для времени жизни фотона в резонаторе в ТМЛ делает предсказания на его основе не вполне достоверными. По этой причине мы предпочли использовать более прямой метод определения времени релаксации – по восстановлению усиления в АЭ после прохождения через него мощного сбрасывающего импульса [16]. Также прямой метод – с достаточно мощным возбуждающим коротким импульсом на второй гармонике и задержанным зондирующим на основной частоте – использовался в недавней работе [19] для нахождения времени безызлучательного перехода с возбужденного уровня ${}^4G_{7/2}$ на верхний рабочий уровень ${}^4F_{3/2}$ иона неодима.

Мы реализовали ряд схем усиления как со встречными, так и попутными сбрасывающим и зондирующим импульсами (рис.4). В экспериментах исследовались при разных накачках кристаллы нескольких размеров, изготовленные по различным технологиям. Очевидно, что для полного (K) и погонного (k) коэффициентов усиления слабого зондирующего сигнала справедливо соотношение $K(t) = \exp[k(t)l_a]$, где l_a – длина АЭ усилителя и t – момент прохождения короткого сигнала по усилителю.

Рассмотрим вначале случай, когда согласно предположению [9] выполняются условия $\tau_s \ll \tau_2 \sim \tau_3 \ll \tau_{21}$, где $\tau_{2,3}$ – времена термализации по подуровням мультиплетов. Как известно [20], генерация происходит между двумя парами уровней. Для простоты будем рассматривать лишь основной переход A' . Пусть насыщающий импульс длительностью $\tau_L = \tau_s$ приходит в момент времени $t = 0$. Тогда линейный коэффициент усиления слабого сигнала до прихода насыщающего импульса, т.е. при больших отрицательных задержках, равен $k_- = f_3 \sigma_{32} N_0$, где $f_3 = 0.4$ – доля теплового заселения верхнего подуровня верхнего рабочего уровня; σ_{32} – сечение вынужденного перехода; N_0 – начальная населенность верхнего

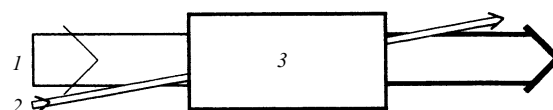


Рис.4. Схема метода измерения времени безызлучательной релаксации:

1 – сбрасывающий инверсию мощный импульс; 2 – слабый зондирующий импульс; 3 – АЭ.

рабочего уровня. Пусть далее η – коэффициент использования запасенной энергии насыщающим импульсом. Тогда сразу же после его прохождения коэффициент усиления $k_0 = (1 - 2\eta)k_-$. Решая соответствующую систему балансных уравнений, легко найти коэффициент усиления слабого сигнала для любого момента времени $t > 0$:

$$k(t) = \{1 - \eta(f_2 + f_3) - \eta[(1 - f_2) \times \exp(-t/\tau_2) - (1 - f_3) \exp(-t/\tau_3)]\}k_-, \quad (4)$$

где $f_2 = 0.19$ – доля теплового заселения третьего снизу подуровня нижнего рабочего уровня. Следовательно, при больших задержках $k_+ = [1 - \eta(f_2 + f_3)]k_-$. Очевидно также, что из условия $k_0 > 0$ следует $\eta < 0.5$. Таким образом, измеряя полные коэффициенты усиления $K(t)$ в разные моменты времени, можно из полученных уравнений вычислить неизвестные η и $\tau_{2,3}$, если, конечно, найденные экспериментальные данные удовлетворяют сделанным при выводе (4) предположениям. Для кристалла длиной $l_a = 5$ см при достаточно высокой накачке в экспериментах получены $K_- = 15$ и $K_+ = 2.7$. Из последнего равенства следует $\eta \sim 1$, что противоречит сделанным выше предположениям.

Будем считать, как это принято в последнее время, что термализация по подуровням происходит за единицы пикосекунд, т. е. очень быстро по сравнению с длительностью наших импульсов: $\tau_2 \sim \tau_3 \ll \tau_L \sim \tau_s \ll \tau_{21}$. Тогда для коэффициента усиления слабого пробного сигнала аналогично предыдущему легко получить

$$k(t) = [1 - \eta - \eta f_2/f_3 \exp(-t/\tau_{21})]k_-. \quad (5)$$

Из приведенных выше экспериментальных данных следует $\eta = 0.63$, что не противоречит $\eta_{\max} = f_3/(f_2 + f_3) \approx 0.7$. Однако в этих экспериментах не зарегистрировано изменения коэффициентов усиления слабого сигнала вплоть до задержек импульсов $\sim \tau_1$. Это позволяет утверждать, что верхний предел τ_{21} по крайней мере не превышает 1 нс.

Авторы признательны И.М.Бельдюгину за обсуждение полученных в работе результатов. Работа была частично поддержана индивидуальными грантами Гуманитарного фонда Сороса, присужденными Американским физическим обществом Р.Р.Бузялису, А.С.Дементьеву и Е.К.Косенко.

1. Kubeček V., Hamal K., Prochazka I., Valach P., Buzelis R., Dement'ev A. *Optics Comms*, **73**, 251 (1989).
2. Buzelis R., Dement'ev A., Hamal K., Kubeček V., Prochazka I., Valach P. *Exp. Tech. Phys.*, **39**, 327 (1991).
3. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С., Косенко Е.К., Чегис Р.Ю., Шейбак М.С. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 270 (1991).
4. Бузялис Р., Дементьев А., Косенко Е., Мураускас Э. *Тезисы докл. конф. «Оптика лазеров-93»* (С.-Пб, т. 1, с.100).
5. Тырышкин И.С., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А., Могильникий Б.С. *Оптика атмосферы*, **2**, 668 (1989).
6. Гарнов С.В., Епифанов А.С., Климентов С.М., Маненков А.А., Никольский М.Ю., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **18**, 1040 (1991).
7. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. *Оптические генераторы на твердом теле* (М., Сов. радио, 1967).
8. Звелто О. *Принципы лазеров* (М., Мир, 1990).
9. Degnan J.J. *IEEE J.Quantum Electron.*, **25**, 214 (1989).
10. Stone D.H. *IEEE J.Quantum Electron.*, **28**, 1970 (1992).
11. Высогорец М.В., Митрофанова Н.Н., Ненашев А.В., Серов П.В. *Квантовая электроника*, **21**, 85 (1994).
12. Dawson M.D., Schroeder W.A., Norwood D.F., Smirl A.L., Weston J., Ettelbrick R.N., Aubert R. *Optics Letts*, **13**, 990 (1988).
13. Галаган Б.И., Маненков А.А., Матюшин Г.А., Нечитайло В.С. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 1782 (1984).
14. Alcock A.J., Miller I.J., Bourne O.L. *Optics Comms*, **62**, 127 (1987).
15. Бузялис Р., Дементьев А., Иванаускас Ф., Косенко Е., Шейбак М. В кн. *Лазеры и оптическая нелинейность* (Минск, ИФ АН БССР, 1989, с.61).
16. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизов Г.В. *Труды ФИАН*, **178**, 130 (1987).
17. Hovis F.E., Stuff M., Kennedy C.J., Vivan B. *IEEE J.Quantum Electron.*, **28**, 32 (1992).
18. Fan T.Y. *IEEE J.Quantum Electron.*, **24**, 2345 (1988).
19. Cruz J., Giuliani G., Van Driel H.M. *Optics Letts*, **15**, 282 (1990).
20. Бученков В.А., Витрицак И.Б., Евдокимова В.Г., Сомс Л.Н., Степанов А.И., Ступников В.К. *Квантовая электроника*, **8**, 1170 (1981).

R.R.Buzelis, A.S.Dement'ev, E.K.Kosenko, E.K.Murauskas. Stimulated-Brillouin-scattering compression of pulses from an YAG:Nd laser with a short cavity and measurement of the nonradiative relaxation time of the lower active level.

A short (~ 11 cm) cavity of an YAG:Nd laser was Q-switched by LiF:F_2^- and $\text{GSGG:Cr}^{3+}:\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}$ crystals. This resulted in stable generation of short (~ 2.5 ns) pulses with energies in excess of 6 mJ. Pulses with ~ 300 and ~ 150 mJ energies for the first and second harmonics, respectively, and of ~ 100 ps duration were obtained at the output of a stimulated-Brillouin-scattering compressor and a three-pass YAG:Nd amplifier. A study of the gain recovery after passage of a short saturating pulse through the active element yielded the upper limit (1 ns) of the nonradiative relaxation time of the $^4I_{11/2}$ lower active level of the neodymium ion.