

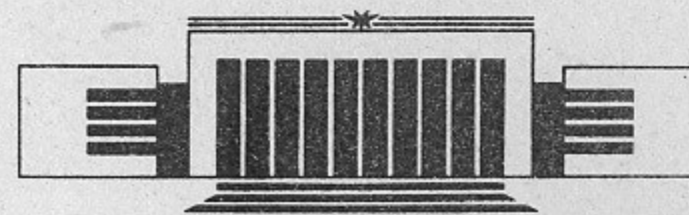


59  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Анциферов, Е.В. Иванов, Г.И. Смирнов

ДИНАМИКА И ПАРАМЕТРЫ Nd:Cr:GSGG  
ЛАЗЕРА  
В РЕЖИМАХ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ  
И ГИГАНТСКОГО ИМПУЛЬСА

ИЯФ 93-105



НОВОСИБИРСК

В. В. Анциферов, Е. В. Иванов, Г. И. Смирнов

#### А Н Н О Т А Ц И Я

Впервые исследованы спектрально-временные параметры свободной генерации лазера на ионах неодима в гадолиний-скандий-галлиевом гранате с хромом и получена квазистационарная генерация TEM<sub>00q</sub> мод в обычных условиях. Одночастотная перестраиваемая генерация была получена в режимах свободной генерации и гигантского импульса. Проведено сравнение энергетических и угловых характеристик излучения исследованного лазера с лазером на неодиме в иттриево-алюминиевом гранате в идентичных экспериментальных условиях. Впервые измерена скорость теплового дрейфа линии усиления в кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната с хромом.

© Институт ядерной физики СО РАН

#### Введение

Генерация на кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната, активированного ионами хрома и неодима (Nd:Cr:GSGG), получена впервые в начале 80-х годов в [1,2]. Спектрально-люминесцентные и интегральные характеристики свободной генерации были исследованы в работах [3-11]. Использование ионов хрома в качестве соактиватора ионов неодима в кристалле GSGG позволило существенно увеличить поглощательную способность активной среды. Кроме того, благодаря быстрой передаче энергии электронного возбуждения с уровня  $^4T_2$  ионов хрома на верхние лазерные уровни ионов неодима значительно увеличивается эффективность генерации и снижается ее порог. Эффективность накопления энергии в кристалле Nd:Cr:GSGG в 1,6 раза, а к.п.д. генерации в два раза выше по сравнению с кристаллом Nd:YAG [11]. Энергетические параметры лазера Nd:Cr:GSGG были исследованы в диапазоне малых энергий накачки и удельная мощность свободной генерации в импульсном режиме составила  $7 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>3</sup> [3], а в непрерывном режиме - 150 Вт/см<sup>3</sup> [12]. Абсолютный к.п.д. свободной генерации составил 5,5% [5].

Однако расширение полос поглощения накачки приводит к более значительному увеличению тепловыделения в кристалле Nd:Cr:GSGG, поэтому в нем значительно сильнее, чем в Nd:YAG, проявляются эффекты наведенного двулучепреломления, термической линзы и термоупругих напряжений. При одинаковых мощностях накачки фокусное расстояние тепловой линзы в кристалле Nd:Cr:GSGG было в 4,5 раза короче, чем в кристалле Nd:YAG [10]. В работе [7]

было отмечено, что тепловая фокусировка в Nd:Cr:GSGG в 5,9 раза больше, чем в Nd:YAG.

Основные спектроскопические параметры Nd:Cr:GSGG на длине волны 1064 нм следующие: время жизни верхнего рабочего уровня - 250 нкс, сечение перехода -  $4,2 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> [7], ширина линии усиления - 1,4 нм, коэффициент теплопроводности - 0,07 Вт/см·к.

При наличии достаточно большого количества работ по исследованию свободной генерации лазера Nd:Cr:GSGG его спектрально-временные характеристики излучения не были изучены. В настоящей работе проведены исследования динамики свободной генерации лазера Nd:Cr:GSGG, измерены его энергетические параметры генерации при более высоких уровнях накачки и проведено сравнение с характеристиками излучения Nd:YAG лазера в идентичных экспериментальных условиях.

### 1. Экспериментальная установка

Исследовался кристалл Nd:Cr:GSGG  $\varnothing$  4 x 90 мм с просветленными торцами с концентрацией ионов хрома и неодима  $3 \cdot 10^{20}$  и  $2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, соответственно. Накачка производилась лампой ИСП-250 в кварцевом посеребренном осветителе при длительности импульса накачки 250 нкс и отсечке УФ-излучения накачки жидкостным фильтром. Размер объема активной среды, участвовавшего в генерации, составил  $V_r = 0,5$  см<sup>3</sup>. Паразитная селекция продольных мод в плоском резонаторе полностью устранялась. Сравнение генерационных характеристик проводилось с кристаллом Nd:YAG  $\varnothing$  6,3 x 100 мм с просветленными торцами и объемом  $V_r = 2,5$  см<sup>3</sup>.

Регистрация спектра излучения производилась с помощью эталона Фабри-Перо, временные развертки спектра и ближней зоны излучения осуществлялись скоростной фотографической установкой (ВФУ-1), энергия генерации измерялась посредством ИМО-2, интенсивность излучения регистрировалась лавинным фотодиодом ЛФД-2 и осциллографом.

### 2. Энергетические параметры генерации

Максимальные энергетические параметры генерации достигались экспериментально при оптимизации длины резонатора  $L$  и коэффициентов пропускания  $T_2$  выходного зеркала. На рис. 1 приведены зависимости энергии генерации  $E_r$  и пороговой энергии накачки  $E_{п}$  для кристалла Nd:Cr:GSGG от длины резонатора для

различных  $T_2$  при энергии накачки  $E_n$  равной 300 Дж. При  $T_2 = 50\%$  увеличение длины резонатора  $L$  от 35 до 160 см приводило к уменьшению энергии генерации в 1,75 раза, в то время как для Nd:YAG (рис. 2) энергия генерации уменьшалась всего в 1,08 раза при тех же параметрах резонатора. Этот экспериментальный результат подтверждает тот, полученный ранее факт, что фокусное расстояние тепловой линзы в кристалле Nd:Cr:GSGG существенно меньше, чем в кристалле Nd:YAG.

Для Nd:YAG лазера была измерена зависимость угла расходимости излучения по уровню 0,1 от длины резонатора (рис. 2). С увеличением длины резонатора от 0,3 до 1,6 м расходимость лазерного излучения уменьшалась на порядок и при  $L = 1,8$  м она составила  $1,2 \cdot 10^{-4}$  рад, при этом энергия генерации составляла 5 Дж при энергии накачки 300 Дж. При постоянной длине резонатора и изменении энергии накачки от 100 до 600 Дж расходимость излучения возрастала вдвое. Таким образом, в режиме свободной генерации при энергии накачки 300 Дж в Nd:YAG лазере была получена яркость излучения  $B = 5,3 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>·стер. При тех же параметрах резонатора и накачки яркость излучения лазера Nd:Cr:GSGG составила  $6 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>·стер. С учетом объемов генерации  $V_r$ , который у Nd:YAG был в пять раз больше, удельная яркость излучения  $B/V_r$ , полученная в Nd:YAG лазере, была в два раза больше, чем в Nd:Cr:GSGG лазере.

В работе были получены зависимости удельных энергий генерации ( $E_r/V_r$ ) от энергии накачки  $E_n$  при различных коэффициентах  $T_2$  лазеров Nd:Cr:GSGG (рис. 3) и Nd:YAG (рис. 4). Максимальный энергосъем с кристалла Nd:Cr:GSGG при энергии накачки 300 Дж, равный  $E_r/V_r = 4,5$  Дж/см<sup>3</sup> (рис. 3), был получен при коэффициенте  $T_2$  пропускания выходного зеркала равного 96%, то есть когда в качестве выходного зеркала использовалась ненапыленная клиновидная подложка из стекла К-8. Для Nd:YAG лазера при тех же параметрах резонатора и накачки максимальная удельная энергия генерации, равная 2 Дж/см<sup>3</sup>, была получена при оптимальных коэффициентах  $T_2$ , лежащих в диапазоне 30 - 70%, что в 2,5 раза хуже, чем для Nd:Cr:GSGG. В диапазоне малых энергий накачки (до 100 Дж) это различие в энергиях генерации возрастало до трех раз. Замедление скорости роста энергии генерации и ее насыщение с увеличением энергии накачки более заметно проявлялось для Nd:Cr:GSGG лазера.

Зависимости удельных энергий генерации  $E_r/V_r$  и пороговой энергии накачки  $E_p$  от коэффициентов  $T_2$  пропускания выходного зеркала резонатора приведены на рис. 5 (Nd:Cr:GSGG) и рис. 6 (Nd:YAG). Насыщение оптимального коэффициента пропускания  $T_2$  выходного зеркала резонатора для Nd:Cr:GSGG лазера, при котором излучается максимальная энергия генерации, происходит уже при малых энергиях накачки  $E_n \sim 20$  Дж (рис. 7). Для Nd:YAG лазера насыщение  $T_2^{opt}$  наблюдается с энергиями накачки  $E_n \sim 200$  Дж.

Нагревание кристаллов в интервале температур от 10 до 90 °C приводило к незначительному (на 15%) падению энергии генерации Nd:Cr:GSGG лазера (рис. 8), а энергия генерации Nd:YAG лазера оставалась при этом практически постоянной.

### 3. Спектрально-временные характеристики излучения

Спектрально-временные параметры генерации импульсного Nd:YAG лазера были детально исследованы в [13, 14]. Тепловой дрейф линии усиления кристалла Nd:YAG был измерен в работах [15, 16] и скорость его при комнатной температуре составила  $4,3 \cdot 10^{-3}$  нм/град. Скорость теплового дрейфа линии усиления в кристаллах Nd:Cr:GSGG и Nd:YAG в настоящей работе измерялась по смещению спектра квазистационарной генерации при изменении температуры кристаллов. Как показано ранее [17], при полном устранении паразитной селекции продольных мод максимум спектра квазистационарной генерации твердотельных лазеров с высокой точностью совпадает с максимумом линии усиления. На рис. 9, а приведена последовательность интерферограмм спектров квазистационарной генерации Nd:YAG лазера при различных температурах кристалла. Измеренная по ним скорость теплового дрейфа линии усиления (рис. 9, б) точно совпала с величиной этой скорости, полученной в [15, 16], что подтверждает достоверность и точность используемой методики для измерения скорости теплового дрейфа линии усиления. Подобные измерения для кристалла Nd:Cr:GSGG (рис. 10) дали для скорости теплового дрейфа линии усиления величину равную  $4,0 \cdot 10^{-3}$  нм/град.

В неселективном резонаторе при малых уровнях превышения накачки над пороговой генерация на переходе  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$  в обоих лазерах происходит на одной длине волны 1064 нм. С увеличением накачки появлялось излучение на второй линии с

максимумом на 1061 нм, порог выхода которой для Nd:YAG составлял  $E_n/E_p = 4$ , а для Nd:Cr:GSGG -  $E_n/E_p = 6$ . При высоких температурах кристалла ( $T \sim 90$  °C) генерация на длине волны 1061 нм в Nd:Cr:GSGG лазере наблюдалась при более низких уровнях накачки ( $E_n/E_p = 2$ ) (рис. 10, а). В то же время для Nd:YAG лазера порог генерации на длине волны 1061 нм не изменялся. Поэтому при больших уровнях накачки генерация на одной длине волны излучения достигалась в обоих лазерах только в селективном резонаторе.

Ширина интегрального спектра генерации Nd:Cr:GSGG лазера на длине волны 1064 нм по уровню 0,1 составляла  $\sim 0,08$  нм, что почти в два раза больше, чем для Nd:YAG лазера. Она достигала насыщения при  $E_n/E_p = 3$ .

Спектрально-временные характеристики излучения Nd:Cr:GSGG лазера исследовались при длине плоского резонатора 160 - 200 см, поскольку только при таких длинах резонатора можно устранить влияние технических возмущений на динамику свободной генерации лазеров на ионах неодима [13]. В Nd:Cr:GSGG лазере была получена квазистационарная генерация только  $TEM_{00q}$  мод (рис. 11), в отличие от Nd:YAG лазера, в котором достаточно просто достигалась устойчивая квазистационарная генерация как  $TEM_{00q}$ , так и  $TEM_{mnq}$  мод с низкими поперечными индексами [13, 14]. Устойчивость квазистационарного режима генерации  $TEM_{00q}$  мод в Nd:Cr:GSGG лазере была довольно низкой по сравнению с Nd:YAG лазером, так как квазистационарный режим генерации достигался с неоптимальной длиной резонатора ( $L = 1,6$  м). При дальнейшем увеличении длины резонатора значительно падала энергия генерации вследствие больших термооптических деформаций кристалла Nd:Cr:GSGG, поэтому для получения квазистационарного режима генерации (рис. 11) требовалась более тщательная юстировка всех элементов резонатора, чем для Nd:YAG лазера. Развитие спектра генерации во времени Nd:Cr:GSGG лазера (рис. 11, в) было аналогичным развитию спектра Nd:YAG лазера [13, 14]. Селекция мод и перестройка длины волны излучения производилась с помощью эталона Фабри-Перо с областью дисперсии 1,88 нм и коэффициентами пропускания зеркал 0,2. Была получена перестройка длины волны генерации в диапазоне 1,2 нм. Одночастотная генерация (рис. 11, г) достигалась с помощью дополнительного селектора-эталона с областью дисперсии 0,56 нм.

Таким образом, генерация ионов неодима (в режиме  $TEM_{00q}$

мод) в кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната с хромом, как в силикатных и фосфатных стеклах [13], иттриево-алюминиевом гранате [13,14], бериллате лантана [18] и других, происходит всегда в квазистационарном режиме в обычных условиях при устранении влияния грубых технических возмущений резонатора.

#### 4. Режим гигантского импульса

Пассивная модуляция добротности резонатора лазера Nd:Cr:GSGG производилась затворами на кристаллах  $\text{LiF:F}_2^-$  [19]. Длительность и форма гигантских импульсов контролировалась с помощью коаксиального фотоэлемента ФК-20 и осциллографа С7-10А.

Максимальная энергия генерации гигантских импульсов излучения лазеров достигалась при оптимизации коэффициентов пропускания пассивного затвора  $T_{\text{пз}}$  и выходного зеркала резонатора  $T_2$ . Энергия излучения измерялась для одиночного гигантского импульса до появления второго, порог выхода в генерацию которого составлял  $1,2 - 1,3 E_{\text{п}}$  от порога генерации одиночного импульса. Для Nd:YAG лазера зависимости энергии генерации от коэффициентов имели четко выраженные максимумы, при которых достигалась наибольшая энергия генерации (рис. 12). В случае Nd:Cr:GSGG лазера таких максимумов не наблюдалось даже при предельно возможных значениях коэффициентов  $T_2$  и  $T_{\text{пз}}$  (рис. 13).

С увеличением энергии накачки линейно росло число гигантских импульсов и энергия излучения возрастала пропорционально энергии излучения одиночного импульса. При больших накачках количество гигантских импульсов увеличивалось до 10-15 с суммарной энергией излучения порядка энергии свободной генерации. При увеличении длины резонатора энергия излучения гигантского импульса линейно уменьшалась, а длительность возрастала от 10 до 15 нс.

Без селекции продольных мод в интегральном спектре генерации наблюдалось несколько мод. При использовании резонансного отражателя из двух сапфировых подложек в качестве выходного зеркала была получена устойчивая одночастотная генерация гигантских импульсов излучения в исследованных лазерах. Применение дополнительного селектора-эталона Фабри-Перо позволило осуществить плавную перестройку длины волны излучения в диапазонах 0,3 нм (Nd:Cr:GSGG) и 0,2 нм (Nd:YAG).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Жариков Е. В., Житнюк В. А., Зверев Г. В. и др. Квант. электрон., 1983, т. 9, N 12, с. 2531-2533.
2. Pruss D., Huber G, Beimowski A., et al. Appl. Phys. B, 1982, v.28, p.355.
3. Жариков Е. В., Ильичев Н. М., Лаптев В. В. и др. Квант. электрон., 1983, т. 10, N 1, с. 140-144.
4. Жариков Е. В., Житкова М. Б., Зверев Г. В. и др. Квант. электрон., 1983, т. 10, N 10, с. 1961-1963.
5. Добровольский А. В., Доркин А. С., Житкова М. Б. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, N 7, с. 1349-1350.
6. Жариков Е. В., Лаптев В. В., Остроумов В. Г. и др. Квант. электрон., т. 11, N 8, с. 1565-1574.
7. Reed E., Guch S.J. "Tunabl. Solid State Lasers Remote Senc. Proc. NASA Conf., Stanford, Oct. 1984", Berlin, 1985, p.112-114.
8. Беренберг В. А., Бученков В. А., Евстигнеев В. Л. и др. Квантовая электрон., 1986, т. 13, N 11, с. 2203-2207.
9. Caird J.A., Shinn M.D., Kirchoff T.A. et al. Appl. Optics, 1986, v.25, p.4294-4304.
10. Sumida D.S., Rockwell D.A., Mangir N.S. IEEE J. Quant. Electron, 1988, v.QE-24, N 6, p.985-994.
11. Brauch U., Muckenschabei J. Optics Communs., 1989, v.73, p.62-66.
12. Остроумов В. Г., Щербаков И. А. Квант. электр. 61989, т. 16, с. 2413-2415.
13. Анциферов В. В. Препринт СФТИ-4, Сухуми, 1980, 33 с.
14. Анциферов В. В., Голяев Ю. Д. Оптика и спектр, 1982, т. 52, N4, с. 706-712.
15. Сычугов В. А., Шипуло Г. П. ФТТ, 1968, т. 10, N9, с. 2821-2824.
16. Kushida T. Phys. Rev., 1969, v.185, N 2, p.500-508.
17. Анциферов В. В. Авторефератканд. дисс., 1973, ИФП СО АН, Новосибирск.
18. Анциферов В. В., Алимпиев А. И., Иванов Е. В. Электрон. техника, сер. 11, 1991, вып. 2(58), с. 6-9.
19. Майоров А. П., Макуха В. К., Смирнов В. А. и др. ЖТФ, 1981, т. 51, N 11, с. 2391-2392.

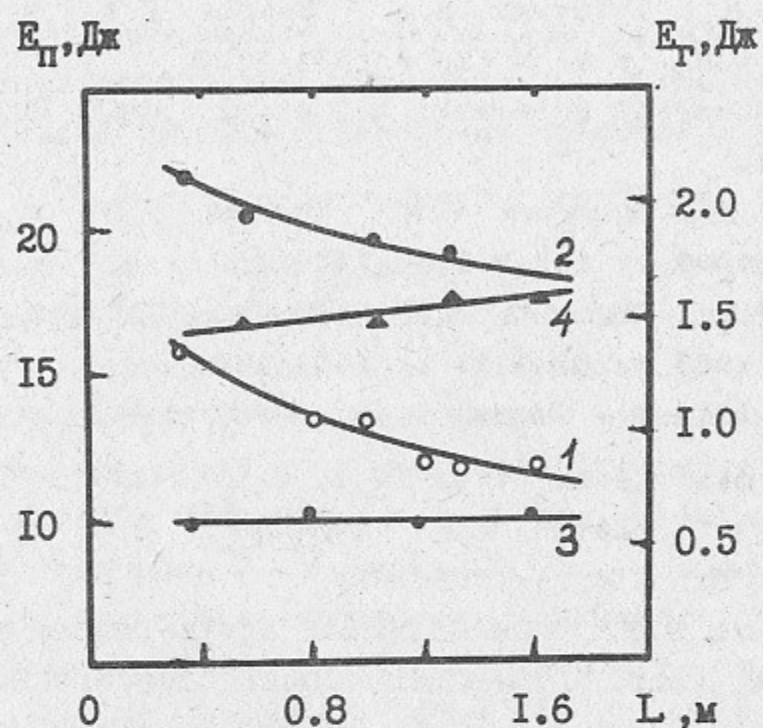


Рис. 1. Зависимости энергии генерации  $E_T$  /1,2/ и пороговой энергии накачки  $E_P$  /3,4/ для  $Nd : Cr : GSGG$  от длины резонатора  $L$  :

$T_2 = 0.5$  /1,3/ и  $0.96$  /2,4/,  $E_H = 300$  Дж,  $T = 20^\circ C$  .

$E_T, Дж$   $\varphi \cdot 10^{-4}, рад$

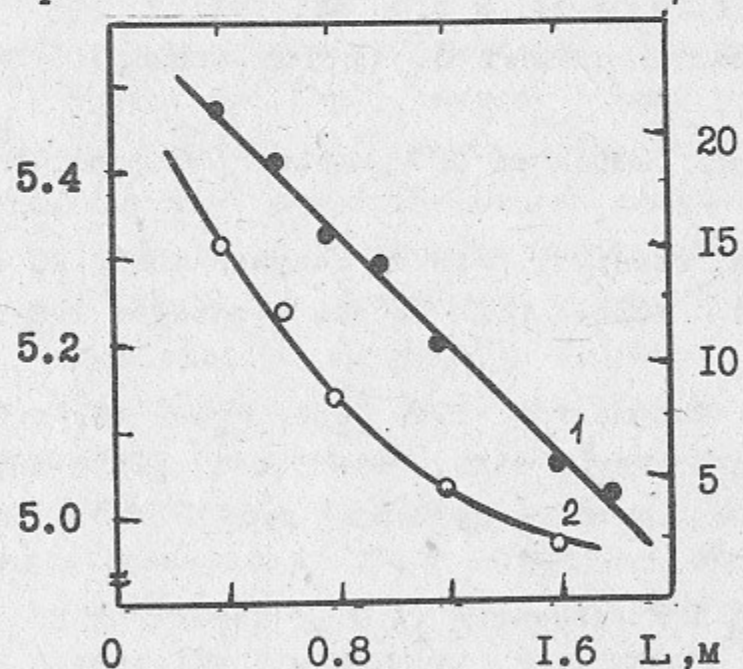


Рис. 2. Зависимости энергии генерации  $E_T$  /1/ и угла расходимости излучения  $\varphi$  /2/ для  $Nd : YAG$  от длины резонатора ;  $T_2 = 0.5$ ,  $E_H = 300$  Дж,  $T = 20^\circ C$  .

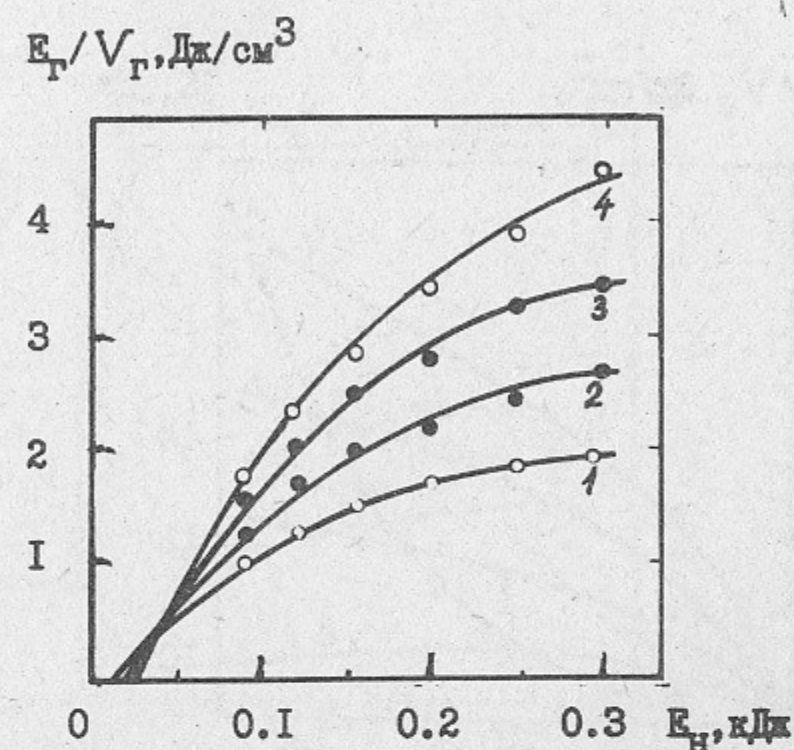


Рис. 3. Зависимости удельных энергий генерации  $E_T/V_T$  лазера  $Nd : Cr : GSGG$  от энергии накачки  $E_H$  при различных

$T_2 = 0.2$  /1/,  $0.5$  /2/,  $0.75$  /3/ и  $0.96$  /4/;

$L = 30$  см,  $T = 20^\circ C$  .

$E_T/V_T, Дж/см^3$

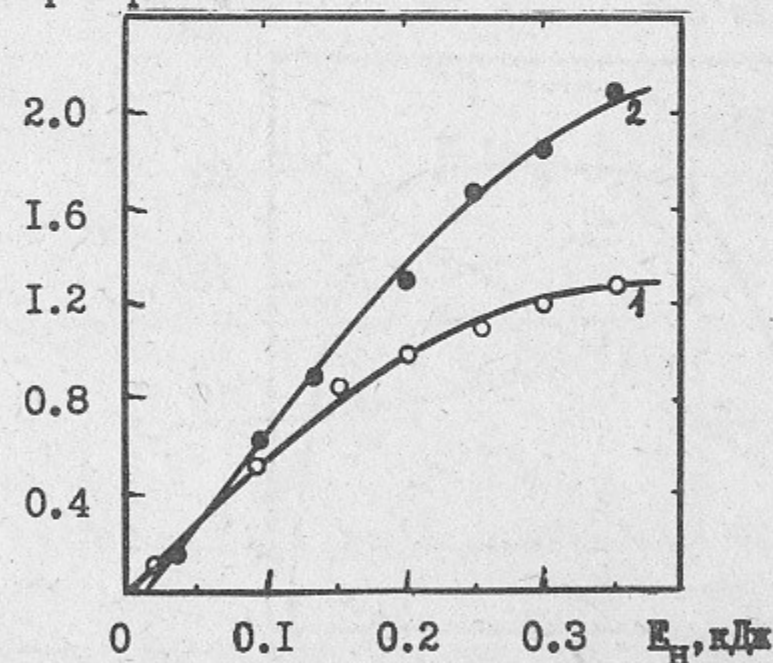


Рис. 4. Зависимости удельных энергий генерации  $E_T/V_T$  лазера  $Nd : YAG$  от энергии накачки  $E_H$  для различных  $T_2=0.1$  /1/;  $0.3$ ,  $0.5$ ,  $0.7$  /2/;  $L = 30$  см,  $T = 20^\circ C$  .

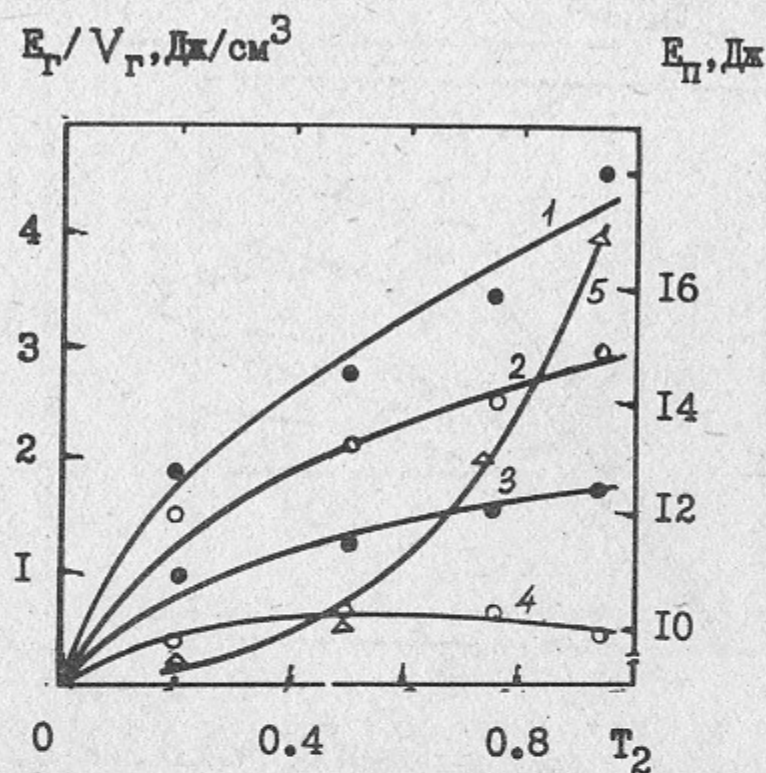


Рис. 5. Зависимости удельных энергий генерации  $E_T/V_T/1-4/$  и пороговой энергии накачки  $E_{II}/5/$  для  $Nd:Cr:GSGG$  от коэффициента  $T_2$  при различных  $E_H = 300/1/, 160/2/, 90/3/$  и  $40$  Дж/4/;  $L = 30$  см,  $T = 10^\circ C$ .

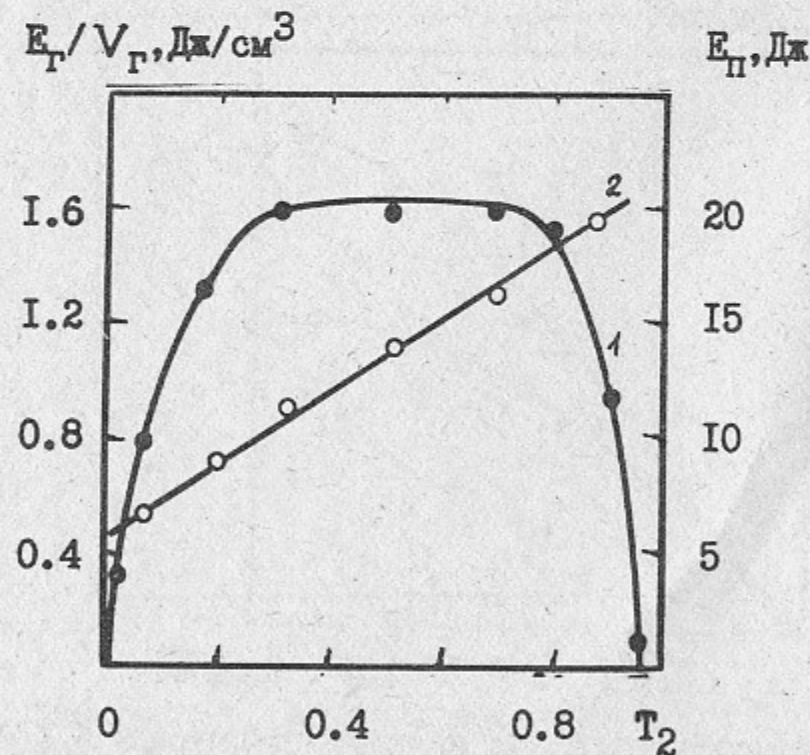


Рис. 6. Зависимости удельной энергии генерации  $E_T/V_T/1/$  и пороговой энергии накачки  $E_{II}/2/$  для  $Nd:YAG$  от коэффициента  $T_2$ ;  $E_H = 250$  Дж,  $L = 30$  см,  $T = 10^\circ C$ .

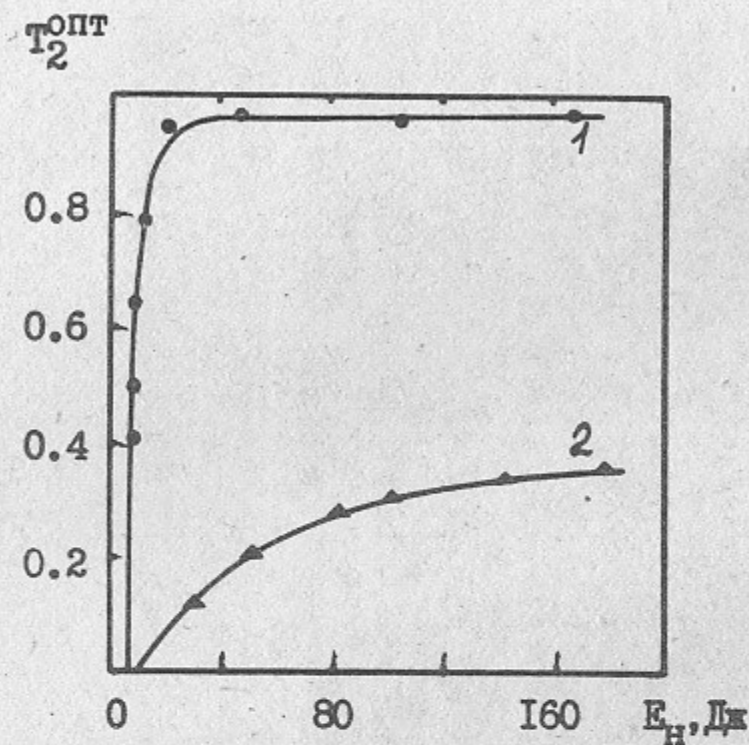


Рис. 7. Зависимости оптимальных коэффициентов пропускания  $T_2^{OPT}$  выходного зеркала от энергии накачки  $E_H$  для  $Nd:Cr:GSGG$  /1/ и  $Nd:YAG$  /2/.

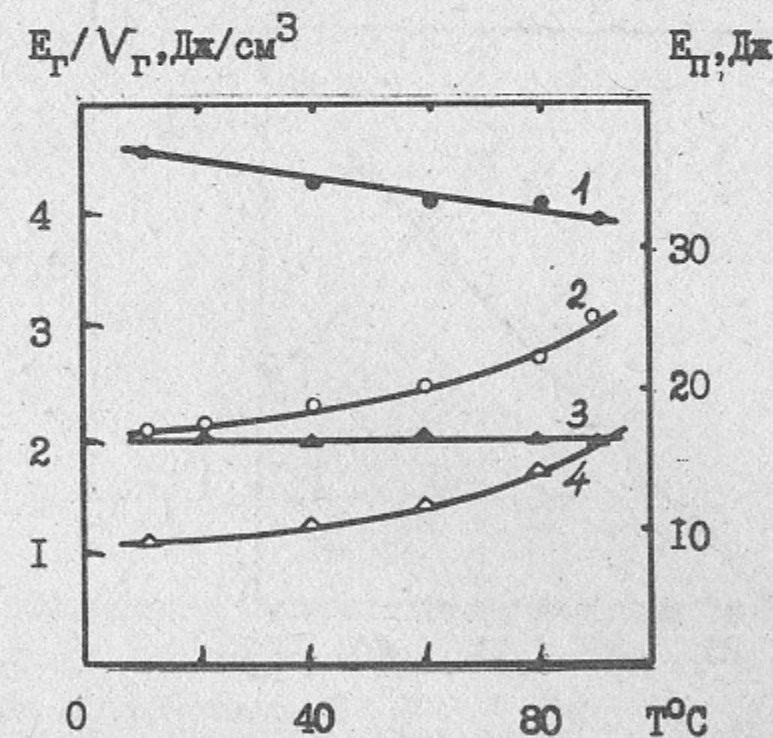


Рис. 8. Зависимости удельных энергий генерации  $E_T/V_T/1,3/$  и пороговых энергий накачки  $E_{II}/2,4/$  от температуры кристаллов  $Nd:Cr:GSGG$  /1,2/ и  $Nd:YAG$  /3,4/:  $T_2 = 0.96$  /1,2/ и 0.3/3,4/,  $L = 30/1,2/$  и  $40$  см /3,4/;  $E_H = 300$  Дж.

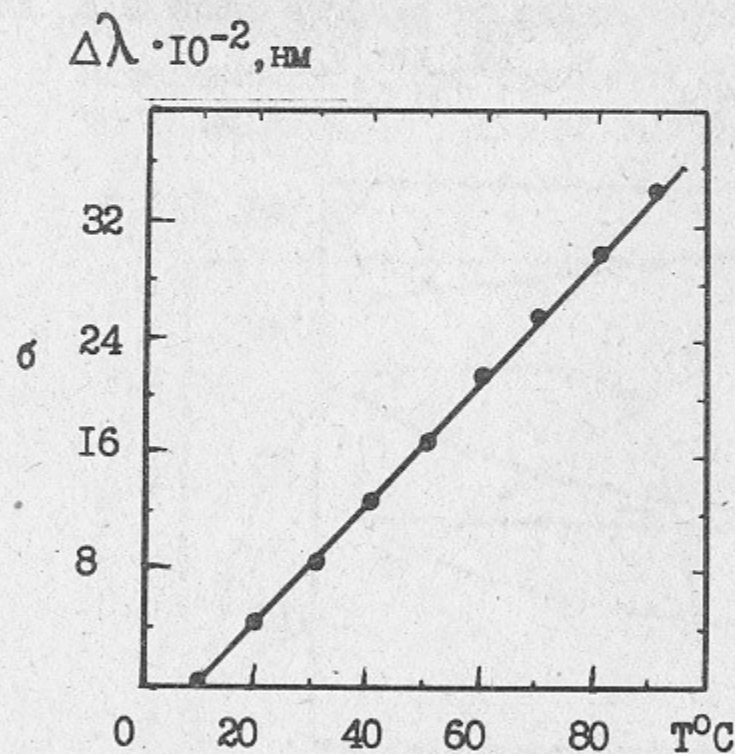
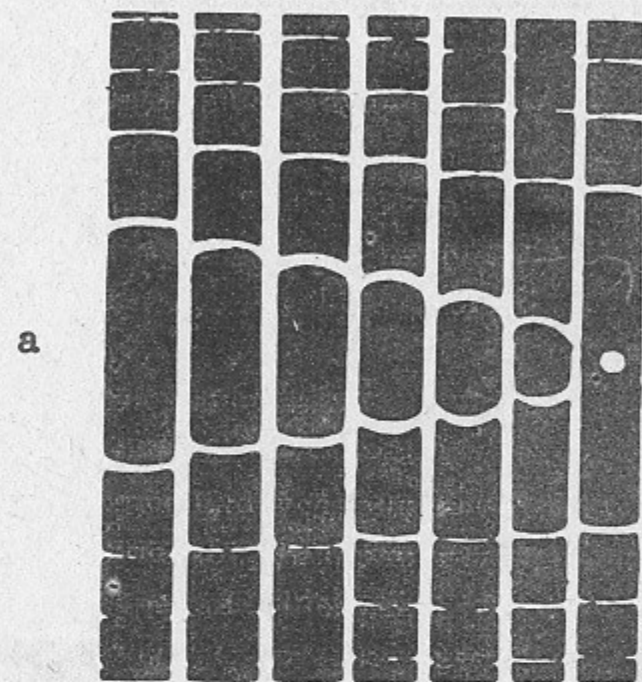


Рис. 9. а -- последовательность интерферограмм спектров квазистационарной генерации Nd : YAG при различных температурах кристалла  $T = 10, 30, 40, 60, 70, 80, 90^\circ\text{C}$ . Область дисперсии эталона Фабри-Перо  $-0.566$  нм.  $L = 2\text{м}$ ,  $E_H = 250\text{Дж}$ ; б-зависимость смещения длины волны генерации от температуры кристалла.

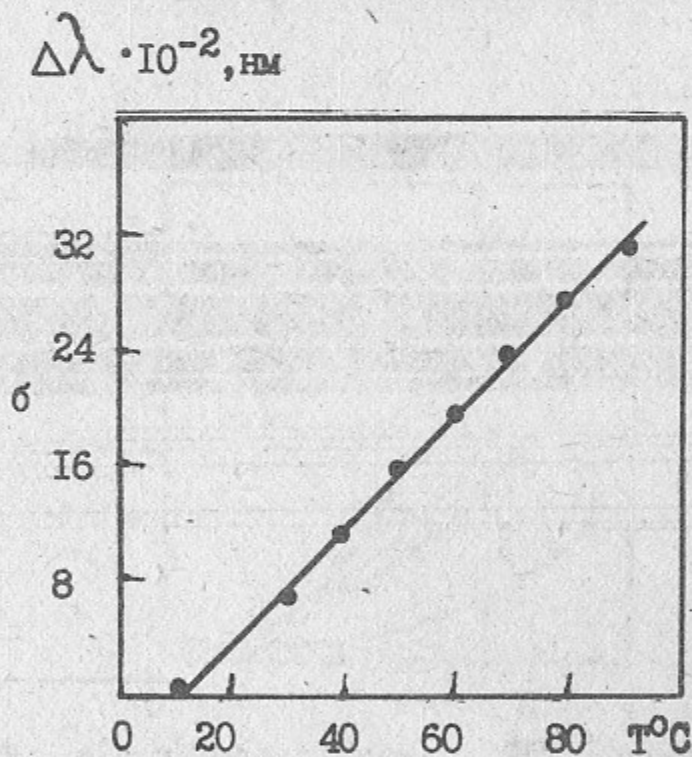
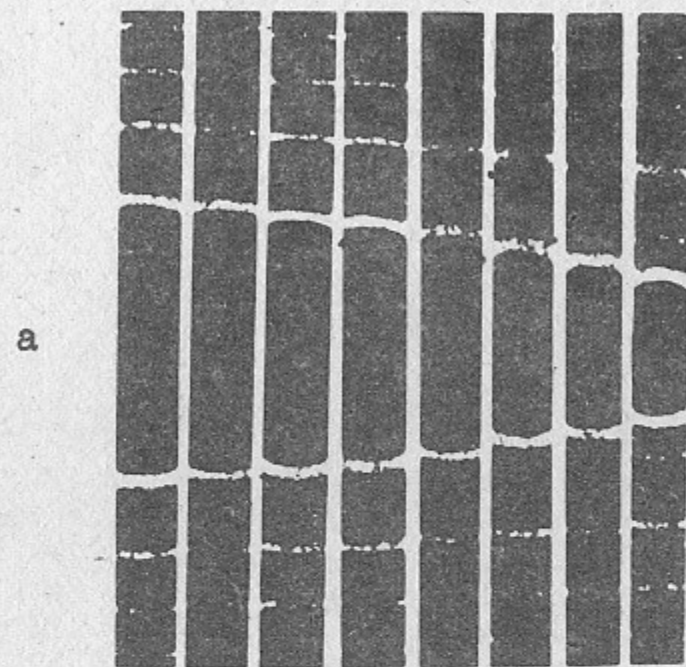


Рис. 10. а-последовательность интерферограмм спектров квазистационарной генерации Nd:Cr : GSGG при различных температурах кристалла  $T = 10, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90^\circ\text{C}$ . Область дисперсии эталона Фабри-Перо  $-0.566$  нм.  $L = 1.6\text{м}$ ,  $E_H/E_{II} = 2$ ,  $E_{II} = 10$  Дж. б-график зависимости смещения длины волны генерации от температуры кристалла.



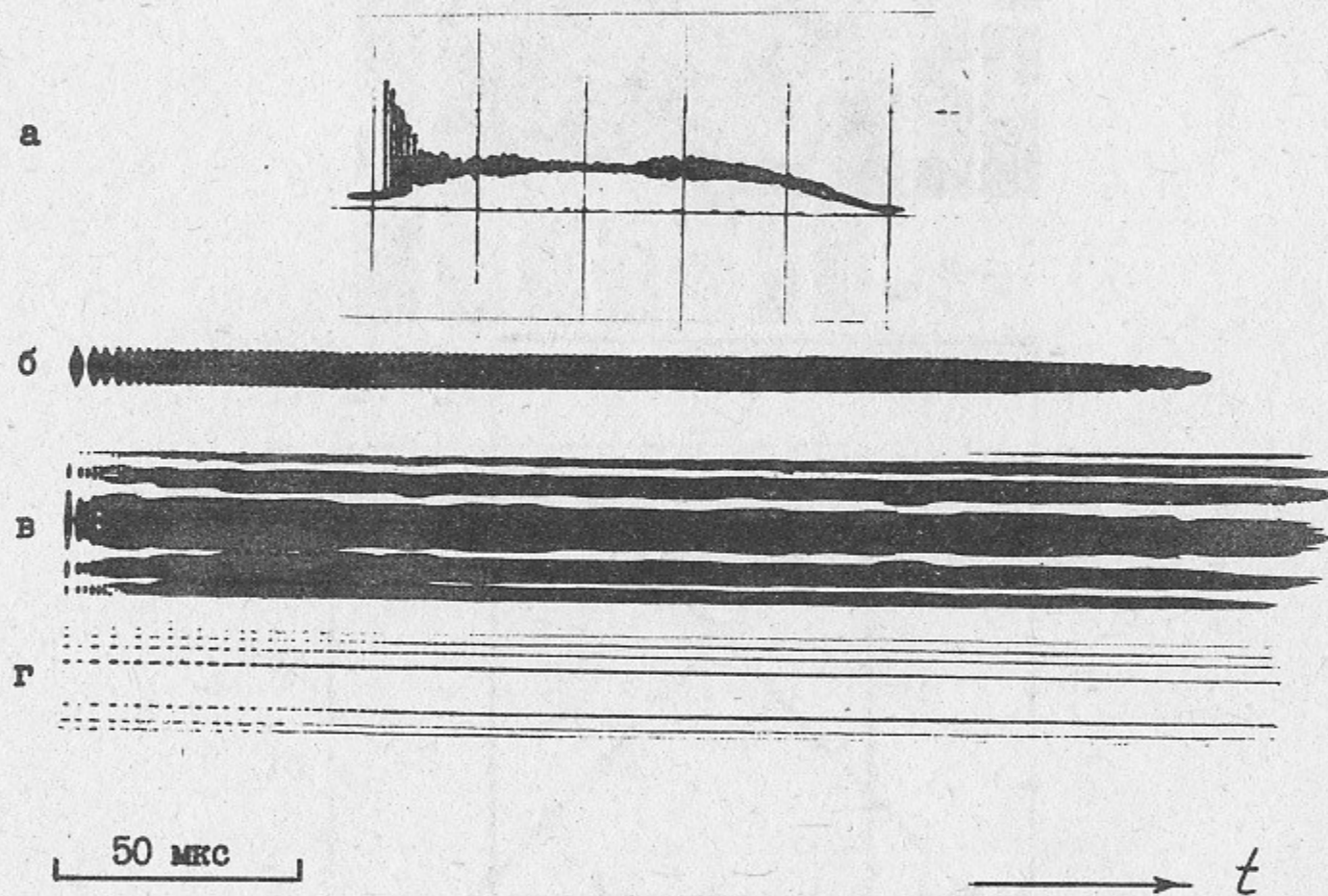


Рис. 11. Параметры генерации  $TEM_{000}$  мод лазера  $Nd:Cr : GSGG$  :  
 а-осциллограмма интенсивности излучения, масштаб 50 нс/дел;  
 б-временная развертка ближней зоны излучения;  
 в, г-временные развертки спектра генерации без селекции  
 продольных мод /в/ и при их селекции /г/; области диспер-  
 сии эталонов Фабри-Перо- 0.113 нм/в/ и 0.019 нм/г/,  
 $E_H/E_{II} = 5$ ,  $L = 160$  см .

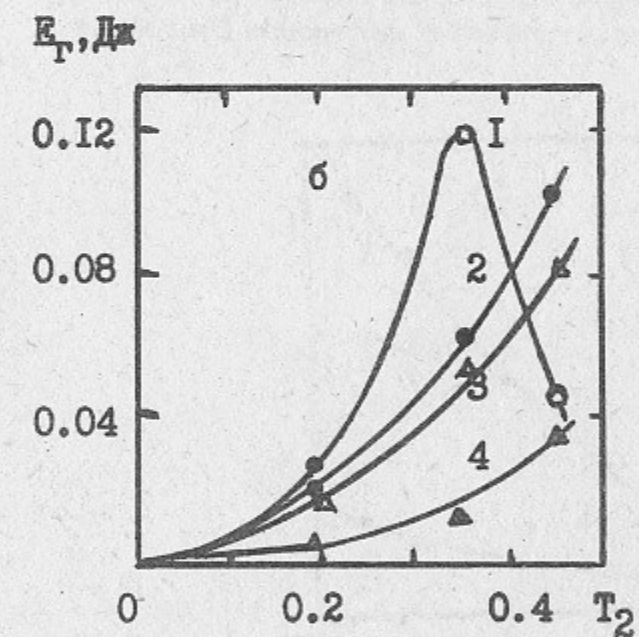
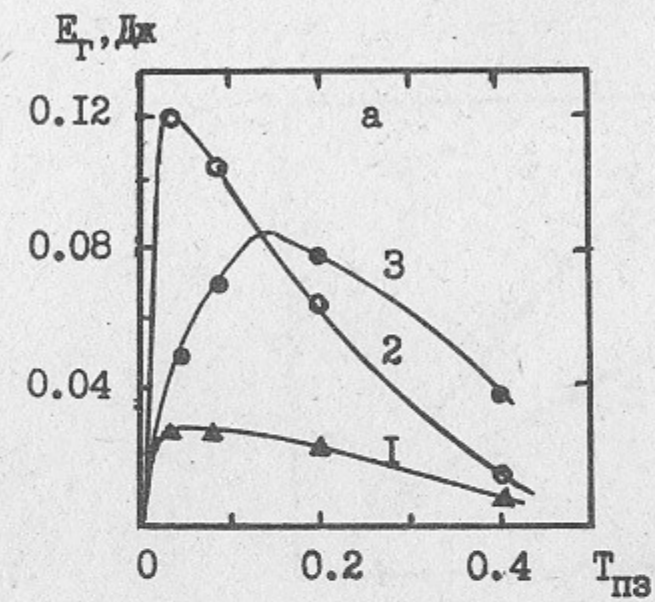


Рис. 12. Зависимости энергии генерации гигантских импульсов излу-  
 чения лазера  $Nd : YAG$  от коэффициентов пропускания пассив-  
 ного затвора  $T_{ПЗ}$ /а/ и зеркала резонатора  $T_2$ /б/ при раз-  
 личных  $T_{ПЗ} = 0.2/1/, 0.35/2/, 0.45/3/$  --/а/ и  $T_2 = 0.04/1/,$   
 $0.08/2/, 0.2/3/$ , и  $0.4/4/$  --/б/.  $L = 40$  см,  $E_H = 1.2 E_{II}$ .

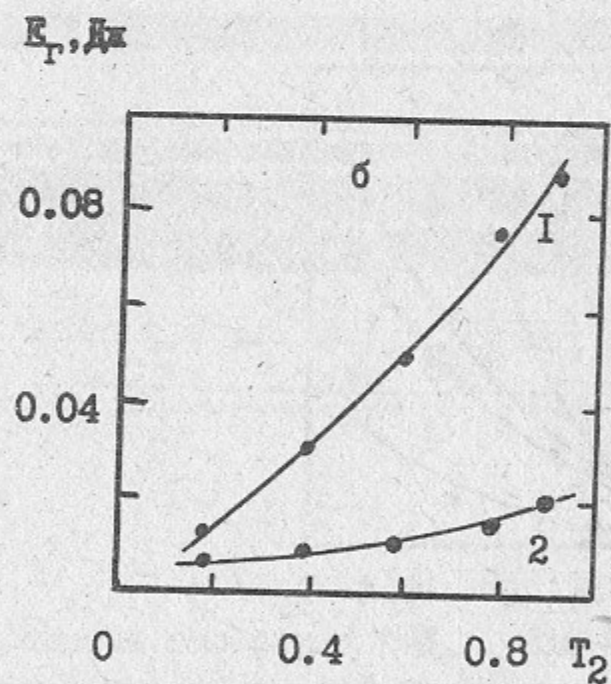
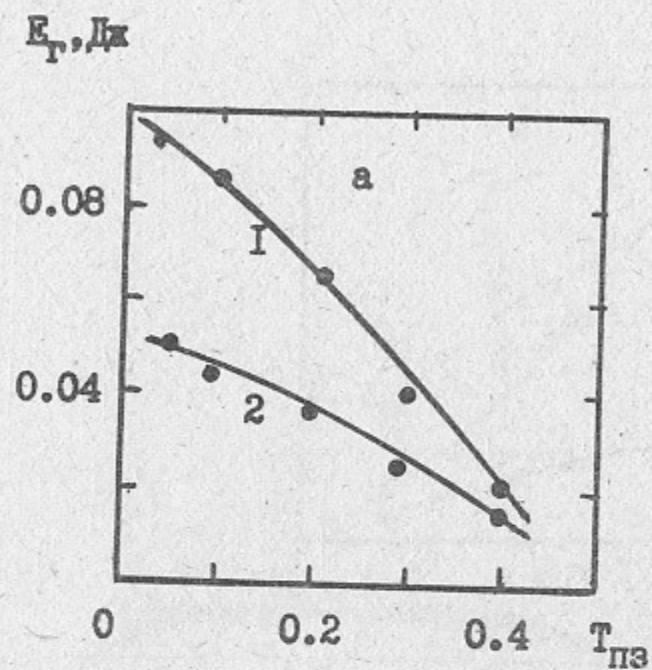


Рис.13. Зависимости энергии генерации гигантских импульсов излучения лазера  $Nd : Cr : GSGG$  от коэффициентов пропускания пассивного затвора  $T_{пз}$ /а/ и зеркала резонатора  $T_2$ /б/ при  $T_{пз} = 0.96$  /1/ и  $0.5$  /2/--/а/ и  $T_2 = 0.04$  /1/ и  $0.4$  /2/--/б/.  
 $L = 40$  см,  $E_H = 1.2 E_{п}$ .

В.В. Анциферов, Е.В. Иванов, Г.И. Смирнов

Динамика и параметры  $Nd:Cr:GSGG$  лазера в режимах свободной генерации и гигантского импульса

ИЯФ 93-105

Подписано в печать 26.11.1993 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.

Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 105

Обработано на IBM PC и отпечатано на

роталпринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.