

УДК 533.903

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ИСТОЧНИКА ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ KrF ЛАЗЕРА

В. Д. Зворыкин, И. Г. Лебо, В. Б. Розанов

Обсуждается иницирование эффективных термоядерных реакций в конических мишенях с помощью ультрафиолетового лазера. Рассмотрена возможность создания драйвера на основе KrF лазера, генерирующего составные импульсы излучения с длительностью ~ 100 нс для ускорения и сжатия мишеней и длительностью 10 – 100 пс для иницирования термоядерных реакций.

KrF лазеры с электронно-пучковой накачкой сочетают высокую эффективность (достигнутый полный КПД 2%, планируемый – 7%), короткую длину волны (248 нм) и большую ширину спектра генерации (~ 200 см⁻¹) [1, 2] с принципиальной возможностью работы при частоте повторения импульсов несколько Гц [3], а также выходной энергией до 500 кДж для одного лазерного модуля с активным объемом 40 м³ [4]. Все это вместе привлекает к ним пристальное внимание, как перспективным установкам для исследования лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) [5 – 8] и возможным драйверам для термоядерных электрических станций [9 – 11].

Так как малое время жизни возбужденного состояния молекулы KrF ($\tau_c \sim 2$ нс) не позволяет накапливать энергию в усилителях за характерные времена накачки $\tau_p = 100 - 500$ нс, обычно применяется угловое мультиплексирование импульсов требуемой длительности ($\tau \sim 5$ нс) и квазинепрерывное усиление полученного пучка, в котором отдельные импульсы проходят через усилитель каждый вдоль своего направления и затем, после компенсации разности хода, сводятся одновременно на мишени [5 – 8]. В сочетании с методом индуцированной некогерентности [8], позволяющим получать гладкие профили распределения в фокальном пятне, сложение большого числа пучков обеспечивает высокую однородность облучения мишеней, необходимую в схемах прямого сжатия. К тому же УФ длина волны и широкий спектр излучения благоприятны для эффективного поглощения в плазме и подавления плазменных неустойчивостей [5].

Так как число усиливаемых импульсов может достигать нескольких сотен, то в таких схемах используется очень большое количество зеркал и других оптических элементов, что значительно удорожает установку [12]. Сокращение числа пучков путем суммирования импульсов с помощью вынужденного комбинационного рассеяния, по-видимому, перспективно для временного профилирования специальных импульсов с резким обострением, необходимых для адиабатического сжатия мишеней, либо получения высокого контраста для импульсов пикосекундного диапазона длительностей [2, 6].

В работе [13] обсуждалась схема отдельного нагрева и сжатия горючего в конических мишенях. В [14] было показано, что с помощью длинноимпульсного (время импульса $\tau \sim 100$ нс) KrF лазера с обостренным импульсом, в принципе, можно ускорять тонкие слои – “ударники” в конических каналах до скоростей ~ 400 км/с (либо два “ударника” в двухсторонних конических мишенях, летящих навстречу друг другу со скоростями 200 км/с). При ударе о мишень, содержащую ДТ-горючее, в этом случае можно было бы достичь температур на уровне 5–6 кэВ и инициировать значительный нейтронный выход (на уровне 10^{16} – 10^{17} за импульс). Создание такого нейтронного источника представляет интерес в исследованиях по лазерному термоядерному синтезу (в качестве “драйвера” для гибридных ядерно-термоядерных реакторов [11, 15]), а также для различных прикладных задач.

В последние годы в печати обсуждается возможность отдельного сжатия термоядерного горючего в сферических мишенях до больших плотностей и его подогрев на конечной стадии [16, 17]. В принципе, это позволило бы в 5–10 раз понизить энергетические затраты на инициирование термоядерных реакций. Однако вопрос о практической реализации этой идеи в настоящее время пока не решен.

В настоящей работе предложена концепция ускорения тонких оболочек и сжатия горючего в конических мишенях с помощью длинных импульсов излучения ультрафиолетового лазера и последующего разогрева сжатого горючего и инициирования термоядерных реакций короткими мощными импульсами. Рассмотрена также возможность одновременного усиления составных импульсов (длинный + короткий) в широкоапертурном KrF усилителе. Обсуждается возможность экспериментальной проверки данного подхода на KrF лазерной установке “Гарпун” [18].

Оценки параметров конической термоядерной мишени. Особенностью конических мишеней является то обстоятельство, что инициирование термоядерных реакций в них возможно лишь за фронтом падающей ударной волны, в то время как в сферических ми-

шениях инициирование может происходить и после отражения ударных волн от центра. Дело в том, что не существует материала для стенок, способных удержать разогретое термоядерное горючее. Конечная скорость оболочки в этом случае должна быть приблизительно в два раза больше, чем при инициировании реакций в сферической мишени (то есть на уровне 400 км/с).

При заданной массе термоядерного горючего протяженность области ускорения оболочки в конической мишени возрастает по сравнению со сферической. Это приводит к тому, что при фиксированной конечной скорости слоя увеличивается длительность стадии ускорения, то есть при средней скорости $100 - 200 \text{ км/с}$ это время составляет $50 - 100 \text{ нс}$ на расстоянии $\sim 1 \text{ см}$.

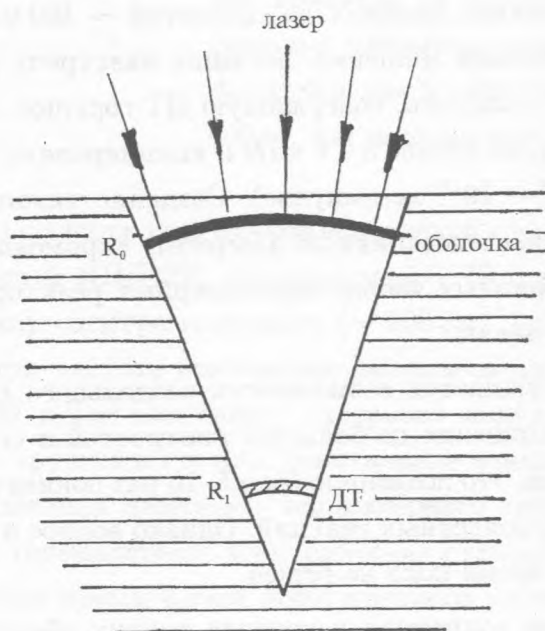


Рис. 1. Схема конической мишени.

На рис. 1 показана схема такой мишени. Внешний ускоряемый лазером слой ("ударник") движется вдоль конического канала длиной $\sim 1 \text{ см}$. В вершине конуса расположен слой ДТ-льда (либо пористого материала, заполненного ДТ-жидкостью). Ударная волна, образованная "ударником", создает предварительный нагрев и сжатие горючего.

По мере подлета "ударника" происходит дожатие горючего и деформация стенок конуса. Дополнительный нагрев горючего второй частью составного импульса позволяет повысить нейтронный выход в таких системах.

Для определения скорости полета и гидродинамического КПД "ударника" были проведены одномерные расчеты в сферической геометрии по программам "РАПИД-1" [19] и "Диана" [20]. Мишени облучались лазерными импульсами с линейным нарастанием мощности и длительностью 100 нс. В таблице приведены результаты таких расчетов для конусов с углом раствора при вершине $\pi/4$ (полагалось, что на этой стадии можно пользоваться секторным приближением, а влияние стенок не учитывалось). Параметры мишеней подбирались таким образом, чтобы на конечной стадии максимальная плотность горючего не превосходила 10 – 15 г/см³ (то есть возможной плотности стенки). Вообще говоря, на стадии торможения ударника будут развиваться два конкурирующих процесса – стремление "выдавить" стенки за счет повышенного давления в горючем и, из-за выравнивания температуры электронным потоком, – стремление стенок конуса сжать горючее. В одномерном расчете эти эффекты не учитываются.

В таблице R_0 – внутренний радиус ударника, Δ_0 – толщина ударника, ρ_{sh} – плотность ударника (рассматривались два материала – алюминий с плотностью 2,7 г/см³, и медь с плотностью 8,93 г/см³), R_1 – внешний радиус ДТ-слоя, Δ_1 – толщина слоя горючего, E_L – энергия лазерного импульса, t_{col} – время коллапса, ρ_f – средняя плотность горючего в момент коллапса, T_i – средняя по области температура ионов, Y_n – нейтронный выход.

Т а б л и ц а 1

R_0	Δ_0	ρ_{sh}	R_1	Δ_1	E_L	t_{col}	ρ_f	T_i	Y_n
см	мкм	г/см ³	см	мкм	кДж	нс	г/см ³	кэВ	10 ¹⁶
1	21,55	8,93	0,2	275	570	119	8,5	6	11
1	15	8,93	0,2	200	570	102	6,3	6,4	8,5
1	15	8,93	0,2	200	300	127	5,5	3	4
1	50	2,7	0,2	200	300	137	7	2,1	0,6
1	30	2,7	0,2	150	300	106	3,2	4,3	5,0

В расчетах не учитывались потери на ионизацию и перенос энергии излучением. Можно ожидать, что наряду с двумерными эффектами, это приведет к снижению нейтронного выхода. Тем не менее эти расчеты показывают, что на уровне энергии 0,3 – 0,5 МДж можно достичь нейтронного выхода на уровне 10¹⁵ – 10¹⁶ в конических мишенях.

На рис. 2а показаны распределения скорости вещества по массовой координате $M = 4\pi \int \rho r^2 dr$ для варианта, приведенного в последней строке таблицы. Так как расчеты выполнены для сферы, то при пересчете массовой координаты в конусе M необходимо домножать на $\Omega/4\pi$, где Ω – телесный угол конуса, равный $\Omega = 0,0376 \cdot 4\pi$ для угла раствора при вершине $\pi/4$. В центре – горючее, "ударнику", летящему со скоростью 200 км/с, соответствует область $M \leq 0,05$ г, далее следует разлетающаяся наружу корона.

На рис. 2б показаны распределения плотности ДТ-горючего по радиусу в моменты времени 100 и 105,8 нс. На стадии свободного полета (100 нс) горючее летит с малой плотностью. В момент удара о стенку плотность резко нарастает (максимальная плотность достигает более 10 г/см^3 , а средняя $\approx 3 \text{ г/см}^3$).

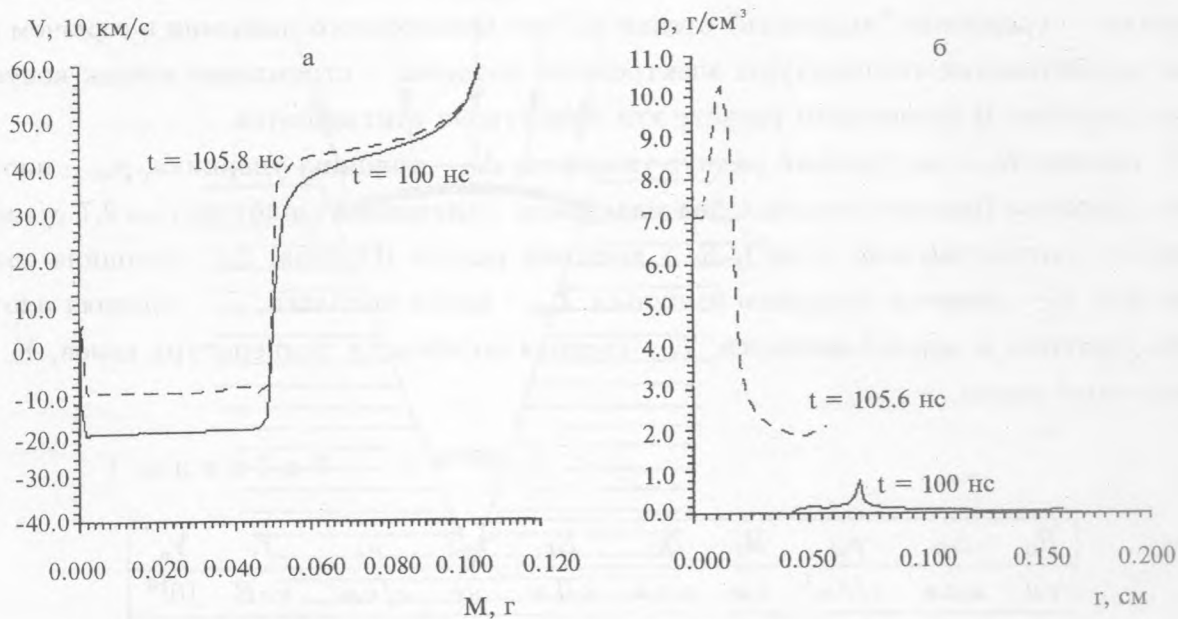


Рис. 2. а). Распределение скорости вещества по массовой координате в моменты времени 100 (сплошная линия) и 105,8 нс (пунктирная линия). б). Зависимости плотности ДТ-горючего от радиуса в центральной области мишени в моменты времени 100 и 105,6 нс.

Если энергия во втором коротком импульсе будет введена в горючее достаточно быстро, так что стенки конуса из тяжелого элемента не успеют сместиться на большое расстояние, то это позволит дополнительно нагреть горючее и повысить выход нейтронов. Легко оценить, что при массе сжатого горючего $M \sim 50 \text{ мкг}$ дополнительный

нагрев на $\Delta T \sim 2 - 4 \text{ кэВ}$ потребует затрат энергии $C_V M \Delta T = 10 - 20 \text{ кДж}$. Время инерциального удержания $t \approx R_f / c_s$, где $R_f \approx 100 - 300 \text{ мкм}$ – размер сжатого горючего, $c_s \approx 600 \text{ км/с}$ – скорость звука при температуре 5 кэВ , откуда следует, что указанная выше энергия должна быть введена за времена короче 10^{-10} с .

Нерешенными проблемами описанной выше схемы являются подвод дополнительной энергии к горючему через плотные слои оболочки [17] и устойчивое ускорение оболочки в конических каналах. Отметим лишь, что имеется опыт ускорения тонких слоев в цилиндрических и конических каналах с помощью Nd лазера с длительностью импульса $\sim 40 \text{ нс}$ (см. [21]).

Принципы создания составного импульса в мощном KrF лазере. Предложенная выше схема отдельного сжатия и нагрева ДТ горючего с помощью составного лазерного импульса может существенно упростить установку для ЛТС, если усиление обоих импульсов будет происходить в одних и тех же эксимерных модулях. Для оценки возможных параметров рассмотрим локальные характеристики KrF усилителя, которые качественно не отличаются от интегральных при обычном двухпроходном усилении.

Усиление длинных импульсов ($\tau \gg \tau_c$) в активной среде KrF лазера описывается тремя основными параметрами: коэффициентом усиления слабого сигнала g_0 , коэффициентом ненасыщаемого поглощения α и интенсивностью насыщения I_s [1, 22]. Величины g_0 и α пропорциональны удельной мощности накачки в единицу объема активной среды W , а их отношение слабо зависит от W и лежит в диапазоне $g_0/\alpha = 10 - 20$. При типичных для больших усилителей условиях накачки $I_s \approx 1 \text{ МВт/см}^2$. Произведение $g_0 I_s$ определяет удельную мощность возбуждения верхнего лазерного состояния молекулы KrF , а отношение $g_0 I_s / W = \eta_p \approx 0,25$ – эффективность возбуждения. Максимальная эффективность извлечения лазерной мощности из активной среды $\eta_{ext} = [1 - (\alpha/g_0)^{1/2}]^2$ и, соответственно, эффективность лазера $\eta = \eta_p \eta_{ext}$ достигаются при интенсивности излучения $I_{opt} = I_s [(g_0/\alpha)^{1/2} - 1]$. Для импульсов с длительностью $\tau = 100 \text{ нс}$ и указанного диапазона g_0/α оптимальные значения плотности энергии $E_{opt} = I_{opt} \tau$ составляют $220 - 350 \text{ мДж/см}^2$ при $\eta_{ext} = 46 - 61\%$ и эффективности преобразования мощности накачки в излучение $\eta = 12 - 15\%$.

При некогерентном усилении коротких импульсов ($\tau < \tau_c$) населенность возбужденного состояния молекулы KrF не успевает возобновляться накачкой и параметр I_s заменяется на плотность энергии насыщения $E_s = I_s \tau_c \cong 2 \text{ мДж/см}^2$ [2,21]. Оптимальная величина плотности энергии $E_{opt} = E_s \ln(g_0/\alpha) = 4,6 - 6,0 \text{ мДж/см}^2$ обеспечивает наибольшую эффективность извлечения энергии из активной среды $\eta_{1ext} =$

$1 - (\alpha/g_0)[1 + \ln(g_0/\alpha)] = 67 - 80\%$. Здесь η_{1ext} - отношение приращения плотности энергии излучения на единице длины усилителя к удельной энергии, запасенной в единице объема активной среды. Одиночный импульс снимает инверсию, накопленную за ограниченное время τ_c , вследствие чего эффективность по отношению к полной энергии накачки, прошедшей через верхние лазерные уровни, мала: $\eta_{ext} = (\tau_c/\tau_p)\eta_{ext}$.

При усилении цуга коротких импульсов, отстоящих друг от друга на время Δt , сравнимое с τ_c , каждый последующий импульс усиливается в среде, инверсия в которой еще полностью не восстановилась после прохождения предыдущего импульса, в результате чего коэффициент усиления оказывается ниже, чем для одиночного импульса [24]:

$$g_{\Delta t} = g_0 \frac{1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)}{1 - \exp(-\epsilon) \exp(-\Delta t/\tau_c)}.$$

Здесь $\epsilon = E/E_s$ - относительная плотность энергии в отдельном импульсе. Однако эффективность извлечения лазерной энергии из активной среды, которая зависит от ϵ и соотношения времен $\Delta t/\tau_c$ и равна

$$\eta_{ext} = \frac{1}{\Delta t/\tau_c} \left\{ \frac{[1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)][1 - \exp(-\epsilon)]}{1 - \exp(-\epsilon) \exp(-\Delta t/\tau_c)} - \frac{\alpha\epsilon}{g_0} \right\},$$

будет значительно выше вследствие более полного использования накачки усилителя. Максимальная эффективность достигается при плотности энергии

$$E_{opt} = E_s \ln \{ 2 \exp(-\Delta t/\tau_c) + (g_0/\alpha)[1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)]^2 \}.$$

Для $\Delta t = \tau_c$ имеем $E_{opt} = 3,1 - 4,3 \text{ мДж/см}^2$ и $\eta_{ext} = 38 - 48\%$.

Так как в процессе усиления длинного импульса в среде еще сохраняется инверсия, в ней можно одновременно усиливать и короткие импульсы. Выражения для оптимальных плотностей энергии и эффективностей в этом случае можно получить, учитывая насыщение усиления длинным импульсом излучения с интенсивностью $I = I_{opt} : g = g_0/(1 + I_{opt}/I_s) = (g_0\alpha)^{1/2}$. Короткие импульсы, в свою очередь, также будут модулировать усиление в среде и интенсивность излучения в длинном импульсе. Для одиночных импульсов имеем

$$E_{opt} = \frac{1}{2} E_s \ln(g_0/\alpha) = 2,3 - 3,0 \text{ мДж/см}^2,$$

$$\eta_{1ext} = (\alpha/g_0)^{1/2} \left\{ 1 - (\alpha/g_0)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2} \ln(g_0/\alpha) \right] \right\} = 10\%.$$

Для цуга при $\Delta t = \tau_c$ имеем $E_{opt} = 1,4 - 1,8 \text{ мДж/см}^2$ и $\eta_{ext} = 5,4\%$.

Наиболее простая оптическая схема возникает, если комбинация из длинного (100 нс) и короткого (10 – 100 нс) импульсов усиливается в оконечных каскадах и фокусируется на мишени вдоль одного направления. При насыщении активной среды длинными импульсами подавляется усиленное спонтанное излучение, определяющее предельные размеры усилителей [4]. Несущественной оказывается и проблема контраста для коротких импульсов, накладывающая жесткие ограничения на суммарное усиление вдоль всего тракта [2]. Используя схему мультиплексирования, через один большой усилитель с площадью выходной апертуры $\sim 10 \text{ м}^2$ и длительностью накачки $\sim 1 \text{ мкс}$ [4] можно пропустить 10 таких составных импульсов и получить суммарную энергию 220 – 350 кДж в длинном и 2,3 – 3,0 кДж в коротком импульсах. Чтобы увеличить долю энергии в коротких импульсах, можно несколько снизить интенсивность излучения в длинных импульсах, либо использовать дуги коротких, усиливая их в отдельных пучках и затем комбинируя с длинными в требуемый составной импульс.

В заключение отметим, что некоторые ключевые для реализации данной схемы вопросы могут быть проверены на KrF лазерной установке "ГАРПУН" с энергией излучения 100 Дж, длительностью импульса 100 нс и плотностью потока излучения на мишени $5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ [18, 25, 26]. Прежде всего, это одновременное усиление длинных и коротких импульсов, возможность устойчивого ускорения тонких слоев в цилиндрических и конических каналах до скоростей $\sim 100 \text{ км/с}$ [27] и взаимодействие коротких импульсов с плотной плазмой.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 95-02-05787).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Молчанов А. Г. Теория активных сред эксимерных лазеров. Труды ФИАН, **171**, 54 (1986).
- [2] Shaw M. J. Laser and Particle Beams, **9**, 309 (1991).
- [3] Smiley V. N. Proc. SPIE, **2**, 1225 (1990).
- [4] Sullivan J. A., Allen G. R., Berggren R. R. et al. Laser and Particle Beams, **11**, 359 (1993).
- [5] Harris D. B., Allen G. R., Berggren R. R. et al. Ibid, 323.
- [6] Shaw M. J., Bailly-Salins R., Edwards B. et al. Ibid, 331.
- [7] Owadano Y., Okuda I., Matsumoto Y. et al., Ibid, 347.

- [8] Obenschain S. P., Bodner S. E., Colombant D. et al. *Phys. Plasmas*, **3**, 2098 (1996).
- [9] Sviatoslavsky I. N., Sawan M. E., Peterson R. R. et al. *Fusion Technology*, **21**, 1470 (1992).
- [10] Von Rosenberg C. W., Jr. *Ibid.*, 1600.
- [11] Басов Н. Г., Белоусов Н. И., Гришунин П. А. и др. *Квантовая электроника*, **14**, 2068 (1987).
- [12] Rosocha L. A., Hanlon J. A., McLeod J. et al. *Fusion Technology*, **11**, 497 (1987).
- [13] Феоктистов Л. П. Горизонты ЛТС. В кн. "Будущее науки", Знание, М., 1985.
- [14] Feoktistov L. P., Lebo I. G., Rozanov V. B., and Tishkin V. F. *Proceedings of SPIE*, v. 2770, p. 190. *Laser Optics'95 and ICONO'95. Superintense Laser Fields*.
- [15] Басов Н. Г., Субботин В. И., Феоктистов Л. П. *Вестник Российской академии наук*, **63**, 878 (1993).
- [16] Basov N. G., Gus'kov S. Yu., and Feoktistov L. P. *Journal of Soviet Laser Research*, **13**, 390 (1992).
- [17] Tabak M., Hammer J., Glynsky M. E., Krueer W. L. et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1636 (1994).
- [18] Zvorykin V. D. High power multistage KrF laser system "GARPUN". *Technical Digest of 8th Laser Optics Conference. St. Peterburg, 27 June - 1 July 1995*, p. 144.
- [19] Гуськов С. Ю., Данилов А. Е., Захаренков Ю. А., Лебо И. Г. и др. *Квантовая электроника*, **14**, 2288 (1987).
- [20] Змитренко Н. В., Карпов В. Я., Фадеев А. П., Шпатаковская Г. В. В сб. ВАНТ, сер. Методы и программы численного решения задач математической физики, **2**, 38 (1982).
- [21] "Физические процессы в оболочечных конических мишенях". Труды ИОФАН, т. 36, Наука, М., 1992.
- [22] Эксимерные лазеры. Под ред. Ч. Роудза, М., Мир, 1981.
- [23] Tillemann M. M., Jacob J. H. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 121 (1987).
- [24] Hooker C. J., Ross I. N., Shaw M. J. Annual report of Rutherford Appleton laboratory RAL-87-041. 1987, p. 226.
- [25] Basov N. G., Vakae V. G., Bogdanovskii A. V. et al. *Journal of*

Soviet Laser Research, 14, 326 (1993).

- [26] Zvorykin V. D., Metreveli G. E., Sychugov G. V. Technical Digest of CLEO/Europe'96. Hamburg, Germany, 8 – 13 September 1996, p. 139.
- [27] Зворыкин В. Д., Лебо И. Г., Розанов В. Б., Шпатаковская Г. В. Препринт ФИАН N 41, М., 1996.

Поступила в редакцию 18 апреля 1997 г.