

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ
ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ
С УПРАВЛЯЕМОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
КОГЕРЕНТНОСТЬЮ**

Б. Л. Васин], М. В. Осипов, В. Н. Пузырёв,
А. Т. Саакян, А. Н. Стародуб

Сообщаются результаты экспериментов по преобразованию излучения лазера на неодимовом стекле с управляемой пространственной когерентностью во вторую оптическую гармонику в нелинейном кристалле KDP. Эффективность преобразования исследована в зависимости как от плотности мощности излучения на кристалле, так и от угла поворота кристалла в главной оптической плоскости относительно направления хода излучения. Эксперименты проводились в интервале плотности мощности излучения $I = 0.2 - 3 \text{ ГВт/см}^2$ для числа поперечных мод в резонаторе $N = 100 - 1000$, значениях расходимости излучения $2\theta = 0.5 - 3.5 \text{ мрад}$, ширине спектра излучения 26 \AA и длительности импульса 2.5 нс .

Ключевые слова: генерация второй гармоники, эффективность преобразования, многододовое излучение.

В экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом излучение гармоник основной частоты используется как для воздействия на исследуемую мишень в качестве греющего излучения, так и в диагностических целях [1–3, 4 (стр. 146), 5 (стр. 9)]. Использование излучения оптических гармоник позволяет, в том числе, изолировать лазер от отражённого плазмой излучения и, тем самым, предотвратить разрушение оптических элементов.

В исследованиях, где используются лазеры на неодимовом стекле, излучение основной частоты преобразуется, как правило, во вторую, третью и четвёртую гармоники.

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: starodub@sci.lebedev.ru.

В работах [6–8] были проведены сравнительные эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с веществом на частотах указанных гармоник и основной частоте излучения. Практически во всех работах сообщается о преимуществах более коротковолнового излучения перед излучением на основной частоте.

Для преобразования в оптические гармоники излучения мощных лазеров на неодимовом стекле преимущественно используются нелинейные кристаллы KDP, поскольку они по своим параметрам и характеристикам являются оптимальными [9, стр. 473]. Эффективность преобразования излучения основной частоты в гармоники определяется как характеристиками нелинейного кристалла, так и параметрами основного излучения [9]. На сегодняшний день достигнуты высокие эффективности преобразования [10, стр. 290, 307], а при специальных условиях эксперимента, когда излучение обладает высокой степенью временной и пространственной когерентности – предельные значения коэффициента преобразования [11]. Подобными параметрами излучения обладают лазеры, работающие на низшей моде TEM_{00} .

Однако при одинаковой оптической схеме выходная энергия одномодовых лазеров значительно ниже по сравнению с лазерами, работающими в многомодовом режиме. В свою очередь, многомодовое излучение обладает низкой степенью временной и пространственной когерентности и преобразуется в оптические гармоники менее эффективно [9 (стр. 204), 12]. Таким образом, при создании светового источника на удвоенной частоте излучения неодимового лазера возникает вопрос о возможности компенсации невысокой эффективности преобразования во вторую гармонику многомодового излучения высоким уровнем выходной энергии лазера на основной частоте.

С этой целью на установке “Канал 2” [13], лазер которой работает в многомодовом режиме, были выполнены эксперименты по изучению зависимости эффективности преобразования основного излучения во вторую гармонику в нелинейном кристалле KDP от плотности мощности и нахождению оптимальных условий для достижения высокой выходной энергии лазера на длине волны второй гармоники ($\lambda_{2\omega_0} = 0.53$ мкм).

Задающий генератор лазера установки “Канал 2” собран на основе конфокального резонатора с базой $L = 1200$ мм (рис. 1). В качестве активной среды используется силикатное стекло (длина $l = 300$ мм, диаметр $\varnothing = 10$ мм), легированное ионами Nd^{3+} . Модуляция добротности осуществляется электрооптическим затвором Керра, который позволяет работать в широком диапазоне углов расходимости генерируемого излучения. В центре резонатора установлены формирующая диафрагма d_0 , определяющая число поперечных мод излучения, и коллективная линза с фокусным рас-

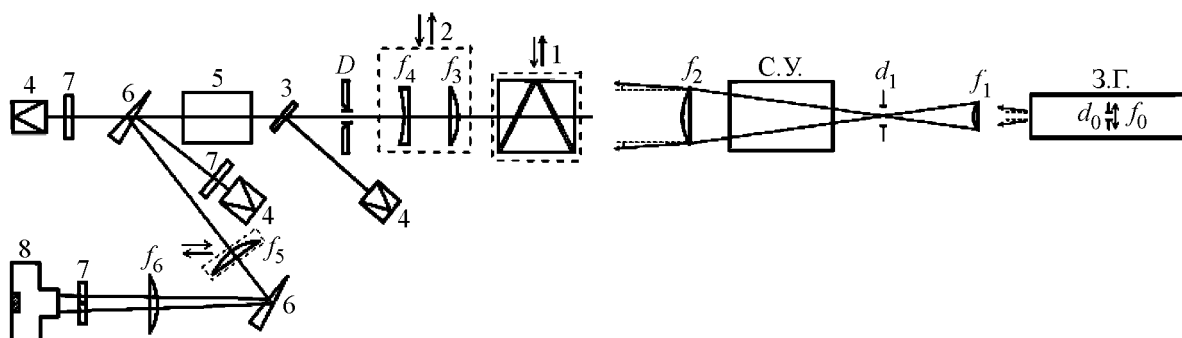


Рис. 1: З.Г. – задающий генератор, С.У. – система усиления, d_0 , d_1 , D – диафрагмы, f_0 – f_6 – линзы, 1 – поляризаторы, 2 – коллиматор, 3 – π/π пластина, 4 – калориметры, 5 – нелинейный кристалл, 6 – оптические клинья, 7 – светофильтры, 8 – зеркальный цифровой фотоаппарат.

стоянием $f_0 = 300$ мм, создающая равномерное распределение излучения поперечных мод по площади изображения в диафрагме d_0 . Оптическая схема лазера устроена так, что формируемое в плоскости диафрагмы d_0 изображение оптически транслируется на мишень. Варьируя диаметр диафрагмы d_0 , можно изменять расходимость и пространственную когерентность выходящего из генератора излучения в диапазоне $1.33 \times 10^{-2} - 3 \times 10^{-3}$ рад, а, изменяя её форму и профиль пропускания, можно осуществлять управление пространственно-угловым распределением выходного излучения. Длительность импульса по полувысоте составляет 2.5 нс. Исходя из данных резонатора лазера, по формуле (1) работы [14] было рассчитано число генерируемых поперечных мод, которое при номинальном значении диафрагмы $d_0 = 6$ мм составило $N \approx 1000$.

Система формирования пространственно-временных характеристик лазерного излучения обеспечивает задаваемую длительность импульса излучения, требуемый контраст, а также уровень энергии, необходимый для загрузки предварительных каскадов усиления. Это осуществляется с помощью двух последовательно расположенных затворов Керра, синхронизованных с точностью до 1 нс, и использования двухпроходного усилителя. Дополнительное управление пространственно-угловым распределением излучения осуществляется изменением диаметра диафрагмы d_1 , установленной на входе во второй затвор Керра в плоскости фокуса линзы f_1 с фокусным расстоянием $f_1 = 1000$ мм.

В качестве активных элементов последовательно расположенных усилительных каскадов используются стержни длиной 680 мм из силикатного стекла марки ГЛС-1. На

выходе системы усилителей, где диаметр последнего стержня $\varnothing = 45$ мм, установлена линза f_2 с фокусным расстоянием $f_2 = 7000$ мм, фокус которой совпадает с плоскостью расположения диафрагмы d_1 , формируя параллельный пучок с расходимостью, зависящей от значений d_0 , d_1 , f_1 и f_2 . После линзы f_2 размещён дополнительный, выдвижной усилитель с диаметром стержня $\varnothing = 60$ мм.

Принципиальная оптическая схема экспериментов по преобразованию многомодового излучения лазера “Канал 2” во вторую гармонику приведена на рис. 1. Из-за большого нагрева активных элементов усилительной системы линейно-поляризованное излучение, проходя через неё, частично деполяризуется. Степень деполяризации в этом случае составляет не менее 5%, которая повышается с увеличением нагрева активных элементов, доходя до $\sim 30\%$. Для изучения влияния степени поляризации на эффективность преобразования в схеме была предусмотрена возможность введения в тракт пучка системы из последовательных высокопрочных плёночных поляризаторов, обеспечивающей высокую степень поляризации излучения, однако и в этом случае в излучении присутствовала деполяризованная составляющая в несколько процентов от общего уровня энергии. Использование коллиматора даёт возможность изучать влияние на эффективность преобразования только расходимости излучения при одном и том же числе поперечных мод, при этом не меняя степень когерентности, а также повысить плотность мощности излучения на нелинейном кристалле. Применение коллиматора позволяет дополнительно изучить влияние именно многомодовости излучения (числа поперечных мод) на эффективность преобразования, компенсируя изменение расходимости примерно во столько раз, во сколько она улучшалась при уменьшении диаметра формирующей диафрагмы d_0 в задающем генераторе.

В экспериментах калориметрическим способом измерялись энергии излучения на основной частоте как входящего в нелинейный кристалл, так и непреобразованного излучения после кристалла, а также преобразованного излучения (на частоте второй гармоники). Эффективность преобразования во вторую гармонику рассчитывалась как отношение преобразованного излучения на частоте второй гармоники $2\omega_0$ к сумме преобразованного излучения на частоте $2\omega_0$ и непреобразованного излучения на основной частоте ω_0 . Ошибки измерений по энергии не превышают 5% от величины измеряемого сигнала. Для выделения спектральных диапазонов измеряемой энергии основной частоты и второй гармоники использовались калиброванные светофильтры.

В качестве преобразователя частоты использовался нелинейный кристалл KDP длиной 30 мм, ориентированный на ооe-синхронизм. Исследовалась зависимость эффек-

тивности преобразования от плотности мощности излучения в диапазоне $I = 0.2 - 3$ ГВт/см² при значениях расходимости излучения $2\theta = 0.5 - 3.5$ мрад, и числе поперечных мод $N = 100 - 1000$ как для линейно-поляризованного, так и частично деполяризованного излучения. Ширина спектра излучения по полувысоте составляла $\delta\lambda = 26$ Å. Исследовалось также угловое распределение эффективности преобразования во вторую гармонику в зависимости от изменения угла падения излучения на кристалл относительно направления синхронизма.

Измерение углового спектра излучения на основной частоте и частоте второй гармоники осуществлялось посредством регистрации распределения излучения в фокусе линзы f_6 с фокусным расстоянием 1000 мм. Изображение источника раздваивалось с помощью оптического клина, а выделение нужного спектрального диапазона осуществлялось калиброванными интерференционными светофильтрами. Распределение интенсивности излучения на выходе кристалла регистрировалось с помощью введения в схему линзы f_5 с фокусным расстоянием 2500 мм, которая была введена таким образом, что её передняя фокальная плоскость совпадала с плоскостью выходного торца кристалла. При этом в фокусе линзы f_6 формировалось уменьшенное в отношении фокусов f_6/f_5 раз изображение выходного торца кристалла. Кроме того, исследовались спектральный состав и пространственное распределение модовой структуры выходящего из генератора излучения.

Результаты эффективности преобразования во вторую гармонику для номинального числа поперечных мод в резонаторе $N = 1000$ при значениях расходимости излучения 1.4 и 3.5 мрад без поляризатора 1 представлены на рис. 2 (степень деполяризации излучения на входе в кристалл до 30%). Видно, что при расходимости излучения 1.4 мрад зависимость преобразования от плотности мощности имеет параболическую форму, максимум которой находится вблизи значения плотности мощности 0.5 ГВт/см² и спадает с её повышением, а при расходимости 3.5 мрад остаётся практически неизменной во всём диапазоне плотности мощности, что скорее всего связано с улучшением пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка из-за коллимации излучения в 2.5 раза. Уменьшение числа поперечных мод до $N = 100$ приводит к улучшению пространственно-угловых характеристик излучения на выходе лазера и повышению эффективности преобразования (см. рис. 3). При значениях расходимости излучения 1 и 1.2 мрад эффективность преобразования имеет слабую зависимость от плотности мощности, а для 0.5 мрад измерить удалось до значения плотности мощности 0.8 ГВт/см², поскольку такая расходимость была получена при

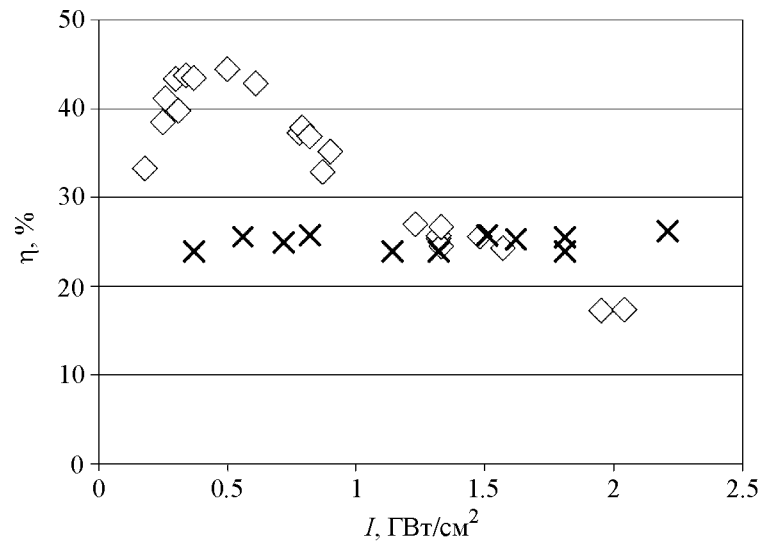


Рис. 2: Зависимость эффективности преобразования η во вторую гармонику от плотности мощности I в отсутствие поляризаторов 1 при числе поперечных мод в генераторе $N = 1000$ и значениях расходимости излучения \diamond – 1.4 мрад, \times – 3.5 мрад.

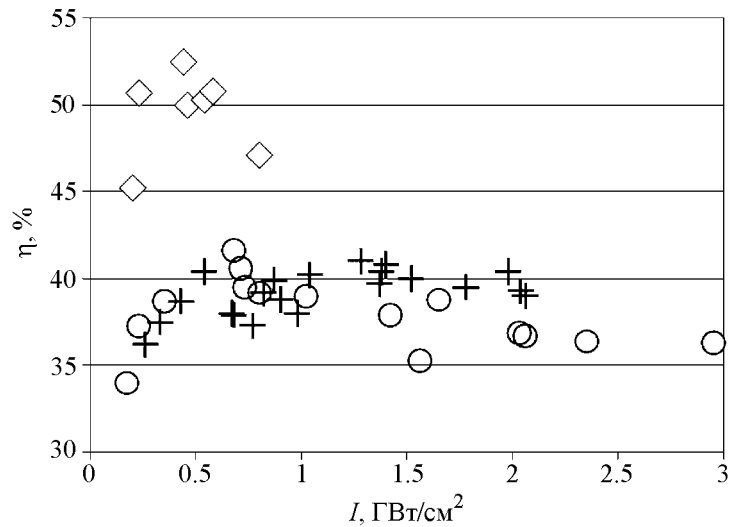


Рис. 3: Зависимость эффективности преобразования η во вторую гармонику от плотности мощности I в отсутствие поляризаторов 1 при числе поперечных мод в генераторе $N = 100$ и значениях расходимости излучения \diamond – 0.5 мрад, \circ – 1 мрад, $+$ – 1.2 мрад.

отсутствии коллиматора, из-за чего плотность мощности уменьшилась в k^2 раз, где k – коэффициент коллимации. Следует отметить, что при числе поперечных мод в резонаторе $N = 1000$ и отсутствии коллиматора выходная энергия лазера на основной частоте позволила превысить значение плотности мощности 2 ГВт/см^2 (см. рис. 2 – 1.4 мрад). Таким образом, уменьшение числа N с 1000 до 100 приводит к потере выходной энергии лазера на основной частоте более чем в 2.5 раза.

При аналогичных значениях числа поперечных мод в генераторе и расходимости излучения были проведены исследования и для случая линейно-поляризованного излучения, причём эти зависимости эффективности преобразования мало отличались от зависимостей, полученных при отсутствии в схеме эксперимента поляризаторов 1. Данное обстоятельство, скорее всего, связано с тем, что для синхронизма оо-деполяризация излучения в несколько процентов слабо влияет на эффективность преобразования [11]. Помимо этого, при отсутствии поляризаторов 1 интенсивность излучения в поперечном сечении пучка имеет более равномерное распределение, чем в случае линейно-поляризованного излучения, что тоже сказывается на эффективности процесса генерации второй гармоники.

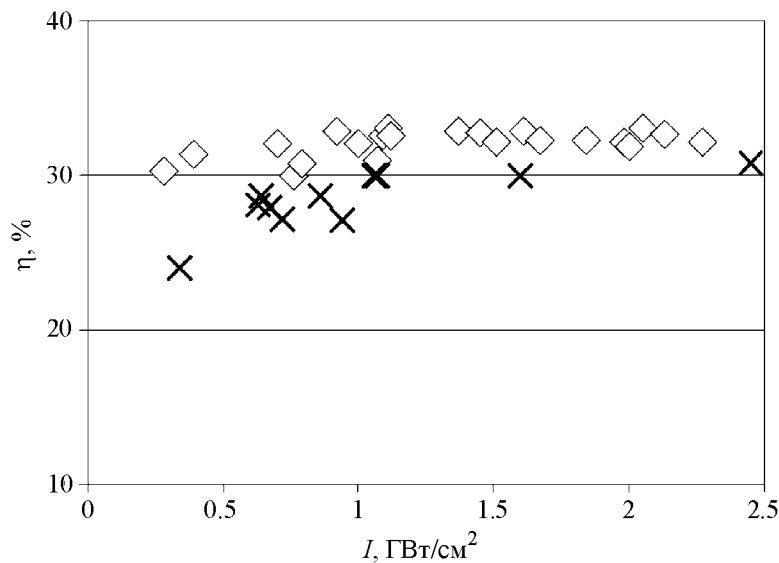


Рис. 4: Зависимость эффективности преобразования η во вторую гармонику от плотности мощности I для линейно-поляризованного излучения при числе поперечных мод в генераторе и значениях расходимости излучения \diamond – $N = 250$, расходимость 1.7 мрад; \times – $N = 450$, расходимость 2.3 мрад, соответственно.

В случае линейно-поляризованного состояния излучения были проведены также исследования генерации второй гармоники при числе поперечных мод в резонаторе $N = 250$ и $N = 450$, результаты которых представлены на рис. 4. Расходимость излучения составляла 1.7 и 2.3 мрад, соответственно. При малых значениях плотности мощности эффективность преобразования выходит в насыщение на уровне 30% и практически не изменяется при дальнейшем увеличении плотности мощности.

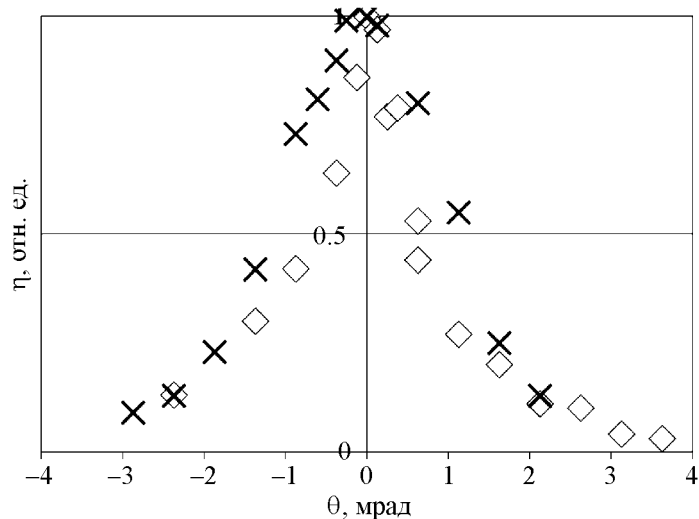


Рис. 5: Угловая зависимость эффективности преобразования η в относительных единицах от угла поворота кристалла θ относительно направления хода излучения для значений расходимости излучения \diamond – 1.4 мрад, \times – 3.5 мрад в отсутствие поляризаторов 1. Отметка 0 мрад соответствует направлению синхронизма.

На рис. 5 приведены графики углового распределения эффективности преобразования во вторую гармонику для случая отсутствия поляризаторов 1 с расходимостью излучения 3.5 мрад и 1.4 мрад в зависимости от изменения угла падения излучения на кристалл относительно направления синхронизма, которому на графиках соответствует значение 0 мрад. Видно, что при уменьшении расходимости излучения в 2.5 раза, угловое распределение эффективности преобразования сужается практически во столько же раз.

Заключение. Для излучения с большим числом поперечных мод возможно эффективное преобразование во вторую гармонику с коэффициентом преобразования $\approx 40 - 50\%$ при подборе соответствующих значений параметров основного излучения. Уменьшение числа поперечных мод в задающем генераторе лазера с 1000 до 100, и, соответ-

ственно, повышение пространственной когерентности излучения приводит к увеличению эффективности преобразования примерно на 10%, однако выходная энергия лазера на основной частоте при этом снижается более чем в 2.5 раза. Таким образом, для создания эффективного источника излучения на частоте второй гармоники неодимового лазера не обязательно применять различные оптические схемы и методы для получения высококогерентного излучения с целью достижения высокой эффективности преобразования. Высокий уровень выходной энергии многомодового лазера на основной частоте позволяет компенсировать невысокую эффективность преобразования во вторую гармонику.

Авторы выражают благодарность Валентину Георгиевичу Дмитриеву за ценные советы при обсуждении результатов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-02-00113) и Программой ОФН РАН “Нелинейно-оптические методы и материалы для создания лазерных систем нового поколения”.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. Depierreux, C. Lobaune, D. T. Michel, et al., *Journal of Physics: Conference Series* **112**, 1 (2008).
- [2] *Central laser Facility, Annual Report 2006-2007*, pp. 10-14, 178-180, 182-184, 197-198, 216-218 (RAL report No. RAL-TR-2007-025, Oxfordshire, 2007).
- [3] R. L. McCrory et al., *LLE 2009 Annual Report*, pp. 68-73 (DOE/NA/28302-923, University of Rochester, Jan. 2010).
- [4] О. Б. Ананьин, Ю. В. Афанасьев, Ю. А. Быковский, О. Н. Крохин, *Лазерная плазма. Физика и применения* (МИФИ, Москва, 2003).
- [5] Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев и др., *Итоги науки и техники, сер. Радиотехника*, **26**, ч. 1, (ВИНИТИ, Москва, 1982).
- [6] F. Amiranoff, R. Fabbro, E. Fabre, et al., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 522 (1979); *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1018 (1982); *Phys. Rev. A* **26**, 2289 (1982).
- [7] G. J. Linford, B. C. Johnson, J. S. Hildum, et al., *Appl. Opt.* **21**, 3633 (1982).
- [8] И. А. Буфетов, С. Б. Кравцов, В. Б. Федоров, *Квантовая электроника* **23**(6), 535 (1996).

- [9] В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов, *Прикладная нелинейная оптика* (Физматлит, Москва, 2004).
- [10] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, *Handbook of nonlinear optical crystals, 3-rd revised edition* (Springer, Berlin, 1999).
- [11] А. А. Гуламов, Э. А. Ибрагимов, В. И. Редкоречев, Т. Б. Усманов, *Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью* (ФАН, Ташкент, 1990).
- [12] В. Д. Волосов, В. В. Дедушкевич, В. Н. Крылов, А. В. Толстошев, *Изв. АН СССР, Сер. Физ.*, **48**(8), 1643 (1979).
- [13] S. I. Fedotov, L. P. Feoktistov, M. V. Osipov, A. N. Starodub, *J. Russian Laser Research*, N 25, 79 (2004).
- [14] С. А. Ахманов, Ю. Д. Голяев, В. Г. Дмитриев, *ЖЭТФ* **62**(1), 133 (1972).

Поступила в редакцию 11 октября 2011 г.