

02

© 1992 г.

КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫЙ ЛАЗЕР С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ НА СМЕСИ  
Ne-Xe-(He,Ar)

А. И. Конак, С. П. Мельников, А. А. Синянский

Экспериментально исследованы параметры Ne-Xe лазера атмосферного давления на ИК переходах  $5d-6p$  атома Xe, возбуждаемого осколками деления урана, а также влияние добавок He и Ar на характеристики этого лазера. Получены зависимости энергетических и пороговых параметров от состава смесей. Наблюдаемый в эксперименте рост мощности генерации и КПД при введении в двойную смесь Ne-Xe добавок He или Ar объясняется увеличением скорости столкнотельного тушения нижних лазерных уровней.

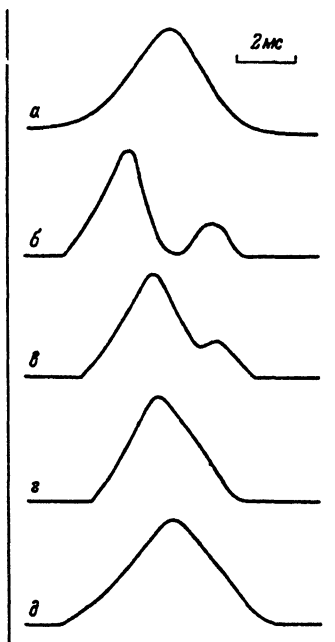
1. Газовые лазеры атмосферного давления на переходах  $5d-6p$  атома Xe ( $\lambda = 1.73, 2.03$  и  $2.6$  мкм) являются в настоящее время одними из наиболее мощных в ИК области спектра. Для накачки этих лазеров используются, как правило, ядерные излучения [1-4], электронные [5-8] и ионные [9] пучки, а также электроионизационный метод [6,10-12]. Максимальные энергетические параметры (КПД  $\sim 1\%$ ) получены при использовании смесей Ne-Xe, Ne-Ar-Xe и Ar-Xe, где He и Ar являются буферными газами, а концентрация Xe составляет  $\sim 1\%$ . В смеси Ne-Xe (Ne — буферный газ), возбуждаемой электронным пучком при высокой удельной мощности накачки  $q = 10^4 - 10^5$  Вт·см $^{-3}$ , генерация отсутствует [13]. В условиях накачки ядерными излучениями при более низких удельных мощностях накачки лазер на этой смеси ранее не исследовался.

В данной работе приведены результаты исследований лазера на смеси Ne-Xe, возбуждаемого осколками деления урана, а также влияние добавок He и Ar на характеристики этого лазера.

2. Эксперименты проводились на установке, которая применялась ранее [1,2]. Лазерная кювета, внутри которой были помещены параллельно друг другу на расстоянии 2 см две плоские алюминиевые пластины длиной 200 см и шириной 6 см, располагалась вблизи импульсного источника нейтронов с длительностью импульса на половине высоты около 3 мс. На обращенные внутрь поверхности пластины были нанесены тонкие окисные слои  $^{235}\text{U}$  толщиной около  $2.5$  мг·см $^{-2}$  по металлическому  $^{235}\text{U}$ . Возбуждение газовых смесей осуществлялось осколками деления урана, вылетающими из слоев при взаимодействии ядер  $^{235}\text{U}$  с тепловыми нейтронами. Для увеличения потока тепловых нейтронов лазерная кювета размещалась внутри оргстеклянного замедлителя. Усредненная по длине уранового слоя плотность потока тепловых нейтронов в максимуме импульса накачки, определенная активационным методом с помощью урановых и медных индикаторов, составляла  $\phi_m = 2.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При определении  $\phi_m$  предполагалось, что сечение деления ядер  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами равняется 570 б. Энергия, поглощенная в газовых смесях, определялась по измеренному в опытах числу делений в урановых слоях и приведенной в [14] эффективности поглощения кинетической энергии осколков в зависимости от толщины слоя и давления газа. Удельная мощность накачки в максимуме импульса при давлении неона 1 атм составляла около  $50$  Вт·см $^{-3}$ .

Рис. 1. Осциллограммы импульса тепловых нейтронов (а) и импульсов генерации на  $\lambda = 2.6$  мкм при использовании резонатора А.

б, в — импульсы генерации для смеси Ne-Xe ( $p = 1$  атм) при парциальных давлениях ксенона соответственно 7.6, 23 и 30 мм рт.ст.; д — импульс генерации для смеси Ne-Xe-He (250:1:75) при давлении 1.3 атм.



Лазерное излучение регистрировалось измерителями энергии ИМО-2Н и фотосопротивлениями на основе PbS. Для разделения генерационных линий 1.73, 2.03 и 2.6 мкм применялись различные светофильтры.

В опытах использовались в основном двухзеркальные устойчивые резонаторы, состоящие из диэлектрических зеркал на подложках из кварца КИ или  $\text{CaF}_2$  диаметром 60 мм: а) сферическое ( $R = 10$  м) зеркало с коэффициентами пропускания  $T(1.73 \text{ мкм}) = 80\%$ ,  $T(2.03 \text{ мкм}) = 80\%$  и  $T(2.6 \text{ мкм}) = 2\%$ ; плоское зеркало с  $T(1.73 \text{ мкм}) = 65\%$ ,  $T(2.03 \text{ мкм}) = 60\%$  и  $T(2.6 \text{ мкм}) = 11\%$  (резонатор А); б) сферическое ( $R = 10$  м) и плоское зеркала с коэффициентами пропускания  $T(1.73 \text{ мкм}) = T(2.03 \text{ мкм}) = 0.5\%$  и  $T(2.6 \text{ мкм}) = 80\%$  (резонатор Б). Расстояние между зеркалами

240 см. Активный лазерный объем, ограниченный пластинами с урановыми слоями и апертурой зеркал, составлял около 1.9 л.

3. Исследование лазера на двойной смеси Ne-Xe проводилось при фиксированном давлении неона  $p_{\text{Ne}} = 1$  атм и различных парциальных давлениях ксенона.

При использовании резонатора А генерация наблюдалась только на  $\lambda = 2.6$  мкм. Эта генерационная линия принадлежит, по-видимому, переходу

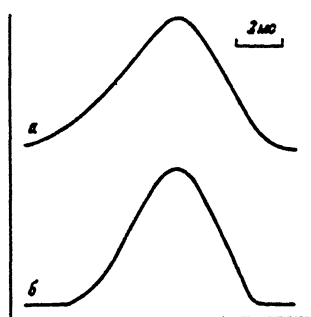


Рис. 2. Осциллограммы импульса тепловых нейтронов (а) и импульса генерации на  $\lambda = 2.6$  мкм (б) при более низкой удельной мощности накачки ( $\phi_m = 5.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) для смеси Ne-Xe (100:1) при давлении 1 атм (резонатор А).

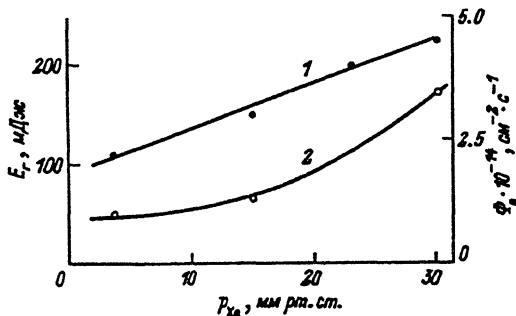
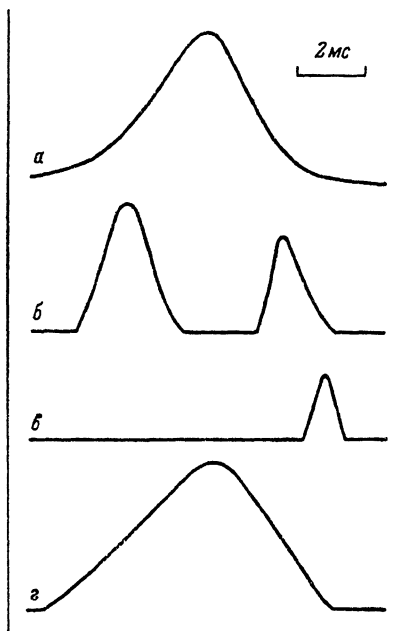


Рис. 3. Зависимости суммарной за импульс энергии генерации  $E_g$  (1) и пороговой плотности потока тепловых нейтронов  $\phi_n$  (2) от парциального давления ксенона для смеси Ne-Xe ( $\lambda = 2.6$  мкм) при давлении неона 1 атм (резонатор А).

Рис.4. Осциллограммы импульса тепловых нейтронов (а) и импульсов генерации при использовании резонатора Б.

б, в — импульсы генерации для смеси Ne-Xe (200:1) при давлении 1 атм соответственно на  $\lambda = 1.73, 2.03$  мкм; г — импульс генерации ( $\lambda = 2.03$  мкм) для смеси Ne-Xe-He (250:1:75) при давлении 1.3 атм.



$5d[3/2]_r - 6p[1/2]_o$  атома Xe с  $\lambda = 2.65$  мкм. Из осциллограммы, приведенной на рис. 1, б, видно, что при малых концентрациях ксенона генерационный импульс является двугорбым, генерация происходит на переднем и заднем фронтах импульса накачки. С ростом концентрации Xe провал между горбами уменьшается (рис. 1, в) и при  $p_{Xe} = 30$  мм рт. ст. полностью исчезает (рис. 1, г). В опытах с более низкими уровнями накачки при  $\phi_m = 5.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  генерация наблюдается в течение всего импульса накачки (рис. 2, б). Зависимости суммарной за импульс энергии генерации  $E_r$  и пороговой плотности потока тепловых нейтронов  $\phi_n$ , при которой возникает генерация, от парциального давления ксенона показаны на рис.3.

При использовании резонатора Б генерация в смеси Ne-Xe наблюдалась в основном на  $\lambda = 1.73$  мкм, причем генерационный импульс также является двугорбым (рис. 4, б). При малой концентрации Xe (3.8 мм рт. ст.) на заднем фронте импульса накачки появляется слабая генерационная линия 2.03 мкм (рис. 4, в). При более высоких концентрациях ксенона эта линия отсутствует. В опытах с резонатором Б энергия генерации была крайне низкой и составляла  $\sim 5$  мДж при  $p_{Xe} = 3.8$  мм рт. ст. С ростом  $p_{Xe}$  энергия генерации уменьшалась и при  $p_{Xe} = 23$  мм рт. ст. генерация прекращалась.

4. Добавление He в смесь Ne-Xe приводит к существенному изменению лазерных параметров.

В опытах с резонатором А при добавлении в смесь Ne-Xe небольших количеств гелия (0.1—0.3 атм), которые практически не влияют на поглощенную в газовой смеси энергию, генерация на  $\lambda = 2.6$  мкм происходит на протяжении всего импульса накачки (рис. 1, д), причем форма импульса генерации примерно повторяет форму импульса накачки. Зависимости энергетических и пороговых параметров лазера на смеси

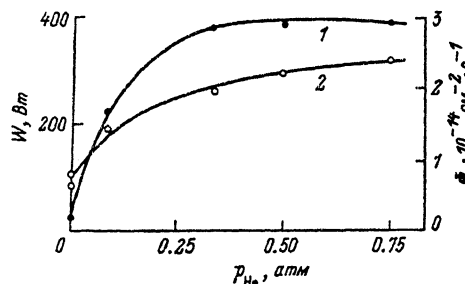


Рис.5. Зависимости мощности генерации  $W$  (1) и пороговой плотности потока тепловых нейтронов  $\phi_n$  (2) от парциального давления гелия для смеси Ne-Xe-He ( $\lambda = 2.6$  мкм) при фиксированном давлении 1 атм смеси Ne-Xe (100:1). Резонатор А.

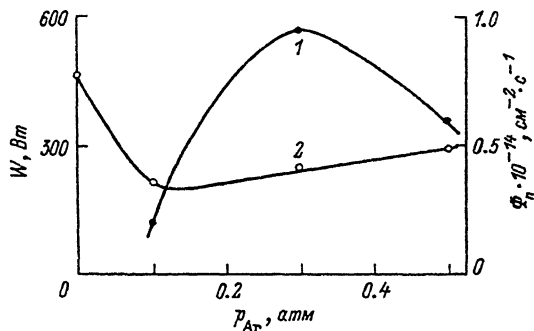


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, для смеси Ne-Xe-Ar ( $\lambda = 2.6$  мкм) при фиксированном давлении 0.8 атм смеси Ne-Xe (200:1).

Ne-Xe-Ne от парциального давления гелия приведены на рис. 5. Мощность генерации увеличивается с ростом давления Ne и при  $p_{\text{Ne}} = 0.3-0.5$  атм составляет около 400 Вт ( $E_r = 1.2$  Дж). КПД лазера, определенный как отношение мощности генерации к мощности накачки, также

увеличивается и при  $p_{\text{Ne}} = 0.3-0.5$  атм составляет 0.5%. Максимальные значения  $W = 520$  Вт,  $E_r = 1.5$  Дж и КПД около 0.6% получены для смеси Ne-Xe-Ne (500:1:250) при давлении 1.5 атм и  $T(2.6 \text{ мкм}) = 23\%$ .

При использовании резонатора Б добавление Ne приводит к изменению спектра лазерного излучения. Если в двойной смеси Ne-Xe генерация происходит в основном на  $\lambda = 1.73$  мкм и генерационный импульс является двугорбым (рис. 4, б), то в тройной смеси Ne-Xe-Ne генерация наблюдается только на  $\lambda = 2.03$  мкм на протяжении всего импульса накачки (рис. 4, з). В результате оптимизации энергетических лазерных параметров по давлению, составу смеси Ne-Xe-Ne и коэффициенту пропускания выходного зеркала максимальные значения  $W = 140$  Вт,  $E_r = 0.48$  Дж и КПД около 0.2% получены на  $\lambda = 2.03$  мкм для смеси Ne-Xe-Ne (250:1:75) при давлении 1.3 атм и  $T(2.03 \text{ мкм}) = 16\%$ .

5. Существенное увеличение энергетических параметров наблюдалось также при добавлении Ar в двойную смесь Ne-Xe. В данной серии опытов при использовании резонатора А генерация происходила на  $\lambda = 2.6$  мкм в течение всего импульса накачки. Как и для смеси Ne-Xe-Ne, форма импульса генерации примерно повторяла форму импульса накачки. На рис. 6 представлены зависимости энергетических и пороговых характеристик лазера на смеси Ne-Xe-Ne от парциального давления Ar. Максимальные энергетические параметры ( $W = 570$  Вт,  $E_r = 1.3$  Дж, КПД около 0.6%) получены для смеси Ne-Xe-Ar (200:1:75) при давлении 1.1 атм.

6. Из результатов исследований различных авторов следует, что при возбуждении лазеров атмосферного давления на переходах атома Xe ионизирующими излучениями спектры генерации зависят не только от спектральных характеристик зеркал резонаторов, удельных мощностей накачки и особенностей конструкции лазерных кювет, но и от вида буферного газа. Так, при использовании смеси Ne-Xe наиболее интенсивными линиями являются 1.73, 2.03, 2.65 и 3.65 мкм. В смеси Ne-Xe генерация либо отсутствует (при высоких удельных мощностях накачки), либо, как показывают данные опыты, является маломощной и наблюдается на линиях 1.73, 2.03 и 2.65 мкм. В смеси Ar-Xe генерация происходит в основном на  $\lambda = 1.73$  и 2.65 мкм, а в смеси Kr-Xe — на  $\lambda = 3.51$  мкм.

Согласно рассмотренному в [15,16] механизму генерации, независимо от вида буферного газа (Ne, Xe, Ar или Kr) первоначально заселяется уровень  $5d[3/2]_0^0$  атома Xe, который является верхним лазерным уровнем для наиболее интенсивных генерационных линий 1.73, 2.03 и 2.65 мкм. Заселение этого уровня

Атом	Уровень		
	$6p[3/2]_1$	$6p[5/2]_2$	$6p[1/2]_0$
Ar	$0.5^{[17]}$	$8.2^{[18]}$	$14^{[18]}$
Ne	$0.4^{[19]}$	$0.3^{[19]}$	—

происходит селективно с эффективностью, близкой к 100%, за счет диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $\text{Xe}_2^+$  с электронами.

В смесях  $\text{He}-\text{Xe}$  и  $\text{Ar}-\text{Xe}$  присутствуют также более слабые генерационные линии 2.48, 2.63, 3.37 и 3.51 мкм, которые принадлежат переходам  $5d-6p$  атома  $\text{Xe}$  и начинаются с уровней  $5d[5/2]_3$ ,  $5d[5/2]_2$  и  $5d[7/2]_3$ . Заселение этих уровней, расположенных ниже уровня  $5d[3/2]_0$ , происходит в результате столкновительных внутримultipлетных переходов при соударениях с атомами  $\text{He}$ ,  $\text{Ar}$  и  $\text{Xe}$  в основных состояниях. В смеси  $\text{He}-\text{Xe}$  наблюдались также генерационные линии 3.43 и 3.65 мкм, принадлежащие переходам  $7p-7s$  атома  $\text{Xe}$ . Появление этих линий связано с заселением уровней  $7p$  в результате процессов тройной рекомбинации  $\text{Xe}^+ + e + e(\text{He}) \rightarrow \text{Xe}^* + e(\text{He})$  и последующих каскадных переходов. Отсутствие этих линий в смеси  $\text{Ar}-\text{Xe}$  объясняется тем, что процессы тройной рекомбинации в смесях на основе аргона подавлены из-за более высокой электронной температуры.

В лазерах на смеси  $\text{Kr}-\text{Xe}$  отсутствие генерационных линий, начинающихся с уровня  $5d[3/2]_0$ , вероятно, связано с высокими скоростями процессов столкновительного тушения этого уровня атомами  $\text{Kr}$  в основном состоянии. К сожалению, константы скоростей этих процессов в литературе отсутствуют.

Спектры генерации и энергетические лазерные параметры зависят также от скоростей столкновительного тушения нижних лазерных уровней. В таблице

Атом	Уровень		
	$6p[3/2]_1$	$6p[5/2]_2$	$6p[1/2]_0$
Ar	0.5 <sup>[17]</sup>	8.2 <sup>[18]</sup>	14 <sup>[18]</sup>
Ne	0.4 <sup>[19]</sup>	0.3 <sup>[19]</sup>	—

приведены константы скоростей процессов столкновительного тушения нижних лазерных уровней  $6p[3/2]_1$  ( $\lambda = 2.03$  мкм),  $6p[5/2]_2$  ( $\lambda = 1.73$  мкм) и  $6p[1/2]_0$  ( $\lambda = 2.65$  мкм) атомами  $\text{Ar}$  и  $\text{Ne}$  в основных состояниях (в единицах  $10^{-11} \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ). Оценки, выполненные в [20], показывают, что константы скоростей процессов столкновительного тушения уровней  $6p$  атомами  $\text{Ne}$  составляют  $\sim 2 \cdot 10^{-10} \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Из приведенных данных видно, что в смесях  $\text{He}-\text{Xe}$  и  $\text{Ar}-\text{Xe}$  наиболее интенсивными являются линии с высокими скоростями столкновительного тушения нижних лазерных уровней: для смеси  $\text{He}-\text{Xe}$  1.73, 2.03 и 2.65 мкм, а для смеси  $\text{Ar}-\text{Xe}$  1.73 и 2.65 мкм.

В смеси  $\text{Ne}-\text{Xe}$  недостаточно эффективно тушатся в столкновениях с атомами  $\text{Ne}$  все рассматриваемые нижние лазерные уровни, что приводит к быстрому насыщению лазерных переходов с ростом мощности накачки и снижению мощности генерации (рис. 1,4). Этим обстоятельством объясняются низкие энергетические параметры лазера на двойной смеси  $\text{Ne}-\text{Xe}$  в условиях данной работы при  $q \leq 50 \text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}$  (рис. 3), а также отсутствие генерации при накачке этого лазера электронным пучком [13]. При более низких удельных мощностях накачки  $q \leq 10 \text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}$  генерация в смеси  $\text{Ne}-\text{Xe}$  происходит в течение всего импульса накачки (рис. 2). Добавка в двойную смесь  $\text{Ne}-\text{Xe}$  небольших количеств  $\text{He}$  или  $\text{Ar}$ , которые эффективно тушат в столкновениях нижние лазерные уровни, приводит к стабильной генерации на протяжении всего импульса накачки (рис. 1,2, 4,2) и к существенному увеличению энергетических параметров (рис. 5,6).

В работе [13] отсутствие генерации в смеси  $\text{Ne}-\text{Xe}$  объясняется тем, что в отличие от смесей  $\text{He}-\text{Xe}$  и  $\text{Ar}-\text{Xe}$ , где, по мнению авторов [13], заселение уровней  $5d$  атома  $\text{Xe}$  происходит за счет процессов диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов  $\text{NeXe}^+$  или  $\text{ArXe}^+$  с электронами, в смеси  $\text{Ne}-\text{Xe}$  аналогичная рекомбинация гетероядерных ионов  $\text{NeXe}^+$  не приводит к заселению уровней  $5d$ . По нашему мнению [15], механизм заселения уровней  $5d$ , основанный

на диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов, не позволяет объяснить совокупность экспериментальных результатов по лазерам атмосферного давления на переходах атома Хе с различными буферными газами.

7. В проведенных экспериментах впервые показана возможность накачки лазера на двойной смеси Ne—Xe, где Ne — буферный газ, ионизирующими излучениями. Показано, что этот лазер работает при малых удельных мощностях накачки  $q \leq 10$  Вт·см<sup>-3</sup> на тех же ИК переходах  $5d-6p$  атома Хе, что и лазеры на смесях Ne—Xe и Ar—Xe. При более высоких удельных мощностях накачки происходят снижение энергетических лазерных параметров и срыв генерации, что объясняется недостаточной эффективностью столкновительного тушения нижних лазерных уровней атомами Ne в основном состоянии. При добавлении в двойную смесь Ne—Xe сравнительно небольших добавок Ne или Ar, которые эффективно тушат в столкновениях нижние лазерные уровни, энергетические параметры существенно увеличиваются и приближаются к аналогичным параметрам лазеров на смесях Ne—Xe и Ar—Xe. Определены оптимальные по энергетическим и пороговым характеристикам составы активных сред этих лазеров.

#### Список литературы

- [1] Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривонос В. Н. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. № 1. С. 80—83.
- [2] Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривонос В. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 16. С. 1016—1020.
- [3] De Young R. J., Shiu Y. J., Williams M. D. // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol.37. N 8. P. 679—681.
- [4] Alford W. J., Hays G. N. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 10. P. 3760—3766.
- [5] Долгов-Савельев Г. Г., Князев Б. А., Козьминых Ю. Л. и др. // ЖПС. 1970. Т.12. № 5. С. 930933.
- [6] Басов Н. Г., Данилычев В. А., Дудин А. Ю. и др. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 9. С. 1722—1736.
- [7] Suda A., Wexler B. L., Feldman B. J., Riley K. J. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54. N 14. P. 1305—1307.
- [8] Бугаев А. С., Коваль Н. Н., Рыжов В. В. и др. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 1. С. 17—19.
- [9] Ulrich A., Hammer J. W., Biermayer W. // J. Appl. Phys. 1988. Vol.63. N 7. P. 2206—2211.
- [10] Lawton S. A., Richards J. B., Newman L. A. et al. // J. Appl. Phys. 1979. Vol.50. N 6. P. 3888—3898.
- [11] Лосев В. Ф., Тарасенко В. Ф. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 3. С. 663—664.
- [12] Батырбеков Г. А., Батырбеков Э. Г., Данилычев В. А. и др. // Квантовая электрон. 1989. Т.16. № 11. С.2165—2169.
- [13] Басов Н. Г., Баранов В. В., Данилычев В. А. и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 3. С. 488—492.
- [14] Казаян В. Т., Литвиненко Б. А., Рогинец Л. П., Савушкин И. А. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Минск: Наука и техника, 1972.
- [15] Воинов А. М., Мельников С. П., Синянский А. А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып.19. С. 56—59.
- [16] Воинов А. М., Мельников С. П., Синянский А. А. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л., 1990. С. 98.
- [17] Horiguchi H., Chang R. S. F., Setser D. W. // J. Chem. Phys. 1981. Vol.75. N 3. P.1207-1218.
- [18] Ku J. K., Setser D. W. // J. Chem. Phys. 1986. Vol.84. N 8. P. 4304—4316.
- [19] Inoe G., Ku J. K., Setser D. W. // J. Chem. Phys. 1984. Vol. 81. N 12. P. 5760—5774.
- [20] Иванов В. А. // Химическая физика. 1990. Т. 9. № 11. С. 1454—1462.

Поступило в Редакцию  
9 января 1991 г.  
В окончательной редакции  
26 апреля 1991 г.