

Возможность защиты зеркала лазера на 4d – 4p-переходах никелеподобных ионов тантала от спонтанного рентгеновского излучения с помощью фильтра

М.Л.Шматов

Рассмотрена возможность защиты зеркала лазера на 4d – 4p-переходах никелеподобных ионов тантала от спонтанного рентгеновского излучения с помощью фильтра на основе углерода или калия. Показано, что такие фильтры могут пропускать 75 % – 80 % лазерного излучения с длиной волны 44.83 Å и при этом как минимум в два раза ослаблять поток излучения на зеркале в спектральных областях, излучение в которых вносит существенный вклад в подавление двухпроходного усиления.

Ключевые слова: рентгеновский лазер, многослойное зеркало.

1. Введение

Улучшение эффективности и других параметров лазеров на 4d – 4p-переходах никелеподобных ионов Та и более тяжелых элементов с помощью зеркала, обеспечивающего двухпроходное усиление, представляет большой практический интерес. Это обусловлено тем, что такие лазеры будут полезны для изучения строения живых биологических клеток и диагностики плазмы в экспериментах по иницированию термоядерных микровзрывов, однако улучшение их параметров за счет удлинения активной среды затруднено жесткими энергетическими требованиями к накачке [1 – 6].

В работах [1 – 3] сообщалось о неудачных экспериментах по использованию многослойных зеркал для получения двухпроходного усиления излучения с длиной волны $\lambda = 44.83$ Å на 4d – 4p-переходах никелеподобных ионов Та. В большинстве экспериментов зеркало состояло из слоев WC и C, также применялось зеркало из слоев W и C. Активная среда длиной $L_m = 3$ см накачивалась одновременно по всей длине в результате облучения мишени из Та и лексана сфокусированным в линию излучением с $\lambda = 0.53$ мкм, длительность основной части импульса излучения накачки (полная ширина на полувысоте) составляла ~ 500 пс. Время существования усиления t_{gain} оценивалось как 250 – 350 пс [1, 2]. Вследствие малости t_{gain} одно из условий значительного усиления отраженного излучения заключалось в размещении зеркала на расстоянии $b \leq 2$ см от торца активной среды. Эксперименты проводились при $b = 2$ и 6 см. В первом случае зеркало повреждалось настолько быстро, что лазерный импульс после одного прохода не отражался [1 – 3]. Во втором случае наблюдалось отражение лазерного импульса после одного прохода без значительного усиления отраженного излучения [1, 3].

М.Л.Шматов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: M.Shmatov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 20 апреля 2009 г., после доработки – 30 июня 2009 г.

Эксперименты проводились как без использования, так и с использованием защитного фильтра, размещенного между активной средой и зеркалом [1 – 3]. В первом случае зеркало повреждалось рассеянным излучением накачки [2]. Фильтр состоял из пластика и алюминия, пропускал примерно 75 % – 80 % излучения с $\lambda = 44.83$ Å и отсекал от зеркала почти все рассеянное излучение накачки [2, 3]. При использовании этого фильтра и $b = 2$ см основное повреждение зеркала было вызвано спонтанным рентгеновским излучением активной среды [1 – 3].

В настоящей работе показано, что оптимизация состава защитного фильтра обеспечит приемлемое пропускание излучения с $\lambda = 44.83$ Å и как минимум двукратное ослабление потока спонтанного рентгеновского излучения на зеркале в спектральных областях, излучение в которых вносит существенный вклад в быстрое повреждение зеркала, приводящее к подавлению двухпроходного усиления. Данные из работ [1 – 3] позволяют предположить, что это обеспечит реализацию эффективного двухпроходного усиления на 4d – 4p-переходах никелеподобных ионов Та.

2. Ослабление спонтанного рентгеновского излучения активной среды фильтрами из углерода, калия и алюминия

Рассмотрим эффективность защиты зеркала лазера на 4d – 4p-переходах никелеподобных ионов Та фильтрами из углерода, калия и алюминия. Длина волны 44.83 Å близка к значениям λ , соответствующим локальным минимумам сечений фотоионизации σ_C и σ_K атомов углерода и калия [7, 8], что позволит использовать фильтры с толщиной, обеспечивающей значительное ослабление спонтанного излучения в важных спектральных областях. Сечение фотоионизации σ_{Al} атома алюминия такой особенностью не обладает [7, 8]. Алюминий рассматривается для демонстрации важности выбора материала фильтра и анализа данных, приведенных в работах [2, 3].

Согласно работе [3], при $b = 2$ см и использовании фильтра быстрое уменьшение коэффициента отражения WC/C-зеркала вызывалось фотонами с энергиями $E < 1$ кэВ. Такие фотоны поглощаются в зеркале на сравни-

тельно малых расстояниях, что обуславливает неоднородный нагрев и, как следствие, неоднородное расширение зеркала, приводящее к быстрой потере периодичности его структуры. Это расширение могло быть отчасти следствием превращения аморфного углерода в графит [3]. Повреждение зеркала фотонами с энергией $E > 1$ кэВ происходило сравнительно медленно, и поэтому не вносило существенного вклада в подавление двухпроходного усиления (см. также [9] и разд.3 настоящей работы).

Полный анализ ослабления спонтанного излучения активной среды фильтром можно провести для диапазона $30 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 100 \text{ \AA}$ ($124 \text{ эВ} \leq E \leq 413 \text{ эВ}$) и ситуаций, когда $L_m \approx 1.7$ или 2.5 см, а структура мишени и поток излучения накачки примерно такие же, как и в экспериментах, описанных в работах [1–3]. Это связано с тем, что для данных значений λ и L_m в работе [2] приведена форма спектра спонтанного излучения, испускаемого в продольном направлении активной средой обсуждаемого лазера. Основным интересом представляет значение $L_m = 2.5$ см, рассматриваемое далее. Причина состоит в том, что при $L_m \approx 2.5 - 3$ см, достаточно медленном повреждении зеркала и малом b произойдет эффективное усиление излучения с $\lambda = 44.83 \text{ \AA}$ как на первом, так и на втором проходе через активную среду, а при $L_m = 1.7$ см усиление мало [1–3].

Обозначим спектральную плотность интенсивности спонтанного излучения активной среды лазера на 4d–4p-переходах никелеподобных ионов Та, падающего на рабочий участок поверхности незащищенного зеркала, через I_λ . Форма спектра спонтанного излучения активной среды может зависеть от времени t ; данные, представленные в работе [2], соответствуют, по-видимому, интенсивности I_λ , усредненной по некоторому периоду времени. Далее будем полагать, что эффекты, связанные с зависимостью формы спектра спонтанного излучения от t , несущественны.

При аналитическом описании I_λ ($L_m = 2.5$ см) удобно разбить диапазон $30 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 100 \text{ \AA}$ на пять вспомогательных диапазонов и представить I_λ , соответствующую i -му ($i = 1 - 5$) диапазону, в виде

$$I_{\lambda i} \approx c_g(b, t)[a_i + k_i \lambda + s_i^2(\lambda)], \quad (1)$$

Табл.1. Коэффициенты для аппроксимации I_λ ($30 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 100 \text{ \AA}$, $L_m = 2.5$ см) по данным работы [2].

Номер диапазона	Границы диапазона (Å)	a_i	k_i	s_i
1	30–40	–38.9	2.5	–0.036
2	40–45	11.5	–0.2	0
3	45–55	7.0	–0.1	0
4	55–70	5.9	–0.1167	6.667×10^{-4}
5	70–100	4.355	–0.0655	2.5×10^{-4}

Табл.2. Параметры фильтров из углерода, калия и алюминия.

$k_f(\lambda = 44.83 \text{ \AA})$	Материал фильтра	L_f (Å)	f_1	f_2	$E_{1/3}$ (эВ)	$E_{1/2}$ (эВ)	$k_f(E = 1 \text{ кэВ})$
0.75	С	5160	0.29	0.27	582	691	0.78
0.75	К	5810	0.41	0.39	503	611	0.82
0.75	Al	376	0.69	0.77	–	–	0.99
0.8	С	4000	0.34	0.31	528	629	0.82
0.8	К	4510	0.48	0.45	451	550	0.85
0.8	Al	292	0.75	0.81	–	–	0.99

где c_g – общий нормировочный множитель; λ взято в ангстремах; a_i , k_i и s_i – подгоночные параметры, определяемые на основании данных работы [2] (табл.1).

Обозначим отношение интенсивностей облучения зеркала спонтанным излучением активной среды в спектральном диапазоне $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ при использовании фильтра и без него через $f(\lambda_1, \lambda_2)$, а коэффициент пропускания фильтра – через k_f . Согласно определению имеем

$$f(\lambda_1, \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda(\lambda, b)k_f(\lambda)d\lambda / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda(\lambda, b)d\lambda. \quad (2)$$

Рассмотрим ситуацию, когда фильтр однороден по толщине и существенной ионизации материала фильтра под действием рассеянного излучения накачки и рентгеновского излучения не происходит. В таком случае

$$k_f(\lambda) \approx \exp[-\mu_f(\lambda)L_f],$$

где μ_f – коэффициент ослабления излучения материалом фильтра при комнатной температуре; L_f – толщина фильтра. Для выбора L_f используем условия $k_f(\lambda = 44.83 \text{ \AA}) \approx 0.75$ и 0.8 (см., напр., [2, 3]).

Полагаем, что плотности фильтров из углерода, калия и алюминия равны 2.25 (данное значение отвечает графиту), 0.862 и 2.70 г/см³ соответственно [10, 11]. Значения L_f , $f_1 = f(\lambda_1 = 30 \text{ \AA}, \lambda_2 = 100 \text{ \AA})$ и $f_2 = f(\lambda_1 \approx 31 \text{ \AA}, \lambda_2 \approx 62 \text{ \AA})$, соответствующие этим плотностям и формулам (1), (2), приведены в табл.2 (сечения фотоионизации рассчитаны согласно [7]). Диапазон $31 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 62 \text{ \AA}$ ($200 \text{ эВ} \leq E \leq 400 \text{ эВ}$) важен в связи с тем, что в работах [2, 3] приведены пороги S_1 и S_2 повреждения WC/C- и Cr₃C₂/C-зеркал излучением этого диапазона, равные ~ 0.1 и $0.2 - 0.25$ Дж/см² соответственно.

В диапазоне $300 \text{ эВ} \leq E \leq 1 \text{ кэВ}$ сечения σ_C , σ_K и σ_{Al} уменьшаются при увеличении E [7, 8]. Фильтры из углерода и калия существенно ослабят спонтанное излучение и при некоторых значениях $\lambda < 30 \text{ \AA}$ ($E > 413 \text{ эВ}$). В табл.2 для этих фильтров представлены энергии фотонов $E_{1/3}$ и $E_{1/2}$, определяемые условиями $k_f \leq 1/3$ при $413 \text{ эВ} \leq E \leq E_{1/3}$ и $k_f \leq 1/2$ при $413 \text{ эВ} \leq E \leq E_{1/2}$.

Согласно работе [1], в экспериментах без использования фильтра интенсивность облучения зеркала в диапазоне $500 \text{ эВ} \leq E \leq 1 \text{ кэВ}$ примерно в два раза больше, чем в диапазоне $40 \text{ эВ} \leq E \leq 500 \text{ эВ}$. Для части диапазона $500 \text{ эВ} \leq E \leq 1 \text{ кэВ}$ ослабление излучения всеми рассматриваемыми фильтрами мало (см. значения k_f при $E = 1 \text{ кэВ}$ в табл.2 и работы [7, 8]). Тем не менее можно предположить, что при использовании фильтров на основе углерода или калия фотоны с энергиями $500 \text{ эВ} < E \leq 1 \text{ кэВ}$ не вызовут быстрого повреждения зеркала, т. к. неоднородность его нагрева такими фотонами сравнительно мала (см. разд.3) и все значения $E_{1/2}$ превышают 500 эВ (табл.2).

3. Неоднородность температуры WC/C-зеркала

При воздействии рентгеновского излучения на зеркало неоднородности температуры зеркала T_m и, как следствие, его теплового расширения определяются интенсивностью и формой спектра излучения, характерными длинами поглощения фотонов l_{abs} , характерными пробегами фото- и оже-электронов, теплопроводностью и временем.

Рассмотрим воздействие рентгеновского излучения на зеркало, состоящее из слоев углерода толщиной $l_C \approx 14.5 \text{ \AA}$ и слоев WC толщиной $l_{WC} \approx 8 \text{ \AA}$ [3]. Можно показать, что

$$l_{abs}(E) \approx \frac{l_C + l_{WC}}{\sigma_C(E)n_C l_C + [\sigma_C(E) + \sigma_W(E)]n'_C l_{WC}}, \quad (3)$$

где n_C и n'_C – концентрации атомов углерода в C- и WC-слоях; σ_W – сечение фотоионизации атома вольфрама (рассматриваются ситуации, когда $l_{abs} \gg l_C + l_{WC}$).

Предположим, что плотность C-слоя равна 2.25 г/см^3 (при расчете l_{abs} отличим плотности аморфного углерода от максимальной плотности графита можно пренебречь), а плотность WC-слоя – 15.7 г/см^3 [12]. Длины l_{abs} , рассчитанные по формуле (3) для нескольких энергий фотонов при указанных плотностях слоев и значениях σ_C из [7] и σ_W из [8], представлены в табл.3 ($E \approx 277 \text{ эВ}$ – энергия фотона с $\lambda \approx 44.83 \text{ \AA}$).

Табл.3. Поглощение рентгеновского излучения и диффузия тепла в WC/C-зеркале.

E (эВ)	l_{abs} (Å)	τ_s ($\Delta L = l_{abs}$) (пс)
100	840	44
200	710	31
277	800	40
300	470	14
400	800	40
500	1110	77
600	1530	150
700	2060	270
1000	4260	1100

При анализе торможения электронов удобно по отдельности рассмотреть их характерные пробеги l_C^e и l_{WC}^e в углероде и WC. Оценим l_C^e при начальной кинетической энергии электрона $100 \text{ эВ} \leq \varepsilon \leq 1 \text{ кэВ}$ как

$$l_C^e \approx \varepsilon \left/ \left| \frac{d\varepsilon}{dx} \right|_C \right., \quad (4)$$

где

$$\left| \frac{d\varepsilon}{dx} \right|_C \approx \frac{8\pi n_C e^4}{\varepsilon} \ln \left(\frac{\varepsilon}{15 \text{ эВ}} \right) \quad (5)$$

– потери кинетической энергии электрона на единице пути в углероде; e – заряд электрона. Формула (5) учитывает ионизацию только уровней углерода с главным квантовым числом $n = 2$, средний потенциал ионизации этих уровней полагается равным 15 эВ (см., напр., [7, 13]).

Из формул (3)–(5) следует, что $l_C^e \ll l_{abs}$ при $100 \text{ эВ} \leq \varepsilon \leq 1 \text{ кэВ}$ и $E > \varepsilon$: так, например, $l_C^e \approx 50$ и 400 \AA при $\varepsilon = 300$ и 1 кэВ соответственно, тогда как $l_{abs} \geq 470 \text{ \AA}$ при $E \geq 300 \text{ эВ}$ и $l_{abs} \approx 4300 \text{ \AA}$ при $E = 1 \text{ кэВ}$ (см. табл.3).

Можно показать, что подобное соотношение имеет место и для l_{WC}^e . Таким образом, характерные расстояния, на которых происходит передача энергии рентгеновского излучения материалу зеркала, определяются поглощением фотонов и практически не зависят от l_C^e и l_{WC}^e .

Оценим важность переноса тепла за счет теплопроводности. Предположим, что теплопроводность C-слоев значительно превышает теплопроводность WC-слоев $\kappa_{WC} \approx 0.35 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ (используемое значение κ_{WC} равно теплопроводности объемного WC [12]). Согласно данному предположению, в направлении нормали к поверхности зеркала эффективный коэффициент теплопроводности $\kappa_m \approx \kappa_{WC}(l_C + l_{WC})/l_{WC} \approx 0.98 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, а эффективный коэффициент температуропроводности χ_m , равный отношению κ_m к средней теплоемкости единицы объема зеркала (см., напр., [14]), составляет $\sim 0.4 \text{ см}^2/\text{с}$ (здесь использованы данные по теплоемкости материалов из работ [10, 15], теплоемкость WC соответствует $T_m = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ [1, 3, 15]). Характерное время τ_s сглаживания неоднородности T_m с пространственным масштабом ΔL за счет теплопроводности можно оценить как $\tau_s \approx \Delta L^2/(4\chi)$ [14].

В экспериментах, описанных в работах [1–3], характерное время τ_m изменения локальных параметров активной среды лазера на 4d–4p-переходах никелеподобных ионов Та было порядка 10^{-10} с . Например, данные, представленные в [1], соответствуют примерно линейному возрастанию со временем множителя c_g от нуля до значения, близкого к максимальному, в течение $\sim 250 \text{ пс}$ и малому изменению c_g в течение следующих 250 пс до момента, соответствующего максимуму коэффициента усиления (см. также оценки t_{gain} , приведенные выше). Таким образом, сглаживание неоднородности нагрева зеркала фотонами с энергией $E \approx 1 \text{ кэВ}$ и выше за счет теплопроводности было практически несущественно, однако при меньших значениях E , например при $E \leq 500 \text{ эВ}$, этот процесс был довольно важен (см. табл.3). Отметим, что условие $\tau_s \approx 250 \text{ пс}$ при $\Delta L = l_{abs}$ соответствует $l_{abs} \approx 2000 \text{ \AA}$ и $E \approx 690 \text{ эВ}$.

В экспериментах, описанных в работах [5, 6], накачка лазеров на 4d–4p-переходах никелеподобных ионов Та осуществлялась импульсами излучения длительностью $\sim 100 \text{ пс}$. В такой ситуации τ_m составляет, по-видимому, $\sim 100 \text{ пс}$ или менее. Условие $\tau_s \approx 100 \text{ пс}$ при $\Delta L = l_{abs}$ соответствует $l_{abs} \approx 1260 \text{ \AA}$ и $E \approx 540 \text{ эВ}$.

При длинах волн λ , для которых $\tau_s(\Delta L = l_{abs}) \gg \tau_m$, и наличии фильтра вклад излучения в диапазоне от некоторого значения λ_0 до $\lambda_0 + \Delta\lambda$ в неоднородность нагрева зеркала и тем самым в подавление двухпроходного усиления определяется параметром $I_\lambda(\lambda_0)k_f\Delta\lambda/l_{abs}^2(\lambda_0)$, а при отсутствии фильтра – параметром $I_\lambda(\lambda_0)\Delta\lambda/l_{abs}^2(\lambda_0)$.

4. Пример требований к уменьшению плотности потока спонтанного рентгеновского излучения и возможные конструкции фильтров

Обозначим плотность потока рентгеновского излучения, падающего на незащищенное зеркало в течение полного времени облучения, через F_{tot} . Эта величина является суммой вкладов спонтанного и вынужденного излучения F_{tot}^{sp} и F_{las} . Плотность потока спонтанного рентгеновского излучения, падающего на зеркало до попадания на него отражаемого лазерного импульса, обозначим через F_{ref}^{sp} .

В экспериментах, описанных в работах [1–3], для незащищенного зеркала выполнялось соотношение

$$F_{\text{ref}}^{\text{sp}} \approx (0.4 - 0.5)F_{\text{tot}}^{\text{sp}}. \quad (6)$$

Согласно работе [2], при $L_m = 3$ см и $b = 2$ см имеем $F_{\text{tot}}^{\text{sp}} \approx 0.4$ Дж/см² и $F_{\text{las}} \approx 0.05$ Дж/см², что соответствует $F_{\text{tot}}^{\text{sp}} \approx 0.35$ Дж/см². В [3] для этих же условий приведены значения $F_{\text{tot}}^{\text{sp}} \approx 0.2$ Дж/см² и $F_{\text{las}} \approx 0.03$ Дж/см², что соответствует $F_{\text{tot}}^{\text{sp}} \approx 0.17$ Дж/см². Эти данные, значение порога S_1 , приведенное выше, оценки по формуле (6) и величины, представленные в табл.2 и 3, позволяют предположить, что в ситуациях, когда $L_m \approx 2.5$ см, $b \approx 2$ см, а структура мишени и поток излучения накачки примерно такие же, как и в экспериментах, описанных в работах [1–3], фильтр на основе углерода или калия предотвратит повреждение WC/C-зеркала спонтанным рентгеновским излучением до попадания на него отражаемого лазерного импульса. Такие фильтры могут быть полезны и для защиты Cr₃C₂/C-зеркал, однако данный вопрос требует специального исследования.

Фильтр на основе углерода может состоять либо из чистого углерода, например графита, поддерживаемого в случае необходимости сеткой или другим конструкционным элементом [4], либо из слоя углерода, расположенного между двумя слоями пластика, например полиэтилена [16]. По-видимому, слой графита толщиной в несколько тысяч ангстрем (см. табл.2) защитит зеркало и от рассеянного излучения накачки. В случае необходимости можно использовать фильтр, состоящий из слоя углерода толщиной порядка 1000 Å, слоя калия толщиной порядка 100 Å, отражающего рассеянное излучение накачки, и одного или двух слоев пластика.

Слой калия толщиной в несколько тысяч ангстрем (см. табл.2) целесообразно размещать между слоями пластика. В любом случае фильтры на основе углерода будут более эффективны.

Отметим, что в экспериментах, описанных в работе [3], фильтр состоял из слоя алюминия толщиной 240 Å, заключенного между слоями лексана толщиной 2400 и 1000 Å. Этот фильтр не обеспечивал существенной защиты зеркала от спонтанного рентгеновского излучения (см. табл.2).

5. Заключение

Использование фильтра на основе углерода является эффективным и простым методом защиты WC/C-зеркала лазера на 4d–4p-переходах никелеподобных ионов тантала от спонтанного рентгеновского излучения. Полная оптимизация конструкции двухпроходного лазера на этих переходах может включать в себя анализ целесообразности использования фильтров для защиты других

зеркал, а также анализ эффективности применения фильтров, содержащих слои пластика сравнительно большой толщины, соответствующей минимальным допустимым значениям k_f ($\lambda = 44.83$ Å) (см., напр., [1–3, 16]).

Вероятно, эффективная защита зеркала от спонтанного рентгеновского излучения с помощью фильтра возможна и для других рентгеновских лазеров. Использование фильтра может быть дополнено другими мерами по защите зеркала, в частности использованием режима бегущей волны накачки, распространяющейся по направлению к зеркалу со скоростью света [17], и в некоторых случаях предварительным охлаждением зеркала до температуры жидкого азота или гелия для предотвращения превращения аморфного углерода в графит. Уменьшение b за счет сочетания различных мер по защите зеркала увеличит долю отраженного лазерного излучения, попадающего в основную усиливающую область активной среды (см. также [3, 18]).

Автор благодарит Международное агентство по атомной энергии за частичное финансирование исследований по рентгеновским лазерам в рамках Исследовательского контракта МАГАТЭ № RUS 13722.

1. Eder D.C., Da Silva L.B., London R.A., MacGowan B.J., Maxon S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1551**, 143 (1991).
2. MacGowan B.J., Da Silva L.B., Fields D.J., et al. *Phys. Fluids B*, **4**, 2326 (1992).
3. MacGowan B.J., Mrowka S., Barbee T.W. Jr., et al. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, No. 125, 269 (1992).
4. Элтон Р. *Рентгеновские лазеры* (М.: Мир, 1994).
5. Daido H., Ninomiya S., Takagi M., Kato Y., Koike F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 296 (1999).
6. Wang Ch., Wang W., Sun J.R., et al. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, No. 186, 135 (2005).
7. Barfield W.D., Koontz G.D., Huebner W.F. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **12**, 1409 (1972).
8. Saloman E.B., Hubbell J.H., Scofield J.H. *At. Data Nucl. Data Tables*, **38**, 1 (1988).
9. Gray K.J., Knight L.V., Peterson B.J., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **831**, 136 (1987).
10. Гольдин Л.Л., Игошин Ф.Ф., Козел С.М. и др. *Лабораторные занятия по физике: учебное пособие* (М.: Наука, 1983).
11. Бердонос С.С. В кн.: *Физическая энциклопедия* (гл. ред. А.М.Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1990, т. 2, с. 233).
12. Самсонов Г.В., Портной К.И. В кн.: *Советская энциклопедия* (гл. ред. А.М.Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1973, т. 11, с. 403).
13. Сивухин Д.В. *Общий курс физики* (М.: Наука, 1989, т. 5, ч. 2).
14. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
15. Самсонов Г.В. *Тугоплавкие соединения* (М.: Металлургиздат, 1963).
16. Powell F.R., Vedder P.W., Lindblom J.F., Powell S.P. *Opt. Eng.*, **29**, 614 (1990).
17. Шматов М.Л. *Препринт ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН № 1682* (С.-Петербург, 1996).
18. Rus B., Carillon A., Dhez P., et al. *AIP Conf. Proc.*, No. 332, 152 (1994).