

УДК 533.9.082:539.144

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ ЯДЕР РОДИЯ-103 НА ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ СОКОЛ-П

В.И. Афонин, Д.А. Вихляев, А.Г. Какишин, И.И. Костенко, А.В. Мазунин, К.В. Сафронов

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский НИИ технической физики им. академика Е.И. Забабахина, Snezhinsk, Россия

В статье приведены оценки, которые показывают, что в горячей лазерной плазме твердотельной плотности, созданной пикосекундным лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности, вероятность возбуждения ядерных переходов возрастает. Это достигается за счёт горячих электронов, рождающих тормозное рентгеновское излучение (РИ) высокой интенсивности, и уширения линии поглощения этого излучения ядрами. Описываются постановка и результаты экспериментов по возбуждению изомерного состояния ($E_m = 39,76$ кэВ, $J^P = 7/2^-$, $T_{1/2} = 56,1$ мин) ядер родия-103 под действием РИ в горячей ($T_e \sim 0,5$ кэВ) плотной родиевой плазме, созданной пикосекундным импульсом лазерного излучения установки СОКОЛ-П. Результаты экспериментов показали возможность наработки изомера в плазме, о чём свидетельствовало K_{α} - и K_{β} -излучение, сопровождающее распад изомера по каналу электронной конверсии. Регистрация активности изомера, содержащегося в составных частях мишенной сборки и остатках продуктов разлёта плазмы, проводилась с помощью полупроводникового спектрометра с детектором из особо чистого германия. Выход изомера достигал $\sim 2 \cdot 10^3$ ядер за один импульс лазерного излучения с интенсивностью $\sim 0,5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². С ростом интенсивности лазерного импульса до $q \sim 10^{18}$ Вт/см² выход изомера снизился до $\sim 10^3$ ядер. Зарегистрированное число распадов изомерных ядер находится в разумном согласии с качественной оценкой, полученной в рамках простой модели физических процессов, протекающих в лазерной плазме.

Ключевые слова: лазерная плазма, рентгеновское излучение, атомное ядро, изомерное состояние, родий.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE NUCLEUS RHODIUM-103 ISOMERIC STATE EXCITATION AT SOKOL-P LASER FACILITY

V.I. Afonin, D.A. Vikhlyayev, A.G. Kakshin, I.I. Kostenko, A.V. Mazunin, K.V. Safronov

Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, Snezhinsk, Russia

In this paper estimations and experimental results are presented. They show that in hot laser plasma of the solid-state density produced by a subrelativistic picoseconds laser pulse the probability of excitation of nuclear transitions increases. This occurs due to the presence of hot electrons that generate intense x-ray bremsstrahlung and the broadening of the nuclear transition at which this radiation is absorbed. Arrangement and results of experiments on the excitation of the ($E_m = 39.76$ keV, $J^P = 7/2^-$, $T_{1/2} = 56.1$ min) isomer state of Rh-103 nuclei under the action of x-ray emission in a hot ($T_e \sim 0.5$ keV) dense rhodium plasma produced by a picoseconds laser pulse in the SOKOL-P laser facility are described. Results of the experiments have shown the possibility of producing isomer nuclei in plasma. The production of rhodium isomer has been evidenced by recording K_{α} - and K_{β} -radiation, characteristic of isomer nuclei decay via the electron conversion channel. The activity of isomer nuclei contained in the components of the target assembly and products of plasma expansion has been measured with the help of a semiconductor spectrometer with a detector made of high purity germanium. The exit of isomer reaches $\sim 2 \cdot 10^3$ nucleus for one impulse of laser radiation with intensity $\sim 0.5 \cdot 10^{18}$ W/cm². With growth of intensity of a laser impulse to $q \sim 10^{18}$ W/cm² the exit an isomer has decreased to $\sim 10^3$ nucleuses. The recorded number of isomer decays is in reasonable agreement with the qualitative estimate, obtained within the model of the physical processes proceeding in laser plasma.

Key words: laser plasma, x-ray radiation, atomic nucleus, isomeric state, rhodium.

ВВЕДЕНИЕ

С появлением лазерных систем, генерирующих мощные субпикосекундные импульсы, наряду с исследованиями по физике высоких плотностей энергии и термоядерному синтезу стало возможным и проведение ядерно-физических экспериментов с использованием потоков заряженных частиц и рентгеновского излучения высокой энергии [1—5]. Они возникают благодаря эффективной генерации надтепловых (горячих) электронов в плазме, формирующейся при взаимодействии ультракороткого лазерного импульса (УКИ) с твердотельными мишенями. При этом горячая лазерная плазма характеризуется высокой ионной плотностью, близкой к твердотельной, высокой степенью ионизации и высокой температурой горячих электронов, достигающей десятков и сотен кэВ. Естественным следствием появления горячих электронов является, в частности, генерация тормозного рентгеновского излучения (РИ), которое может быть использовано в возбуждении ядерных уровней как стабильных, так и метастабильных ядерных изотопов и создании мессбауэровского γ -лазера [5].

Впервые возбуждение изомерного состояния ядер в лазерной плазме было зарегистрировано в эксперименте [4], в котором при облучении танталовой мишени 200 фс импульсом лазерного излучения (ЛИ) с интенсивностью $q = (1-5)10^{16}$ Вт/см² наблюдалось заселение изомерного уровня с энергией $E_m = 6,24$ кэВ, спином и чётностью $J^p = 9/2^-$, периодом полураспада $T_{1/2} = 6,8$ мкс ядер стабильного изотопа ¹⁸¹Ta в переходах из основного состояния $E_0 = 0$, $J^p = 7/2^+$. Несмотря на низкую энергию изомерного уровня и низкую мультипольность $E1$ перехода, важным оказалось то, что он был осуществлён в плотной горячей плазме УКИ под действием РИ.

Возбуждение изомерных уровней ядер ¹⁰³Rh, ¹⁰⁷Ag и ¹⁰⁹Ag с энергией в десятки килоэлектронвольт и высокой мультипольностью перехода $E3$ было зарегистрировано в экспериментах [6, 7] на пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П [8], однако анализ экспериментальных данных привел к значительному расхождению результатов экспериментов с качественной оценкой изомерного выхода.

В данной работе приводятся постановка дальнейших экспериментов по возбуждению изомерного состояния ядер ¹⁰³Rh в пикосекундной лазерной плазме и обсуждение их результатов в сопоставлении с основными результатами экспериментов [6, 7], которые также приведены в данной работе с целью полноты изложения. При этом существенно переработана по сравнению с предыдущими вариантами [6, 7] качественная модель физических процессов, протекающих в плазме УКИ. В частности, более корректно учтены как спектральный поток плотности квантов РИ, возникающих при торможении горячих электронов в лазерной плазме, так и уширение ядерных уровней.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Оценим характеристики плазмы, создающейся при наклонном облучении плоской родиевой мишени p -поляризованным УКИ с высоким контрастом по интенсивности $\sim 10^{11}$, энергией E_L (Дж), интенсивностью q (Вт/см²), длительностью τ (с), длиной волны λ_0 (см) и радиусом фокусировки R (см). Заметим, что под радиусом фокусировки УКИ понимается радиус, на котором интенсивность q составляет половину от максимальной.

Лазерное излучение с длиной волны λ_0 , падающее на металлическую мишень с показателями затухания μ и преломления η , поглощается в её приповерхностном слое (плазменном факеле) с характерной толщиной, равной толщине скин-слоя δ (см) $= \lambda_0 / (4\pi\mu\eta)$, из которого энергия ЛИ распространяется в глубь мишени за счёт теплопроводности. Характерный объём V (см³) лазерной плазмы $V = \pi R^2 H$ определяется характерной глубиной прогрева H (см) за счёт волны лучистой или электронной теплопроводности

$$H = (\chi\tau)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\chi = \max(\chi_r, \chi_e)$. В соответствии с (1) и с учётом усреднённого росселандова пробега коэффициент лучистой теплопроводности χ_r (см²/с) может быть представлен в виде

$$\chi_r = 6,28 \cdot 10^{80} T_e^{7/2+3} / [\rho N_i^3 Z^*(Z^* + 1)^3], \quad (2)$$

а коэффициент электронной теплопроводности (при $Z^* \gg 1$) имеет вид [8, 9]

$$\chi_e = 4,27 \cdot 10^{28} T_e^{5/2} / (N_i \Lambda Z^{*2}), \quad (3)$$

где Z^* и N_i (см⁻³) $= \rho N_A / A$ — среднее зарядовое число ионов и их концентрация; ρ (г/см³) — плотность мишени; A — атомный вес; N_A — число Авогадро; T_e (кэВ) — электронная температура плазмы; $\Lambda = 32,2 - 1,15 \lg N_e + 2,3 \lg T_e$ — кулоновский логарифм [10]. Однако, как показывают оценки, в горячей плазме мощного УКИ электронная теплопроводность играет меньшую роль, чем перенос энергии излучением.

Для оценки Z^* можно воспользоваться соотношением [10]

$$Z^*+1 = j(T_e/Ry)^{1/2} [\ln(1,9 \cdot 10^{26} T_e^{3/2} N_i^{-1} / Z^*)]^{1/2}, \quad (4)$$

где Ry — постоянная Ридберга; j — главное квантовое число основного состояния иона. Несмотря на отсутствие термодинамического равновесия плазмы, тем не менее, если формально положить $T_i = T_e$, где T_i — температура ионного компонента плазмы, то следующая из (4) оценка Z^* удовлетворительно согласуется с величиной, получаемой при численном моделировании процессов взаимодействия УКИ с веществом. В частности, при $T_e = 1$ кэВ и твердотельной плотности ионов оценка (4) приводит к $Z^* = 26$,

50 и 53 для ^{57}Fe , ^{201}Hg и ^{181}Ta соответственно. Оценки, полученные решением уравнений нестационарной кинетики ионизации, показывают [11, 12], что при той же температуре и плотности ионов кратность ионизации в пикосекундной плазме достигает $Z^* = 22, 56$ и 60 для ^{57}Fe , ^{201}Hg и ^{181}Ta соответственно.

При интенсивности лазерного излучения $q \geq 10^{17}$ Вт/см² в плазменной короне мишени за счёт механизмов бесстолкновительного поглощения ЛИ генерируются горячие электроны с температурой T_h , значительно превышающей тепловую T_e и слабо зависящей от атомного номера вещества мишени [13]. При этом как температура, так и энергия горячих электронов E_h монотонно растут с повышением интенсивности ЛИ. Эти электроны, двигаясь в глубь мишени, заполняют некоторый её объём, состоящий из собственно лазерной плазмы и неиспаренной части мишени, где они тормозятся в столкновениях с ионами и атомами. При $v_h \tau \gg H$ плотность горячих электронов N_h^0 [см⁻³] в плазме объёмом V можно принять равной их концентрации в объёме $(4/3)\pi(v_h \tau)^3$, где $v_h = 2,12 \cdot 10^9 T_h^{1/2}$ — средняя тепловая скорость электронов [9]. Её легко вычислить, воспользовавшись данными [13] по температуре T_h (кэВ) и эффективности преобразования $k = E_h/E_L$ энергии ЛИ в энергию горячих электронов E_h .

Если отсчитывать координату z в глубь плазмы вдоль нормали к её поверхности, то с учётом вероятности $P_h = 1 - \exp(-N_i \sigma_{ei} z)$ электрон-ионных столкновений плотность горячих электронов в точке z равна $N_h = N_h^0 \exp(-N_i \sigma_{ei} z)$. При этом выражение для эффективного сечения столкновений σ_{ei} имеет вид [9]

$$\sigma_{ei} = 4,46 \cdot 10^{-20} Z^{*2} \Lambda / T_h^2. \quad (5)$$

В этих столкновениях рождается тормозное РИ с энергией квантов E (кэВ) $= \hbar\omega$, где $\hbar = 6,58 \cdot 10^{-19}$ кэВ·с — постоянная Планка; ω — частота излучения. Выражение $d\Phi_0/dE = \int_0^z (d\Phi/dE) dz$ для спектрального потока плотности квантов в точке z находится из соотношения

$$d\Phi/dE = 1,28 \cdot 10^{14} \hbar^{-1} E^2 (T_e/T_h)^{1/2} (N_h^0/N_e) \exp(-N_i \sigma_{ei} z) \exp(-E/T_h),$$

следующего из равенства $j_\omega = I_\omega \kappa_\omega$. В этом равенстве I_ω (кэВ·с⁻¹·см⁻²·ср⁻¹·Гц⁻¹) и j_ω (кэВ·с⁻¹·см⁻³·ср⁻¹·Гц⁻¹) — спектральные интенсивность и мощность излучения для единичного объёма плазмы с максвелловским распределением горячих электронов; κ_ω (см⁻¹·с) — спектральный коэффициент тормозного поглощения излучения для плазмы с концентрацией тепловых электронов N_e . Следуя [9], j_ω и κ_ω можно представить в виде

$$j_\omega = (4,95/\pi) 10^{-34} Z^{*2} N_i N_h^0 T_h^{-1/2} \exp(-N_i \sigma_{ei} z) \exp(-\hbar\omega/T_h);$$

$$\kappa_\omega = (3,856/\pi) 10^{48} Z^{*2} N_i N_e T_e^{-1/2} (\hbar\omega)^{-3}.$$

ОЦЕНКА ИЗОМЕРНОГО ВЫХОДА

Для упрощения дальнейших оценок примем, что ядро может находиться в основном g или одном возбуждённом m состоянии. Пусть в направлении оси $0z$ в однородной изомерной плазменной среде сечением S распространяется пучок излучения с плотностью потока квантов $d\Phi_0/dE$ и частотой ω , близкой (или совпадающей) с центральной частотой перехода ω_{mg} .

Вероятность ядерного перехода $g \rightarrow m$, происходящего с поглощением кванта РИ с энергией E , может быть найдена из выражения

$$W_{gm} = \int_0^{+\infty} \sigma_{gm} (d\Phi_0/dE) dE, \quad (6)$$

где интеграл берётся по всем энергиям E спектрального потока плотности квантов $d\Phi_0/dE$. Сечение поглощения кванта σ_{gm} с возбуждением уровня m можно оценить по формуле Брейта—Вигнера [14]

$$\sigma_{gm} = \pi c^2 (\hbar^2/E)^2 (q_m/2q_g) \Delta_{gm} \Gamma_m / [(\Gamma_m/2)^2 + (E - E_{gm})^2],$$

где c — скорость света, $q_m = 2J_m + 1$ и $q_g = 2J_g + 1$ — статистические веса; J_g и J_m — спины ядра в возбуждённом m и исходном g состоянии; $E_{gm} = E_m - E_g$ — резонансная энергия перехода; Δ_{gm} — ширина уровня m в радиационном переходе $g \rightarrow m$; Γ_m — полная ширина уровня m , включающая в себя радиа-

ционные и нерадиационные (например, по каналам внутренней электронной конверсии) ширины переходов на нижележащие уровни.

Δ_{mg} уровня m в горячей лазерной плазме определяется как естественной шириной $\Gamma_{mg} = \hbar/\tau_{mg}$, где τ_{mg} — время жизни, так и уширением (однородным и неоднородным), обусловленным взаимодействием ядер с электрическими и магнитными полями, кинематическим и столкновительным эффектами.

Как известно, взаимодействие квазимонохроматического излучения с коллективом частиц протекает по-разному в зависимости от вида уширения линии, соответствующей рабочему переходу [15]. Если при однородно уширенной линии с излучением могут взаимодействовать все частицы ансамбля, то в случае неоднородно уширенной линии — только та их часть, у которых смещённая частота совпадает с частотой излучения. Именно поэтому наибольший интерес представляет однородное уширение линий, при котором их контур остаётся лоренцевым. К такому уширению приводят столкновительные процессы [15], к которым в случае горячей плазмы относятся электрон-ионные и ион-ионные столкновения. Легко проверить, что в плазме УКИ с твердотельной плотностью и температурой $T_i \sim 0,1$ кэВ нарушается условие однородности уширения линии с энергией квантов $E_{mg} = \hbar\omega_{mg}$ в десятки кэВ, обязанное ион-ионным столкновениям. Это условие, следуя [15], можно представить в виде $2\pi n/\omega_{mg} \ll \tau_{ii}$, где $\tau_{ii} = 4,28 \cdot 10^9 T_i^{3/2} A^{1/2}/N_i Z^{*4} \Lambda$ — время свободного пробега [9]; n — целое число ($n \gg 1$). Смысл этого условия состоит в том, чтобы на длине пробега укладывалось, по крайней мере, несколько длин волн излучения с частотой ω_{mg} . Однако по отношению к электрон-ионным столкновениям с временем свободного пробега $\tau_{ei} = 1,06 \cdot 10^{10} T_h^{3/2}/N_i Z^{*2} \Lambda$ оно выполняется ($1 \ll \tau_{ei}\omega_{mg}$). Исходя из этого, положим $\Delta_{gm} = \hbar/\tau_{ei}$, поскольку в плазме долгоживущих изомеров $\Gamma_{mg} \ll \hbar/\tau_{ei}$. Здесь также следует учитывать лишь близкие столкновения ($\Lambda = 1$), в которых ядрам передается больший импульс, чем в далёких.

Считая спектральный поток постоянным вблизи резонанса $\hbar\omega_{gm} = E_{gm}$ и выполняя интегрирование в (6), получим $W_{gm} = \sigma_{igm} \Phi_0$, где $\Phi_0 = (d\Phi_0/dE)\Delta_{gm}$ — плотность потока квантов, а сечение перехода σ_{igm} даётся выражением

$$\sigma_{igm} = \pi^2 c^2 \hbar^2 E_{gm}^{-2} (q_m/2q_g). \quad (7)$$

Следовательно, для числа актов возбуждения $dZ_m(z)$ ядер с концентрацией $N_g = N_i$, произошедших за время τ в цилиндрическом объёме плазмы площадью S и толщиной dz , можно записать $dZ_m(z) = \sigma_{igm} \Phi_0 N_g \tau dz$, откуда, собирая результаты, следует оценка изомерного выхода

$$Z_m = 6,3 \cdot 10^{-10} k E_L T_e^{1/2} E_{gm}^2 Z^* S P T_h^{-9/2} \tau^{-2} \exp(-E_{gm}/T_h), \quad (8)$$

где $P = (\sigma_{igm}/\sigma_{ei}) \{ H - (\sigma_{ei}^{-1} N_g^{-1}) [1 - \exp(-\sigma_{ei} N_g H)] \}$.

Оценим, к примеру, величину изомерного выхода в экспериментах [7] по возбуждению состояний и ядер изотопов серебра ^{107}Ag ($E_m = 93,125$ кэВ, $J^p = 7/2^+$, $T_{1/2} = 44$ с) и ^{109}Ag ($E_m = 88,034$ кэВ, $J^p = 7/2^+$, $T_{1/2} = 39,6$ с) в горячей плазме с плотностью $\rho = 10,5$ г/см³, образованной УКИ установки СОКОЛ-П с $E_L = 9,16$ Дж, $q = 1,2 \cdot 10^{18}$ Вт/см², $\tau = 0,82 \cdot 10^{-12}$ с, контрастом $\sim 10^{11}$ и пятном фокусировки площадью $S = 4,65 \cdot 10^{-6}$ см².

Учитывая, что данной интенсивности q согласно [13] отвечают $k = 0,13$ и $T_h = 45$ кэВ, из (1), (2), (4), (5), (7), (8) нетрудно получить $Z_m \sim 4,2 \cdot 10^2$ при $T_e = 0,5$ кэВ. Величина $N_m \sim 6,9 \cdot 10^4$, полученная в [7] при обработке экспериментальных данных и ошибочно интерпретировавшаяся как число ядер-изомеров, представляет собой не что иное, как число квантов, излучённых лазерной мишенью (включая продукты разлёта плазмы) при девозбуждении содержащихся в ней ядер-изомеров. Поэтому необходим переход от числа фотонов N_m к числу ядер-изомеров.

Пусть при внутренней конверсии [16] на K-, L-, M-, N-оболочку атома, происходящей с вероятностями P_K, P_L, P_M, P_N испускается электрон с энергией E_K, E_L, E_M, E_N . При торможении конверсионного электрона со средней энергией E_e в веществе мишени с атомным номером Z образуется E_e/U ионов, где $U = 1,35 \cdot 10^{-2} Z$ — средний ионизационный потенциал атома. Соответственно этому при ударно-излучательной рекомбинации ионов, включая исходный, испускается $E_e/U + 1$ квантов. Если пренебречь

малым вкладом рентгеновских квантов, излучаемых в каскадных переходах между внутренними электронными оболочками иона, то искомая связь между числом ядер-изомеров и числом фотонов даётся соотношением $Z_i \sim N_m / (E_e / U + 1)$. Воспользовавшись численными данными $P_K = 0,43851$, $E_K = 67,610$ кэВ, $P_L = 0,4137$, $E_L = 89,318$ кэВ, $P_M = 0,08392$, $E_M = 92,407$ кэВ для атома ^{107}Ag [17] и полагая $P_N \sim 0,064$ и $E_N \sim 93$ кэВ, можно оценить количество ядер-изомеров в эксперименте [7] величиной $Z_i \sim 5,4 \cdot 10^2$, которая неплохо согласуется с качественной оценкой $Z_m \sim 4,2 \cdot 10^2$. Заметим, что в рамках модели [7] было получено $Z_m \sim 2,8 \cdot 10^4$.

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по возбуждению в лазерной плазме изомерного уровня ядер ^{103m}Rh в переходе $E_0 = 0$ кэВ, $J^p = 1/2^- \rightarrow E_m = 39,756$ кэВ, $J^p = 7/2^+$ были проведены в постановке, аналогичной экспериментальной [6]. Схема возбуждения изомерного состояния под действием квантов РИ с энергией $\hbar\omega_0$ (кэВ) представлена на рис. 1.

Высококонтрастный (более 10^{11}) лазерный пучок 30 ТВт установки СОКОЛ-П фокусировался на поверхность плоской родиевой мишени, находящейся внутри бокса, с помощью внеосевого параболического зеркала. Бокс в виде параллелепипеда размером $10 \times 10 \times 15$ мм изготавливался из плексигласа толщиной 1 мм и предназначался для сбора разлетающейся плазмы. На фронтальной стороне бокса имелось прямоугольное отверстие площадью $6,5 \times 6,5$ мм, через которое вводилось ЛИ. Родиевая мишень с плотностью $\rho = 10,25$ г/см³, толщиной 300 мкм и площадью 3×3 мм жёстко закреплялась на жестяной подложке с подвесом в геометрическом центре бокса и была повернута относительно падающего ЛИ на 45° .

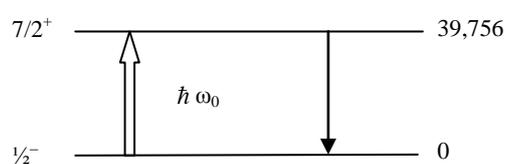


Рис. 1. Схема возбуждения изомера ^{103m}Rh

Параметры импульсов p -поляризованного ЛИ с длиной волны $\lambda = 1,054$ мкм первой серии экспериментов представлены в табл. 1, в которой E_L — энергия ЛИ на мишени; τ — длительность импульса по полувысоте. При этом R — радиус сфокусированного пучка ЛИ, такой, что в пределах объёма $V = \pi R^2 H$ сосредоточена энергия $E_{\text{эф}} = 0,5 E_L$ при интенсивности излучения $q = E_{\text{эф}} / (\tau \pi R^2)$.

Таблица 1. Параметры УКИ

$q, 10^{17}$ Вт/см ²	7	4,2	4,0	4,1	5	7,6	5,8	4,5	5,6	4,8
E_L , Дж	9,73	7,97	8,19	8,0	8,15	9,19	7,43	8,75	9,05	7,35
τ , пс	0,97	0,94	0,82	0,85	0,9	0,85	0,9	0,9	0,8	1,09

Промежуток времени между импульсом ЛИ и началом измерения активности составлял 30 мин. Регистрация активности проводилась вне мишенной камеры с помощью полупроводникового многоканального 10%-ного спектрометра с шириной канала 0,2 кэВ и детектором из особо чистого германия (ОЧГ) диаметром 42,5 и длиной 38 мм. Для этого мишенная сборка разбиралась на составные части и вместе с продуктами разлёта плазмы помещалась на входное окно спектрометра с бериллиевой плёнкой толщиной 0,5 мм. Расстояние L между окном и поверхностью детектора равнялось 5 мм. Абсолютное значение эффективности регистрации линии 26,4 кэВ (при энергетическом разрешении 1 кэВ) этого спектрометра составляло $\zeta = 0,23$. Калибровка спектрометра проводилась с помощью эталонного «точечного» источника фотонного излучения с радионуклидом ^{241}Am , помещённым на входное окно спектрометра. При этом общая активность ^{241}Am источника составляла 35,6 кБк, из которой на линию с энергией 26,4 кэВ приходилось 854,4 Бк.

Поскольку согласно [17] изомерный уровень распадается путём внутренней электронной конверсии, то регистрировалось соответствующее характеристическое РИ с энергией квантов $E_{\alpha 1} = 20,21$ кэВ, $E_{\alpha 2} = 20,07$ кэВ, $E_{\beta 1} = 22,72$ кэВ, $E_{\beta 2} = 23,17$ кэВ и $E_{\beta 3} = 22,7$ кэВ. Длительность регистрации активности составляла 30 мин. Регистрация фона производилась в течение последующих 30 мин.

Случайный характер спектра фона сказывается на виде спектров РИ мишеней, регистрируемых вместе с фоном. Тем не менее в них устойчиво выделяются пики излучения, положение которых позволяет отнести их к характеристическому K_{α} - и K_{β} -излучению изомера родия с интенсивностью линий, превы-

шающей уровень фона. Это достаточно хорошо просматривается по усреднённым результатам измерений спектров мишени и фона, показанных на рис. 2, а.

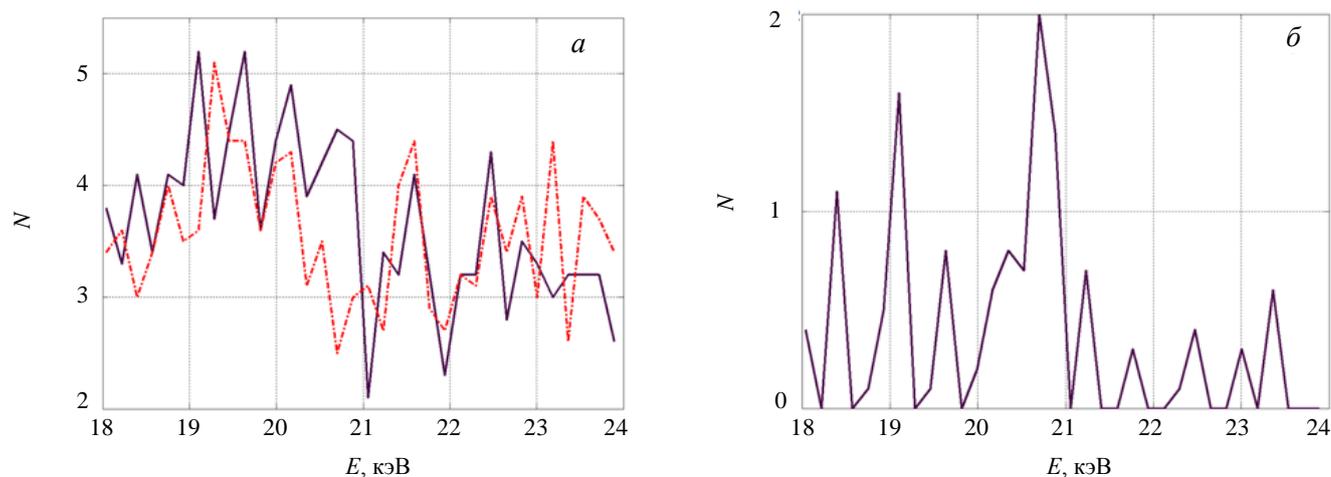


Рис. 2. Рентгеновские спектры: а — усреднённые спектры РИ мишени (—) и фона (---); б — вычет усреднённого спектра фона из усреднённого спектра мишени

При усреднении спектрограмм всех опытов хаотичность фонового излучения сглаживается, а положение пиков K_{α} - и K_{β} -излучения сохраняется. Именно это и демонстрирует график рис. 2, б, представляющий результат вычета интенсивности усреднённого фона из усреднённого спектра мишени.

При интегрировании вычета в интервалах 19,2—21,2 и 21,7—23,7 кэВ, соответствующих разрешению спектрометра, в первой серии экспериментов получено $N_{\alpha} = 6,95$, $N_{\beta} = 1,5$ отсчётов для квантов РИ линий K_{α} - и K_{β} -излучения. При этом отношение $N_{\alpha}/N_{\beta} = 4,6$ удовлетворительно согласуется с отношением $N_{\alpha}/N_{\beta} = 5,5$ интенсивностей спектральных линий [17].

Оценим изомерный выход в этой серии экспериментов. В соответствии с процедурой измерения примем, что изомер занимает некоторую площадь S_1 на входном окне детектора, и воспользуемся соотношением [7]

$$N_m^* = 2\pi \exp(\lambda t_0) (S_1/\pi + L^2) N^*/k_1 S_2 [1 - \exp(-\lambda t_1)], \quad (9)$$

в котором $\lambda = \ln 2/T_{1/2}$ — постоянная распада; $T_{1/2}$ — период полураспада; t_0 — промежуток времени между импульсом ЛИ и началом измерения; t_1 — длительность измерения; S_2 — площадь регистрирующей поверхности на детекторе; L — расстояние между поверхностями S_1 и S_2 ; N_m^* — доля атомов изомера, излучающих линии К-серии; k_1 — коэффициент регистрации, равный отношению числа зарегистрированных квантов N^* к количеству квантов, попавших на поверхность S_2 . Согласно [17] интенсивность электронной конверсии на К-оболочке атома изомера родия составляет 9,2%, а образовавшиеся в этой оболочке вакансии заполняются в ходе безызлучательных (за счёт эффекта Оже) и излучательных электронных переходов с вышележащих оболочек. При этом интенсивность оже-переходов на К-оболочку составляет 1,77%, а суммарная интенсивность K_{α} - и K_{β} -линий 7,43%. С учётом этого замечания количество изомерных ядер можно оценить величиной

$$N_m = 7,43 \cdot 10^{-2} N_m^*. \quad (10)$$

Подставляя в (9) численные данные $N^* = 8,45$, $k_1 = 2\zeta$, $\lambda = \ln 2/T_{1/2} = 0,012$, $T_{1/2} = 56$ мин, $t_0 = t_1 = 30$ мин, можно найти $N_m \sim 2,34 \cdot 10^3$ при $L^2 \ll S_1/\pi$, $S_1 = S_2$.

В этих экспериментах средняя энергия импульса ЛИ составляла $E_L = 8,38$ Дж, длительность $\tau = 0,9$ пс, радиус фокусировки $R = 17$ мкм, соответственно чему интенсивность излучения на мишени $q = 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Учитывая, что данной интенсивности q , согласно [13], отвечают $k = 0,06$ и $T_h = 33$ кэВ, то при $T_e = 0,5$ кэВ [7] и $S = 9 \cdot 10^{-6}$ см² из (8) с учётом (1), (2), (4), (5), (7) нетрудно получить число изомерных ядер $Z_m \sim 2,44 \cdot 10^3$, которое хорошо согласуется с экспериментальной величиной $N_m \sim 2,34 \cdot 10^3$.

Здесь уместно заметить, что в аналогичных экспериментах [6] с использованием 50%-ного спектрометра с детектором из ОЧГ эффективностью $\zeta = 0,24$ было получено $N_{\alpha} = 32$ и $N_{\beta} = 7$, откуда следует

отношение $N_\alpha/N_\beta = 4,6$, также удовлетворительно согласующееся с отношением их интенсивностей $N_\alpha/N_\beta = 5,5$. Параметры ЛИ этой серии экспериментов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры УКИ

$q, 10^{17}$ Вт/см ²	2,8	10	4,31	8
E_L , Дж	7	8,25	7,41	8,59
τ , пс	1,04	0,75	0,8	0,73

Оценка величины N_m для этой серии экспериментов приводит к $N_m \sim 10^4$ при $N_2^* = 39$, $\zeta = 0,24$, $\lambda = \ln 2/T_{1/2} = 0,012$, $T_{1/2} = 56$ мин, $t_0 = t_1 = 30$ мин, $L^2 \ll S_1/\pi$, $S_1 = S_2$. Соответствующая качественная оценка даёт $Z_m \sim 1,95 \cdot 10^3$, $2,44 \cdot 10^3$, $1,76 \cdot 10^3$ и $1,26 \cdot 10^3$ для УКИ с интенсивностью $q = 2,8 \cdot 10^{17}$, $5 \cdot 10^{17}$, $8 \cdot 10^{17}$, 10^{18} Вт/см² соответственно, так что среднее значение $Z_m \sim 1,85 \cdot 10^3$.

Таким образом, имеет место почти пятикратное расхождение в результатах измерения количества квантов РИ линий K_α и K_β , хотя усреднённые параметры импульсов ЛИ в двух сериях экспериментов близки между собой, а условия облучения мишеней и процедура измерения активности изомера одинаковы. Можно заметить, что при этом близки между собой и качественные оценки числа возбуждённых ядер Z_m .

В следующей серии экспериментов использовалась родиевая мишень (толщина 300 мкм и площадь 4×4 мм) с подвесом в цилиндрическом боксе диаметром 15 и высотой 15 мм, изготовленном из плексигласа толщиной 1 мм.

Для ввода ЛИ в центральной части цилиндрической поверхности бокса было выполнено отверстие диаметром 7 мм. Плоскость мишени была повернута относительно оси падающего p -поляризованного ЛИ на 45°. Параметры импульсов ЛИ представлены в табл. 3. Средняя энергия импульса ЛИ длительностью $\tau = 0,92$ пс составляла $E_L = 11,43$ Дж, радиус фокусировки $R = 16,2$ мкм, интенсивность излучения на мишени $q = 7,5 \cdot 10^{17}$ Вт/см².

Таблица 3. Параметры УКИ

$q, 10^{17}$ Вт/см ²	8,5	5,5	9,4
E_L , Дж	11,6	11,4	11,3
τ , пс	0,9	1,02	0,85

Спустя 15—17 мин после лазерного облучения мишеный бокс вместе с его содержимым помещался в рабочую область 10%-ного спектрометра с детектором из ОЧГ диаметром 42,5, длиной 38 мм и эффективностью $\zeta = 0,23$. Регистрация активности велась в течение 30 мин, затем регистрировался фон (30 мин).

Усреднённые спектры рентгеновского излучения сборки и фона, а также их вычет представлены на рис. 3.

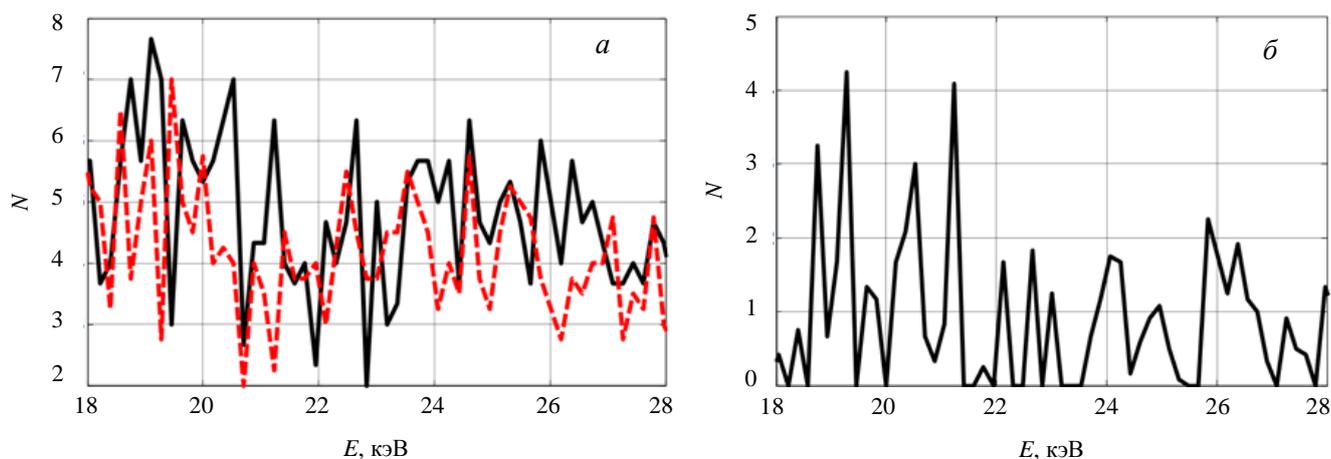


Рис. 3. Рентгеновские спектры: а — усреднённые спектры РИ мишени сборки (—) и фона (---); б — вычет усреднённого спектра фона из усреднённого спектра мишени сборки

При интегрировании вычета (рис. 3) было получено $N_\alpha = 3,39$ и $N_\beta = 0,94$. Соответствующие оценки дают $N_m \sim 10^3$ и $Z_m \sim 1,5 \cdot 10^3$. Следует, однако, подчеркнуть, что в этих экспериментах бокс не разбирался на составные части, а целиком устанавливался на входное окно спектрометра. Поскольку вклад излуче-

ния от продуктов разлёта плазмы, осаждённых на цилиндрической поверхности бокса, не учитывался, то полученная оценка изомерного выхода N_m занижена.

Подытоживая результаты, можно констатировать, что во всех трёх сериях экспериментов был зарегистрирован изомерный выход. Однако изомерный выход в первом и втором случаях сильно различается, хотя усреднённые параметры импульсов ЛИ в этих сериях экспериментов близки между собой, а условия облучения мишеней и процедура измерения активности изомера одинаковы. Возможной причиной столь значительного расхождения могли быть короткоживущие изотопы, нарабатанные в родиевой плазме или стенках бокса ускоренными протонами. Основанием к такому предположению послужили способность родия заметно адсорбировать водород и спектрограммы РИ мишени и фона, представленные на рис. 4.

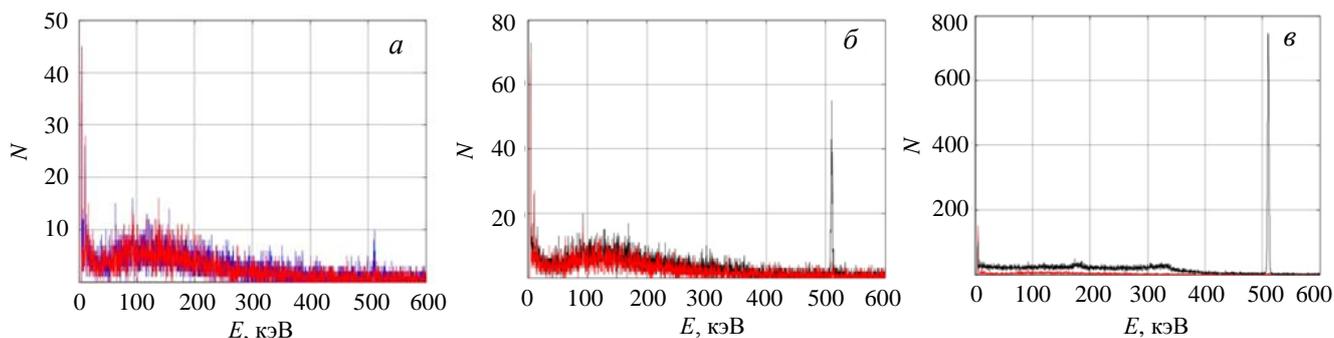


Рис. 4. Рентгеновские спектры мишени и фона: *a* — при $q = 5,5 \cdot 10^{17}$ Вт/см²; *b* — при $q = 8,5 \cdot 10^{17}$ Вт/см², *c* — при $q = 2,1 \cdot 10^{18}$ Вт/см²

В лазерной плазме, например, в ядерных реакциях $^{103}_{45}\text{Rh}(p, n)^{103}_{46}\text{Rd}$, $^{103}_{46}\text{Rd}(p, n)^{103}_{47}\text{Ag}$ с кулоновским барьером $\sim 9,75$ МэВ может нарабатываться β^+ — активный изотоп $^{103}_{47}\text{Ag}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 65,7$ мин. Однако более вероятным источником «паразитных» γ -квантов может быть β^+ — активный изотоп азота с $T_{1/2} = 9,96$ мин, имеющий единственную аннигиляционную линию 511 кэВ [17], образующийся в реакции протонов $^{12}_6\text{C}(p, \gamma)^{13}_7\text{N}$ с углеродом стенок бокса. Высота кулоновского барьера для этой реакции составляет всего 1,52 МэВ. Как видно на графиках рис. 4, с ростом интенсивности ЛИ интенсивность линии быстро возрастает, достигая ~ 750 отсчётов при $q = 2,1 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

В следующей серии экспериментов регистрировался выход протонов из плазмы мишени и определялась их максимальная энергия E_p . Параметры импульса ЛИ и соответствующее им значение E_p представлены в табл. 4. Ошибка в определении максимальной энергии составляла 15%. При $q = 4,18 \cdot 10^{18}$ Вт/см² количество протонов в интервале энергии 4—6,8 МэВ составило $8,8 \cdot 10^{10}$ /ср, их энергия — 65 мДж/ср.

Т а б л и ц а 4. Параметры УКИ и максимальная энергия протонов

E_L , Дж	τ , пс	q , 10^{18} Вт/см ²	Фильтр, мкм	E_p , МэВ
11,16	0,99	0,98	Al, 5	4,9
11,26	0,92	3,98	Cu, 50	7
10,30	0,8	4,18	Cu, 50	6,8

В этих экспериментах бокс отсутствовал, а родиевая пластина толщиной 300 мкм подвешивалась в центре мишени камеры установки СОКОЛ-П. При этом угол падения *p*-поляризованного ЛИ на мишень составлял 50°. Протоны, летящие в передней полусфере в направлении, близком к нормали, к поверхности мишени, регистрировались времяпролётным спектрометром на основе кремниевого полупроводникового детектора СППД11-04 [8]. Детектор был установлен на расстоянии 1326 мм от мишени. Диаметр входного окна детектора 2,5 мм, временное разрешение 1,5 нс, толщина чувствительного слоя кремния ~ 80 мкм. Питание осуществлялось источником питания СБПК-20, рабочее напряжение детектора +400 В. Чтобы избежать насыщения сигнала с детектора СППД11-04, перед ним в качестве фильтра устанавливалась медная или алюминиевая фольга толщиной 50 и 5 мкм соответственно. В двух последних опытах в тракт регистрации был вставлен высокочастотный делитель напряжения 1:5.

Таким образом, с ростом интенсивности ЛИ на мишени растёт энергия протонов и, начиная с $q \sim 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см², становится возможным протекание ядерной реакции $^{12}_6\text{C}(p, \gamma)^{13}_7\text{N}$, в ходе которой на стенках плексигласового бокса образуется β^+ -активный изотоп азота $^{13}_7\text{N}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 9,96$ мин. Вы-

ход реакции растёт с дальнейшим ростом интенсивности q , следовательно, растёт и вклад в регистрируемое детектором РИ «паразитного» излучения, который не устраняется процедурой вычета. Это излучение возникает при взаимодействии аннигиляционных γ -квантов с веществом крышки и стенок рабочей камеры спектрометра благодаря процессам комптоновского рассеяния, а также тормозного и рекомбинационного излучения фотоэлектронов. Этим, видимо, объясняется существенное различие в изомерном выходе в экспериментах с параметрами УКИ, представленными в табл. 1, 2. Если интенсивности УКИ из табл. 1 близки к величине $q = 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см² и практически не приводят к появлению «паразитного» излучения, то интенсивности двух из четырёх УКИ табл. 2 ($q = 8 \cdot 10^{17}$ и 10^{18} Вт/см²) вполне достаточны для этого.

Наконец, на лазерной установке СОКОЛ-П были проведены измерения спектров непрерывного РИ плазмы родиевой и серебряной мишеней в диапазоне энергии квантов 0,04—80 кэВ при $q \sim 10^{17}$ — 10^{18} Вт/см². Схема экспериментов представлена на рис. 5.

Измерение спектра РИ в диапазоне энергии 0,04—0,3 кэВ производилось с помощью спектрографа на основе пропускающей дифракционной решётки и рентгеновской ПЗС-камеры RI-SX:400. Спектрограф позволял получать непрерывную развертку спектра РИ. Для регистрации двумерных изображений излучающей области лазерных мишеней применялись рентгеновский микроскоп по схеме Киркпатрика—Баеза [18] и многоканальная камера-обскура.

Температура лазерной плазмы и горячих электронов определялась по результатам измерений непрерывного спектра РИ. Измерения проводились с помощью рентгеновских спектрометров [19, 20] в интервале энергии квантов 0,6—4,5 и 25—80 кэВ в нескольких узких областях спектра.

В табл. 5 приведены параметры ЛИ, спектральная плотность РИ и результаты обработки данных (в предположении изотропного выхода РИ в 4π ср). Электронная температура плазмы T_e оценивалась в интервале энергии квантов 0,8—4,5 кэВ.

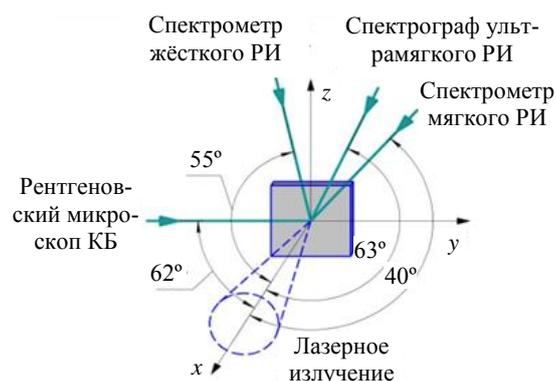


Рис. 5. Схема экспериментов

Т а б л и ц а 5. Параметры УКИ, спектральная плотность ϵ мягкого РИ и температура Rh-плазмы

E_L , Дж	τ , пс	q , 10^{18} Вт/см ²	ϵ , кэВ/кэВ					T_e , кэВ
			0,6 кэВ	0,8 кэВ	1,3 кэВ	3 кэВ	4,5 кэВ	
11,16	0,99	0,98	$1,71 \cdot 10^{15}$	$1,51 \cdot 10^{15}$	$1,48 \cdot 10^{13}$	$5,17 \cdot 10^{12}$	$1,87 \cdot 10^{12}$	0,55
9,23	0,77	1,9	$1,47 \cdot 10^{15}$	$1,49 \cdot 10^{15}$	$1,41 \cdot 10^{13}$	$6,18 \cdot 10^{12}$	$2,17 \cdot 10^{12}$	0,56
11,53	0,87	2,1	$1,85 \cdot 10^{15}$	$1,62 \cdot 10^{15}$	$1,59 \cdot 10^{13}$	$6,70 \cdot 10^{12}$	$2,53 \cdot 10^{12}$	0,57
11,26	0,92	3,98	$2,21 \cdot 10^{15}$	$1,81 \cdot 10^{15}$	$1,86 \cdot 10^{13}$	$9,75 \cdot 10^{12}$	$4,27 \cdot 10^{12}$	0,61
10,30	0,8	4,18	$2,22 \cdot 10^{15}$	$1,81 \cdot 10^{15}$	$1,75 \cdot 10^{13}$	$7,59 \cdot 10^{12}$	$2,81 \cdot 10^{12}$	0,57

На рис. 6 представлен спектр РИ родиевой мишени в интервале 0,6—80 кэВ в зависимости от интенсивности ЛИ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На 30 ТВт лазерной установке СОКОЛ-П проведены эксперименты по возбуждению изомерного состояния ядер родия-103 при интенсивности излучения в интервале $2,8 \cdot 10^{17}$ — 10^{18} Вт/см² и разработана модель основных физических процессов, протекающих в плазме мощного ультракороткого лазерного импульса. Анализ результатов экспериментов показал, что при интенсивности лазерного излучения $q \sim 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см² выход ядер-изомеров в плазме родиевой мишени составляет величину $\sim 2,3 \cdot 10^3$, согласующуюся с качественной оценкой $\sim 2,4 \cdot 10^3$. С ростом интенсивности лазерного импульса до $q \sim 10^{18}$ Вт/см² выход изомера падает до $\sim 4 \cdot 10^2$ ядер. Получено согласие

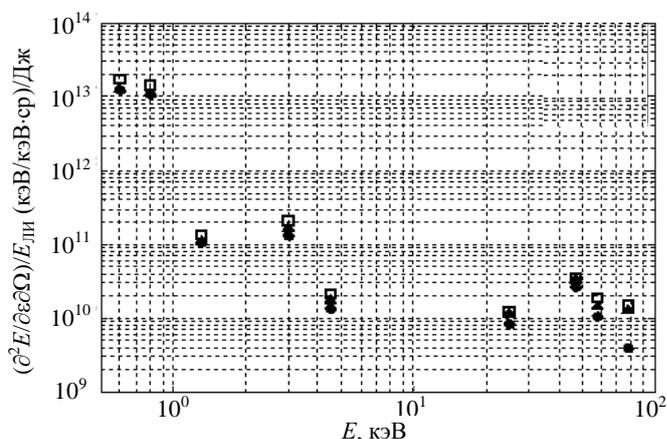


Рис. 6. Спектр РИ родиевой мишени: • — при $q = 9,8 \cdot 10^{17}$ Вт/см²; ▲ — при $q = 2,1 \cdot 10^{18}$ Вт/см²; ■ — при $q = 4,2 \cdot 10^{18}$ Вт/см²

качественной оценки $\sim 4 \cdot 10^2$ с экспериментальной величиной $\sim 5 \cdot 10^2$ выхода ядер-изомеров серебра, полученной при интенсивности лазерного излучения на мишени $q \sim 1,2 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

REFERENCES

1. **Bychenkov V.Yu., Tikhonchuk V.T., Tolokonnikov S.V.** — ZhETF (JETP), 1999, vol. 115, p. 2080 (in Russian).
2. **Ledingham K.W.D., Norreys P.A.** — Contemp. Physics, 1999, vol. 40, p. 367.
3. **Cowan T.E., Hunt A.W., Phillips T.W. et al.** — Phys. Rev. Letts., 2000, vol. 85, p. 570.
4. **Andreev A.V., Volkov R.V., Gordienko V.M. et al.** — ZhETF (JETP), 2000, vol. 118, p. 1343 (in Russian).
5. **Andreev A.V., Gordienko V.M., Savel'ev A.B.** — Kvantovaya elektronika (Quantum Electronics), 2001, vol. 31, p. 941 (in Russian).
6. **Afonin V.I., Kakshin A.G., Mazunin A.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2010, vol. 36, p. 273 (in Russian).
7. **Afonin V.I., Vikhlyayev D.A., Kakshin A.G., Mazunin A.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2011, vol. 37, p. 661 (in Russian).
8. **Andriyash A.V., Vikhlyayev D.A., Gavrilov D.S. et al.** — In: Abstracts of 50th APS-DPP 2008. Bulletin of the American Physical Society, vol. 53, № 14, p. 153.
9. **Zel'dovich Ya.B., Rayzer Yu.P.** Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena. — M.: Fizmatlit (PhysMathLit), 2008 (in Russian).
10. **Derzhiev V.I., Zhidkov A.G., Yakovlenko C.I.** Radiation of ions in nonequilibrium dense plasma. — M.: Energoatomizdat, 1986 (in Russian).
11. **Andreev A.V., Volkov R.V., Gordienko V.M. et al.** — Kvantovaya elektronika (Quantum Electronics), 1999, vol. 26, p. 55 (in Russian).
12. **Andreev A.V., Volkov R.V., Gordienko V.M. et al.** — Pis'ma v ZhETF (JETP Letters), 1999, vol. 69, p. 343 (in Russian).
13. **Yu J., Jiang Z., Kieffer J.C., Krol A.** — Phys. Plasmas, 1999, vol. 6, № 4, p. 1318.
14. **Rivlin L.A.** — Kvantovaya elektronika (Quantum Electronics), 2000, vol. 30, p. 551 (in Russian).
15. **Zvelto O.** Principles of lasers. — M.: Mir (World), 1990 (in Russian).
16. **Blan D.** Nuclei, particles, nuclear reactors. — M.: Mir (World), 1989 (in Russian).
17. **Decay Radiation Results.** — <http://www.nndc.bnl.gov>.
18. **Vikhlyayev D.A., Gavrilov D.S., Kakshin A.G. et al.** — Kvantovaya elektronika (Quantum Electronics), 2011, vol. 41, p. 234 (in Russian).
19. **Vikhlyayev D.A., Gavrilov D.S., Eliseev M.V. et al.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2010, issue 2, p. 69 (in Russian).
20. **Gavrilov D.S., Saprykin V.N., Tolstoukhov P.A. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2011, vol. 37, p. 928 (in Russian).

AUTHORS

Afonin V.I. E.I. Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia; afonin@five.ch70.chel.su.

Vikhlyayev D.A. E.I. Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia; vikhlyayev@mail.vega-int.ru.

Kakshin A.G. E.I. Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia.

Kostenko I.I. E.I. Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia.

Mazunin A.V. E.I. Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia.

Safronov K.V. E.I. Zababakhin All-Russian Research Institute of Technical Physics, Russian Federal Nuclear Center, P.O. Box 245, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia.

Received 11 May 2012
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2012, issue 3, pp. 75—84.