

Спектроскопия метастабильных и изомерных ядер с помощью многопучковых мультипетаваттных лазеров

С.А.Шуляпов, А.Ю.Заворотный, А.Б.Савельев

Обсуждаются перспективы применения мощных лазерных систем для задач ядерной фотоники. На примере структуры ядерных уровней изотопа криптона ^{83}Kr , имеющего два изомерных состояния с энергиями 9.4 и 41.6 кэВ, описывается возможность их непрямого возбуждения через высоколежащие короткоживущие уровни с использованием высокоэнергетического излучения лазерной плазмы. Показано, что сечение фотовозбуждения уровня 9.4 кэВ гамма-квантами с экспоненциальным распределением по энергиям увеличивается более чем в 100 раз при увеличении температуры распределения с 50 кэВ до 1 МэВ и постоянной амплитуде. Проводятся оценки выхода реакций фотовозбуждения изомерных уровней ^{83}Kr излучением плазмы, создаваемой лазерной системой петаваттного уровня, для нескольких температур электронного пучка и толщины тормозного конвертера гамма-излучения.

Ключевые слова: петаваттная лазерная система, лазерная плазма, гамма-излучение, изотоп криптона, изомерные состояния.

1. Введение

Лазерно-плазменные ускорители заряженных частиц в ближайшей перспективе рассматриваются в качестве нового инструмента для ядерно-физических исследований [1]. В первую очередь это относится к ускорителям электронов. В режиме ускорения в кильватерной плазменной волне (Laser Wake Field Acceleration, LWFA) [2] уже получены электронные сгустки с энергией до 8 ГэВ, шириной спектра $\sim 1\%$ при угловой расходимости 1–3 мрад и заряде до 100 пКл [3]. Эти электронные сгустки обладают очень малой (субпикосекундной) длительностью, а ускорение электронов, начиная с малых энергий, осуществляется на длине менее 20 см. В настоящее время основные усилия научных групп направлены на повышение качества формируемых электронных пучков: уменьшение расходимости и энергетической ширины (т.е. уменьшение продольного и поперечного эмиттансов), повышение среднего тока пучка за счет роста частоты следования лазерных импульсов. Рассматриваются также альтернативные режимы ускорения электронных сгустков в плазме. Так, режим прямого лазерного ускорения (Direct Laser Acceleration, DLA) хотя и приводит к экспоненциально спадающему спектру электронов, способен обеспечить значительно больший заряд сгустка на джоуль вложенной энергии, вплоть до единиц нКл/Дж, при средней энергии электронов до сотен МэВ [4–6].

Ускорение протонов и более тяжелых многозарядных ионов также реализовано с использованием сверхкорот-

ких лазерных импульсов с высокой пиковой мощностью [7]. Хотя экспериментальные успехи здесь не столь впечатляющи и далеки от расчетно-аналитических предсказаний, максимальные энергии протонов при пиковой лазерной мощности менее 1 ПВт все же достигают 100 МэВ при числе ионов в сгустке до 10^{12} [8].

В настоящее время реализуются проекты создания лазерных комплексов с несколькими каналами усиления (пучками излучения), каждый из которых имеет пиковую мощность около 10 ПВт и даже выше. Например, комплекс ELI-NP содержит два пучка по 10 ПВт [9], а проектируемый в РФ комплекс XCELS – 12 пучков по 15 ПВт [10]. Это открывает уникальные возможности для развития ядерно-физических исследований, в том числе в пре-плазменном окружении. Так, один лазерный пучок (или даже несколько пучков) может быть использован для ускорения электронов или протонов и создания новых изотопов и изомеров в реакциях (p, n) , (p, γ) , (γ, n) и других, а другой лазерный пучок (пучки) – для формирования пучка вторичных частиц и спектроскопии этих изотопов и изомеров (рис.1). Существенно, что временная задержка между двумя группами пучков может быть как очень малой – вплоть до долей пикосекунды, так и достаточно большой – в единицы-десятки наносекунд. Очевидно, что вполне реалистично рассмотрение экспери-

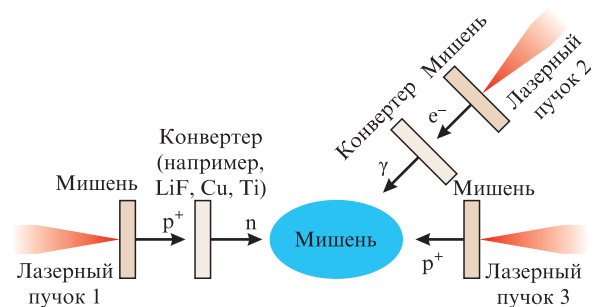


Рис.1. Общая схема возможного ядерно-физического эксперимента с использованием нескольких лазерных пучков с пиковой мощностью около 10 ПВт.

С.А.Шуляпов, А.Ю.Заворотный, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1, стр. 62; e-mail: Ser270489@yandex.ru
А.Б.Савельев, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1, стр. 62; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: abst@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

ментальных схем, в которых несколько диагностических пучков, различающихся либо временной задержкой, либо типом частиц в пучках. В целом, такие подходы открывают широкое поле для уникальных исследований, ценных с точки зрения получения фундаментальной информации о свойствах изотопов и изомеров, для задач ядерной астрофизики и других.

2. Непрямое возбуждение низколежащих изомерных уровней ^{83}Kr

Одним из перспективных направлений использования лазерно-плазменных источников является возбуждение ядерных изомеров – ядерных состояний с временем жизни более 1 нс. Такие состояния находят применение в медицине ($^{99\text{m}}\text{Tc}$, радиография [11, 12]), метрологии ($^{229\text{m}}\text{Th}$, стандарты частоты [13]), энергетике ($^{178\text{m2}}\text{Hf}$, $^{180\text{m}}\text{Ta}$, накопление энергии [14, 15]).

В настоящей работе на примере изотопа ^{83}Kr рассмотрена возможность исследования изомерных уровней с использованием сверхмощных лазерных систем. Изотоп ^{83}Kr содержит два низколежащих изомерных уровня с энергиями 9.4 и 41.6 кэВ и периодами полураспада 156.8 нс и 1.83 ч соответственно. Изотоп ^{83}Kr является стабильным, его содержание в природном криптоне составляет 11.5%. Возбуждение и распад состояния с энергией 9.4 кэВ изотопа ^{83}Kr изучалось ранее в [16] с помощью резонансного синхротронного излучения с частотой следования импульсов ~ 5 МГц, при этом регистрировалось 0.3 полезных события в секунду.

С использованием лазерной плазмы обычно рассматриваются прямые переходы из основного состояния в возбужденное [17, 18], причем основными механизмами возбуждения являются фотовозбуждение, неупругое рассеяние электронов и обратная внутренняя электронная конверсия. Это предполагает использование низкоэнергетического излучения плазмы: рентгеновских квантов или электронов с энергиями 10–100 кэВ. Однако прямой переход на уровень 41.6 кэВ запрещён, а сечение возбуждения уровня 9.4 кэВ мало. Оценим на примере фотовозбуждения эффективность непрямого возбуждения изомерных уровней, при котором из основного состояния возбуждаются высоколежащие уровни, при быстром (за пикосекундные времена) распаде которых ядро ^{83}Kr может перейти в изомерное состояние.

Схема непрямого возбуждения изомерных уровней ^{83}Kr показана на рис.2 [19]. В отличие от прямого возбуждения изомерного уровня, фотовозбуждение промежуточных короткоживущих уровней требует использования гамма-квантов с энергиями от 0.56 до 1.7 МэВ. Однако сечения большинства таких переходов на один-два порядка превышают сечение фотовозбуждения уровня 9.4 кэВ. Для возбуждения изомерного уровня 41.6 кэВ подходят три промежуточных уровня, а для уровня 9.4 кэВ таких уровней уже 11. Это приводит к увеличению суммарного сечения возбуждения низколежащих изомерных уровней (см. рис.3).

3. Оценка эффективности фотовозбуждения изомерных уровней ^{83}Kr

Сечение фотовозбуждения σ_γ N -го возбуждённого состояния ядра из основного (нулевого) состояния рассчитывается по формуле Брейта–Вигнера [20], и поскольку ширина радиационных переходов мала ($E_N \gg \Gamma$), лоренцева кривая заменена дельта-функцией Дирака $\delta(E - E_N)$:

$$\sigma_\gamma(E) \approx 2\pi^2 (\hbar c/E)^2 g \Gamma^r \delta(E - E_N),$$

где E – энергия кванта; $\hbar c \approx 197.3$ МэВ·фм; $\Gamma^r = i_0 \Gamma / (1 + \alpha_0)$ – радиационная ширина распада N -го состояния в основное; i_0 и α_0 – нормированная интенсивность и коэффициент конверсии перехода из N -го состояния в нулевое; Γ – полная ширина распада N -го состояния; $g = (2J_N + 1)/(2J_0 + 1)$ – статистический фактор; J_N и J_0 – спин N -го и нулевого состояний.

На рис.3 показаны интегральные сечения $\sigma_\gamma^{\text{int}} = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_\gamma(E) dE \approx 2\pi^2 (\hbar c/E)^2 g \Gamma^r$ возбуждения промежуточных уровней при непрямом возбуждении с учётом интенсивностей каналов распада в изомерные уровни, а также интегралы перекрытия суммарных сечений возбуждения изомерных уровней с экспоненциальной функцией распределения числа гамма-квантов по энергиям $dN_\gamma(E)/dE = N_{\gamma 0} \exp(-E/T)$, где $N_{\gamma 0}$ и T – амплитуда и температура распределения, в зависимости от T :

$$\langle \sigma_\gamma^{\text{int}} \rangle = \int_E \exp(-E/T) \sigma_\gamma(E) dE$$

$$\approx 2\pi^2 (\hbar c/E)^2 g \Gamma^r \exp(-E_N/T).$$

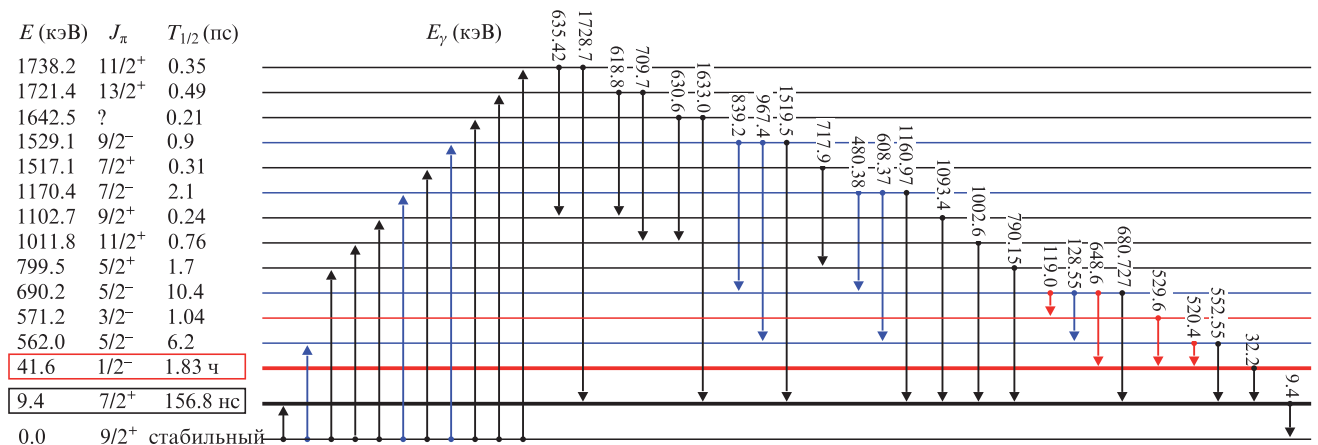


Рис.2. Схема энергетических переходов изомера ^{83}Kr , приводящих к возбуждению уровней 9.4 кэВ (чёрные линии), 41.6 кэВ (красные линии) или обоих (синие линии); J^π – спин и чётность уровня, E – энергия уровня, $T_{1/2}$ – период полураспада, E_γ – энергия кванта.

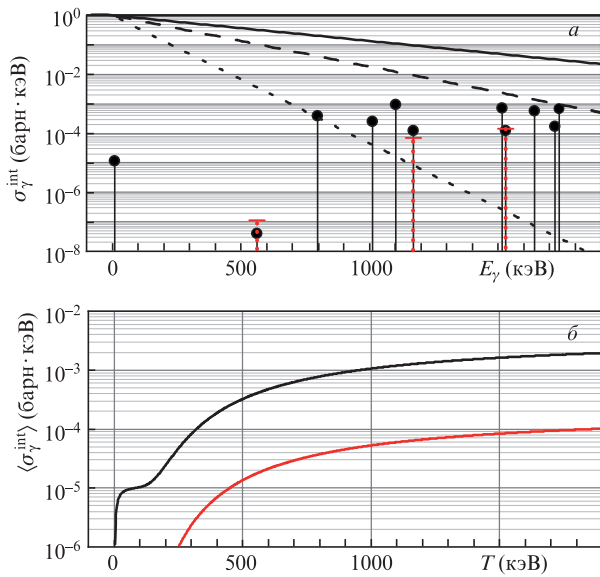


Рис.3. Интегральные сечения фотовозбуждения уровней 9.4 кэВ (чёрные точки) и 41.6 кэВ (красные чёрточки); наклонными линиями показаны распределения гамма-квантов $\exp(-E/T)$ для $T = 100$ кэВ (пунктирная линия), 250 кэВ (штриховая линия) и 500 кэВ (сплошная линия) (а); зависимость интегралов перекрытия суммарных сечений возбуждения изомерных уровней 9.4 кэВ (чёрная линия) и 41.6 кэВ (красная линия) от температуры распределения T (б).

При увеличении температуры T от кэВ до МэВ и постоянной амплитуде $N_{\gamma 0}$ становится возможным фотовозбуждение уровня 41.6 кэВ, а сечение уровня 9.4 кэВ возрастает более чем на два порядка. Отметим, что увеличение сечения (интеграла перекрытия) наблюдается и в случае сохранения суммарного числа гамма-квантов $\int_{E_0} [dN_{\gamma}(E)/dE]dE = N_{\gamma 0} T$.

Оценим выход реакции фотовозбуждения изомерных уровней $^{83}\text{Kг}$ излучением плазмы, создаваемой лазерным пучком с пиковой мощностью 15 ПВт. За основу для оценки суммарного заряда электронов, ускоренных в плазме, возьмём ~ 150 пКл, полученные в экспериментах на плёночной мишени [4, 5] при мощности лазерной системы 0.5 ТВт. Считая, что заряд пучка увеличится пропорционально мощности, для мощности 15 ПВт получим 4.5 мКл, или $\sim 10^{13}$ электронов за выстрел. Предполагается, что масштабирование заряда электронного пучка происходит за счёт увеличения области взаимодействия и числа ускоряемых частиц (например, за счёт увеличения диаметра перетяжки), т. е. без существенного изменения механизма ускорения. Кроме того, пучок с зарядом ~ 1 мКл при энергии более 2 МэВ был получен на установке RHILIX с использованием экспериментальной схемы, близкой к рассматриваемой нами [21].

Для преобразования пучка электронов в пучок гамма-квантов, необходимых для проведения реакции фотовозбуждения, можно использовать мишень-конвертер. На рис.4,а,б приведены параметры потока тормозного гамма-излучения, генерируемого пучком электронов в мишени-конвертере, полученные в результате моделирования в GEANT4 [22]. Коллимированный поток электронов, имеющий экспоненциальное распределение с температурой $T_e = 5, 10$ или 15 МэВ, направлялся на мишень-конвертер из Fe толщиной 1, 5, 10 или 15 мм. После конвертера в спектре гамма-квантов в диапазоне энергий 0.5 – 1.5 МэВ определялись амплитуда $N_{\gamma 0}$ и температура T_{γ}

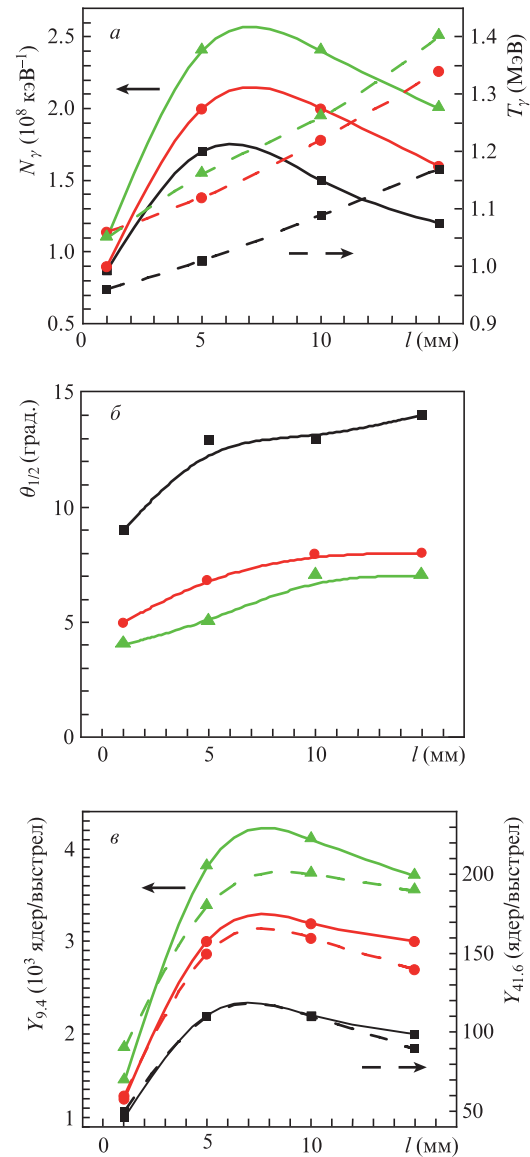


Рис.4. Параметры пучка гамма-излучения на выходе после конвертера: амплитуда и температура распределения (а), угол разлёта пучка на половине высоты (б), а также оценки выхода реакций возбуждения изомерных уровней 9.4 кэВ (сплошные кривые) и 41.6 кэВ (штриховые кривые) (в) от толщины конвертера для температур T пучка электронов перед конвертером 5 МэВ (чёрные кривые), 10 МэВ (красные кривые) и 15 МэВ (зелёные кривые).

распределения $dN_{\gamma}/dE = N_{\gamma 0} \exp(-E/T_{\gamma})$, а также угол разлёта пучка $\theta_{1/2}$ на половине высоты.

На основе полученных параметров пучка гамма-квантов была проведена оценка выхода реакции возбуждения уровней 9.4 и 41.6 кэВ в кювете с твердотельным (лёд) природным Кг длиной $l = 5$ см: $Y [1/\text{выстрел}] = N_{\gamma 0} [1/(\text{выстрел} \cdot \text{кэВ})] \langle \sigma_{\gamma}^{int} \rangle [\text{см}^2 \cdot \text{кэВ}] n_{\text{Кг}} [\text{см}^{-3}] l [\text{см}]$. Результаты расчета выходов приведены на рис.4,в. Показано, что выходы реакций составляют $\sim 10^3$ и $\sim 10^2$ ядер на выстрел для уровней 9.4 и 41.6 кэВ соответственно.

4. Заключение

Таким образом, увеличение температуры пучка гамма-квантов от кэВ до МэВ позволяет использовать прямое возбуждение низколежащих изомерных состояний $^{83}\text{Kг}$ через вышележащие состояния с малым временем

жизни. При этом становится возможным фотовозбуждение уровня 41.6 кэВ, а сечение уровня 9.4 кэВ возрастает более чем на два порядка (при постоянной амплитуде распределения гамма-квантов).

Показано, что облучение мишени из твердотельного Кг пучком гамма-квантов, сгенерированным с помощью системы XCELS лишь одним лазерным импульсом, позволяет возбудить $\sim 10^3$ состояний с энергией 9.4 кэВ. Время их жизни составляет 156.8 нс, однако субнаносекундная длительность импульса гамма-квантов позволяет зарегистрировать распад этих состояний. Отметим также, что структура уровней изотопа ^{83}Kr позволяет рассматривать возможность накопления ядер на уровне 41.6 кэВ и формирования инверсии населенности с переходом 9.4 кэВ, однако сечения фотовозбуждения даже при непрямом возбуждении слишком малы.

Особенностью лазерно-плазменных источников является возможность генерации коротких импульсов излучения с высоким пиковым потоком гамма-квантов, нейтронов, протонов и других частиц. В частности это может позволить проводить времязрешённые исследования ядерных процессов с малым сечением. Так, при использовании лазерного импульса с большой энергией (в том числе нескольких лазерных пучков) может быть сгенерирован огромный гамма-импульс в широком диапазоне энергий. Лазерная система XCELS позволяет формировать сразу несколько пучков зондирующего и/или возбуждающего корпускулярного излучения с регулируемой временной задержкой. Это открывает уникальные перспективы для исследования метастабильных и нестабильных изотопов и их изомеров. Здесь один пучок лазерно-индуцированных протонов (либо нейтронов), сформированный одним (или несколькими) лазерным пучком, может быть использован для наработки метастабильных изотопов или изомеров (в том числе – с малым временем жизни), а пучок рентгеновского и/или гамма-излучения – для возбуждения или деовозбуждения метастабильных уровней. Это позволит проводить исследования сечений фотоядерных реакций таких ядер как в области гигантского дипольного резонанса, так и при меньших энергиях фотонов (пигми-резонанс, и др.). Привлекательной особенностью многопучковых лазерных систем является также возможность одновременного исследования сечений ядерных реакций под действием гамма-излучения, электронов и протонов.

Отметим, что для наработки метастабильных изотопов и изомеров представляется разумным иметь в рамках системы типа XCELS дополнительный высокочастотный канал лазерного усиления с пиковой мощностью в доли петаватта.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект 4.2). Расчет непрямого возбуждения изомерных уровней проведен в рамках научного проекта РФФИ и Госкорпорации «Росатом» №20-21-00030. А.Ю.Заворотный благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за стипендиальную поддержку.

1. Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. *УФН*, **191**, 1281 (2021) [*Phys. Usp.*, **64**, 1214 (2021)].
2. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
3. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Tóth Cs., Esarey E., Swanson K.,

- Fan-Chiang L., Bagdasarov G., Bobrova N., Gasilov V., Korn G., Sasorov P., Leemans W.P. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 084801 (2019).
4. Tsymbalov I., Gorlova D., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Ivanov K., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Paskhalov A., Eremin N., Savel'ev A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 075016 (2019).
5. Tsymbalov I., Gorlova D., Ivanov K., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Savel'ev A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **63**, 022001 (2021).
6. Günther M.M., Rosmej O.N., Tavana P., Gyrdymov M., Skobliakov A., Kantsyrev A., Zähler S., Borisenko N.G., Pukhov A., Andreev N.E. *Nature Commun.*, **13**, 1 (2022).
7. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 751 (2013).
8. McIlvenny A., Doria D., Romagnani L., Ahmed H., Booth N., Ditter E.J., Ettliger O.C., Hicks G.S., Martin P., Scott G.G., Williamson S.D.R., Macchi A., McKenna P., Najmudin Z., Neely D., Kar S., Borghesi M. *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 194801 (2021).
9. <https://www.eli-np.ro/>.
10. <https://xcels.ipfran.ru/>.
11. Banerjee S., Pillai M.R.A., Ramamoorthy N. *Seminars Nucl. Medic.*, **31**, 260 (2001).
12. Boschi A., Uccelli L., Martini P. *Appl. Sci.*, **9**, 2526 (2019).
13. Von der Wense L., Seiferle B., Laatiaoui M., Neumayr J.B., Maier H.J., Wirth H.F., Mokry C., Runke J., Eberhardt K., Düllmann S.E., Trautmann N.G., Thirolf P.G. *Nature*, **533**, 47 (2016).
14. Карамян С.А. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **39**, 950 (2008).
15. Колесов В.Ф., Абрамович С.Н., Шмаров А.Е., Интяпина Е.В., *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика ядерных реакторов*, **2**, 59 (2007).
16. Baron A.Q.R., Chumakov A.I., Ruby S.L., Arthur J., Brown G.S., Smirnov G.V., van Burck U. *Phys. Rev. B*, **51**, 16384 (1995).
17. Андреев А.В., Арутюнян Р.В., Гордиенко В.М., Дыхне А.М., Савельев А.Б., Ткаля Е.В. *Препринт ИБРАЭ № ИБРАЭ-2002-22* (2002).
18. Андреев А.В., Волков Р.В., Гордиенко В.М., Дыхне А.М., Калашников М.П., Михеев П.М., Никлес П.В., Савельев А.Б., Ткаля Е.В., Чалых Р.А., Чутко О.В. *ЖЭТФ*, **118**, 1343 (2000) [*JETP*, **91**, 1163 (2000)].
19. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
20. Капитонов И.М. *Ядерная резонансная флуоресценция* (М.: Изд-во МГУ, 2018).
21. Rosmej O.N., Gyrdymov M., Günther M.M., Andreev N.E., Tavana P., Neumayer P., Zähler S., Zahn N., Popov V.S., Borisenko N.G., Kantsyrev A., Skobliakov A., Panyushkin V., Bogdanov A., Consoli F., Shen X.F., Pukhov A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62**, 115024 (2020).
22. Agostinelli S., Allison J., Amako K. A., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., Behner F., Bellagamba L., Boudreau J., Broglia L., Brunengo A., Burkhardt H., Chauvie S., Chuma J., Chytrac R., Cooperman G., Cosmo G., Degtyarenko P., Dell'Acqua A., Depaola G., Dietrich D., Enami R., Feliciello A., Ferguson C., Fesefeldt H., Folger G., Foppiano F., Forti A., Garelli S., Giani S., Giannitapani R., Gibin D., Gómez C.J.J., González I., Gracia A.G., Greeniaus G., Greiner W., Grichine V., Grossheim A., Guatelli S., Gumplinger P., Hamatsu R., Hashimoto K., Hasui H., Heikkinen A., Howard A., Ivanchenko V., Johnson A., Jones F.W., Kallenbach J., Kanaya N., Kawabata M., Kawabata Y., Kawaguti M., Kelner S., Kent P., Kimura A., Kodama T., Kokoulin R., Kossow M., Kurashige H., Lamanna E., Lampén T., Lara V., Lefebvre V., Lei F., Liendl M., Lockman W., Longo F., Magni S., Maire M., Medernach E., Minamimoto K., Mora de Freitas P., Morita Y., Murakami K., Nagamatu M., Nartallo R., Nieminen P., Nishimura T., Ohtsubo K., Okamura M., O'Neale S., Oohata Y., Paech K., Perl J., Pfeiffer A., Pia M.G., Ranjard F., Rybin A., Sadilov S., Di Salvo E., Santin G., Sasaki T., Savvas N., Sawada Y., Scherer S., Sei S., Sirotenko V., Smith D., Starkov N., Stoecker H., Sulkimo J., Takahata M., Tanaka S., Tcherniaev E., Safai T.E., Tropeano M., Truscott P., Uno H., Urban L., Urban P., Verderi M., Walkden A., Wander W., Weber H., Wellisch J.P., Wenaus T., Williams D.C., Wright D., Yamada T., Yoshida H., Zschesche D. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, **506**, 250 (2003).