

Таблица 3. Предел обнаружения определяемых элементов для расчетной методики нейтронно-активационного анализа больших образцов нефти, млн⁻¹

Элемент	Предел обнаружения	Элемент	Предел обнаружения	Элемент	Предел обнаружения	Элемент	Предел обнаружения
Na	0,1	Ge	0,2	Te	0,0005	Lu	0,0003
K	2	As	0,0001	Cs	0,0002	Hf	0,005
Ca	10	Se	0,003	Ba	0,02	Ta	0,002
Sc	0,0001	Br	0,0003	La	0,002	W	0,0007
Cr	0,006	Rb	0,01	Sm	0,0002	Ir	0,0008
Fe	0,6	Sr	0,1	Eu	0,006	Pt	0,007
Co	0,0005	Ce	0,004	Gd	0,002	Au	0,00008
Cu	0,2	Nd	0,02	Tb	0,0002	Hg	0,0002
Zr	0,02	Ag	0,001	Dy	0,004	Th	0,002
Mo	0,0003	Cd	0,001	Ho	0,007	U	0,001
Zn	0,2	Sn	0,007	Tm	0,002		
Ga	0,0003	Sb	0,0001	Yb	0,0001		

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hussein E., Desrosiers M., Waller E. On the use of radiation scattering for the detection of landmines. — Radioanal. Nucl. Chem., 2005, v. 73, p. 7—19.
2. Doron O., Wielopolski L., Biegalski S. Advantages of mesh tallying in MCNP5 for soil analysis calculations. — Ibid., 2008, v. 276, № 1, p. 183—186.
3. Mac Farlane R., Kahler A. Methods for processing ENDF/BVII with NJOY. — Nucl. Data Sheets, 2000, v. 111, p. 2739—2890.
4. Mughabghab S. Atlas of Neutron Resonance, Resonance Parameters and Thermal Cross Sections, Part A Z = 1—100, Part B Z = 1—100. Upton, Elsevier, 2006.
5. Вартанов Н., Самойлов П. Прикладная сцинтилляционная спектроскопия. М.: Атомиздат, 1975.
6. De Corte F., de Wispelaere A. The use of a Zr, Au, Lu alloy for calibrating the irradiation facility in k0-NAA and for general neutron spectrum monitoring. — Radioanal. Nucl. Chem., 2005, v. 263, № 3, p. 653—657.
7. Erdtmann G., Petri H. Nuclear activation analysis: fundamentals and techniques. — In: Treatise on Analytical Chemistry. V 14. 2nd ed. Part 1. Ed. P. Elving. NY: John Wiley & Sons, Inc., 1986.

Поступила в Редакцию 10.07.13

УДК 539.17

БИБЛИОТЕКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НУКЛОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

Грудзевич О.Т., Клинов Д.А. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск)

Расширение имеющихся и появление новых сфер применения ядерных технологий приводит к новым потребностям в ядерных данных и, в частности, к необходимости создания библиотек ядерно-физических данных о реакциях, вызванных нуклонами промежуточной и высокой энергии (20—1000 МэВ). В этой области энергии налетающих нуклонов в отличие от традиционной реакторной наработки ядерных данных для формирования библиотек базируется, в основном, на теоретических моделях.

В настоящей работе представлена библиотека ядерных данных о взаимодействии нукло-

нов энергией от 20 до 1000 МэВ с ядрами-мишенями ²⁰²Hg, ²⁰⁸Pb, ²⁰⁹Bi, ²³²Th, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁷Np, ²³⁹Pu, ²⁴²Am и ²⁴⁵Cm. Библиотека базируется на результатах расчетов по моделям, верифицированным по экспериментальным данным о сечениях реакций, спектрах излучения и выходе продуктов деления.

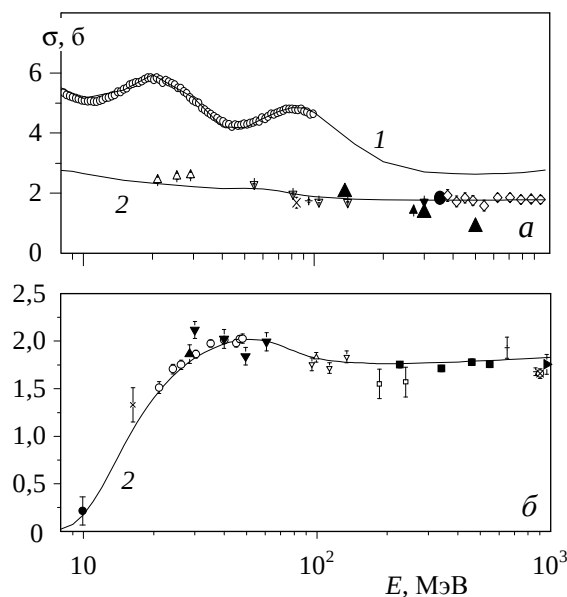
Теоретическая модель. Моделирование развития во времени процессов взаимодействия налетающей частицы с атомным ядром или с его нуклонами до достижения стадии деления — равновесного состояния составного ядра — требует большого объема вычислений. На этом

этапе расчетов используется несколько моделей, параметры которых должны быть выверены по экспериментальным данным, таким, как, например, распределение вылетающих нуклонов по энергии и углу, сечение деления и выход продуктов деления.

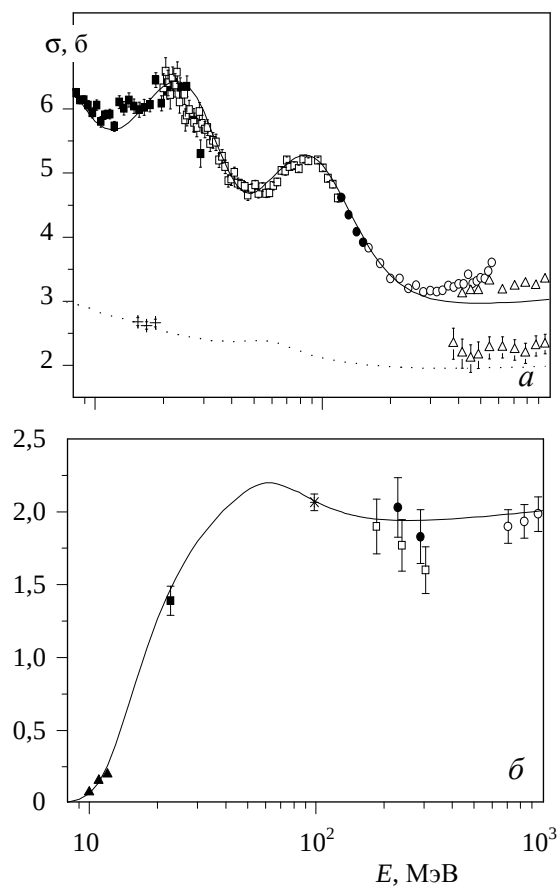
Характеристики ядерных реакций вычислены по модели мультikonфигурационного деления MCFx, описывающей три основные стадии взаимодействия нуклонов высокой энергией с ядрами: прямые процессы (внутриядерный каскад), переход составной системы к равновесию (многочастичная предравновесная эмиссия) и распад составного ядра (статистическая модель) [1]. Барьеры деления рассчитаны в микроскопическом подходе для изотопических цепочек длиной 15—20 ядер необходимых элементов и верифицированы [2, 3]. Модель мультikonфигурационного деления является развитием традиционного подхода к описанию ядерной реакции: модели внутриядерного каскада [4], экситонной модели предравновесного распада [5] и статистической модели ядерных реакций [6]. Модели [4—6] в значительной степени модифицированы так, чтобы описать с единым набором параметров экспериментальные характеристики испускаемых частиц [2].

Входной канал реакции описан методом связанных каналов по программе ECIS [7] с глобальным оптическим потенциалом, разработанным для ядер-мишеней от свинца до плутония и энергии нуклонов до 1 ГэВ [8]. Экспериментальные полные сечения и сечения реакций взаимодействия нуклонов с ядрами ^{208}Pb и ^{238}U в сравнении с расчетами показаны на рис. 1, 2 [9—39]. Расчеты с использованием глобального потенциала воспроизводят результаты многочисленных и согласующихся между собой измерений всех сечений удовлетворительно. Удовлетворительное описание экспериментальных сечений входного канала для крайних по массе ядер рассмотренного списка позволяет считать, что характеристики входных каналов других мишеней будут предсказаны надежно, несмотря на отсутствие измерений.

Предделительные нейтроны. Нейтроны, рождающиеся в результате ядерных реакций при взаимодействии нуклонов промежуточной и высокой энергии с тяжелыми ядрами, имеют различное происхождение вследствие нескольких механизмов их образования — каскадные,



Р и с. 1. Экспериментальное сечение взаимодействия нейтронов (а) и протонов (б) с ядром ^{208}Pb : а — $\circ$ — [9, 10]; $\times$ — [11]; $+$ — [12]; $\blacktriangle$ — [13]; $\triangle$ — [14]; $\bullet$ — [15]; $\diamond$ — [16]; б — $\bullet$ — [17]; $\times$ — [18]; $\circ$ — [19]; $\blacktriangle$ — [20]; $\blacktriangledown$ — [21]; $\triangle$ — [22]; ∇ — [23]; $\square$ — [24]; $\blacksquare$ — [25]; $+$ — [26]; $\diamond$ — [27]; $\otimes$ — [28]; $\blacktriangleright$ — [29]; 1, 2 — расчетное полное сечение и сечение реакции соответственно

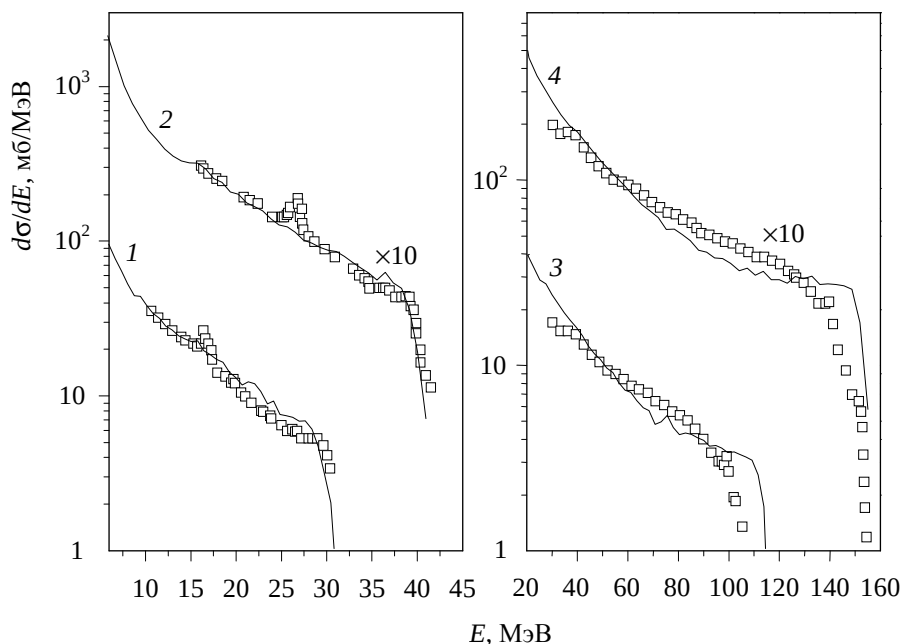


Р и с. 2. То же, что на рис. 1, для ядра-мишени ^{238}U : а — $\blacksquare$ — [30]; $\square$ — [31]; $\bullet$ — [32]; $\circ$ — [33]; $\triangle$ — [34]; $+$ — [35]; б — $\blacktriangle$ — [36]; $\blacksquare$ — [37]; $\otimes$ — [22]; $\square$ — [38]; $\bullet$ — [39]; $\circ$ — [29]

предравновесные, испарительные и делительные нейтроны. Разделить нейтроны на предделительные и делительные можно в случае, если сечение деления сравнительно мало и вкладом последних в измеренные спектры можно пренебречь. На рис. 3 показаны спектры нейтронов, испущенных в реакции $^{208}\text{Pb}(p, xn)$, при энергии налетающих протонов 35, 45, 120 и 160 МэВ. Учитывая, что сечение деления ядра ^{208}Pb в этом диапазоне энергии мало по сравнению с сечением реакции ($\sigma_f < 80$ мб, $\sigma_R \sim 1700$ мб), можно считать экспериментальные спектры на рис. 3 спектрами предделительных нейтронов. Таким образом,

удовлетворительное описание данных [40] свидетельствует о том, что в расчетах достигнуто корректное сочетание модели внутриядерного каскада, предравновесной и статистической моделей. При энергии протонов 35 и 45 МэВ вклад прямых процессов невелик, поэтому сочетаются только предравновесная и статистическая модель и дают, как видно из рис. 3, хорошие результаты. При энергии 120 и 160 МэВ с вкладом модели внутриядерного каскада 30—40% все три используемых модели сочетаются правильно.

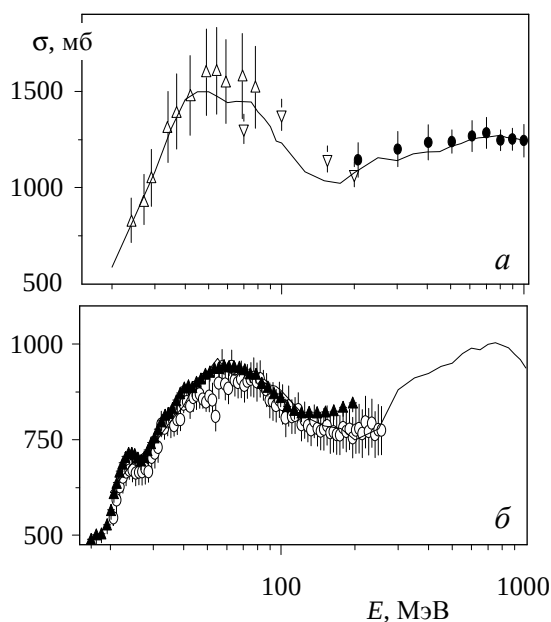
Сечения деления. При создании библиотеки сравнены расчеты методом MCFx с экспериментальными данными компиляций [41, 42] и публикаций [43—47] для всех ядер-мишеней от ^{202}Hg до ^{245}Sm . Доступные экспериментальные данные анализировали на предмет согласованности результатов разных авторов. Измеренные сечения, сильно выпадающие из общей тенденции других авторов, при анализе результатов расчетов не использовали. В большинстве случаев расхождения между экспериментальными и расчетными сечениями устраняли посредством варьирования параметров барьеров деления. Для нескольких ядер-мишеней в отдельных диапазонах энергии сечения деления нормированы на экспериментальные данные. При отсутствии измеренных сечений в библиотеку занесены результаты расчетов. Сравнение измеренных се-



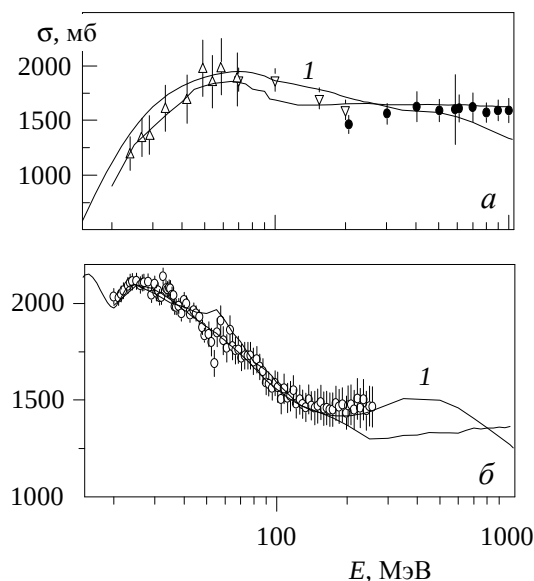
Р и с. 3. Спектр нейтронов реакции $^{208}\text{Pb}(p, xn)$ при энергии налетающих протонов 35 (1), 45 (2), 120 (3), 160 МэВ (4): $\square$ — эксперимент [40]

чений деления ядер ^{232}Th и ^{238}U нейтронами и протонами энергией от 20 до 1000 МэВ и расчетов с помощью кода MCFx показано на рис. 4, 5 в качестве примера.

Для реакции $^{232}\text{Th}(n, f)$, помимо измерений [47] 2001 г. до энергии нейтронов 200 МэВ, имеются результаты [46] до 250 МэВ с большими погрешностями. В пределах указанных погрешностей данные обеих групп совпадают.



Р и с. 4. Расчетное (—) и экспериментальное сечение деления ядра ^{232}Th протонами (а) и нейтронами (б): $\triangle$ — [43]; $\bullet$ — [44]; ∇ — [45]; $\circ$ — [46]; $\blacktriangle$ — [47]



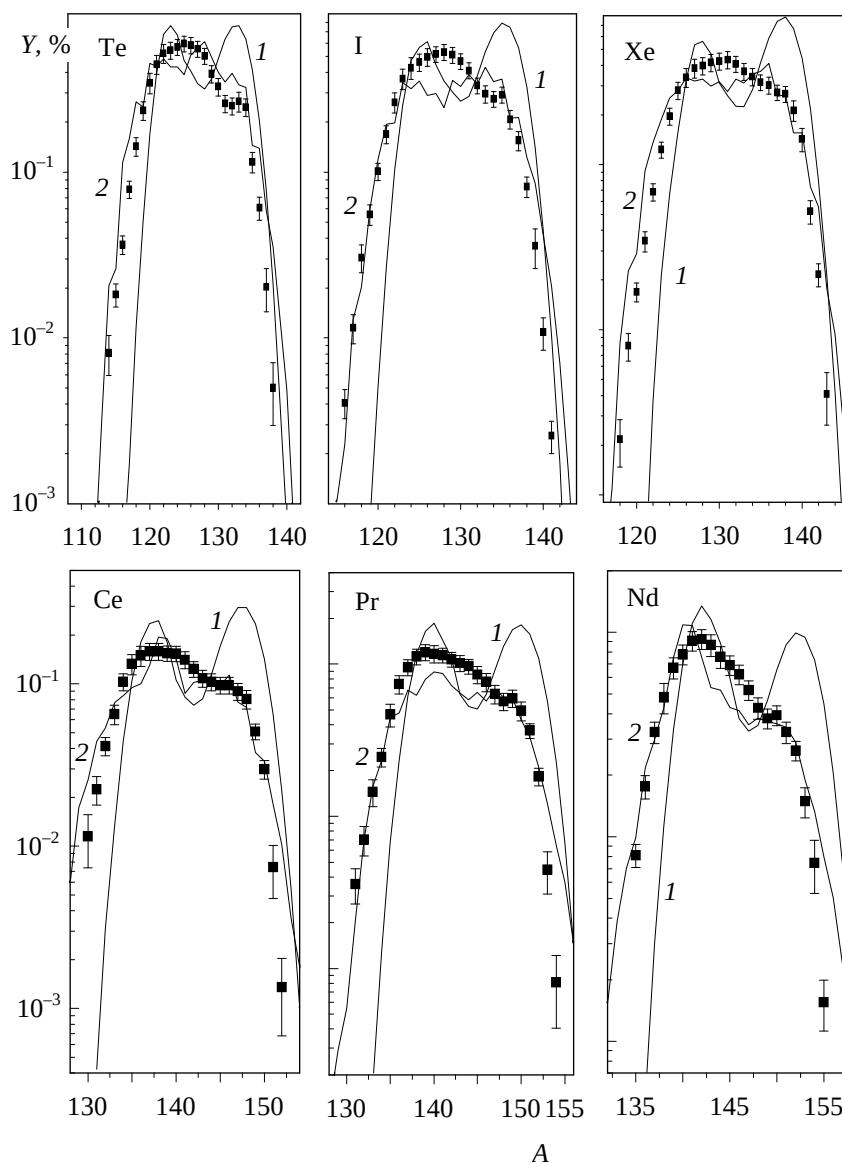
Р и с. 5. То же, что на рис. 4, для ядра-мишени ^{235}U : 1 — оценка библиотеки JENDL/HE-2007

Расчеты совпадают с этими данными до энергии нейтронов 100 МэВ. При большей энергии расчеты фактически подтверждают данные [46]. Отметим расчетное сечение при энергии 250—1000 МэВ — вместо ожидаемого традиционного плато наблюдается увеличение сечения деления с 750 до 1000 мб. На рис. 4 отражена общая ситуация с данными о сечении реакции $^{232}\text{Th}(p, f)$. Эта реакция является объектом многолетних исследований. Данные [43] (20—80 МэВ) и [44] (200—1000 МэВ), а также [45] (80—200 МэВ) послужили основой оценки авторов настоящей статьи, основанной на теоретических расчетах. Сечения деления, составляющие 600—700 мб при энергии протонов 300—700 МэВ, и отдельные точки при энергии 1000 МэВ не учитывали. Многочисленные экспериментальные сечения при энергии протонов до 20 МэВ не согласуются с данными, использованными для оценки.

Оценка сечения реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ основана на результатах расчетов, подогнанных к единственному доступным данным [46]. Описание измеренных сечений выполнено посредством варьирования барьеров деления (см. рис. 5). Доступны результаты шести измерений сечения деления ^{235}U протонами. Данные [43] (20—80 МэВ) и [44] (200—1000 МэВ), а также [45] (80—200 МэВ) хорошо описываются с помощью теоретической модели MCFx посредством варьирования барьеров деления. Оцененные данные библиотеки являются результатом этих теоретических расчетов.

Выходы продуктов деления. Сравнение расчетного и экспериментального выхода осколков деления при высокой энергии пучка вызывает, как правило, затруднение из-за неоднозначности трактовки результатов измерений. Часто авторы экспериментальных работ приводят не распределение продуктов деления (ядер в основном или изомерных состояниях), а результаты с поправкой на эмиссию нейтронов — распределение преднейтронных ядер. Во избежание разногласий в трактовке измеренных величин использовали только экспериментальные результаты, где поправки на эмиссию нейтронов не вносили (выходы постнейтронных ядер), а на графиках приводится расчетное распределение пред- и постнейтронных ядер. Экспериментальные выходы ядер [48] трактуются авторами как результаты реакции скалывания, а не как продукты деления. Для определенности в зависимости массовых выходов продуктов выделен диапазон ядер, относящихся, по нашему мнению, к осколкам деления. В качестве продуктов деления выбран диапазон ядер с массовым числом $A = 50$ —160. Выделенные выходы нормированы на 200% для сравнения с результатами расчетов (рис. 6). Наибольший теоретический и практический интерес представляет выход конкретных ядер — продуктов деления, находящихся в основном состоянии. С этой точки зрения результаты измерений работы [48] являются уникальными как по полноте информации, так и по качеству данных. Анализ рис. 6 показывает, что в области тяжелых осколков деления предложенная модель расчета выхода холодных осколков деления работает достаточно хорошо. Действительно, первоначальное распределение изотопов шести элементов (Te, I, Xe, Ce, Pr, Nd) после эмиссии нейтронов изменяет двугорбую форму так, что становится близким к экспериментальному распределению.

Заключение. Теоретическая модель и компьютерный код MCFx использованы для создания библиотеки полных файлов ядерных данных о взаимодействии нуклонов энергией от 20 до 1000 МэВ с ядрами-мишенями ^{202}Hg , ^{208}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{242}Am и ^{245}Cm . Модель описывает три основные стадии развития ядерной реакции во времени и верифицирована по экспериментальным сечениям реакций и выходу продуктов деления.



Р и с. 6. Выход продуктов деления ядра ^{238}U протонами энергией 1 ГэВ: 1, 2 — выход возбужденных осколков и продуктов в основном состоянии соответственно; ■ — эксперимент [48]

Библиотека состоит из полных файлов для каждого ядра в формате ENDF-6 и содержит полные сечения, сечения упругого рассеяния, деления, энерго- и угловые распределения и множественности вторичных нейтронов, а также независимые и кумулятивные выходы продуктов деления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yavshits S.G., Boykov G., Ippolitov V. e.a. — In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Tsucuba, Japan, 2001, p. 104.
2. Yavshits S. — INDC-CCP-0452. IAEA, 2011.
3. Грудзевич О.Т., Явшиц С.Г. — Ядерная физика, 2013, т. 76, № 1, с. 293.
4. Gudima K.K., Mashnik S.G., Toneev V. — Nucl. Phys., 1983, v. A 401, p. 329.
5. Griffin T. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 478.
6. Hauser W., Feshbach H. — Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 366.
7. Raynal J. — Notes on ECIS94. CEA-N-2772, 1994.
8. Yavshits S., Boykov G., Ippolitov V. e.a. — In: Proc. of IX Intern. Sem. on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-9), 2001, p. 160.
9. Finlay R., Aunard J., Cheema T. e.a. — Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 796.
10. Flerov G.N., Talizin V.M. — Atomnaja Energiya, 1956, v. 4, p. 155.
11. Voss R., Wilson R. — In: Proc. Roy. Soc., 1956, v. A236, p. 41.
12. Bratenahl A., Fernbach S., Hildebrand R. — Phys. Rev., 1950, v. 77, p. 597.
13. Juren J., Knable N. — Ibid., 1950, v. 77, p. 606.

14. Juren J. — Ibid., 1950, v. 80, p. 27.
15. Ball W., Thesis Ph. — UCRL-1939, Berkely, 1952.
16. Ashmore A., Cocconi G., Diddens A. e.a. — Phys. Rev., 1960, v. 5, p. 576.
17. Wilkins B., Igo G. — Ibid., 1963, v. 129, p. 2198.
18. Pollock R., Schrank G. — Ibid., 1965, v. B140, p. 575.
19. Carlson R., Cox A., Nimmo J. e.a. — Ibid., 1975, v. C12, p. 1167.
20. Turner J., Rudley B., Gavanagh P. e.a. — Nucl. Phys., 1964, v. 58, p. 509.
21. Menet J., Gross E., Mglanifi J. — Phys. Rev., 1971, v. C4, p. 1114.
22. Kirby P., Link W. — Can. J. Phys., 1966, v. 44, p. 1847.
23. Goloskie T., Strauch K. — Nucl. Phys., 1962, v. 29, p. 474.
24. Krschbaum A., Thesis Ph. — UCRL-1967, Berkely, 1967.
25. Renberg P., Measday D., Pepin M. e.a. — Ibid., 1972, v. A183, p. 81.
26. Moskalev V.N., Gavrilovski B.V. — DAN USSR, 1956, v. 110, p. 972.
27. Chen F., Leavit C., Shapiro A. — Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 857.
28. Booth N., Ledley B., Walker D. e.a. — Proc. Phys. Soc., 1957, v. A70, p. 209.
29. Gachurin V.V., Drujinin B.L., Ejov B.A. e.a. — Preprint ITEP № 59, 1985.
30. Hayes S., Stoler P., Clement J. e.a. — Nucl. Sci. Engng, 1973, v. 50, p. 243.
31. Bowen P., Scanlon J., Stafford G. e.a. — Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 1088.
32. Velichko G.N., Vorobiev A.A., Dobrovolski A.V. e.a. — In: Proc. Symp. Nucleon-Nucleon and Hadron-Nuclear Interaction at Intermediate Energies, 1984, p. 248.
33. Franz J., Gratz H., Lehman L. e.a. — Nucl. Phys., 1988, v. A490, p. 667.
34. Schimmerling W., Devlin T., Jonson W. e.a. — Phys. Rev., 1973, v. C7, p. 248.
35. Day R., Henkel R. — Ibid., 1953, v. 92, p. 358.
36. Bate G., Huizenga J. — Ibid., 1964, v. B133, p. 1471.
37. Fulmer C. — Ibid., 1959, v. 116, p. 418.
38. Krschbaum A., Thesis Ph. — UCRL-1967, 1967.
39. Millburn G., Birnbaum W., Crandall W. e.a. — Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1268.
40. Blann M. — Phys. Rev., 1996, v. C54(3), p.1341.
41. Prokofiev A.V. — Nucl. Instrum. Meth., 2001, v. A 463, p. 557.
42. Obukhov A.I. — Phys. Part. Nucl., 2001, v. 32, p. 162.
43. Eismont V. — In: Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Trieste, Italy, 1997, p. 661.
44. Kotov A.A., Vaishnene L.A., Vovchenko V.G. e.a. — Bull. Rus. Acad. Sci. Physics, 2007, v. 71, p. 809.
45. Bychenkov V.S., Lomanov M.F., Obykhov A.I. e.a. — In: Proc. of Intern. Conf. on Fifty Years with Nuclear Fission, 1989, p. 443.
46. Lisowski P., Gavron A., Parker W. e.a. — In: Proc. of the NEANDC Specialists Meeting on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV. Uppsala, Sweden, 21—23 May 1991, p. 21.
47. Shcherbakov O.A., Donets A.Yu., Evdokimov A.V. e.a. — In: Proc. of IX Intern. Sem. on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-9). Report E3-2001. Dubna, 2001, p. 139.
48. Taieb J. — Nucl. Phys., 2003, v. A 724, p. 413.

Поступила в Редакцию 5.02.13

УДК 539.1.01:539.1.03

ОТРАЖЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ ПОРОШКА НАНОСТЕРЖНЕЙ

*Игнатович В.К. (ОИЯИ, г. Дубна, Московская обл.),
Несвижевский В.В. (Ин-т Лауе-Ланжевена, г. Гренобль, Франция)*

В нейтронных экспериментах и для создания источников нейтронов необходимы эффективные отражатели. Для ультрахолодных нейтронов ($E < 10^{-7}$ эВ) идеальным отражателем является нейтронно-оптический потенциал вещества, обеспечивающий близкую к единице вероятность зеркального отражения при любом угле падения и любой температуре вещества [1—3]. Для нейтронов энергией до 10^{-6} — 10^{-5} эВ используют многослойные покрытия (суперзеркала), характеризующиеся коэффициентом отражения до 80—90% [4, 5]. Для нейтронов энергией до 10^{-3} — 10^{-2} эВ эффективных отражателей не было. При энергии $\sim 10^{-2}$ эВ длина волны нейтрона сравнима с межатомным расстоянием

и происходит упругая дифракция в упорядоченных и диффузное отражение в неупорядоченных веществах. При еще большей энергии превалируют неупругие процессы, лежащие в основе принципа работы замедлителей и отражателей ядерного реактора [6].

В работах [7—14] обнаружено явление эффективного диффузного отражения очень холодных нейтронов от наноструктурированного отражателя при любом угле их падения на поверхность, а также квазизеркальное отражение холодных нейтронов при падении на поверхность под малым углом скольжения. В качестве отражателя использовался порошок алмазных наночастиц. Отражение от него оказывается