

Спектры нейтронов изотопных (α , n)-источников

Н. Д. ТЮФЯКОВ, Л. А. ТРЫКОВ, А. С. ШТАНЬ

УДД 539.12.03

Одной из основных характеристик изотопного источника нейтронов, которая в ряде случаев определяет возможность и условия его применения для решения конкретных задач, является энергетический спектр нейтронов. Хотя исследование этой характеристики для таких источников, как Po^{210} — Ве, Pu^{239} — Ве, Ra^{226} — Ве, ведется в течение многих лет, до настоящего времени результаты, полученные разными авторами, даже для однотипных источников часто существенно расходятся. Такие расхождения наблюдаются в форме спектра и в средней энергии нейтронов, особенно они велики в низкоэнергетической части спектров при энергии нейтронов меньше 2–3 Мэв. Для иллюстрации сказанного на рис. 1, 2 приведены спектры нейтронов Po^{210} — Ве- и Am^{241} — Ве-источников по данным работ [1–5].

Указанные расхождения в спектрах обычно объясняют сильной зависимостью формы спектра нейтронов изотопных (α , n)-источников от параметров источника и технологии его изготовления. Однако имеющиеся по этому вопросу сведения отрывочны и недостаточно подтверждены экспериментальными данными.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований влияния некоторых параметров изотопных (α , n)-источников на форму спектра нейтронов, обсуждаются возможные причины указанных выше расхождений. Спектры измерялись спектрометром нейтронов с кристаллом стильбена размером 30×20 мм, а низкоэнергетическая часть спектра — с кристаллом 10×10 мм. В спектрометре применялся фотоэлектронный умножитель ФЭУ-93 с высокой конверсионной эффективностью фотокатода. Постоянная времени входной цепи электронного тракта составляла $1,2 \cdot 10^{-6}$ сек, интегральная нелинейность электронного тракта (включая анализатор импульсов) не превышала 2%. Все однотипные измерения проводили в одинаковых условиях.

Восстановление энергетических спектров нейтронов $\Phi(E)$ по аппаратурным распределениям импульсов проводили методом дифференцирования. Поправку на зависимость амплитуды импульса $P(E)$ от энергии нейтронов E с учетом нелинейности и анизотропии светового выхода кристалла и нелинейности преобразования светового импульса в электрический вводили

согласно эмпирическому соотношению

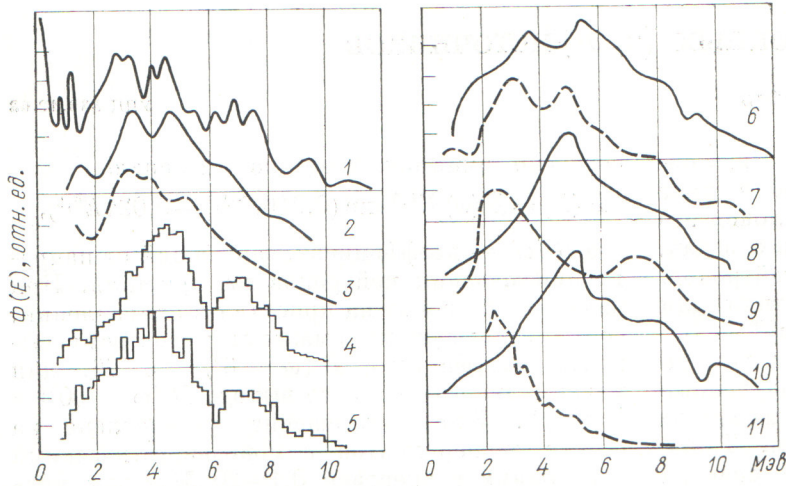
$$P(E) = B(\omega) E^{1,5} \exp(0,016E^{-1,5} - 0,021E^{0,9}),$$

где $B(\omega)$ — коэффициент, зависящий от направления падения нейтронов на кристалл. При падении нейтронов на кристалл в направлении, соответствующем минимальному световому выходу, коэффициент $B(\omega = 0^\circ) = 0,176$, для максимального светового выхода $B(\omega = 90^\circ) = 0,212$. Это соотношение установлено на основе экспериментов с моноэнергетическими нейтронами с энергией 0,1–20 Мэв для кристаллов стильбена размером от 10×10 до 70×70 мм.

При исследовании спектров нейтронов изотопных (α , n)-источников в первой серии экспериментов определяли влияние размеров источника на форму спектра нейтронов. Были измерены спектры нейтронов от одного Po^{210} — Ве-источника (диаметр 20 мм и высота 40 мм) и десяти аналогичных источников, заключенных в ампулу из алюминия с толщиной стенки 6 мм. Полученные результаты приведены на рис. 3.

На рис. 4 показан спектр нейтронов Pu^{239} — Ве-источника, содержащего 8 г плутония, а также данные работы [6] для источников такого же типа, содержащих 2 и 160 г плутония. На рис. 5 приведены спектры нейтронов Pu^{238} — Ве-источника, измеренные со стороны боковой поверхности и торца (диаметр активной части 16 мм, высота 36 мм, ампула из нержавеющей стали с толщиной стенок 2 мм) с выходом нейтронов $1,67 \cdot 10^8$ нейтр/сек и спектр аналогичного источника с выходом $1,5 \cdot 10^5$ нейтр/сек (диаметр 8 мм, высота 15 мм).

Из рис. 3–5 видно, что влияние массы и размеров активной части (α , n)-источника в первую очередь проявляется в низкоэнергетической части спектра. Так, например, при увеличении массы активной части Pu^{239} — Ве-источника примерно в 10 раз доля нейтронов с энергией меньше 1–2 Мэв возрастает в два — три раза, а средняя энергия нейтронов источника снижается на 20–30%. В случае (α , n)-источников с мишенями из таких изотопов, как бор, фтор, литий, указанные факторы меньше влияют на форму спектра нейтронов. Это следует из рис. 6, на котором приведены спектры нейтронов изотопных источников Pu^{238} — Li — F, Am^{241} — Li — F, Pu^{238} — В, Am^{241} — В. Для источ-



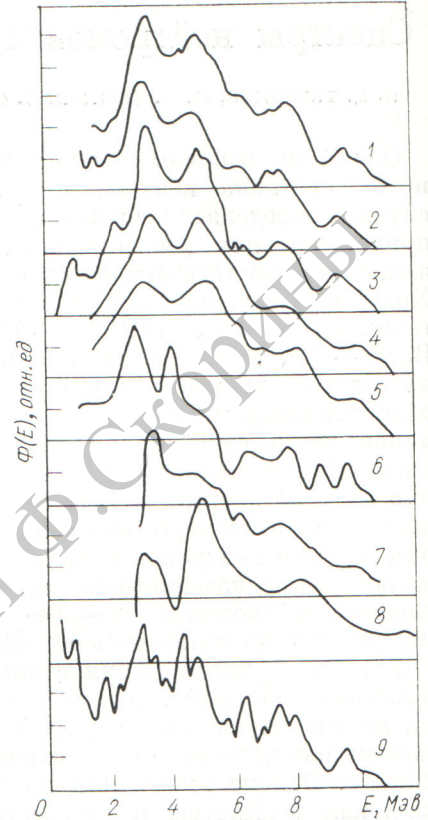
Р и с. 1. Энергетические спектры нейтронов Po^{210} -Be-источников, измеренные:

1 — спектрометром с кристаллом стильбена, по данным [3]; 2 — спектрометром с кристаллами $Li^6I(Eu)$ и $Li^7I(Eu)$, по данным [2]; 3—11 — методом фотопластинок, по данным [1].

ников на основе Am^{241} отношение массы мишени к массе α -радиоактивного изотопа в два-три раза больше, по сравнению с таким же источником на основе Pu^{238} . Из рис. 6 также следует, что изменение в относительно широких пределах состава активной части (α, n)-источников не оказывает заметного влияния на форму спектра нейтронов. Аналогичный результат был получен для Pu^{238} — Be-источников.

Влияние энергии α -частиц радиоактивного изотопа на форму спектра нейтронов (α, n)-источников показано на рис. 7 и 8. Каждая пара этих источников была изготовлена по одной технологии и имела одинаковые размеры и состав активной части. Из рисунков видно, что сравнительно небольшое изменение энергии α -частиц радиоактивного изотопа существенно влияет на форму спектра нейтронов, причем общая тенденция такова, что с увеличением энергии α -частиц средняя энергия нейтронов снижается, а доля нейтронов в низкоэнергетической части спектра возрастает.

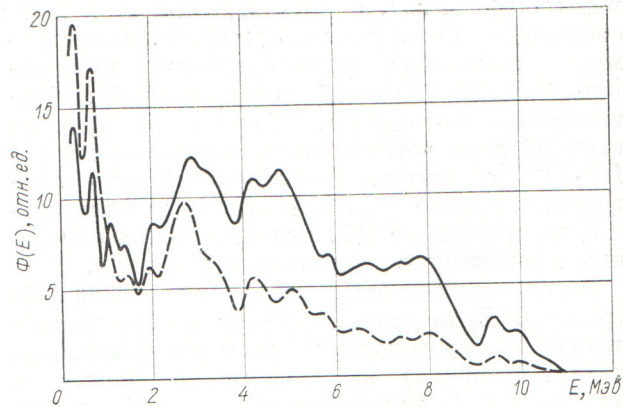
Влияние технологии изготовления (α, n)-источников на форму спектра нейтронов исследовалось на Pu^{238} — Be-источниках. С этой целью измеряли спектры нейтронов от смеси двуокиси Pu^{238} с бериллием через различные промежутки времени в течение 1—6 ч при непрерывном перемешивании. Аналогичные измерения были проведены после прессования смеси в таблетки, после их термической обработки и после герметизации в ампулу.



Р и с. 2. Энергетические спектры нейтронов Am^{241} -Be-источников:

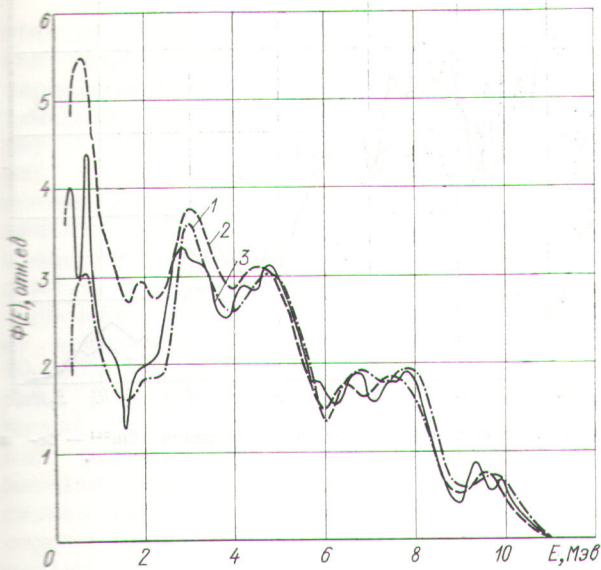
1—8 — данные работы [4]; 9 — результаты настоящей работы.

Во всех случаях форма спектра нейтронов в пределах погрешности измерений $\pm 5\%$ была одной и той же. Проведенные эксперименты



Р и с. 3. Энергетические спектры нейтронов Po^{210} -Be-источников:

— — один источник (диаметр 20 мм, высота 40 мм);
- - - - - сборка, состоящая из 10 источников.

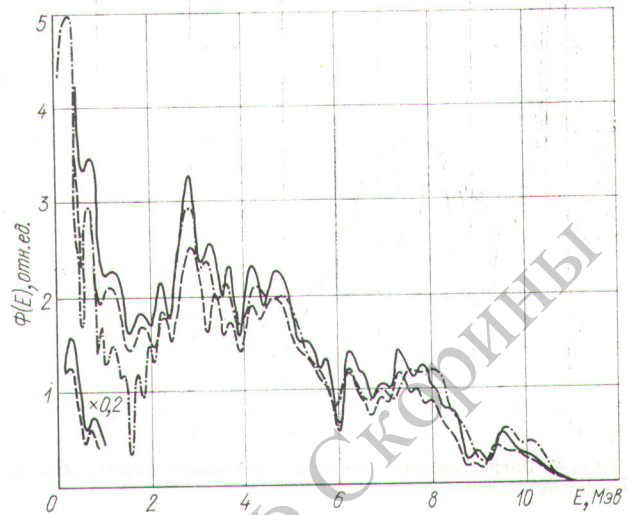


Р и с. 4. Энергетические спектры нейтронов Pu^{239} —Be-источников:

1—3 — источники, содержащие соответственно 2, 160 [7] и 8 г плутония.

показывают, что технология изготовления изотопных (α, n)-источников не оказывает того существенного влияния на спектр нейтронов, которое ей иногда приписывают. Аналогичный вывод можно сделать также из сравнения спектров нейтронов Po^{210} —Be- и Am^{241} —Be-источников, технология изготовления которых различна.

Если в источнике создано преимущественное направление движения α -частиц относительно мишени, то спектр нейтронов такого источника может существенно отличаться от спектра нейтронов источника такого же типа, в котором все направления движения α -частиц равновероятны. Для иллюстрации на рис. 9 приведен спектр нейтронов Pu^{238} —Be-источника, активная часть которого состоит из слоев плутония и бериллия, нанесенных на отдельные подложки и затем приведенных в контакт. На рис. 10 приведен спектр нейтронов такого же источника, но с коллиматором α -частиц. В качестве коллиматора использовалась сетка из латун-

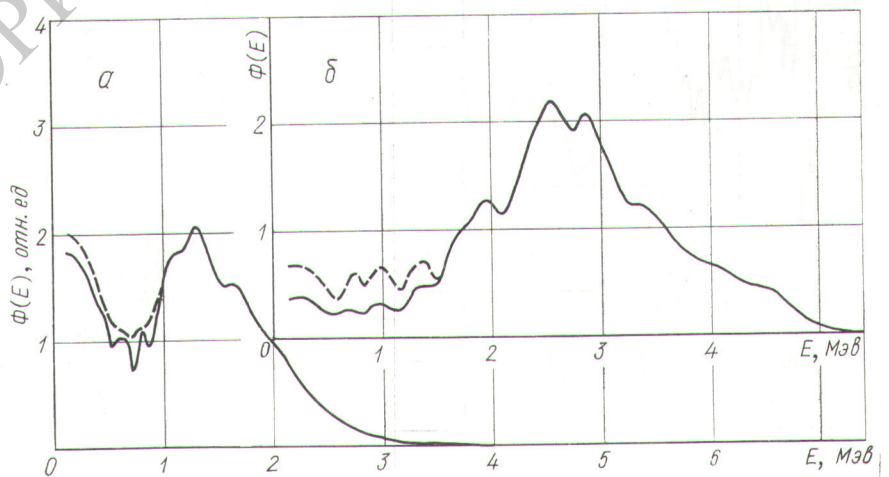


Р и с. 5. Энергетические спектры нейтронов Pu^{238} —Be-источников:

— — спектр источника с выходом $1,67 \cdot 10^8$ нейтр/сек, измеренный со стороны боковой поверхности; — — — — то же со стороны торца; - - - - - спектр источника с выходом $1,5 \cdot 10^8$ нейтр/сек.

ной проволоки размером ячейки $0,3 \times 0,3$ мм.

Из приведенных выше данных следует, что влияние параметров изотопного (α, n)-источника на форму спектра нейтронов проявляется в первую очередь в низкоэнергетической части спектра, а для энергий нейтронов выше 2—3 Мэв это влияние относительно невелико. Поэтому существующие расхождения в форме спектров (особенно для однотипных источников) нельзя объяснить различием в параметрах. В основе



Р и с. 6. Энергетические спектры нейтронов.

а) — — — — Pu^{238} —Li—F-источник; - - - - - Am^{241} —Li—F; б) — — — — Pu^{238} —В; - - - - - Am^{241} —В.

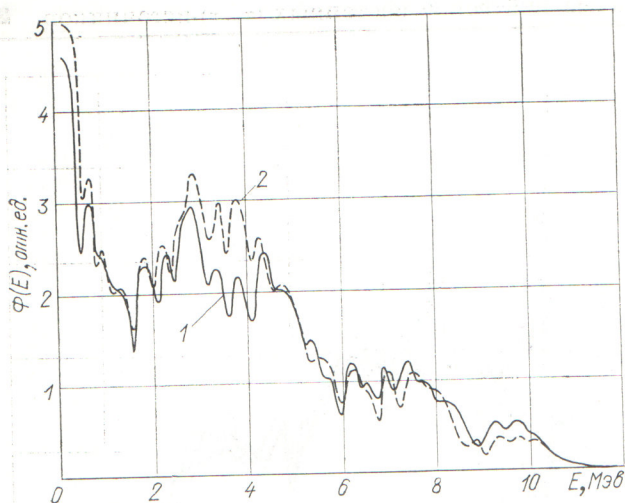


Рис. 7. Энергетические спектры нейтронов $\text{Pu}^{239}\text{-Be}$ и $\text{Pu}^{238}\text{-Be}$ -источников (кривые 1 и 2 соответственно).

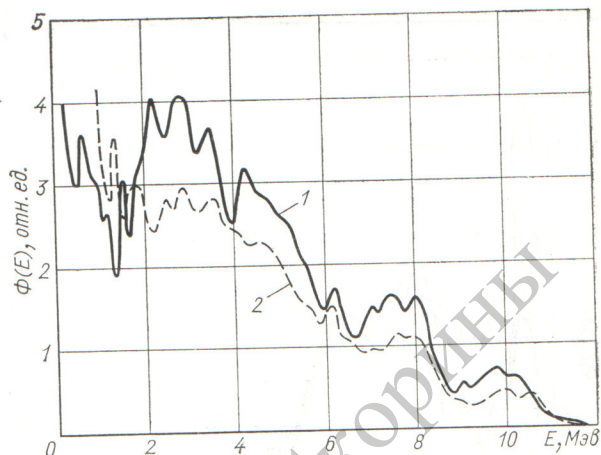


Рис. 8. Энергетические спектры нейтронов $\text{Sm}^{244}\text{-Be}$ и $\text{Sm}^{242}\text{-Be}$ -источников (кривые 1 и 2 соответственно).

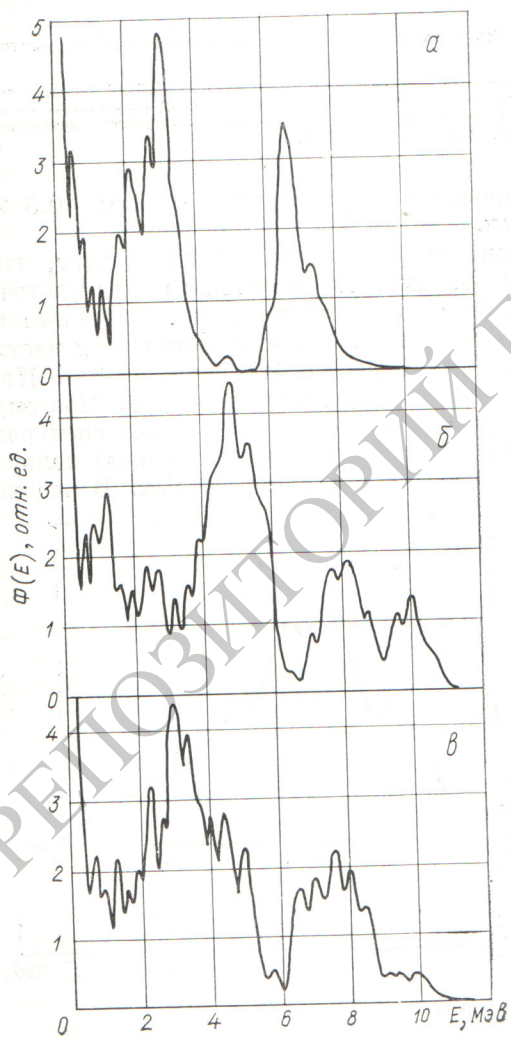


Рис. 9. Энергетический спектр нейтронов $\text{Pu}^{238}\text{-Be}$ -источника со слонистой активной частью, расположенной под углом относительно преимущественно направления движения α -частиц: а — 180° ; б — 0° ; в — 90° .

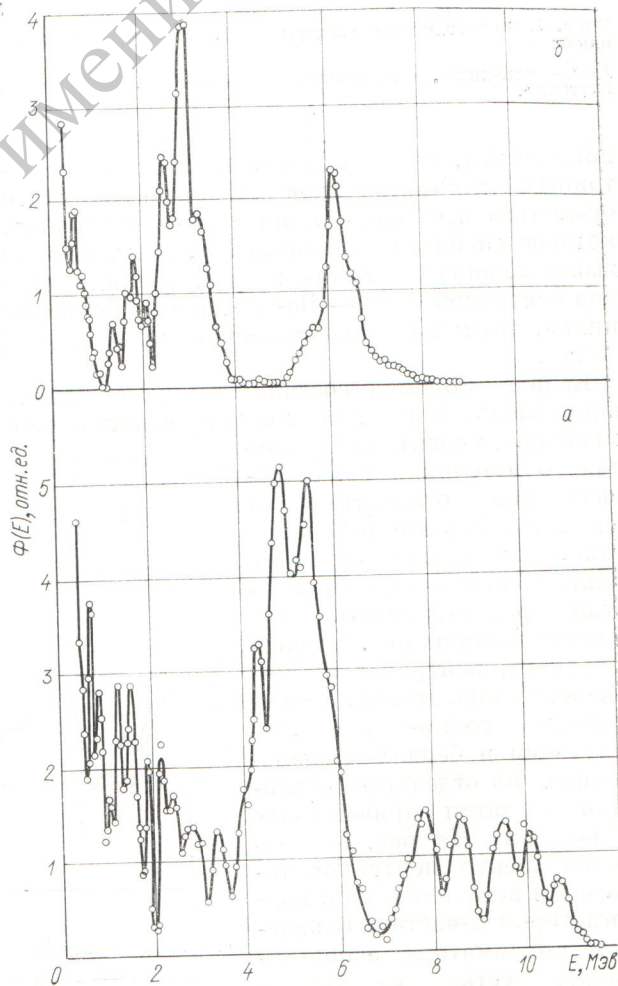


Рис. 10. Энергетический спектр нейтронов $\text{Pu}^{238}\text{-Be}$ -источника со слонистой активной частью и с сетчатым коллиматором между слоями, расположенной под углом 0° (а) и 180° (б) к преимущественному направлению движения α -частиц.

этих различий, по-видимому, лежат методические ошибки и неточные сведения о реальных характеристиках детекторов, применяемых для измерения спектров нейтронов. Так, например, в спектрах всех $\text{Be}(\alpha, n)$ -источников (см. рис. 1, 2), измеренных с помощью ядерных фотоэмульсий, доля нейтронов с энергией меньше $1-2 \text{ Мэв}$ не превышает нескольких процентов, тогда как из приведенных выше данных, а также из косвенных экспериментов и расчетов следует, что эта доля в зависимости от параметров источника может составлять $10-30\%$ полного выхода нейтронов из источника. В результате занижения низкоэнергетической части спектра средняя энергия нейтронов, рассчитанная по спектру, измеренному методом ядерных фотоэмульсий, оказывается сильно завышенной по сравнению с энергией, определенной путем косвенных измерений (например, по длине замедления).

В некоторых случаях значительные искажения в форму спектра вносит метод обработки результатов измерений. Так, в работе [7] показано, что применение метода счетных эффективностей для восстановления энергетических спектров нейтронов по аппаратурным распределениям импульсов, измеренным с помощью спектрометра нейтронов с кристаллом стильбена, приводит к существенно различающимся формам спектров, полученных на основании одних и тех же результатов измерения.

Чтобы исключить имеющиеся расхождения в спектрах нейтронов, измеренных и обработанных разными методами, следует проводить сравнение средней энергии и выхода нейтронов

источника, вычисленных по полученным спектрам, с такими же величинами, определенными из других независимых измерений.

В наших экспериментах такое сравнение было проведено для большого числа изотопных источников разного типа. Во всех случаях, например, выход нейтронов, измеренный косвенными методами с погрешностью $3-5\%$, совпадал с выходом, вычисленным по соответствующему спектру нейтронов в пределах указанной погрешности. Измерения спектров нейтронов и обработка результатов проводились описанным выше методом.

Следует отметить, что совпадение указанных величин, определенных разными методами, является одним из основных, но еще недостаточным критерием достоверности полученных спектров нейтронов. Более надежная оценка правильности результатов получается при анализе тонкой структуры спектра.

Поступила в Редакцию 14/VIII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Notarrigo. Nucl. Phys., 29, No. 3, 507 (1962).
2. П. Л. Грузин и др. «Атомная энергия», 13, 583 (1962).
3. И. В. Горячев и др. Neutron Monitoring. Vienna, IAEA, 1967, p. 187.
4. K. Geiger, L. Van der Zwan. Appl. Radiation and Isotopes, 21, No. 4, 193 (1970).
5. В. И. Фоминых. «Атомная энергия», 28, 159 (1970).
6. M. Anderson, R. Neff. Trans. ANS, 11, 481 (1968).
7. Г. Г. Дорошенко. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. II. М., Атомиздат, 1970, стр. 144.