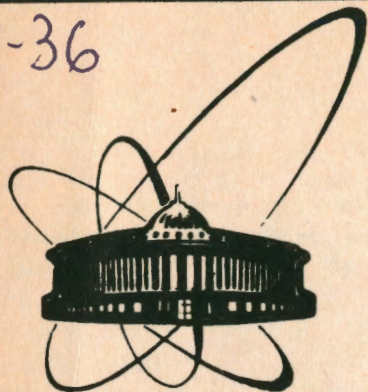


92-36



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P16-92-36

В.Е.Алейников, В.П.Бамблевский, М.М.Комочков,
А.Р.Крылов, Ю.В.Мокров, Г.Н.Тимошенко

ОПОРНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДЛЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ
РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ

Направлено в журнал "Приборы и техника эксперимента"

1992

Опорные поля нейтронного излучения
для метрологического обеспечения радиационного контроля

Описан набор опорных полей нейтронного излучения, созданный в Объединенном институте ядерных исследований для целей метрологического поддержания радиационного контроля. Предложен алгоритм градуировки рабочих средств оперативного и индивидуального контроля в этих полях. Набор опорных полей перекрывает практически весь энергетический диапазон нейтронного излучения, создаваемого ядерно-физическими установками Института (от 10^{-8} до сотен МэВ). В него входят опорные поля на основе источника ^{252}Cf в полиэтиленовых замедлителях диаметрами 12,7 и 29,2 см и два опорных поля на базе фазотрона Лаборатории ядерных проблем на энергию 660 МэВ. Мягкое поле в лабиринте фазотрона образуется многократно рассеянными нейтронами. Жесткое поле формируют нейтроны утечки из сплошной бетонной защиты фазотрона, облучаемой вторичным излучением из камеры ускорителя и мишенной станции.

Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности и радиационных исследований ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Aleinikov V.E. et al.
Reference Neutron Fields for Metrology
of Radiation Monitoring

P16-92-36

The set of reference neutron fields created in the JINR for metrology of radiation monitoring is described. The algorithm for calibration of area monitors and personnel dosimeters in the reference fields is proposed. The set of reference fields overlaps practically whole interval of neutron energy generated by installation of the JINR (from 10^{-8} up to hundreds MeV). The set comprises reference fields based on Cf-252 in polyethelene moderators with diameters 12.7 cm and 29.2 cm and two reference fields based on 660 MeV Laboratory of Nuclear Problems phasotron. Soft field is created in labirinth of phasotron by scattered neutrons. Hard field is formed by leakage neutrons from concrete shield without holes. The shield is irradiated by secondary radiation produced in accelerator chamber and target station.

The investigation has been performed at the Department of Radiation Safety and Radiation Researches, JINR.

Одной из важнейших задач метрологии нейтронного излучения является обеспечение правильной передачи размера единицы дозы от эталонов к рабочим средствам измерения. Передача размеров единиц обычно осуществляется путем градуировки рабочих средств в полях образцовых источников нейтронов, например $^{239}\text{Pu-Be}$ и ^{252}Cf . В современных научных центрах, таких как ОИЯИ, ИФВЭ, условия формирования на ядерно-физических установках полей нейтронного излучения и их характеристики варьируются в весьма широких пределах в зависимости от энергии частиц первичного излучения, конфигурации биологической защиты, ее компонентного состава и т.д. Работам по систематизации нейтронных полей за рубежом и в России в последние годы уделяется большое внимание. Это обусловлено тем, что измерение спектров нейтронов в полях рассеянного смешанного излучения является достаточно сложной методической задачей и не может быть включено, например, в процедуру дозиметрических измерений. Энергетический диапазон спектральных распределений нейтронов за защитами ядерно-физических установок простирается от 10^{-8} до сотен МэВ. К тому же нейтронные поля часто содержат значительную примесь других компонентов (γ -квантов, заряженных частиц), что затрудняет правильную интерпретацию показаний дозиметров нейтронов. Естественно, что градуировка рабочих средств на изотопных источниках $^{239}\text{Pu-Be}$ и ^{252}Cf со средними энергиями нейтронов 4,2 и 2,1 МэВ не может обеспечить необходимую точность измерений дозиметрических величин во всем ансамбле реальных полей излучения, обогащенных нейтронами. Это обусловило поиск новых подходов к метрологическим проблемам дозиметрии нейтронов широкого энергетического спектра: создание опорных полей нейтронов и нестандартизированных образцовых средств измерения характеристик этих полей.

Под опорным полем (ОП) подразумевается выделенная в пространстве (условно или физически) и исследованная область поля ионизирующих излучений с нормированными метрологическими характеристиками, в совокупности со средствами мониторинга представляющая собой образцовую меру величин ионизирующего излучения для проведения метрологических работ. В ОП выполняются все необходимые исследования дифференциальных и интегральных характеристик поля и обеспечивается их воспроизводимость. Определение значений дозиметрических величин в ОП производится с помощью их комплексных измерений наиболее достоверными методиками и на основе расчетов по известным (предварительно изученным) физическим характеристикам поля. Использование ОП предполагает градуировку в них рабочих средств оперативного и индивидуального дозиметрического контроля, организацию

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

сличений различных методик и средств, исследования функций чувствительности дозиметров, радиометров и спектрометров нейтронов. Чтобы перекрыть, по-возможности, весь ансамбль реальных полей нейтронов от наиболее мягких (многократно рассеянное излучение) до весьма жестких (за сплошной защитой высокоэнергетических ускорителей), необходимо создать набор ОП с различными спектральными характеристиками.

Применение в реальных полях рабочих средств, градуированных в ОП, предполагает введение коррекции их показаний, зависящей от спектрального и компонентного состава полей. Методика такой коррекции обосновывается следующим образом. Чувствительность дозиметра f в данном поле, по определению, есть отношение показаний дозиметра N к величине амбиентной эквивалентной дозы $H^*(10)^{1-3}$:

$$f = N/H^*(10). \quad (1)$$

Градуировочный коэффициент C — это обратная величина чувствительности дозиметра в образцовом (опорном) поле:

$$C = 1/f. \quad (2)$$

Целью градуировки является определение этих коэффициентов в ОП, близких к реальным, в которых выполняются измерения. величиной, характеризующей поля нейтронов, с точки зрения оценки амбиентной эквивалентной дозы $H^*(10)$, является удельная амбиентная эквивалентная доза (ambient dose equivalent) $h^*(10)$ спектра нейтронов $\Phi(E)$, определяемая на глубине 10 мм в тканезквивалентной сфере ICRU (Международной комиссии по радиационным единицам):

$$h^*(10) = H^*(10)/\Phi = \int h^*(E)\Phi(E)dE / \int \Phi(E)dE, \quad (3)$$

где $h^*(E)$ — удельная амбиентная эквивалентная доза для моноэнергетических нейтронов с энергией E ; Φ — флюенс нейтронов. Значения $h^*(E)$ для сферы ICRU диаметром 30 см рассчитаны до энергии нейтронов 20 МэВ, а энергетический диапазон реальных спектров может простираться до сотен МэВ, поэтому в интервале от 10 до 1000 МэВ использовались расчеты, выполненные для полубесконечной пластины толщиной 30 см. Если функция чувствительности прибора $f_1(E)$ в достаточно широком диапазоне энергий от E_{min} до E_{max} прямо пропорциональна $h^*(E)$, то показания прибора N_1 примерно пропорциональны величине амбиентной эквивалентной дозы $H^*(10)$:

$$N_1 \cong \int_{E_{min}}^{E_{max}} f_1(E)\Phi(E)dE \cong K_1 \int_{E_{min}}^{E_{max}} h^*(E)\Phi(E)dE \cong K_1 H^*(10). \quad (4)$$

Если же функция чувствительности прибора $f_2(E) = K_2 = const$ в указанном диапазоне энергии, то показания такого прибора примерно пропорциональны флюенсу нейтронов Φ , т.е.:

$$N_2 \cong \int_{E_{min}}^{E_{max}} f_2(E)\Phi(E)dE \cong K_2 \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E)dE \cong K_2 \Phi. \quad (5)$$

Известно, что функция чувствительности детектора тепловых нейтронов с замедлителем диаметром 10 дюймов (f_{10}) близка к зависимости $h^*(E)$, вплоть до энергий ~ 10 МэВ, а функция чувствительности того же детектора с замедлителем диаметром 5 дюймов (f_5) приблизительно удовлетворяет соотношению (5) в диапазоне энергий до ~ 1 МэВ. Тогда удельную амбиентную эквивалентную дозу нейтронов широкого спектра энергий можно оценить следующим образом*:

$$h^*(10) = H^*(10)/\Phi \cong (N_{10}/K_1 + K_3 \Phi_{>20}) / (N_5/K_2 + \Phi_{>20}), \quad (6)$$

где $\Phi_{>20}$ — флюенс нейтронов с энергией более 20 МэВ, измеряемый, например, с помощью углеродсодержащего активационного детектора; K_3 — коэффициент перехода от флюенса нейтронов высокой энергии к дозе. В мягких полях, где $\Phi_{>20} \lesssim 10^{-3} N_5/K_2$, можно пренебречь нейтронами высоких энергий, и выражение (6) запишется в виде:

$$h^*(10) \cong KN_{10}/N_5, \quad (7)$$

т.е. отношение показаний детектора тепловых нейтронов с замедлителями 10 и 5 дюймов примерно пропорционально $h^*(10)$.

При использовании ОП для градуировки дозиметров предлагается следующий алгоритм:

1. Определить $h^*(10)_i$ для каждого из i ОП;
2. Выполнить градуировку дозиметра в каждом ОП (определить значение градуировочных коэффициентов C_i);
3. Построить зависимость C_i от $h^*(10)_i$ в ОП для данного детектора;
4. Определить $h^*(10)$ для реального поля, в котором предполагается проводить измерения дозиметром;
5. При $h^*(10)_i < h^*(10) < h^*(10)_{i+1}$, где $h^*(10)_i$ и $h^*(10)_{i+1}$ — ближайшие к $h^*(10)$ значения в ОП, градуировочный коэффициент C для реального поля определить по формуле:

$$C = C_i (C_{i+1} - C_i) [h^*(10) - h^*(10)_i] / [h^*(10)_{i+1} - h^*(10)]. \quad (8)$$

Если $h^*(10)$ меньше минимального $h^*(10)_i$ в наборе ОП, то в качестве градуировочного коэффициента C берется C_i для ОП с минимальным $h^*(10)_i$. Если $h^*(10)$ больше максимального $h^*(10)_i$ в наборе ОП, то берется $C = C_i$ для ОП с максимальным $h^*(10)_i$.

* Если в жестком поле излучений заметный вклад в дозу обусловлен заряженным компонентом, то значение $h^*(10)$ в данном ОП оценивается с учетом этого вклада.

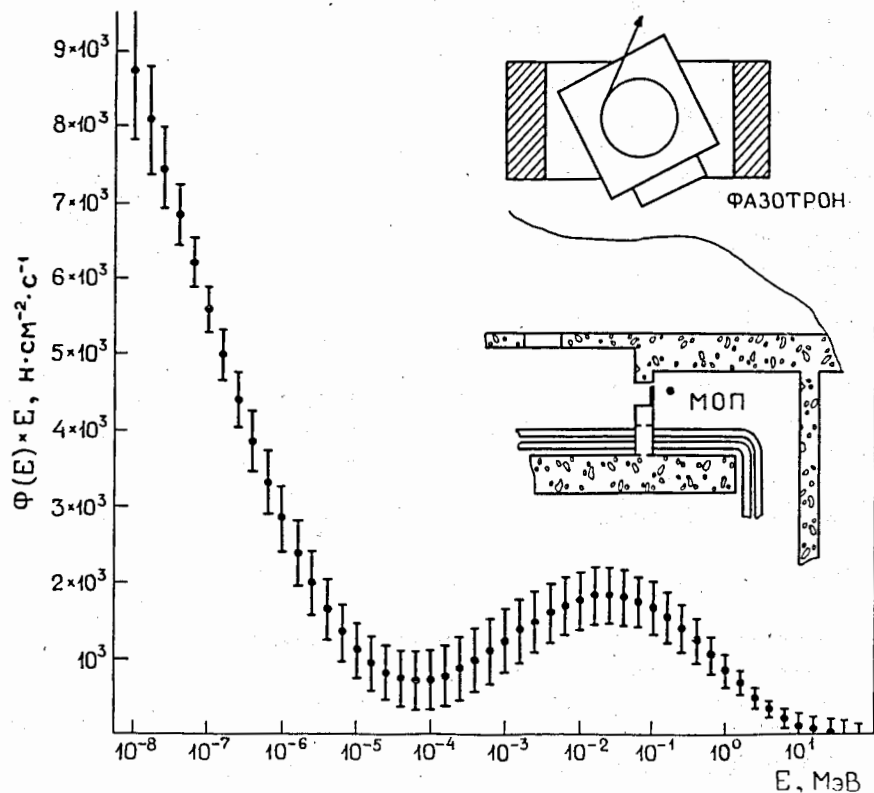


Рис. 1. Спектр нейтронов в мягком опорном поле фазотрона.

Значения коэффициентов K_2 и K_1 определялись путем подгонки методом наименьших квадратов функций потокомера и $h^*(E)$ функциями чувствительности детектора тепловых нейтронов с замедлителями 5 и 10 дюймов в указанных выше энергетических интервалах. $K_2 = 0,194 \text{ имп} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{нейтрон}^{-1}$; $K_1 = 1,47 \cdot 10^9 \text{ имп} \cdot \text{Зв}^{-1}$. Значение K_3 в интервале энергий $20 \div 1000 \text{ МэВ}$ принималось равным $3,6 \cdot 10^{-10} \text{ Зв} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{нейтрон}^{-1}$.

Предварительный анализ информации об энергетическом составе полей нейтронов в ОИЯИ показал, что $h^*(10)$ полей изменяется примерно в пределах от 10^{-11} до $10^{-10} \text{ Зв} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{нейтрон}^{-1}$. В соответствии с этим набор ОП должен включать, как минимум, поля с $h^*(10)_i$, равными $(2-3) \cdot 10^{-11}$; $(5-6) \cdot 10^{-11}$; $(9-10) \cdot 10^{-11} \text{ Зв} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{нейтрон}^{-1}$.

Мягкое ОП было создано на базе фазотрона Лаборатории ядерных проблем с энергией протонов 660 МэВ в цокольном этаже ускорителя (рис.1). ОП формируется в режиме вывода пучка протонов на толстую бериллиевую мишень, размещенную внутри мишенной станции в главном зале ускорителя. Источни-

ком нейтронов служит вторичное излучение из камеры и конструктивных элементов ускорителя и из мишенной станции. ОП находится в лабиринте туннеля под ускорителем и отделено от него боковой и потолочной защитой из тяжелого бетона толщиной 2 и 1 м соответственно. В туннеле проложены коммуникации водяного охлаждения электрооборудования ускорителя. Многократно рассеянные в зале ускорителя нейтроны попадают в лабиринт через два проема в защите. Рабочее помещение с регистрирующей аппаратурой находится за обваловкой фазотрона в 20 м от ОП. Градиент поля в туннеле достаточно велик, поэтому в качестве ОП выбран фиксированный объем радиусом 40 см, что достаточно для размещения в нем градуируемой аппаратуры. Хорошая временная растяжка пучка при частоте вывода 250 Гц и замедление нейтронов в процессе многократного рассеяния приводят к тому, что ОП является практически стационарным.

Система мониторинга состоит из двух сцинтилляционных счетчиков с детекторами из $\text{ZnS}(\text{Ag}) + {}^{10}\text{B}$ в оргстекле и замедлителями диаметром 5 и 10 дюймов. При постоянной эффективности вывода пучка ($\sim 40\%$) показания мониторов линейно связаны с током пучка, измеряемым с помощью ионизационной камеры на выходном окне камеры ускорителя. Просчеты мониторов не наблюдаются вплоть до тока выведенного пучка $\sim 1,5 \text{ мкА}$. Система из двух мониторинговых счетчиков, имеющих существенно различающиеся функции чувствительности в различных диапазонах энергии нейтронов, необходима для контроля постоянства спектрального состава ОП. В качестве третьего монитора используется стационарный датчик автоматизированной системы радиационного контроля ускорителя. Мощность данного ОП может меняться в широких пределах от нескольких сотен $\text{мкЗв} \cdot \text{ч}^{-1}$ до $\sim 10^{-2} \text{ Зв} \cdot \text{ч}^{-1}$, что позволяет использовать его для облучения детекторов с низкой чувствительностью.

Спектр нейтронов в фиксированной точке ОП измерялся спектрометром Боннера (СБ) с набором сферических полиэтиленовых замедлителей 2, 3, 5, 10, 12 дюймов. СБ^{14/1} является одним из основных инструментов исследований широких энергетических распределений нейтронов в полях смешанного рассеянного излучения и представляет собой детектор медленных нейтронов с набором замедлителей нейтронов. Принцип работы прибора состоит в замедлении нейтронов, падающих на поверхность шара, с их последующей регистрацией детектором, расположенным в его центре. Набор замедлителей различных размеров позволяет получить преимущественную чувствительность прибора к нейтронам различных энергетических групп. В качестве детектора нейтронного датчика использовался кристалл ${}^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ размерами $4 \times 4 \times 1 \text{ мм}$. Для уточнения формы спектра в тепловой области проводились дополнительные измерения нейтронным датчиком без замедлителей в двух вариантах: с цилиндрическим экраном из кадмия толщиной 0,8 мм и без него. На рис.2 приведены функции чувствительности СБ, рассчитанные в работе^{15/1}. Градуировка абсолютного значения чувствительности СБ осуществлялась с помощью образцовых источников второго разряда ${}^{239}\text{Pu-Be}$ и ${}^{252}\text{Cf}$ (с погрешностями

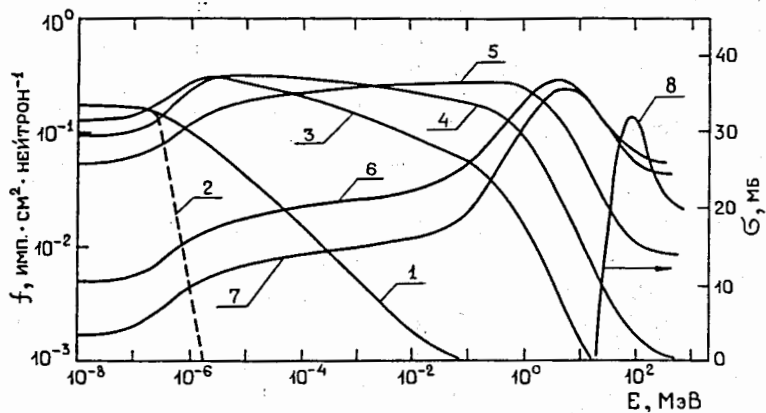


Рис.2. Функции чувствительности спектрометра Боннера и сечение реакции $^{12}\text{C}(n, X)^{11}\text{C}$: 1 — детектор без замедлителя; 2 — детектор без замедлителя в кадмиевом экране; 3–7 — детектор с замедлителями диаметрами 2, 3, 5, 10, 12 дюймов соответственно; 8 — сечение реакции $^{12}\text{C}(n, X)^{11}\text{C}$.

выхода нейтронов 7% и 6% соответственно) на градуировочной линейке. Фон нейтронов, рассеянных в помещении, учитывался в измерениях с экранирующим полиэтиленовым конусом. Расчетные отклики СБ с замедлителями 5, 10 и 12 дюймов определялись путем свертки соответствующих функций чувствительности со спектрами источников ^{60}Co . В области высоких энергий чувствительность СБ резко снижается и для оценки флюенса нейтронов с энергиями более 20 МэВ проводились измерения углеродсодержащим активационным детектором (реакция $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, см. рис.2). Активность детектора измерялась на низкофоновой установке γ - γ совпадений.

Восстановление спектра нейтронов по показаниям СБ и активационного детектора выполнялось методом статистической регуляризации по программе SBFDS^[7]. Для уменьшения погрешностей при численном интегрировании спектр восстанавливался в виде $\Phi(E) \times E$ с логарифмически равномерным разбиением по энергии. Решалась система из 8 алгебраизированных уравнений с учетом статистических погрешностей измерений и мониторингования. Восстановленный спектр нейтронов в мягком ОП представлен на рис.1. Погрешности спектра соответствуют среднеквадратичным отклонениям $\Phi(E) \times E$ от наиболее вероятных значений. Согласие между восстановленными и закладываемыми в программу экспериментальными счетами СБ не хуже 5%. Спектр нормирован на значение тока выведенного пучка протонов 1 мкА. Энергетическое распределение формируется в основном испарительными нейтронами и эпитепловыми, образующимися в результате замедления нейтронов в процес-

се многократного рассеяния. Доля нейтронов с энергиями более 20 МэВ составляет 0,12% от полного флюенса $(4,56 \pm 0,13) \cdot 10^4$ нейтрон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. защита лабиринта практически полностью подавляет прямое излучение из камеры ускорителя. Вследствие этого примесь заряженного компонента в ОП пренебрежимо мала (несколько тысячных долей процента от полного флюенса нейтронов). Доля же γ -квантов, образующихся преимущественно в реакциях захвата тепловых нейтронов в окружающем материале, весьма существенна (десятки процентов по поглощенной дозе). Мощность ambientной дозы нейтронов $h^*(10)$, рассчитанной по спектру, составляет $(4,71 \pm 0,41)$ мЗв $\cdot \text{ч}^{-1}$ (при токе выведенного пучка 1 мкА). Вклад нейтронов с энергией более 20 МэВ в полную дозу составляет 1,4%. Значение $h^*(10)$ в точке измерений равняется $2,34 \cdot 10^{-11}$ Зв $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{нейтрон}^{-1}$ и хорошо воспроизводится от сеанса к сеансу. Данное поле обладает значительным градиентом флюенса нейтронов вдоль туннеля, хотя спектральный состав поля меняется при этом слабо. Для определения допустимого объема ОП в районе фиксированной точки было исследовано пространственное распределение нейтронов двух крайних энергетических групп — тепловых и быстрых. Флюенс быстрых нейтронов измерялся сцинтилляционным счетчиком с детектором ZnS(Ag) в оргстекле (эффективность к тепловым нейтронам — $10^{-5}\%$, к нейтронам ^{239}Pu -источника — 0,35%). На рис.3 приведены полученные распределения по трем осям (в относительных единицах). Видно, что в пределах объема радиусом 20 см, достаточного для размещения в нем исследуемой и градуируемой аппаратуры, градиент поля не превышает 20% даже по оси X. Пространственное распределение тепловых ней-

тронов исследовалось с помощью термолюминесцентных детекторов ТЛД-600, обогащенных ^6Li . Распределение тепловых нейтронов можно в указанном объеме полагать равномерным в пределах точности измерений ($\sim 10\%$).

Следующая группа опорных полей образована на основе источника ^{252}Cf второго разряда с выходом $(3,1 \pm 0,2) \cdot 10^7$ нейтрон $\cdot \text{с}^{-1}$ (февраль 1991 г.). Было предложено^[8] формировать на основе ^{252}Cf опорные поля нейтронов низких энергий за счет замедления нейтронов с помощью водородсодержащих замедлителей, внутрь которых помещается источник. В качестве замедлителей нами использова-

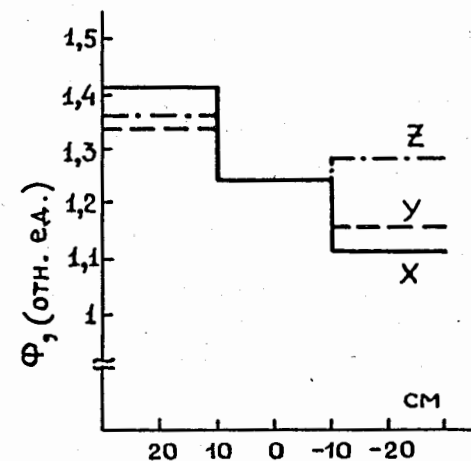


Рис.3. Пространственное распределение быстрых нейтронов в мягком опорном поле фазотрона.

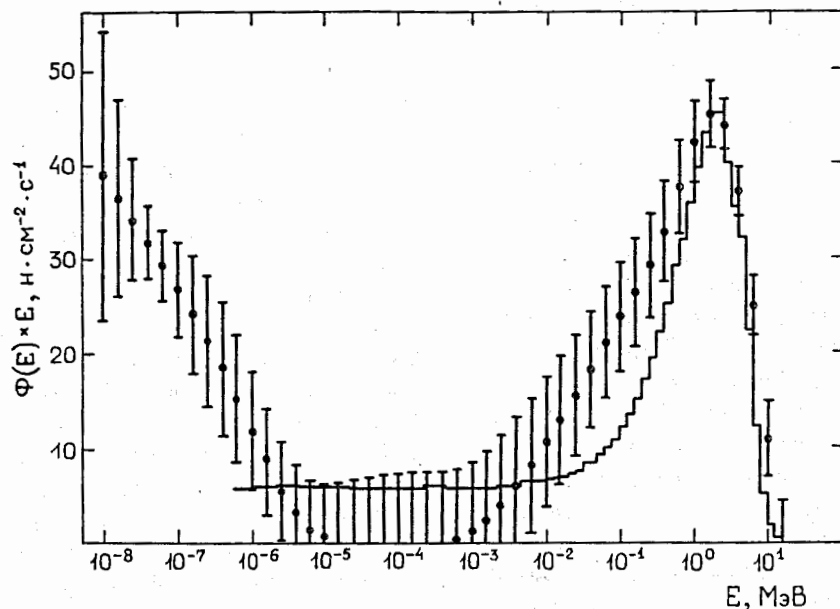


Рис.4. Спектр нейтронов ^{252}Cf в полиэтиленовом замедлителе диаметром 12,7 см. Гистограмма — спектр нейтронов в полиэтиленовом замедлителе диаметром 20,3 см¹⁶.

лись полиэтиленовые сферы ($\rho = 1,03 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$) диаметрами 29,2 и 12,7 см. ОП образуется в помещении $5,2 \times 10,8 \times 3,5$ м с учетом рассеянных в нем нейтронов. Замедлители с источником размещаются на градуировочной линейке. ОП формируется в точке на расстоянии 100 см от центра источника. В данном случае нет необходимости в организации специального мониторинга, следует лишь сохранять фоновые условия в помещении градуировочной и учитывать поправку на распад источника ($T_{1/2} = 2,637$ года). На рис.4 и 5 приведены измеренные СБ спектры ^{252}Cf в замедлителях диаметрами 12,7 и 29,2 см соответственно. Эпителивая часть спектров обусловлена фоном многократно рассеянных в помещении нейтронов. На рис.4 представлено также сравнение (в отн. единицах) со спектром нейтронов от ^{252}Cf в полиэтиленовом замедлителе диаметром 20,32 см¹⁶. В области энергий, соответствующей собственно нейтронам источника, наблюдается хорошее согласие по форме спектра. Флюенсы нейтронов на расстоянии 1 м от источника составляют для замедлителей диаметрами 12,7 и 29,2 см ($339,2 \pm 21,2$) и ($112,6 \pm 7,1$) нейтрон $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, а амбиентные дозы нейтронов ($0,17 \pm 0,009$) и ($0,045 \pm 0,003$) мЗв $\cdot\text{ч}^{-1}$ соответственно. В необходимом объеме полей вокруг фиксированной точки существует значительный градиент в радиальном направлении. Вклад γ -квантов в полную поглощенную дозу в ОП относительно невелик ($\sim 15\%$).

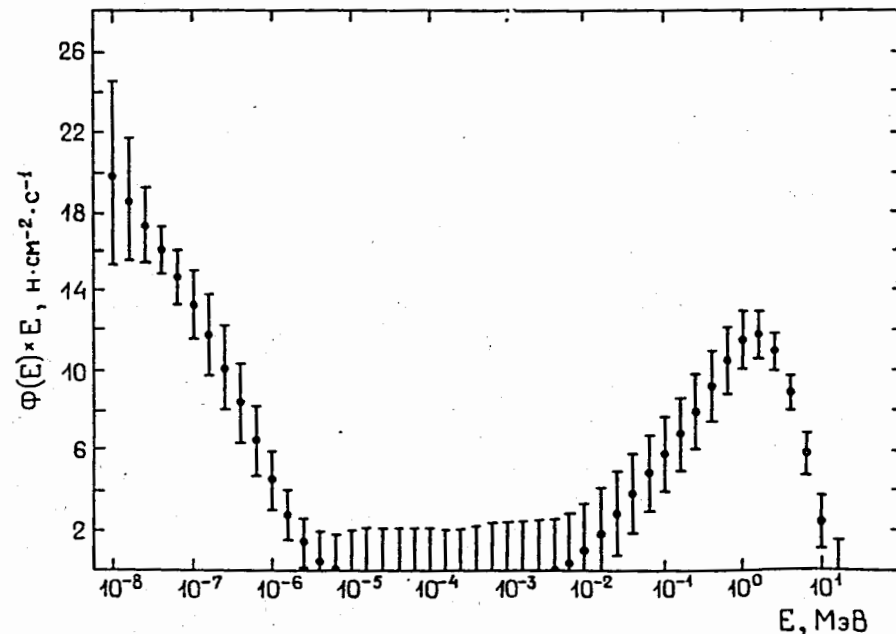


Рис.5. Спектр нейтронов ^{252}Cf в полиэтиленовом замедлителе диаметром 29,2 см.

Жесткое ОП формируется нейтронами утечки из сплошной бетонной защиты фазотрона ЛЯП. На защиту толщиной 2 м падает вторичное излучение из камеры ускорителя и мишенной станции. Поле содержит значительную долю высокоэнергетичных нейтронов и, как следствие, примесь заряженного компонента (помимо γ -квантов). Временная характеристика поля имеет две составляющие: микроструктуру, связанную с потерями пучка в камере, и макроструктуру при временной растяжке выведенного пучка с амплитудной неоднородностью 25% в течение 85% периода ($f = 250$ Гц)¹⁹. Мониторинг осуществляется двумя счетчиками с детекторами $\text{ZnS}(\text{Ag}) + ^{10}\text{B}$ и замедлителями 5 и 10 дюймов (как и в мягком ОП) и счетчиком с детектором из пластического сцинтиллятора для регистрации высокоэнергетичных адронов. Пространственное распределение адронов с энергией более 20 МэВ исследовалось с помощью углеродсодержащих активационных детекторов. В пределах объема радиусом 50 см вокруг фиксированной точки поле практически равномерно. Спектр нейтронов измерялся СБ; для уточнения высокоэнергетической области спектра использовались показания углеродсодержащего актива-

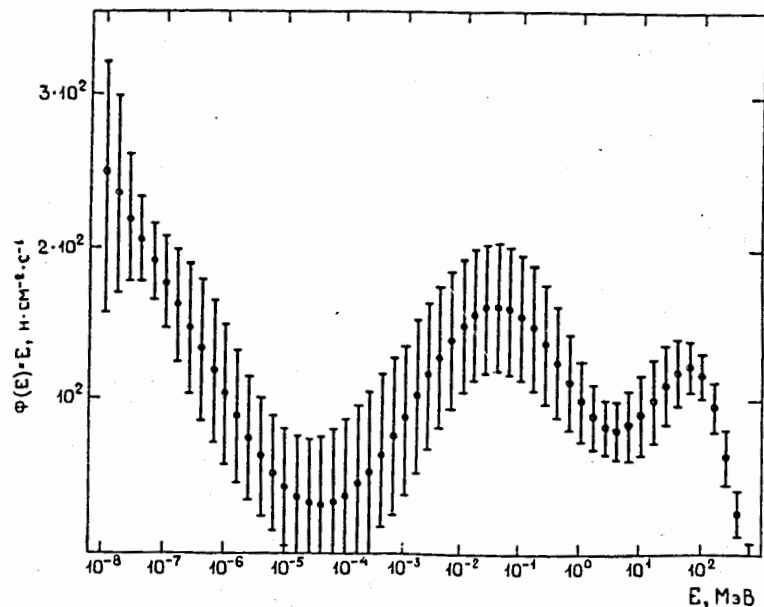


Рис.6. Спектр нейтронов в жестком опорном поле фазотрона.

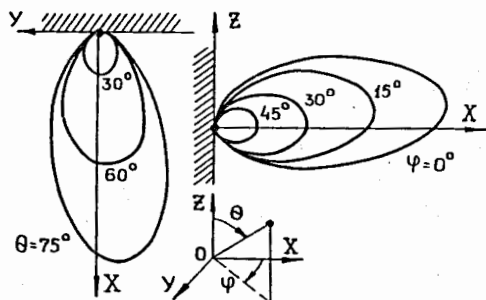


Рис.7. Диаграмма направленности потока протонов в жестком опорном поле фазотрона.

ционного детектора. Восстановленный спектр приведен на рис.6 (нормирован на ток выведенного пучка 1 мкА). Флюенс нейтронов в точке ОП равен $(2,67 \pm 0,13) \cdot 10^3$ нейтрон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $H^*(10)$ нейтронов составляет $(1,01 \pm 0,05)$ мЗв $\cdot \text{ч}^{-1}$; доля нейтронов с энергией более 20 МэВ в $H^*(10)$ составляет 37%. Значение $h^*(10)$ для данного поля равно $8,7 \cdot 10^{-11}$ Зв $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{нейтрон}^{-1}$. Для исследования заряженного компонента проводились измерения углового распределения плотности потока заряженных частиц (в основном, протонов) с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков по методике ^{10/}. На рис.7 приведена диаграмма направленности потока протонов в данной точке. Плотность потока протонов с энергиями более 40 МэВ, получен-

Таблица. Основные характеристики опорных полей нейтронов ОИЯИ

Поле	Мягкое ОП фазотрона	²⁵² Cf в CH ₂ ϕ 29,2 см	²⁵² Cf в CH ₂ ϕ 12,7 см	Жесткое ОП фазотрона
Флюенс нейтронов, $\text{н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(4,56 \pm 0,13) \times 10^4$	$112,6 \pm 7,1$	$339,2 \pm 21,2$	$(2,67 \pm 0,13) \times 10^3$
$H^*(10)$, мЗв $\cdot \text{ч}^{-1}$	$4,71 \pm 0,41$	$0,045 \pm 0,003$	$0,17 \pm 0,009$	$1,01 \pm 0,05$
Средняя энергия, МэВ	0,253	0,742	0,931	12,35
$h^*(10)$, Зв $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{н}^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-11}$	$6,8 \cdot 10^{-11}$	$6,9 \cdot 10^{-11}$	$8,7 \cdot 10^{-11}$

Примечание: Данные нормированы на ток выведенного пучка фазотрона 1 мкА.

ная путем интегрирования углового распределения, равна $(13,1 \pm 0,7)$ протон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (вклад заряженных частиц во флюенс адронов с энергией более 20 МэВ составляет $(3,7 \pm 0,2)$ %; что согласуется с предыдущими измерениями за защитой фазотрона в подобных геометриях).

В сводной таблице приведены основные характеристики описанных выше опорных полей.

В качестве наиболее жестких ОП предполагается использовать нейтронные терапевтические пучки клинично-физического комплекса ЛЯП^{11/}, формируемые под 0° при облучении мишеней из ⁹Be, ¹²C, ²⁷Al, ⁶⁴Cu, ²⁰⁷Pb протонами с энергией от 100 до 660 МэВ.

Для выполнения программы по метрологическому обеспечению радиационного контроля по нейтронам широкого энергетического спектра необходимо дальнейшее уточнение характеристик ОП путем сличений в них различных методик и средств исследований спектрального и компонентного состава, пространственных и угловых распределений, а также измерений поглощенной и эквивалентной доз различных компонентов поля.

В заключение авторы выражают благодарность В.Н.Бучневу, Г.Я.Касканову, В.А.Куликову, Л.А.Посевой, А.Н.Резунику за помощь в проведении измерений и оформлении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. ICRU, *Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources. Report 39* (Bethesda: ICRU Publications), 1985.
2. ICRU, *Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources – Part 2. Report 43* (Bethesda: ICRU Publication), 1988.
3. ICRP Publication 51, *Data for Use in Protection Against External Radiation* (Annals of the ICRP, v.17, N 2/3), 1987.
4. Bramlett R.L., Ewing R.E., Bonner T.W. – *Nucl. Instr. and Meth.*, 1960, v.9, p.1.
5. Awschalom W., Sanna R.S. – *Radiation Protection Dosimetry*, 1985, v.10, N 1–4, p.89.
6. Griffith R.V., Palfalvi J., Madhvanath U. – *Technical Reports Series N 318*. IAEA, 1990, Vienna.
7. Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н., Алейников В.Е. – *Сообщение ОИЯИ Р16-91-177*, Дубна, 1991.
8. Hara A., Iwai S., Nakamura T., Ohkubo T. – *Nucl. Instr. and Meth. A254*, 1987, p.151 (Part 1)–159 (Part 2).
9. Андреев Е.М. и др. – *Сообщение ОИЯИ 9-90-376*, Дубна, 1990.
10. Алейников В.Е. и др. – *Препринт ОИЯИ Р16-11891*, Дубна, 1978.
11. Абазов В.М. и др. – *Сообщение ОИЯИ 18-88-392*, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 января 1992 года.