

Приложение В

ИСТОЧНИКИ ЧАСТИЦ И РАДИОГРАФИЯ

Роберт Мозли

Прохождение любых проникающих частиц через объект может принести информацию об его внутреннем устройстве, точно так же, как в медицине рентгеновские лучи позволяют определить положение и вид костей или других вариаций плотности тканей. Для получения достаточно полной информации необходимо использовать частицы с заметной проникающей способностью, чтобы при прохождении через самые плотные части проверяемого объекта регистрируемый поток излучения можно было надежно обнаружить. В этом разделе мы рассмотрим характеристики различных типов пучков проникающего излучения для оценки их применимости в тех или иных ситуациях. Кроме того, мы обсудим доступность их источников.

1. Введение

Толща вещества в рассматриваемых в данной работе моделях ядерных боеприпасов составляет около 150 граммов на квадратный сантиметр в самой массивной части¹, причем девяносто процентов толщи приходится на тяжелые вещества, такие, как уран, плутоний или вольфрам. Для сравнения следует отметить, что обычная боеголовка таких же размеров будет иметь толщину вещества меньшую ста граммов на квадратный сантиметр, причем большая часть будет приходиться на легкие элементы, такие, как углерод, азот или кислород. Поскольку доля проходящих через вещество частиц при увеличении толщи вещества уменьшается экспоненциально, частицы, применяемые для радиологии таких объектов, должны обладать пробегом в интересующих нас материалах, не намного меньшим, чем десять граммов на квадратный сантиметр, но и ненамного большим, чем сто граммов на квадратный сантиметр.

Поскольку мы заинтересованы в поиске расщепляющихся материалов, вторым критерием для выбора пучков проникающих частиц должна быть возможность различения урана или плутония от других похожих веществ, которые могут находиться в составе разрешенных объектов. Другими словами, частицы пучка должны поглощаться в уране или плутонии сильнее (или слабее), чем в обычных материалах.

Важно также понять, какой объем радиологической информации достаточен для того, чтобы обнаружить расщепляющиеся материалы в сложных установках. Аналогичная проблема возникает и в медицинской компьютерной томографии: как надо организовать серию наблюдений объекта для того, чтобы определить размеры и расположение

его внутренних частей, минимизировав при этом получаемую дозу радиации?

2. Характеристики пучков

В принципе в радиологии могут использоваться различные типы пучков: протоны и тяжелые ядра, электроны, мюоны², нейтроны и фотоны. С точки зрения радиологии, протоны и тяжелые ядра сходны с нейтронами, но уступают им. Эти частицы теряют энергию в результате ионизационных потерь, и для целей радиологии необходимы пучки высоких энергий, которые вызывают большие радиационные повреждения. По той же причине электроны, которые, так же, как и фотоны, слабо взаимодействуют с ядрами, причиняют большие радиационные повреждения из-за того, что они заряжены. Мюоны не испытывают ядерных взаимодействий и обладают значительно большей (в 200 раз), чем у электронов, массой. Мюоны в принципе позволяют проводить радиологическое обследование очень толстых объектов, но стоимость генерации пучка и регистрации проходящих частиц значительно больше, чем у других типов пучков. Поэтому мы будем рассматривать далее только нейтронные и фотонные пучки.

2.1. Нейтронные пучки

Нейтроны не заряжены и поэтому они взаимодействуют с веществом только в процессах ядерных взаимодействий. При малых энергиях (порядка нескольких электронвольт) сечение взаимодействия меняется с энергией очень быстро. Напротив, при больших энергиях (в несколько сотен мегаэлектронвольт) сечение остается практически постоянным. На рис. В.1 показаны сечения полного взаимодействия нейтронов с алюми-

нием, вольфрамом и ураном-235. В таблице Б.2 приложения Б были приведены длины свободного пробега нейтронов в различных веществах при разных энергиях. Приведенные данные показывают, что при малых энергиях имеет место сильное поглощение нейтронов, и что для радиографических измерений наиболее интересны нейтроны больших энергий (в 10 МэВ и выше).

Для того, чтобы показать значение длины свободного пробега частиц в радиографии, мы рассмотрим гипотетический прибор проверки полезной нагрузки космического аппарата на наличие ядерной боеголовки. Мы рассмотрим полезную нагрузку массой в 20 тонн и оценим возможность обнаружения внутри него расщепляющихся материалов. Сферическая полезная нагрузка массой 20 тонн и средней плотностью 2,7 г/см³ будет иметь радиус 120 см, а максимальная толщина вещества составит 650 г/см². Длина пробега нейтронов в алюминии при энергии 10 МэВ равна 22 г/см², поскольку максимальная толщина соответствует 650/22 = 30 длинам пробега, то вероятность прохождения такой частицы без столкновения через полезную нагрузку равна exp(-30) или 10⁻¹³. Для нейтронов с энергией в 100 МэВ доля проходящих частиц равна 2*10⁻⁶ (при увеличении энергии длина свободного пробега нейтронов возрастает). Энергия, которая будет выделена большим количеством поглощенных частиц при прохождении одной из них при энергии в 10 МэВ равна 8*10¹³ МэВ, а при энергии в 100 МэВ - 5*10⁷ МэВ. Примерно две трети этой энергии выделяется на первой длине свободного пробега.

Большое поглощение, характерное для данного примера, представляет серьезные трудности для радиографических измерений. Даже если требуемая интенсивность пучка не приведет к радиационному повреждению объекта, при малом пропускании может получиться так, что основная часть зарегистрированных частиц будет соответствовать не прямому прохождению, а необычным путям рассеяния. Так, например, при наличии тонких прямых каналов в объекте, параллельных направлению пучка, частицы могут проходить через них и доминировать над частицами, проходящими через вещество объекта.

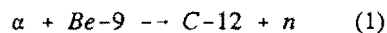
При оценке радиационного повреждения чувствительных элементов следует учитывать, что повреждение, вызываемое нейтронами, примерно в десять раз сильнее повреждения, связанного с электронами или фотонами. Это объясняется тем, что при взаимодействии нейтронов с веществом достигается более высокая концентрация ионизации вблизи траектории ядра отдачи, возникаю-

щего при рассеянии нейтрона, чем при торможении быстрых электронов, образующихся в результате комптоновского рассеяния.³

Источники нейтронов. Нейтроны низких энергий можно получать от источников с радиоактивными изотопами. Непосредственное образование нейтронов при радиоактивном распаде происходит только при спонтанном делении. Изотопы урана, тория и плутония подвержены спонтанному делению, но соответствующая скорость распада слишком мала. Наиболее эффективным источником является изотоп калифорния-252, период полураспада которого равен 1,8 годам, а вероятность спонтанного деления - 3%. В продаже имеются калифорниевые источники с интенсивностью до 10¹⁰ нейтронов в секунду. Спектр такого источника показан на рис. В.2.

Серьезной проблемой, связанной с использованием любого источника, является появление нежелательного сопутствующего излучения, в основном, гамма-лучей. При спонтанном делении калифорния на каждый образующийся нейтрон приходится несколько гамма-квантов, однако, при более вероятном альфа-распаде калифорния число образующихся фотонов намного больше. Источник со спонтанно делящимся изотопом нельзя сделать импульсным: единственная возможность временной модуляции его интенсивности связана с использованием прерывающих поле зрения массивных механических коллиматоров, которые не позволяют обеспечить быстрых изменений потока.

Другой тип радиоизотопных источников нейтронов основан на применении радиоактивного изотопа, испускающего альфа-частицы или гамма-лучи, и вещества-мишени, при реакции с ядрами которого продукты радиоактивного распада образуют нейтроны. Возможными примерами реакций с образованием нейтронов являются:



Устройство изотопных источников на основе реакций с альфа-частицами или с гамма-квантами сильно различается, потому что пробеги этих частиц заметно отличаются друг от друга. Пробег альфа-частицы с энергией в 5 МэВ в кремнии равен всего лишь 20 микронам (порядка толщины человеческого волоса). Для того, чтобы альфа-частицы реагировали с ядрами другого элемента, нужно, чтобы радиоактивный изотоп

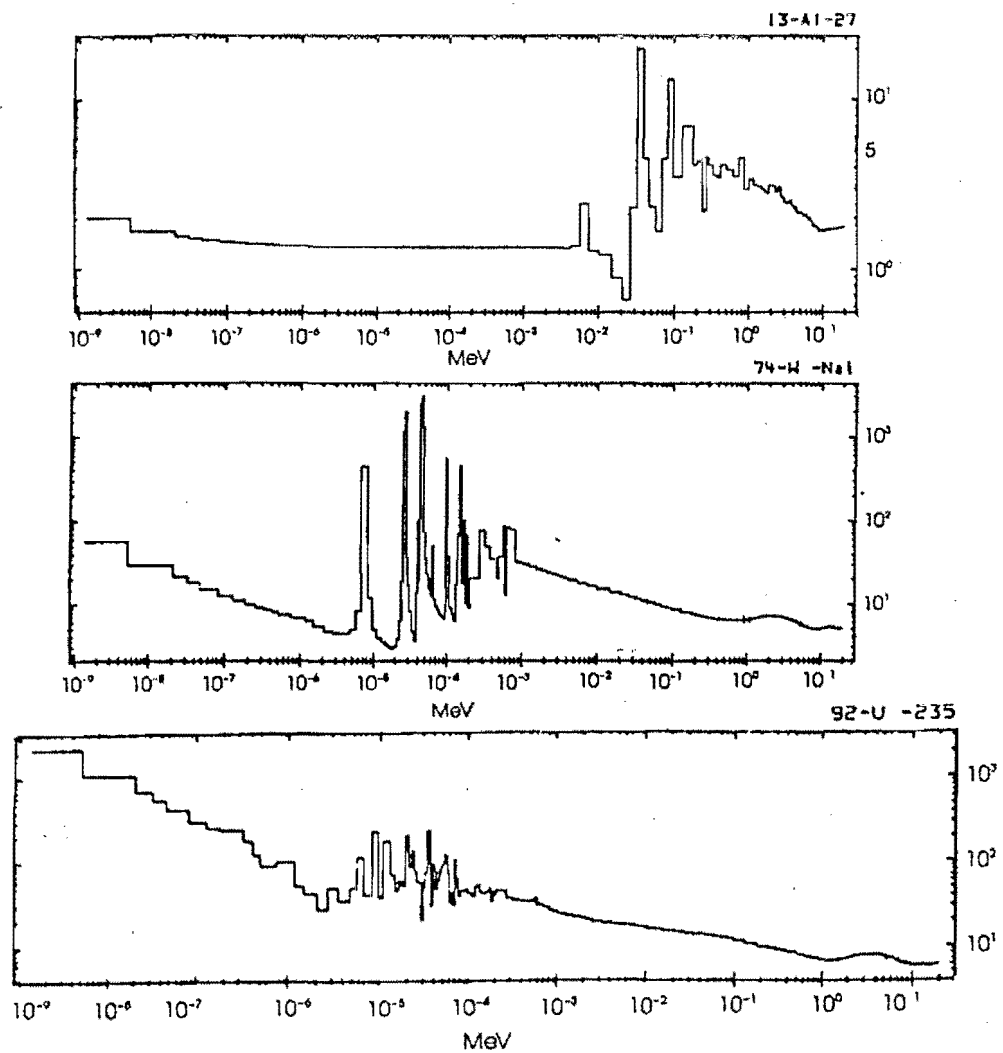


Рисунок 1

Полные сечения взаимодействия в зависимости от энергии нейтронов
(в барах, или 10^{-24}см^2) для алюминия, вольфрама или урана-235.

Источник: E.F. Plecnaty, D.E. Cullen, R.J. HJwerton, and J.R. Kimlinger,
Tabular and Graphic Representation of 175 Neutron Group Constants, UCRL-50400,
(University of California, Livermore National Laboratory, and Department of Energy, 1986).

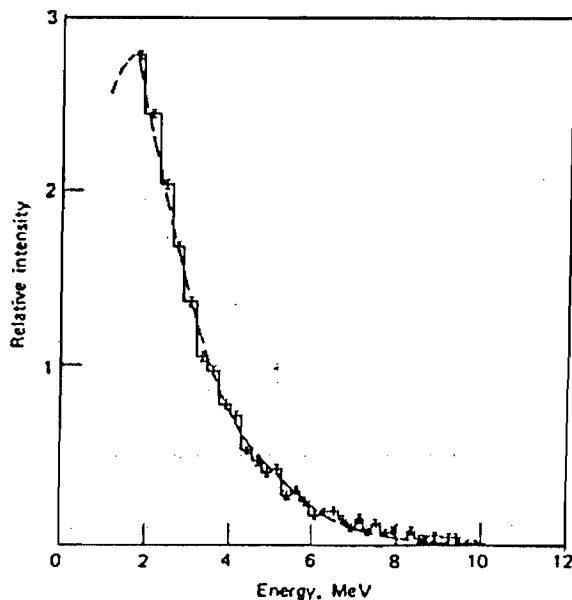


Рисунок 2

Энергетический спектр нейтронов от спонтанного деления калифорния-252.

Источник: Е.А. Loh, International Journal of Applied Radiation and Isotopes 24, 585 (1973).

и вещество мишени были очень хорошо перемешаны. Изотопы, излучающие альфа-частицы, не опасны для человека, если они не попадают внутрь его организма. Тем не менее, процессы рождения альфа-частиц и образования нейтронов часто сопровождаются испусканием гамма-квантов. Они могут послужить источником фона для нейтронного детектора, который может быть частично исключен при установке поглотителя гамма-квантов на пути выходящих из источника нейтронов. Радиационная опасность нейтронных радиоизотопных источников в основном связана с самими нейтронами, защита от которых очень сложна. Сравнение различных типов нейтронных радиоизотопных источников приведено в работе Гозани.⁴ Спектры нейтронов, образующихся в четырех различных типах источников, показаны на рис. Б.3.

В фотонейтронных источниках источник гамма-квантов и мишень, в которой образуются нейтроны, разделены, что позволяет модулировать или выключать источник, помещая защиту на пути гамма-квантов к мишени. Однако, в этих источниках существует

серьезная проблема защиты от фотонов высокой энергии с большой проникающей способностью.

Характеристики различных фотонейтронных источников также рассматриваются в работе Гозани⁴, а на рис. Б.4 показаны спектры нейтронного излучения некоторых из них. Энергетический спектр фотонейтронных источников более узок по сравнению со спектром источника с альфа-частицами, это связано в основном с очень малым пробегом альфа-частиц и связанным с этим значительным уширением их энергетического спектра в расчете на момент взаимодействия с ядрами вещества мишени.

Мощный фотонейтронный источник (например, с изотопом сурьмы-124 и бериллиевой мишенью, в котором образуются нейтроны с энергией в 24 кэВ) требует использования очень тяжелой защиты. Например, для того, чтобы получить источник нейтронов с интенсивностью 10^8 частиц в секунду, надо использовать источник гамма-квантов с активностью около 20 кюри ($7 \cdot 10^{11}$ распадов в секунду) и окружающую его бериллиевую мишень толщиной в 10 сантиметров. Для

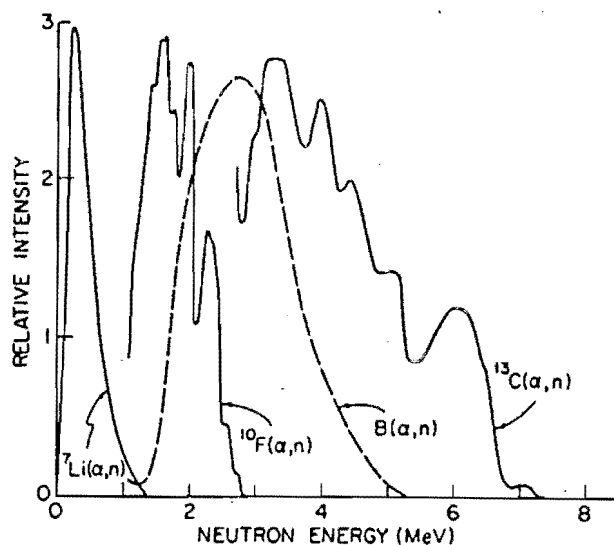


Рисунок 3

Энергетический спектр нейтронов от разных (α, n) -источников.
 Источник: Lithium-7, K.W. Geigel and L.K. Van Der Zwan, Health Physics, 21, 120 (1971), remainder from Lorch, 1973.

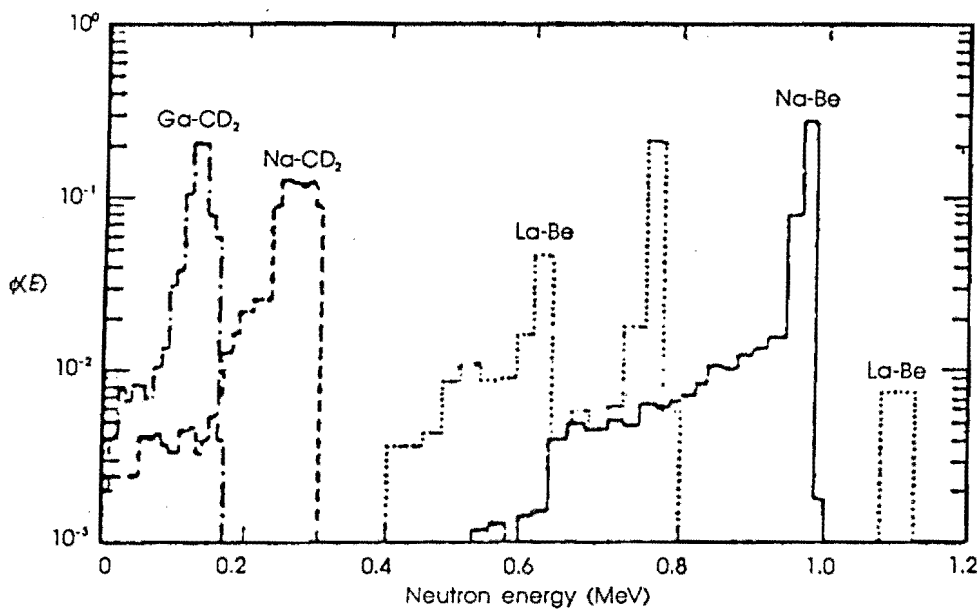


Рисунок 4

Энергетический спектр фотонейтронов от разных источников.
 Источник: T. Gozani, Active Neutrondestructive Assay of Nuclear Materials: Principles and Applications, NUREG/CR-0602 (Washington DC: US Nuclear Regulatory Commission, 1981)

того, чтобы снизить уровень дозы радиации на поверхности этого источника до 30 миллирад в час (при допустимой годовой дозе для населения в 500 миллирад), надо окружить его защитой весом более одной тонны. Кроме того, большие размеры бериллиевой мишени затрудняют получение узкого нейтронного пучка.

Как правило, нейтронные источники на базе ускорителей частиц высоких энергий дороже, чем радиоизотопные источники. Однако они обладают весьма серьезным преимуществом: когда они выключены, радиация от них становится существенно меньше. Имеются компактные и сравнительно недорогие дейтериево-тритиевые источники с ускорителями Кокрофта-Уолтона с интенсивностью до 10^{11} нейтрона в секунду с энергией 14,3 МэВ.⁵ Нейтроны меньших энергий могут быть получены при помощи замедлителя, что, однако, не позволяет полностью исключить нейтроны высоких энергий из выходного спектра источника. Нейтроны более высоких энергий, так же как и нейтроны с другим энергетическим спектром, могут быть получены при облучении мишеней из различных материалов электронными, протонными или дейтронными пучками с ускорителей в результате реакций (γ, n), (p, n) или (d, n)⁶.

Эксплуатация нейтронных источников довольно опасна, поскольку нейтроны обладают высокой проникающей способностью и могут рассеиваться в сложных конфигурациях. Описанные ниже источники изотропны (нейтроны могут вылететь в любом направлении) и для ограничения потока нейтронов в нежелательных направлениях надо использовать защиту. Для того, чтобы на поверхности точечного источника с интенсивностью 10^{11} нейтронов в секунду доза радиации не превышала допустимой (20 нейтронов в секунду на квадратный сантиметр при энергии нейтронов в 1 МэВ), требуется водяная защита весом около тонны⁷.

2.2. Пучки рентгеновского и гамма-излучения

Поглощение фотонов высоких энергий происходит в результате трех процессов. При энергиях меньше примерно 0,1 МэВ доминирует фотоэлектрический эффект. В области энергий порядка 1 МэВ основным процессом является комптоновское рассеяние, а процесс рождения пар, пороговая энергия которого равна 1,02 МэВ, начинает доминировать в области высоких энергий.

Фотоэлектрический эффект в тяжелых веществах с большим атомным номером вызывает настолько сильное поглощение фотонов малых энергий (менее 0,1 МэВ), что

такие фотоны нельзя рассматривать как средство радиографического зондирования толстых слоев вещества. Комптоновское рассеяние на атомных электронах приводит к появлению электронов отдачи, потере энергии и изменению направления движения фотона. Связь электронов в атоме существенно влияет на процесс рассеяния только при малых энергиях. В результате ослабление пучка фотонов при комптоновском рассеянии практически пропорционально массе вещества и слабо зависит от его состава (за исключением водорода и тяжелых элементов). Напротив, вероятность рождения пар пропорциональна квадрату атомного номера ядра и поэтому при больших энергиях фотонов становится возможным различить элементы с одинаковой плотностью, но с разными атомными номерами (например, уран и плутоний, с одной стороны, и свинец и вольфрам, с другой).

Средние длины пробега фотонов с разными энергиями в различных веществах приведены в таблице Б.3 Приложения Б. Зависимость поглощения за счет рождения пар от природы вещества иллюстрируется тем обстоятельством, что длина пробега фотонов в уране несколько меньше, чем в вольфраме, несмотря на то, что плотность вольфрама немного выше. Эти данные не дают, однако, точной картины распространения фотонов, поскольку они соответствуют не полному поглощению энергии, а пробегу до первого взаимодействия. Комптоновское рассеяние только понижает энергию фотона. В результате при прохождении пучка фотонов с энергией в 10 МэВ через десять пробегов поглощения в свинце полный поток энергии будет в четыре раза больше потока, рассчитанного только при учете поглощения.

Источники фотонов высоких энергий. Выбор источников фотонов довольно широк (см. работу Гозани⁴). Слабые источники фотонов обычно используются для калибровки детекторов гамма-излучения. Имеется много радиоактивных изотопов с интенсивностью излучения, достаточной для проведения радиографических измерений, но ни у одного из них энергия квантов не превышает двух мегаэлектронвольт.

Для радиографических измерений в области более высоких энергий могут использоваться фотоны, образующиеся при столкновении пучка электронов с мишенью, обычно изготавливаемой из тяжелых металлов. В процессе так называемого тормозного излучения образуются фотоны с непрерывным энергетическим спектром в энергетическом интервале от нуля до начальной энергии электрона. Распределение числа фотонов меняется обратно пропорционально энергии

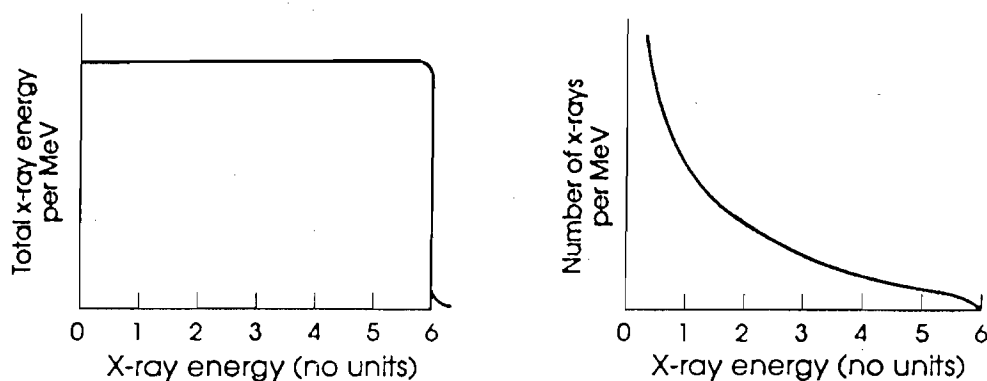


Рисунок 5
Энергетический спектр фотонов тормозного излучения.

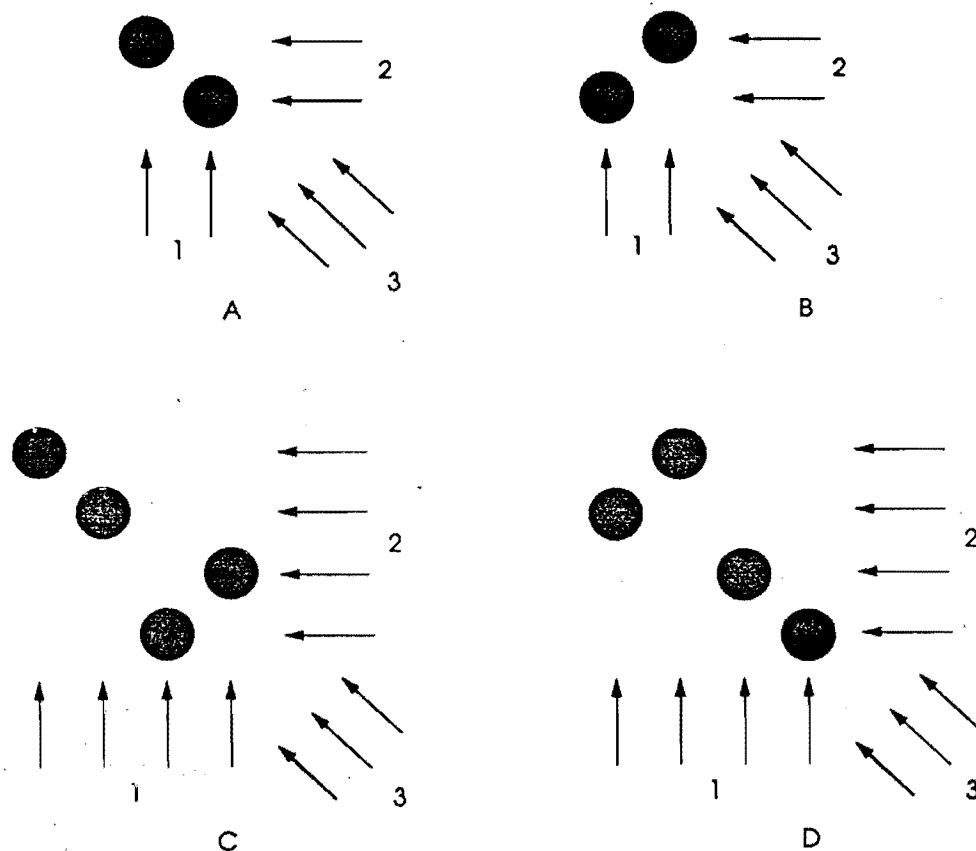
фотонов (см. рис. Б.5).

Для отбора фотонов, претерпевших рассеяние в проверяемом объекте, было бы целесообразно использовать моноэнергетичные пучки фотонов вместе с детекторами, способными измерять энергию прошедших фотонов. Существуют методы, позволяющие получать такие пучки (например, при рассеянии коллимированных пучков на кристаллических мишенях⁸, или при рассеянии лазерного луча на электронном пучке⁹), но они являются слишком сложными для того, чтобы использовать их в прикладных установках, а не в физических экспериментах (эти методы требуют очень точной коллимации и юстировки пучков электронов и рентгеновских квантов). Кроме того, после прохождения сравнительно небольшой толщи вещества моноэнергетический характер спектра теряется из-за комптоновского рассеяния.

Из-за непрактичности моноэнергетических фотонных пучков единственным методом отбора рассеянных фотонов остается измерение энергии прошедших через объект фотонов. Эта процедура может быть эффективной только для фотонов с энергиями, близкими к максимальной. В области малых энергий будут присутствовать как нерассеянные фотоны из первичного спектра, так и фотоны с большой исходной энергией, претерпевшие одно или несколько рассеяний.

Для получения пучков фотонов с широким спектром можно использовать линейные ускорители, коммерческие образцы которых позволяют генерировать фотоны с энергией вплоть до 15 МэВ.¹⁰ Такие ускорители используются в последнее время даже для медицинской радиационной терапии. В таких системах обычно используются толстые мишени, в которых процессы многократного рассеяния приводят к перекачке фотонов в область спектра малых энергий. Подавление малых энергий может быть достигнуто при помощи установки дополнительных селективных поглотителей из тяжелых элементов.

Для оценки радиационной дозы, выделяемой фотонами высоких энергий в инспектируемом объекте, мы снова рассмотрим сферическую нагрузку массой 20 тонн, плотностью 2,7 г/см³, радиусом 120 см и максимальной толщиной вещества 650 г/см². Если для радиографии используются фотоны с энергией 10 МэВ, то через центральную линию сферы из алюминия сможет пройти один фотон из трех миллионов. Полная энергия, поглощаемая в объекте при прохождении одного фотона, составит $4,7 \cdot 10^7$ МэВ. Для максимальной энергии фотона в 6 МэВ соответствующая величина будет равна $3,6 \cdot 10^9$ МэВ, а для 3 МэВ - $5,7 \cdot 10^{12}$ МэВ. Так же, как и у нейтронов, на первой длине пробега будет выделяться значительная часть полной



энергии пучка.

3. Радиография

Предлагаемая методика проверки будет давать информацию о распределении массы на пути пучка частиц или рентгеновских лучей. Даже из одной проекции можно получить очень большой объем данных. В продаже имеются эффективные радиографические системы для инспекции крупных установок.¹¹ Линейный ускоритель формирует узкий пучок фотонов с ножевой диаграммой (угловая ширина которого в одном направлении намного больше, чем в перпендикулярном), регистрируемых после прохождения объекта линейкой сцинтилляционных детекторов. Инспектируемый объект перемещается между ускорителем и детекторами, в

результате чего получается последовательность одномерных распределений поглощения. Комбинируя эти распределения при помощи ЭВМ, можно получить двумерное изображение объекта.

Для получения информации о пространственном расположении элементов объекта в некоторых случаях может понадобиться построение стереоскопических изображений. Две проекции, построенных под разными углами, дают информацию о глубине, но при этом остаются неоднозначности, иллюстрируемые рисунком Б.б. Добавление третьей проекции частично разрешает их, но некоторые, более сложные ситуации, остаются неразрешенными (см. тот же рисунок). Для решения этой проблемы применяется более сложное построение проекций, примером которого может служить томографиче-

ское сканирование.

3.1. Томографическое сканирование

Такое сканирование позволяет получить разрезы строения объекта (отсюда и возник сам термин "томография"). В медицинской томографии пучок рентгеновских лучей с "ножевой" диаграммой проникает через исследуемый разрез объекта наблюдения. Детекторы на другой стороне объекта измеряют распределение интенсивности прошедшего излучения. После этого производится небольшое перемещение источника и детекторов и процедура измерений повторяется. В общем цикле производится несколько сотен измерений, позволяющих получить несколько сотен видов разреза. После этого проводится анализ всех полученных данных для восстановления распределения поглощающей способности в наблюдаемом разрезе. При анализе итоговой информации используется полученный вид разреза. Для объектов большой протяженности может понадобиться несколько разрезов. В нашем обсуждении томография использовалась только в качестве примера. Она хорошо приспособлена для анализа длинных цилиндрических объектов, например, полезных нагрузок, помещаемых в грузовой отсек транспортного космического корабля "Space Shuttle".

Разрешение полученных трехмерных изображений определяется поперечными размерами пучка фотонов и разрешением детекторов. Если размерами пучка можно пренебречь, то разрешение будет равно примерно половине размера отдельного детектора. Наилучшая информация о распределении вещества по глубине может быть получена при проведении наблюдений из всех точек окружности в том случае, когда распределение поглощающей способности по всем направлениям не отличается очень сильно. При радиографии объектов с большой толщиной вещества поглощение нейтронов или фотонов будет заметным, и поэтому для минимизации получаемой дозы радиации следует оптимизировать распределение траекторий распространения фотонов по объекту.

Поскольку необходимо минимизировать дозу радиации, получаемую объектом, надо понимать связь между точностью измерений и количеством траекторий частиц, проходящих через наблюдаемую часть объекта. Ниже приводятся соображения, позволяющие показать зависимость точности от числа траекторий, проходящих через рассматриваемую малую область.

Рассмотрим элемент внутри разреза.

Имеется группа траекторий, обладающих общим свойством: все эти траектории проходят через малую рассматриваемую область. Если увеличить плотность вещества в выбранном элементе разреза, то число траекторий, частиц, проходящих через него, уменьшится. Число траекторий, проходящих через другие элементы разреза, также уменьшится, но в меньшей степени. Предположим, что малая область с толщиной t облучается частицами с длиной пробега L . Отношение числа частиц, проходящих через эту область, к числу частиц, падающих на нее, будет равно $\exp(-t/L)$. После дифференцирования мы получаем соотношение

$$dt/t = -(L/t) dN_p/N_p$$

Точность, как и следовало ожидать, связана с имеющимся поглощением и с числом траекторий частиц, проходящих через весь объект. Поскольку точность такого счета всегда равна $N_p^{-1/2}$, можно ожидать, что при толщине t , равной L , 1000 траекторий, проходящих через эту область, дадут точность, близкую к трем процентам.

Приведенные оценки связаны с гипотетическим увеличением или уменьшением поглощения в изолированной области. Похожее изменение в числе траекторий может быть вызвано наличием пустот или дополнительных поглотителей в других частях объекта, расположенных на тех же траекториях. Это приведет к аналогичному изменению пропускания, если только общее количество добавляемого или убавляемого вещества будет таким же, как в изолированной области. Если в области с квадратным сечением размера 10×10 см поглощение увеличивается на 10%, то наблюдаемое изменение числа траекторий может быть вызвано либо данным увеличением поглощения, либо увеличением поглощения в нескольких других областях, расположенных на тех же выделенных траекториях. Такое дополнительное поглощение приведет к изменению картины в других направлениях распространения. Это иллюстрирует необходимость получения достаточно полного набора измерений при разных углах. Траектории, проходящие через какую-либо область, определяют ее более полно, если они расположены в широком интервале углов.

3.2. Доза радиации

Для того, чтобы без детальных вычислений оценить опасность получения серьезных радиационных повреждений при томографическом скане, мы сделаем простые оценки

с тем же примером 240-сантиметровой алюминиевой сферы, облучаемой пучком фотонов с максимальной энергией 15 МэВ, который использовался выше. Он отразит основные особенности, характерные для любого объекта, несмотря на упрощение геометрической формы и слишком высокую среднюю плотность для космических аппаратов.

Для анализа диска диаметром D на каждый проникающий фотон с длиной свободного пробега L должно приходиться $\exp(D/L)$ фотонов, падающих перпендикулярно поверхности диска. Этот результат относится к равномерному распределению падающих фотонов по углам. В этом случае фотоны, проходящие через края диска, будут поглощаться меньше, и плотность траекторий проходящих фотонов вблизи краев будет выше. Для слоя с максимальным сечением при энергии фотонов в 10 МэВ полное число падающих фотонов уменьшится в 4,8 раза по сравнению с однородным по углам распределением. Аналогичное уменьшение будет соответствовать переходу к слоям с сечением меньше максимального.

В этом случае число падающих фотонов будет определяться выражением $\exp(D/L)/F$, где F - фактор ослабления, равный 4,8. Предполагается, что наблюдаемая внутренняя область имеет размер d^3 , и что число траекторий, которые должны пройти через эту область и покинуть объект, должно быть равно N . Если число треков, проходящих через куб, равно N , то среднее число траекторий, проходящее через каждую из его граней, равно $N/4$.

Толщина рассматриваемого диска также равна d , и на его боковой стороне должно быть расположено D/d квадратов с сечением площадью каждого, равной d^2 , через каждый из которых должно пройти $N/4$ фотонов, поскольку диск равномерно заполнен траекториями проходящих частиц. Поэтому полное число фотонов, падающих на боковую сторону диска, будет равно:

$$(N/4) \cdot (\pi D/d) \cdot (e^{D/L})/F$$

Оценка полученной радиационной дозы может быть сделана, исходя из упрощающего предположения, что две трети энергии этих фотонов поглотятся на первой длине пробега. Поскольку спектр используемых фотонов является спектром тормозного излучения и фотоны с меньшей энергией имеют меньшую длину пробега, мы считали, что максимальная доза будет в два раза выше той, которая соответствует расчетам для фотонов с максимальной энергией.

Выделенная энергия в кольце шириной L ,

согласно данным оценкам, равна

$$(2/3) \cdot 3 \cdot E \cdot (N/4) \cdot (\pi D/d) \cdot (e^{D/L})/F$$

$$= (\pi/3) \cdot E \cdot N \cdot (D/d) \cdot (e^{D/L})/F, \quad (3)$$

где E - энергия фотона в МэВ. Она будет выделена в объеме, равном DdL см³. Плотность энерговыделения в единице объема будет равна: $(E \cdot N \cdot e^{D/L}) \div (3 \cdot d^2 \cdot L \cdot F)$ МэВ/см³. В нашем примере $D = 240$ см, $E = 10$ МэВ, $L = 16,2$ см, $N = 1000$ и $F = 5$. Это приводит к энерговыделению в $2 \cdot 10^6$ МэВ/см³ или $7 \cdot 10^5$ МэВ/г. Соответствующая доза равна 0,01 рад, что пренебрежимо мало по сравнению с порогом любых радиационных повреждений.³ Достаточно отметить, что дневная доза излучения на низкой околоземной орбите составляет около 0,4 рад.¹² Для фотонов малых энергий длина пробега значительно меньше, и поэтому радиационная доза будет возрастать экспоненциально. Аналогичный расчет для фотонов с максимальной энергией в 2 МэВ приводит к оценке получаемой дозы в 2000 рад.

Для нейтронов ситуация будет намного хуже. При энергии нейтронов, равной 10 МэВ, выделенная энергия будет соответствовать дозе в 30 000 рад даже без учета возможного десятикратного увеличения эффективности радиационных повреждений. При использовании нейтронов с энергией в 100 МэВ, обладающих большей проникающей способностью, экспозиционная доза составит 20 рад, или, с учетом десятикратного фактора, 200 рад. С другой стороны, нейтроны могут оказаться полезными при наблюдениях структуры объектов с меньшей толщиной вещества.

Если томографическое сканирование будет заменено на упрощенное стереоскопическое наблюдение в двух проекциях, то полученная доза значительно уменьшится, но уменьшится и объем полученной информации.

3.3. Влияние недостаточного разрешения

В случае сильного поглощения возрастает влияние непрямого попадания частиц (без прохождения через поглотитель) из источника в детектор. Частицы могут рассеиваться вокруг объекта в количествах, сравнимых с количеством проходящих частиц, или могут проходить через отверстия или трещины в объекте. В приведенных выше примерах ослабление может достигать миллиона. Если наше разрешение будет равно 10^*10 см, то отверстие диаметром 0,1 мм удваива-

ет прохождение, а отверстие диаметром в 1 мм увеличивает его в 100 раз. Дополнительный анализ проходящих частиц по направлениям выхода может разъяснить ситуацию, но он приводит к сильному усложнению измерений. При величине прохождения, меньшей 10^{-4} , указанная методика может быть применима для непрерывных экранов (например, при поиске ядерных устройств в баках с углеводородным горючим). Для обычных полезных нагрузок трудно использовать пучки взаимодействующих частиц, подобных нейтронам или фотонам, при прохождении, меньшем 10^{-4} , если в наблюдениях не будет обеспечено достаточно высокое пространственное разрешение.

4. Заключение.

Мы рассматривали только два типа частиц - нейтроны и фотоны. За исключением мюонов, получение пучков которых слишком дорого и не может быть достигнуто на передвижном оборудовании, все остальные частицы не очень пригодны для радиографических измерений. В табл. 8 основного текста приведены отношения пробегов нейтронов и фотонов разных энергий в углеороде, алюминии, железе, вольфраме и свинце по отношению к высокообогащенному урану. Энергии частиц выбраны здесь таким образом, чтобы пробеги в уране и в обычных конструкционных материалах были соответственно равны 4 и 50 г/см². Величина соотношения, равная единице, указывает на то, что линейные пробеги частиц в обоих материалах одинаковы.

Данные в этой таблице показывают, что для большинства элементов радиографическое разделение вполне возможно. Единственным исключением является вольфрам, для которого различие в пробегах с ураном наблюдается только для фотонов малых энергий, проникающая способность которых невелика.

Водородсодержащие материалы, такие, как пластмассы, или материалы с высоким содержанием лития или бора, могут поглощать тепловые нейтроны так же эффективно, как высокообогащенный уран или плутоний.

Анализ данных по длинам пробега в области энергий более 10 МэВ показывает, что проникающая способность нейтронов и фотонов в некотором смысле дополнительная: нейтроны имеют большую длину пробега в веществах с большим атомным номером, а фотоны - в веществах с меньшим атомным номером. Нейтронные пучки с энергией 14 МэВ и менее дешевле соответствующих фотонных пучков из-за экзотермической природы реакции дейтерия и трития (энергия берется из ядерной реакции, а не от внешне-

го источника). В области энергий выше 14 МэВ электронные ускорители становятся дешевле нейтронных генераторов.

Основное преимущество пучков фотонов больших энергий заключается в их способности отличать различные тяжелые элементы и в том, что они меньше подвержены комптоновскому рассеянию. Следует рассматривать источники электронов с энергией, не превышающей 15 МэВ, поскольку они производятся в промышленности.

Мюонные пучки могут использоваться в тех случаях, когда требуется очень большая проникающая способность, несмотря на большую стоимость, сложность в управлении и невозможность применения в полевых условиях.

ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ

1. Единица измерений "один грамм на квадратный сантиметр" используется в радиографии для определения массы вещества, через которую должна пройти частица. Она определяет количество вещества, находящееся в колонке с квадратным сечением площадью в 1 см². Если известна линейная толщина слоя материала, то толщина вещества может быть определена как произведение линейной толщины на плотность, выраженную в граммах на кубический сантиметр.
2. Мюон - это короткоживущая элементарная частица с временем жизни около двух микросекунд с массой, в 200 раз большей, чем у электрона. Эти частицы образуются при взаимодействиях космических лучей с атмосферой и могут быть получены при помощи ускорителей частиц высоких энергий.
3. См., например, G.C. Messenger and M.S. Ash, *The Effects of Radiation Damage on Electronic Systems*, New York, Van Nostrand Reinhold, 1986.
4. T. Gosani, *Active Nondestructive Assay of Nuclear Materials: Principles and Applications*, NUREG/CR-0602, Washington DC, US Nuclear Regulatory Commission, 1981.
5. Фирма Kaman Sciences Corporation в Колорадо-Спрингс, шт. Колорадо, выпускает несколько типов подобных установок, в которых ионы дейтерия или трития ускоряются и направляются на мишень, содержащую дейтерий или тритий. Модель A-711, которая в 1989 году стоила 110 тысяч долларов, способна непрерывно генерировать 10^{11} нейтронов с энергией 14,3 МэВ в секунду. Модель 801, которая в 1989 году стоила 35 тысяч долларов, генерирует 10^8 нейтронов

- той же энергии в импульсе длительностью 3,5 микросекунды, и способна производить импульсы с интенсивностью, в два раза меньшей, с частотой 10 импульсов в секунду. В этих моделях можно использовать другой тип мишени, насыщенной дейтерием, в которой в результате реакции $D + D = He-3 + n$ образуются нейтроны с энергией 2,5 МэВ, но их выход будет в 100 раз меньше.
6. Максимальный выход реакции (p,n) в направлении "вперед" равен примерно 10^8 нейтрона в секунду на стерадиан на микроампер. Это соответствует энергии протона в 2,3 МэВ, при этом энергия нейтрона, летящего вперед, будет равна 0,5 МэВ (Emilio Segre, *Nuclei and Particles*, second edition, Menlo Park, California, Benjamin/Cummings, 1977). Применение толстых мишеней позволяет увеличить выход нейтронов примерно в пять раз, но при этом энергетический спектр нейтронов будет размыт. Фирма Access Systems, в Плизантоне, шт. Калифорния, выпускает небольшой протонный ускоритель с энергией частиц 2,3 МэВ и током пучка 150 микроампер при скважности в 2%. Такой ускоритель в 1989 году стоил 600 тысяч долларов.
 7. Эквивалентная доза в радах оценивается следующим образом: если мы предположим, что каждый нейтрон выделяет свою энергию (1 МэВ) на десяти сантиметрах ткани, поток в 1 нейтрон/см²с будет приводить к энерговыделению в 1,6 10^{-7} эрга на грамм в секунду. Поскольку 1 рад соответствует энерговыделению в 100 эрг на грамм, указанный поток соответствует дозе в 6 микрорад в час и 20 нейтронов в секунду на квадратный сантиметр примерно соответствует дозе в 100 микрорад в час. Поскольку повреждение от нейтронов примерно в десять раз выше, чем от электронов и фотонов, эквивалентная доза составит около 1 миллирэма в час. Максимально допустимая доза для населения составляет 500 миллирэм в год.
 8. Mozley, DeWire, *Nuovo Cimento*, 27, 1281 (1963).
 9. Milburn, *Physical Review Letters*, 10, 75 (1963).
 10. Фирма Varian Associates в Пало-Альто, шт. Калифорния, выпускает передвижные линейные ускорители электронов с энергией в 2 МэВ, способные обеспечить генерацию фотонной дозы в 200 рад в минуту на расстоянии в один метр. Интенсивность фотонов в максимальных 20% энергетического спектра составляет 10^9 фотонов на квадратный сантиметр в секунду. Эта фирма выпускает также ускоритель с энергией электронов в 15 МэВ, обладающий большими возможностями, но эта установка является стационарной.
 11. Такая установка производится фирмами Varian Associates и Bechtel Corporation. В качестве источника рентгеновского излучения используется электронный линейный ускоритель с энергией 15 МэВ, а детектором служит линейка сцинтилляционных детекторов с кристаллами иодистого натрия.
 12. G.R. Woodcock, *Space Stations and Platforms*, Malabar, Florida, Orbit Book Co., 1986.