

ОБНАРУЖЕНИЕ ЯДЕРНЫХ БОЕГОЛОВОК

*Стив Феттер, В.А. Фролов, Марвин Миллер, Роберт Мозли,
О.Ф. Прилуцкий, С.Н. Родионов, Р.З. Сагдеев.*

"Обычные" ядерные боеприпасы без дополнительной защиты, в которых содержатся несколько килограммов плутония оружейного качества (с содержанием плутония-240, равным 6%) или урана-238, могут быть обнаружены при помощи счетчиков нейтронов или гамма-лучей на расстоянии в несколько десятков метров. Такие объекты, как контейнеры с ракетами, можно просветить высоковольтной рентгеновской установкой и обнаружить плотное ядро из расщепляющихся материалов, присутствующее в каждой боеголовке, или защиту от радиации, которая может скрывать боеголовку. При облучении блока расщепляющихся материалов незащищенной боеголовки любого типа нейтронами она может быть обнаружена по мгновенным или запаздывающим нейтронам вынужденного деления на расстоянии примерно до 10 метров.

Стив Феттер работает в Школе общественных отношений Мэрилендского университета.

В.А. Фролов, О.Ф. Прилуцкий, С.Н. Родионов и Р.З. Сагдеев являются сотрудниками Института космических исследований Российской Академии Наук в Москве; Р.З. Сагдеев является также профессором Мэрилендского университета.

Марвин Миллер работает на факультете ядерного машиностроения Массачусетского технологического института.

Роберт Мозли является независимым консультантом, проживающим по адресу: 601 Лаурел Авеню, Менло Парк, Калифорния, СА 94025.

1. Введение

При проверке различных соглашений по контролю над ядерными вооружениями могут потребоваться приборы, позволяющие обнаружить наличие ядерного оружия. Возможные примеры включают проверку запрета на размещение ядерного оружия на надводных кораблях, проверку выполнения действующего запрещения вывода ядерного оружия в космос, проверку ограничений на число ядерных боеголовок на ракетах или проверку ограничений на ядерные боеголовки оружия двойного (ядерного и неядерного) назначения, такого как крылатые ракеты морского базирования.

Насколько нам известно, в любом ядерном боеприпасе содержится по крайней мере несколько килограммов расщепляющихся материалов, которые могут поддерживать цепную реакцию деления. Такие материалы служат источником энергии атомных бомб, подобных тем, которые разрушили Хиросиму и Нагасаки; кроме того, они используются в запалах современных термоядерных боеприпасов.

В американских и советских ядерных взрывных устройствах используются два типа расщепляющихся материалов: высокообогащенный уран (HEU) и плутоний оружейного качества (WGPu). Предполагаемый в данной работе изотопный состав этих материалов приведен в таблице 1.

Расщепляющиеся материалы радиоактивны; их плотность весьма велика и они хорошо поглощают гамма-лучи малых и средних энергий; кроме того, их ядра способны делиться при взаимодействии с другими частицами. Поэтому имеется три основных способа обнаружения расщепляющихся материалов:

- пассивное наблюдение излучения, сопровождающего их радиоактивный распад;
- "просвечивание" (радиография) объекта для обнаружения плотных поглощающих материалов;
- "активное" облучение объекта нейтронами или гамма-квантами и регистрация частиц, образующихся в процессе вынужденного деления.

Пассивные методы более приемлемы для верификации; они проще и безопаснее. Одна-

ко, как будет показано ниже, пассивные методы могут быть нейтрализованы защитными мерами. Некоторые из мер противодействия можно, в свою очередь, преодолеть при использовании активных методов за счет увеличения стоимости и сложности и уменьшения удобства. Процесс облучения инспектируемых объектов может быть опасен как для находящегося вблизи них персонала, так и для самих объектов, а в ряде случаев при помощи активных методов можно получить важную секретную информацию, не необходимую для самого процесса верификации.

2. Модели ядерных боеприпасов

Конечно, реальная конструкция ядерного оружия секретна, но общие характеристики ядерных боеприпасов можно считать сейчас достаточно хорошо известными (более подробно см. в Приложении А). Ядерное взрывное устройство имплозионного типа может быть представлено набором концентрических сферических оболочек, внутри которого располагается расщепляющийся материал. Он окружен отражателем нейтронов, "поршнем", слоем обычного взрывчатого вещества и общей конструктивной оболочкой. В данной работе мы принимаем четыре различных модели, отличающихся составом расщепляющегося материала (высокообогащенный уран или плутоний оружейного качества) и составом "поршня" (обедненный уран или вольфрам). Структура модели показана на рис.1. Мы подчеркиваем, что указанные модели не базируются на реальных конструкциях, а построены таким об-

разом, чтобы перекрыть диапазон мощностей излучения, включающий нижний предел мощности излучения реальных боеголовок. В частности, одна из моделей (с высокообогащенным ураном и вольфрамовым "поршнем") была выбрана только из-за того, что она представляет наихудший случай возможности обнаружения ядерной боеголовки. Мы не думаем, что в советском или американском ядерном арсенале сейчас есть боеголовки с таким низким уровнем собственного излучения, но мы должны подчеркнуть, что при необходимости они могут быть созданы.

3. ПАССИВНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ

Все изотопы урана и плутония радиоактивны. Возможность обнаружения радиоактивного распада сильно меняется от изотопа к изотопу в зависимости от периода полураспада и характера излучения. На заметных расстояниях от ядерного боеприпаса (в несколько метров и более) могут быть обнаружены только два вида излучений - нейтроны и гамма-лучи (фотоны высоких энергий).

3.1. Нейтроны

Нейтроны в основном образуются при спонтанном делении ядер, то есть при самопроизвольном расщеплении ядер урана или плутония без воздействия внешних факторов. Этот процесс наиболее вероятен для ядер с четным числом нейтронов и протонов (например, для плутония-238, 240 и 242, или

Таблица 1
Состав высокообогащенного урана и плутония
оружейного качества, принятый в данной статье
(измеряется в весовых процентах)

Высокообогащенный уран		Плутоний оружейного качества	
Уран-234	1.0	Плутоний-238	0.005
Уран-235	93.3	Плутоний-239	93.3
Уран-238	5.5	Плутоний-240	6.0
Прочее ¹	0.2	Плутоний-241	0.44
		Плутоний-242	0.015
		Прочее ¹	0.2

1. Концентрации изотопов приведены в весовых процентах. Содержание кислорода принимается равным 0,2% в соответствии с данными наблюдений скорости образования нейтронов под действием альфа-частиц. В высокообогащенном уране может находиться уран из переработанного реакторного топлива; в этом случае радиоактивность материала сильно увеличивается (см. Приложение А).



Рисунок 1

Гипотетические модели ядерных боеприпасов, используемые в этой статье.

урана-238; в ядре плутония - 94 протона, а в ядре урана - 92). Вероятность спонтанного деления ядер плутония намного выше, чем у ядер урана, что приводит к существенно более интенсивному нейтронному излучению. В табл.2 показаны скорости генерации нейтронов для каждого из изотопов вместе с их вкладом в скорость рождения нейтронов для высокообогащенного урана и для плутония оружейного качества.

Нейтроны образуются также при взаимодействии легких ядер (таких, как углерод или кислород) с альфа-частицами. Такие взаимодействия называются (α, n) -реакциями. Поскольку изотопы урана или плутония испускают альфа-частицы, а расщепляющиеся материалы содержат небольшие примеси легких элементов, эти реакции также вносят небольшой вклад в образование нейтронов в расщепляющихся материалах. Скорость генерации нейтронов в результате (α, n) -реакций тоже приведена в табл.2.

Нейтроны, образующиеся в результате спонтанного деления и ядерных (α, n) -реакций, могут вызывать высвобождение дополнительных нейтронов посредством двух механизмов:

Во-первых, нейтроны размножаются в расщепляющихся материалах, вызывая дополнительные деления ядер. Степень размножения определяется формой конструкции разделяющихся материалов (в наших моделях каждое спонтанное деление приводит примерно к одному дополнительному де-

лению).

Во-вторых, в конструкции оружия могут быть применены такие материалы, как бериллий, которые при поглощении одного нейтрона высокой энергии могут испускать два или более нейтронов.

Выходящие из делящихся материалов нейтроны будут замедляться и поглощаться в окружающем веществе.

Нейтроны теряют энергию при столкновениях с легкими ядрами, такими, как водород или бериллий, без передачи энергии внутренним степеням свободы ядра (как сталкивающиеся бильiardные шары, этот процесс известен под названием упругого рассеяния).

Тяжелые ядра могут поглотить быстрый нейтрон, затем испустить нейтрон меньшей энергии и фотон (этот процесс называют неупругим рассеянием).

И, наконец, медленные нейтроны поглощаются большинством элементов с испусканием гамма-кванта или альфа-частицы.

Размножение нейтронов, их рассеяние и поглощение зависят от формы и размеров как самих расщепляющихся материалов, так и других конструкционных материалов ядерного боеприпаса.

Для расчетов выхода нейтронов из наших гипотетических моделей ядерных боеприпасов использовалась программа Ливерморской национальной лаборатории TART¹. Результаты расчетов показаны в табл.3.

Таблица 2

Образование нейтронов при спонтанном делении и ядерных реакциях альфа-частиц в высокообогащенном уране и плутонии оружейного качества (в нейтронах в секунду на килограмм делящегося материала)

Изотопы	Скорость генерации для изотопов		Скорость генерации для расщепляющихся материалов
	Деление	Реакции (α, n) ¹	
U-234	5.70	50.000	0.56
U-235	0.30	0.012	0.29
U-238	14.00	0.001	0.75
Высокообогащенный уран			1.60
Pu-238	26 000 000	220 000	130
Pu-239	22	630	610
Pu-240	910 000	2 300	55 000
Pu-241	500 ²	22	2
Pu-242	1 700 000	33	260
Плутоний оружейного качества			56 000
1. Скорость генерации нейтронов в реакциях с альфа-частицами соответствует содержанию кислорода в 0,2% (см. Приложение А). 2. Генерация нейтронов в основном обусловлена спонтанным делением америция-241, продукта радиоактивного распада плутония-241.			

3.2. Гамма-кванты

Образование гамма-квантов в делящихся материалах в основном связано с радиоактивным распадом изотопов урана и плутония. Кроме того, фотоны рождаются в процессе деления ядер, при неупругом рассеянии и поглощении нейтронов и при распаде радиоактивных изотопов, образующихся в этих реакциях. Подробное описание процессов образования гамма-квантов приведено в приложении Б. Следует отметить, что выйти из ядерных боеприпасов в количестве, достаточном для обнаружения, могут только фотоны с энергией, большей 0,1 МэВ².

В отличие от нейтронного излучения, большинство излучаемых фотонов образуется с вполне определенными энергиями, которые определяются структурой ядерных уровней образующегося изотопа. Кроме того, детекторы гамма-квантов, в отличие от нейтронных детекторов, способны измерять энергию каждого фотона с большой точностью. По этим причинам регистрацию фотонов от ядерных боеприпасов целесообразно вести в довольно узком энергетическом ин-

тервале вблизи нужных линий, где отношение полезного сигнала от ядерного боеприпаса к фоновому сигналу от окружающей среды будет максимальным. В отличие от этого, при регистрации нейтронов используются частицы всего диапазона энергий.

В наших расчетах учитывались фотоны, испускаемые более чем с 1000 различных энергий во время радиоактивного распада 59 различных изотопов урана, плутония и их дочерних ядер. Мы включили также несколько наиболее сильных линий от радиоактивных изотопов, образующихся при спонтанном делении. Гамма-кванты, испускаемые в процессе деления (или мгновенные фотоны деления), и фотоны, излучаемые при неупругом рассеянии нейтронов, также были включены в расчеты, но их распределение по энергиям более или менее непрерывно и поэтому они не столь важны для регистрации с детекторами высокого энергетического разрешения.

При помощи программы TART была рассчитана доля фотонов, образованных в расщепляющемся материале и выходящих за пределы конструкции модельного боеприпа-

Таблица 3
Выход нейтронов с поверхности ядерных боеприпасов
в четырех гипотетических моделях

Модель ядерного боеприпаса		Фактор размножения нейтронов	Скорость выхода нейтронов с поверхности (нейтронов/сек)
Расщепляющийся материал	Материал "поршня"		
12 кг U	Вольфрам	1.65	530
12 кг U	79 кг U	1.30	1 400
4 кг Pu	Вольфрам	1.89	400 000
4 кг Pu	52 кг U	1.94	400 000

са без рассеяния (т.е., без потери энергии). Результаты расчетов для каждой модели приведены в Приложении Б. Для двух моделей с урановым "поршнем" мы рассчитали также долю образующихся в нем фотонов, выходящих из ядерного боеприпаса без рассеяния. После этого мы умножили скорость генерации фотонов в каждой линии на долю выходящего излучения и выбрали наиболее мощные линии. Их перечень приведен в табл.4.

Во всех случаях, кроме одного (плутониевого устройства с вольфрамовым "поршнем") самая сильная фотонная линия расположена на 1,001 МэВ. Эти фотоны образуются при распаде одного из дочерних ядер урана-238, содержащегося в компонентах из высокообогащенного или обедненного урана. Естественно, что в модели уранового устройства с вольфрамовым "поршнем" излучение в этой линии намного слабее как из-за меньшего содержания урана-238 в высокообогащенном уране, так из-за поглощения в пассивной защите (вольфрам).

Для фотонных детекторов высокого разрешения наиболее заметной линией в спектре плутониевого устройства с вольфрамовым "поршнем" должна быть линия с энергией 0,662 МэВ, излучаемая дочерним ядром плутония-241. Для детектора с низким энергетическим разрешением более эффективной будет регистрация фотонов от нейтронных взаимодействий в области энергий около 1,6 МэВ.

3.3. Регистрация излучений

При удалении от ядерного боеприпаса поток нейтронов и фотонов, измеряемый в частицах в секунду на единицу площади, будет уменьшаться пропорционально ква-

драту расстояния от источника излучения. Например, на расстоянии в 2 метра поток будет в четыре раза слабее, чем на расстоянии в 1 метр, на расстоянии в 3 метра - в девять раз слабее, и так далее. На некотором расстоянии от источника поток станет ненаблюдаемо малым по сравнению с потоком естественного фонового излучения.

На каком расстоянии можно обнаружить ядерные боеприпасы? Для грубой оценки мы сначала рассчитаем расстояние, на котором сигнал становится равным фону; это расстояние определяется из следующего уравнения:

$$\frac{A_s \epsilon_s S}{4\pi r^2} = A_b \epsilon_b b \quad (1)$$

где A_s и A_b - площади детектора излучений по отношению к регистрации сигнала и фона соответственно, ϵ_s и ϵ_b - эффективности регистрации фотонов для сигнала и фона, S - мощность источника в фотонах в секунду, r - расстояние от источника до детектора в метрах и b - средняя интенсивность фонового излучения в частицах на квадратный метр в секунду. Решая это уравнение относительно r , получаем:

$$r = \left[\frac{\alpha}{4\pi b} \right]^{1/2} S^{1/2} \quad (2)$$

где $\alpha = (A_s \epsilon_s / A_b \epsilon_b)$. Это уравнение справедливо в области расстояний r от 1 до 100 метров³.

Здесь мы рассмотрим только переносные детекторы с весом около 10 кг и транспортируемые детекторы с весом около 100 кг. Очевидно, что более крупные детекторы будут и более чувствительными, но их применение

Таблица 4
Выход излучения наиболее сильных фотонных линий
с поверхности четырех гипотетических ядерных боеприпасов

Модель ядерного боеприпаса		Скорость выхода фотонов с поверхности (в фотонах/сек)	Энергия фотонов (в МэВ)
Расщепляющийся материал	Материал "поршня"		
12 кг U	Вольфрам	30	1,001
12 кг U	Обедненный уран	100 000	1,001
4 кг Pu	Вольфрам	600	1,001
		1000 ¹	1,600
4 кг Pu	Обедненный уран	10 000	1,001

1. В области энергий около 1,6 МэВ интенсивность непрерывного спектра фотонов, образующихся при взаимодействии нейтронов с конструкционными материалами, составляет примерно 15 частиц в секунду на 1 кэВ. При низком разрешении сцинтилляционного детектора (около 70 кэВ) число отсчетов в этом энергетическом интервале будет равно примерно 1000 в секунду.

в верификации договоров, по-видимому, будет ограничено их установкой на контролируемых проездах, через которые будут провозиться инспектируемые объекты⁴. В табл. 5 приведена сводка характеристик рассматриваемых здесь детекторов нейтронов и гамма-квантов, а в табл. 6 указаны расстояния, на которых сигнал от четырех модельных ядерных боеприпасов будет равен фону детектора.

Как видно из табл. 6, нейтронный сигнал от ядерных плутониевых боеприпасов превышает фоновый уровень на расстояниях до 25 метров. Фотонный сигнал от боеприпасов с "поршнем" из обедненного урана превышает фон на расстояниях от 2 до 20 метров. Для боеприпасов, в которых содержится только высокообогащенный уран, сигнал не превышает уровня фона даже на поверхности боеприпаса.

В наших оценках возможностей детекторов мы предполагали, что защита детектора может понизить уровень фонового излучения, приходящего сбоку и сзади, примерно на порядок величины (в этом случае A_s примерно равно A_b , а α равно единице). Дополнительная защита и коллимация детектора в принципе могут понизить фон еще сильнее. Однако, коллимировать нейтроны исключительно трудно, а малая плотность поглотителей нейтронов значительно увеличивает размеры защиты. Гамма-кванты, напротив, хорошо поглощаются в сравнительно тонких

слоях тяжелых элементов, таких, как свинец или вольфрам. Применение коллиматоров позволяет понизить фоновую скорость счета в детекторах гамма-квантов еще на один порядок величины, что увеличивает приведенные в табл. 6 расстояния примерно в три раза. Иначе говоря, полезный сигнал гамма-квантов от ядерных боеприпасов, в которых "поршень" изготовлен из обедненного урана, сравнивается с фоновым на расстояниях от 6 до 60 метров.

Если средний уровень фона известен и сравнительно постоянен, то в принципе можно обнаружить и сигналы, меньшие фона. Для этого сигнал должен превышать уровень обычных статистических флуктуаций фона. Величина статистических флуктуаций увеличивается с течением времени t пропорционально квадратному корню из времени, тогда как величина полезного сигнала зависит от t линейно. Критерий обнаружимости можно записать в следующем виде:

$$\frac{A_s \epsilon_s t}{4\pi r^2} \geq m(A_b \epsilon_b b t)^{1/2} \quad (3)$$

где t - время измерений в секундах, m - число стандартных отклонений от уровня фона, являющееся мерой статистической достоверности сигнала. Если m равно пяти, то вероятность случайной имитации сигнала составляет три шанса из десяти миллионов.

Таблица 5

Характеристики типичных переносных и портативных детекторов нейтронов и гамма-лучей.

Детектор	Энергия		α	b		
Нейтроны						
Переносной		0,0010	1,0	50	0,040	0,0084
Транспортируемый		0,042	1,0	50	0,040	0,022
Гамма-кванты						
Переносной	0,66	0,0005	0,56	100	0,021	0,0052
	1,0	0,00034	0,50	17	0,048	0,0071
	1,6	0,00022	0,42	4	0,087	0,0086
Транспортируемый	0,66	0,21	0,86	1400	0,0070	0,014
	1,0	0,17	0,77	860	0,0084	0,014
	1,6	0,13	0,72	320	0,013	0,016
1. В таблице приведены средние значения фона на уровне моря, измеренные в частицах на квадратный метр в секунду. Различия между значениями фонового счета для переносных и транспортируемых детекторов связаны с их разным энергетическим разрешением.						

Полагая $m = 5$, можно получить следующее выражение для максимальной дальности обнаружения:

$$r = \left[\frac{\alpha A_s e_s}{400\pi^2 b} \right]^{1/4} S^{1/2} t^{1/4} (\text{в метрах}) \quad (4)$$

Подставляя величины α , A_s , e_s и b из табл. 5 и величину S из табл. 3 и 4 в это уравнение, мы можем получить максимальную дальность обнаружения каждого модельного боеприпаса за заданное время t при помощи переносного или транспортируемого детекторов. Результаты расчетов приведены в табл. 7. При длительности измерений в одну минуту нейтроны от плутониевых моделей могут быть обнаружены на расстояниях до 40 метров. Гамма-кванты от моделей с "поршнями" из обедненного урана могут быть обнаружены на расстояниях до 15 метров,

которое при использовании коллимированных детекторов может быть увеличено до 25 метров при длительности измерений в одну минуту. Модель, в которой используется высокообогащенный уран и вольфрам, практически необнаружима.

Следует отметить, что во многих случаях фон нельзя считать ни известным заранее, ни постоянным. Поэтому указанные в табл. 7 расстояния следует считать теоретическими верхними пределами для рассматриваемых моделей ядерных боеприпасов и используемых детекторов.

3.4. Точность анализа возможности обнаружения

Мы полагаем, что наши оценки возможности обнаружения нейтронного излучения ядерного боеприпаса с плутонием оружейного качества не так далеки от истины. В первых, количество плутония в ядерном бое-

Таблица 6
 Расстояние в метрах от центра четырех модельных боеприпасов,
 на котором скорость счета частиц от источника равна фоновой
 скорости счета (для детекторов, характеристики
 которых приведены в табл. 5)

Модель ядерного боеприпаса		Расстояние (в метрах)	
Расщепляющийся материал	Материал "поршня"	Нейтроны	Гамма-кванты
12 кг U	Вольфрам	0.2	менее 0.1
12 кг U	79 кг U	1.5	3 - 15
4 кг Pu	Вольфрам	25.0	0.4 - 0.5
4 кг Pu	52 кг U	25.0	2 - 12

припасе не может быть намного меньше или намного больше 4 кг, а содержание плутония-240 в расщепляющемся материале не может существенно отличаться от 6%⁵. Более компактная компоновка делящегося материала может существенно увеличить число выходящих нейтронов, но при этом устройство будет более опасным по отношению

к случайной детонации. Плутониевый блок больших размеров будет излучать вдвое меньше нейтронов, но конструкция будет неэффективной в смысле компактности.

В наших моделях ядерных боеприпасов поглощение нейтронов невелико, но нельзя исключить возможности применения поглотителей нейтронов в ядерных боеголовках с

Таблица 7
 Максимальное расстояние обнаружения при заданного времени
 измерений для нейтронного и фотонного излучений из каждой модели
 ядерного боеприпаса

Модель боеприпаса		Длительность измерений	Расстояния (в метрах)	
Делящийся материал	Материал "поршня"		Нейтроны	Гамма-кванты
Уран	Вольфрам	1 сек	<0.1	<0.1
		1 мин	0.1-0.3	0.1-0.2
		1 час	0.4-0.9	0.3-0.6
Уран	Уран	1 сек	0.3-0.8	2 - 4
		1 мин	0.9-2.0	6 - 12
		1 час	2.0-6.0	17 - 34
Плутоний	Вольфрам	1 сек	5 - 14	0.1-0.5
		1 мин	15 - 40	0.4-2.0
		1 час	40 - 110	1.0-4.0
Плутоний	Уран	1 сек	5 - 14	2 - 3
		1 мин	15 - 40	5 - 10
		1 час	40 - 110	13 - 30

целью исключения взаимовлияния при близких взрывах. Толщина таких материалов вряд ли превысит несколько сантиметров и уменьшение потока нейтронов не будет превышать порядка величины. В термоядерных устройствах используются большие количества дейтерида лития, который является сильным поглотителем нейтронов, но, по видимому, этот материал не окружает полностью используемые расщепляющиеся материалы⁶. Поглощение нейтронов спектра деления в воздухе несущественно на расстояниях, не превышающих 100 метров.

Фоновое нейтронное излучение связано с космическими лучами и его интенсивность возрастает с увеличением высоты и геомагнитной широты. На больших высотах или вблизи геомагнитных полюсов поток нейтронов в несколько раз больше, особенно вблизи максимальной фазы цикла солнечной активности. Кроме того, поток нейтронов вблизи ядерного реактора может быть в сотни раз выше среднего нейтронного фона⁷.

Таким образом, для современных ядерных боеголовок, в которых расщепляющимся материалом является плутоний оружейного качества, дальность обнаружения нейтронного излучения при помощи транспортируемых детекторов вряд ли будет более чем в два раза меньше значений, приведенных в табл. 6 и 7. Если конфигурация плутония более компактна, то предельные расстояния обнаружения могут быть заметно больше из-за размножения нейтронов в боеголовке.

Напротив, возможность обнаружения гамма-квантов подвержена значительно большей неопределенности. Во-первых, фон гамма-лучей нельзя предсказать с той же определенностью, как нейтронный фон. Во-вторых, интенсивность фотонного излучения ядерного боеприпаса сильно зависит от его конструктивных особенностей. Для иллюстрации предположим, что, как предполагают некоторые аналитики, термоядерные устройства окружены кожухом из обедненного урана. При массе кожуха в 10% от общей массы устройства его толщина составит около одного миллиметра. Поскольку средняя длина свободного пробега гамма-квантов с энергией в 1 МэВ значительно больше (14 миллиметров), около половины образующихся в кожухе гамма-квантов будут выходить из устройства и общая интенсивность источника будет примерно в десять раз выше величины, приведенной в табл. 4 для модели с "поршнем" из обедненного урана; при этом дальность обнаружения гамма-излучения ядерного боеприпаса увеличится в три раза.

В качестве другого примера можно привести модель боеприпаса с "поршнем" из бериллия, а не из вольфрама или обедненно-

го урана. Поглощение гамма-квантов в бериллии (в особенности при малых энергиях) заметно меньше, чем в тяжелых веществах, и в этом случае излучение от центральных блоков расщепляющихся материалов будет намного более заметным. Для высокообогащенного урана скорость генерации излучения урана-235 с энергией 186 кэВ будет равна 70 тысячам фотонов в секунду, и его можно будет обнаружить на расстоянии в 6 метров при времени измерений в одну минуту. Гамма-излучение плутония-239 с энергией 414 кэВ будет возникать со скоростью около 500 тысяч фотонов в секунду и его можно будет обнаружить на расстоянии около 20 метров.

Еще большее увеличение мощности источника фотонов высоких энергий будет наблюдаться в том случае, если высокообогащенный уран будет загрязнен ураном-232 из реакторного топлива. Если содержание урана-232 будет равно всего одной части на миллиард, образующиеся при его распаде гамма-кванты с энергией 2,614 МэВ будут обнаруживаться на расстояниях в десятки метров.

В свете указанных соображений оценки, представленные в табл. 6 и 7 для дальности обнаружения гамма-излучения, следует рассматривать как приблизительные верхние пределы. В некоторых особых случаях расстояния обнаружения могут быть несколько меньше, но в других обстоятельствах они могут оказаться значительно большими.

4.5. Противодействие пассивному обнаружению

Пассивное обнаружение не является неуязвимым. Некоторые из возможных вариантов конструкций ядерных боеприпасов, в частности, те, которые не содержат обедненного урана или плутония, в которых используется "поршень" из вольфрама и применяемый обогащенный уран не загрязнен переработанным реакторным топливом, практически не могут быть обнаружены транспортируемыми детекторами. Мы можем предположить, что плутоний предпочтительнее использовать в тех ситуациях, когда масса и габариты ядерного боеприпаса ограничены (например, в ядерных боеголовках для ракет или в артиллерийских снарядах). Для выбранного режима договора об ограничениях ядерных вооружений эксперты по разработке ядерного оружия могут определить, представляет ли скрытое размещение ядерных боеголовок из высокообогащенного урана на определенных видах носителей заметную военную угрозу. Очевидно, что запрет испытаний ядерного оружия существенно ограни-

чит возможности разработки новых ядерных устройств, предназначенных для затруднения инспекции.

Даже ядерные устройства на основе плутония могут быть скрыты от обнаружения двумя способами: защитой или очисткой.

Защита. Предположим, например, что инспектируемая сторона стремится к тому, чтобы ядерного устройство не было обнаружено переносным детектором с расстояния в один метр при длительности измерений в одну минуту. Согласно нашим моделям с плутониевым расщепляющимся материалом, для выполнения этого условия необходимо использовать защиту, уменьшающую поток нейтронов в 600 раз. Такое ослабление способно обеспечить защита из гидрида лития толщиной в 20 сантиметров и массой в 300 килограмм. Для укрытия модельного ядерного боеприпаса от транспортируемого детектора при времени наблюдений в 10 минут потребуется одна тонна гидрида лития. Ослабление потока гамма-квантов от обедненного урана потребует использования защиты со сравнимой массой: от 600 до 1200 килограмм вольфрама. Для обычного размещения ядерных боеприпасов установка дополнительной защиты непрактична, но возможность хранения ядерных боеголовок в защищенных контейнерах или помещениях во время инспекции исключить нельзя.

Очистка. Поток нейтронов от ядерного боеприпаса можно уменьшить, понижая концентрацию плутония-240 в расщепляющемся материале. Понижение мощности нейтронного излучения до необнаружимой величины порядка ста или тысячи нейтронов в секунду потребует уменьшения концентрации плутония-240 в 400 - 4000 раз. Представляется, что подобная степень очистки возможна при использовании лазерных методов разделения изотопов в атомарных парах, но соответствующая стоимость будет составлять несколько миллионов долларов на одну ядерную боеголовку. Более детальное обсуждение этого вопроса приведено в Приложении А.

4. РАДИОГРАФИЯ

Высокая плотность и большой атомный номер расщепляющихся материалов облегчают их обнаружение методом радиографии. Радиография - измерение пропускания излучения различными частями объекта - аналогична медицинской рентгенографии, в которой фотоны определенных энергий используются для определения положения костей и других вариаций плотности тканей человеческого тела. Метод будет наиболее эффективным, если пробные частицы будут обладать достаточной проникающей спосо-

бностью для того, чтобы через части объекта с наибольшим поглощением проходил обнаружимый поток излучения. В принципе для компенсации поглощения можно увеличить мощность источника, но на практике это рано или поздно приведет к опасности радиационных повреждений самого объекта и окружающего персонала. С другой стороны, частицы не должны быть слишком проникающими; достаточная часть потока должна поглощаться даже в частях с наибольшей прозрачностью для того, чтобы обеспечить необходимую контрастность радиограмм.

Поскольку мы заинтересованы в обнаружении расщепляющихся материалов, второе требование к параметрам пробных частиц заключается в обеспечении возможности отличия урана и плутония от других элементов, которые могут находиться в объектах, разрешенных проверяемыми соглашениями. Другими словами, эти частицы должны обладать поглощением в уране или плутонии, существенно отличным (много большим или много меньшим) от поглощения в других материалах.

Достаточно эффективными и сравнительно легко получаемыми в транспортируемых источниках пробными частицами могут быть только гамма-кванты и нейтроны. В табл. 8 приводятся параметры, характеризующие эффективность применения гамма-квантов и нейтронов радиографическом методе. Для каждого типа частиц приводится отношение средних длин пробега в углероде, алюминии, железе, вольфраме и свинце к средней длине пробега в высокообогащенном уране. Значение этого отношения, равное единице, указывает на то, что поглощение частиц в обеих материалах одинаково.

Как видно из табл. 8, наибольшей дискриминационной способностью обладают тепловые нейтроны. В этой таблице, однако, не показано, что некоторые материалы, использование которых допустимо, практически невозможно отличить от урана и плутония при помощи тепловых нейтронов. Вещества, в состав которых входит бор или литий, будут поглощать тепловые нейтроны так же эффективно, как уран или плутоний. Более того, при использовании нейтронов очень трудно достичь высокого пространственного разрешения, необходимого для обнаружения сравнительно малых объемов расщепляющихся материалов в крупных объектах. Получение высокого пространственного разрешения требует либо использования узкого, хорошо коллимированного пучка, либо моноэнергетического источника и возможности измерения энергии проходящих частиц. И то, и другое требование очень сложно удовлетворить в источниках нейтро-

Таблица 8
Отношение средних длин пробега в углероде, алюминии, железе, вольфраме и свинце к средней длине пробега в высокообогащенном уране

Частицы	Энергия (в МэВ)	Отношение длин пробега в элементе и в уране-235				
		C	Al	Fe	W	Pb
Фотоны	0.4	22.	19.	6.7	1.4	2.0
	10.	23.	16.	4.3	1.1	1.8
	100.	56.	27.	5.5	1.1	1.7
Нейт- роны	тепловые	50.	240.	24.	40.	70.
	0.001	3.0	16.	2.2	1.6	4.1
	10.	2.2	2.4	1.5	0.94	1.5

нов.

Гамма-кванты и низких, и высоких энергий, позволяют провести эффективную дискриминацию урана и плутония от легких элементов (углерода, алюминия или железа), но они практически не позволяют отличить расщепляющиеся материалы от тяжелых элементов (вольфрама или свинца). В отличие от нейтронов, гамма-кванты позволяют сравнительно просто добиться высокого разрешения.

На рис.2а показана схема большой рентгеновской радиографической установки, а на рис.2б показана радиограмма легковой автомашины, полученная на установке для проверки автомобильных грузов на таможне. Пучок гамма-квантов с "ножевой" диаграммой направленности, полученный при помощи линейного ускорителя, регистрируется вертикальной "линейкой" из многих детекторов. Автомобиль проезжает между источником и детекторами и в каждый момент времени получается мгновенный одномерный вертикальный разрез. Комбинируя последовательные разрезы и анализируя их при помощи ЭВМ, можно получить изображение автомобиля.

Для обнаружения небольших объектов необходимо высокое разрешение, а оно позволяет легко получить детальную картину объекта, включающую важную информацию, не имеющую отношения к проверяемым показателям. Эта проблема, по-видимому, может быть решена при совместной разработке специальных программ для обработки изоб-

ражений, выявляющих скопления тяжелого вещества, и выводящих только ту информацию, которая необходима для инспекции.

Для использования радиографического метода необходим доступ к обеим сторонам объекта. Как отмечалось в статье Р. Мозли в предыдущем выпуске журнала, проверяемые ракеты на подводных лодках, возможно, придется вынимать из пусковых установок.

По-видимому, радиография будет наиболее эффективна при сравнении двух различных видов похожих объектов при контролируемых условиях. Предположим, например, что режим контроля над вооружениями ограничивает число крылатых ракет с ядерными боеголовками (или предусматривает их полный запрет), не ограничивая развертывания крылатых ракет с обычными боеголовками. Проверяемая сторона может представить прототипы ракет с ядерными и обычными боеголовками и провести измерения профилей пропускания нейтронного и фотонного излучения с низким пространственным разрешением (см. рис.3). Измерения во время инспекций на местах позволят проверить, каким типом боеголовки, обычным или ядерным, оснащена проверяемая ракета. Если такие измерения можно будет проводить сразу после оснащения ракет боеголовками, то контейнеры с ракетами смогут быть опечатаны и помечены маркерами с указанием типов боеголовок. Если будущие соглашения будут в основном опираться на применение пассивных методов различения между системами с ядерным и с обычным

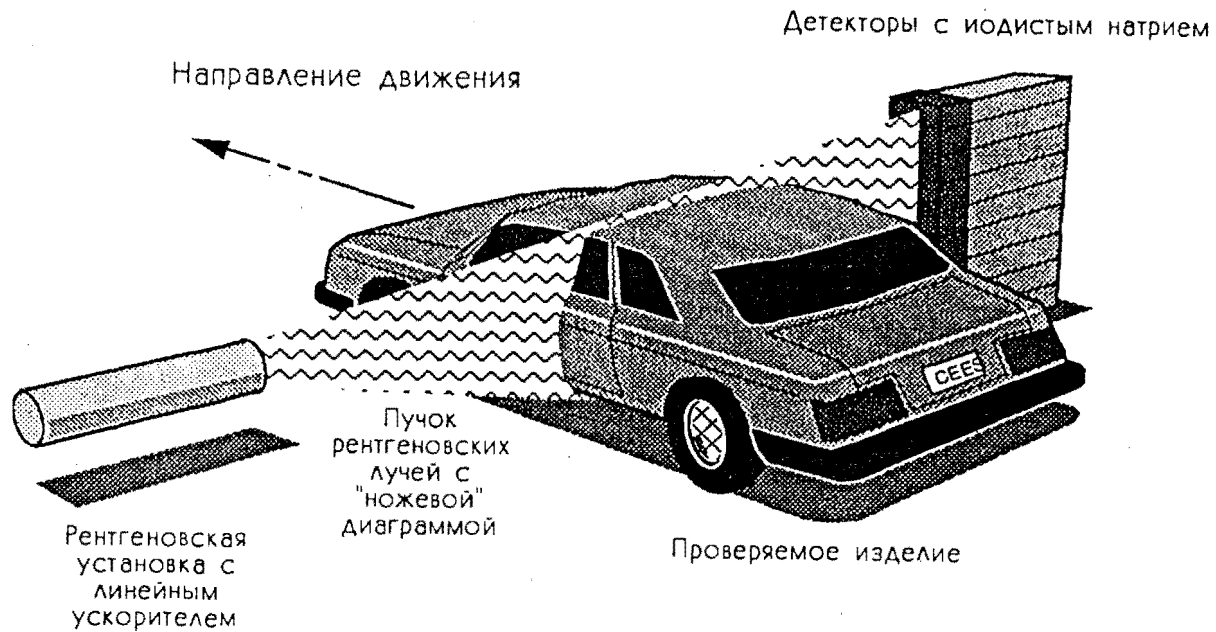


Рисунок 2а
Схема большой рентгеновской установки.

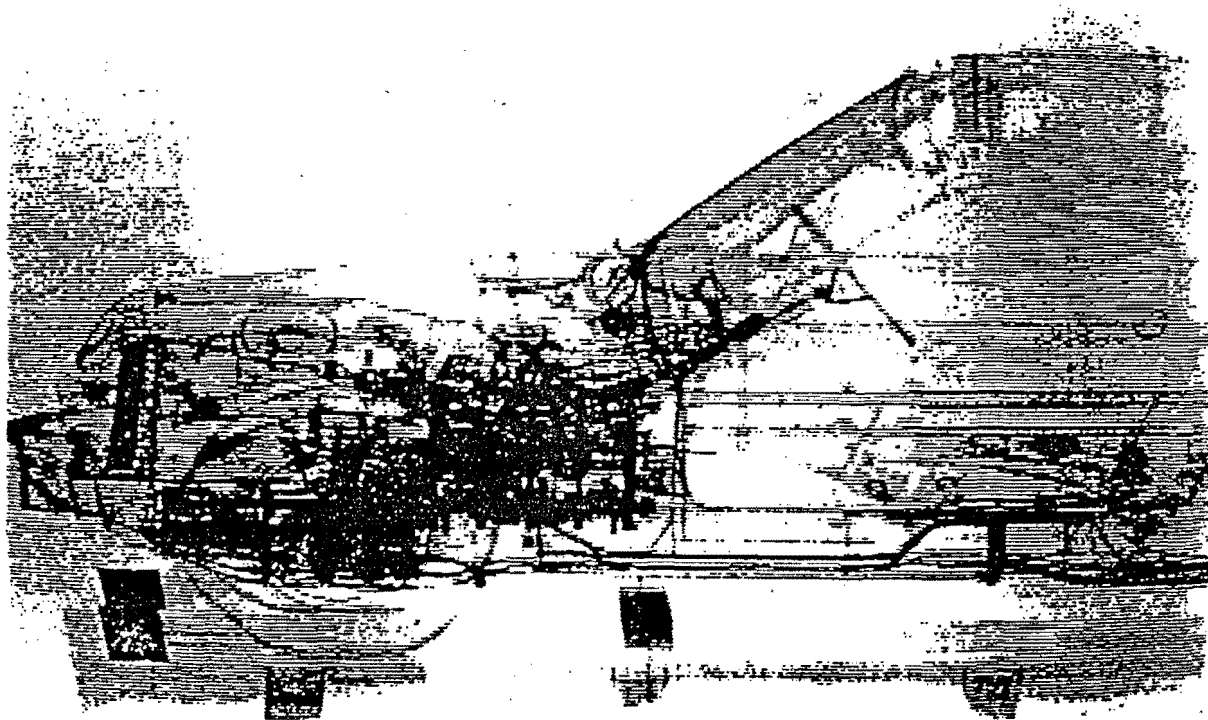


Рисунок 2б
Изображение машины с помощью большой рентгеновской установки.
Источник: Linatron: High Energy X-ray Applications for Non-Destructive Testing,
(San Francisco, California: Bachtel National).*

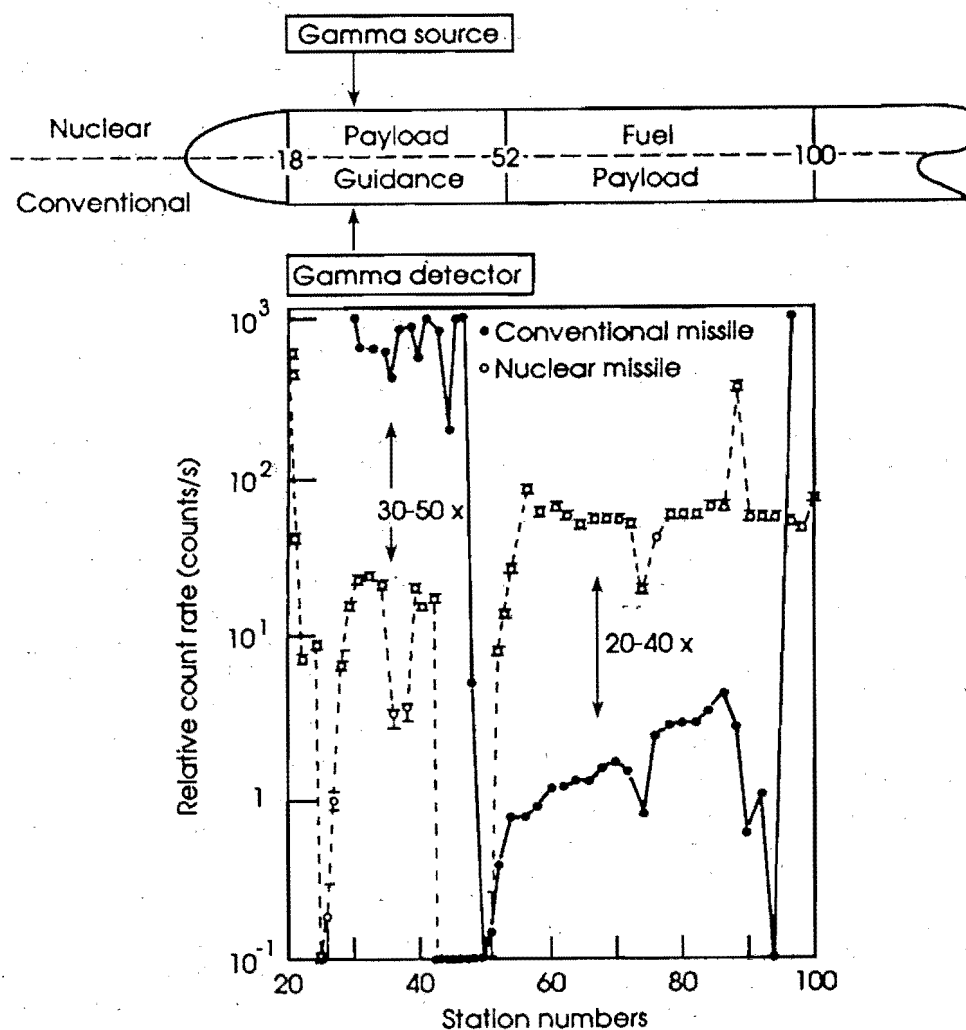


Рисунок 3

Сравнение радиографических профилей крылатых ракет с обычными боеголовками и с макетами ядерных боеголовок. (John R. Harvey, "SLCM Discrimination", Lawrence Livermore National Laboratory transparency, 6 June 1988.)

Задача проведенной работы состояла в определении различий между особенностями характеристик пропускания излучения американских КРМБ с обычными и ядерными боеголовками. Важным элементом исследований по верификации является определение возможности противодействия побочным проверкам будущих крылатых ракет. В принципе можно создать также конструкции крылатых ракет, в которых различия между особенностями ядерных и обычных боеголовок будут уменьшаться. В проведенных исследованиях этот вопрос не рассматривался.

Аналогичные результаты с более слабыми источниками гамма-лучей были получены в Аргоннской национальной лаборатории (А. де Вольпи, частное сообщение).

вооружением, то радиография может быть использована для обнаружения толстых слоев защиты от излучений или для проверки отсутствия боеголовок с пониженным уровнем излучения.

3. ВЫНУЖДЕННОЕ ДЕЛЕНИЕ

Уникальной особенностью делящихся изотопов является их способность к делению под действием медленных нейтронов. Инициирование делений ядер при облучении объекта медленными нейтронами и регистрация частиц, испускаемых во время или после деления, может быть решающим доказательством наличия расщепляющихся материалов. Деление ядер этих изотопов может быть вызвано также гамма-квантами и нейтронами высоких энергий, но эти частицы могут вызывать деление и других ядер, таких, как уран-238 или торий-232.

3.1. Деление под действием нейтронов

На рис. 4 показано число делений ядер в единицу времени, происходящих под действием нейтронов от изотропного моноэнергетического источника, расположенного на расстоянии одного метра от центра модельных ядерных боеприпасов с плутонием и обедненным ураном. Отметим, что нейтроны с энергией 14 МэВ⁸ примерно в десять раз эффективнее нейтронов малых энергий (от 1 эВ до 1 МэВ) и в сто раз эффективнее тепловых нейтронов с энергией 0.025 эВ по числу вызываемых делений в модели ядерного боеприпаса. Это связано с тем, что эти нейтроны способны расщеплять ядра урана-238, и что большая длина их пробега позволяет им достигать плутония, расположенного в центре модели.

Интересно сравнить скорости вынужденного и спонтанного деления (нет смысла применять внешние источники нейтронов, если число вынужденных актов деления будет меньше, чем при естественном спонтанном процессе). В модели с плутонием и обедненным ураном в секунду происходит примерно $2.4 \cdot 10^5$ спонтанных делений⁹. Согласно данным на рис. 4, для индуцирования такого же числа вынужденных делений потребуется изотропный источник нейтронов с энергией 14 МэВ с интенсивностью $2 \cdot 10^8$ частиц в секунду, расположенный на расстоянии одного метра от центра модели. Самые сильные из транспортируемых источников нейтронов с энергией 14 МэВ (фактически нейтронов любых энергий) генерируют 10^{11} нейтронов в секунду¹⁰. На расстоянии 25 метров от такого источника число вынужденных делений будет равно числу спонтан-

ных.

Поскольку на расстоянии 25 метров плутониевые ядерные боеприпасы могут быть обнаружены и пассивными методами, вынужденное деление не позволяет облегчить поиск ядерного оружия с плутонием. Для достижения значительных преимуществ по дальности обнаружения по сравнению с пассивным методом потребуются источники в сотни раз мощнее существующих, их применение потребует мощных источников питания и вызовет серьезную радиационную опасность.

Вынужденное деление может оказаться более эффективным для ядерных боеприпасов, в которых применяется уран-235 или чистый плутоний-239 и не используется "поршень" из обедненного урана. Как отмечалось ранее, такие устройства практически не могут быть обнаружены пассивными методами. Число вынужденных делений в моделях ядерных боеприпасов "плутоний+вольфрам", "уран+вольфрам" и "плутоний+уран" примерно одинаково (за исключением тепловых нейтронов, для которых в моделях с "поршнем" из урана выход нейтронов будет примерно на порядок величины меньше). Мы рассмотрим возможность обнаружения вынужденного деления в таких боеголовках при помощи мгновенных и запаздывающих вторичных частиц.

Обнаружение мгновенных частиц. Число мгновенных нейтронов от деления, вызываемого нейтронами, выходящих из модельного ядерного боеприпаса, приближенно определяется выражением:

$$S = \frac{F(E)}{r^2} S_n v(E) f \left(\frac{\text{нейтронов}}{\text{секунду}} \right) \quad (5)$$

где $F(E)$ - число делений в расчете на один нейтрон из источника с энергией E на расстоянии в один метр (из рис. 4), r - расстояние от источника до центра боеприпаса в метрах, S_n - мощность нейтронного источника в нейтронах в секунду, $v(E)$ - среднее число нейтронов, испускаемых в одном акте деления, для энергии внешних нейтронов E (см. табл. Б-1) и f - вероятность выхода нейтронов из модельного боеприпаса, равная примерно 0,78 для обеих рассматриваемых моделей. Расстояние (в метрах), на котором сигнал равен фону, равно¹¹:

$$r = \left[\frac{\alpha}{4\pi b} \right]^{1/4} [F(E)v(E)f]^{1/4} S_n^{1/4} \quad (6)$$

Для рассматриваемых детекторов первый множитель равен 0,2 (см. табл. 5). Для нейтронов с энергией 14 МэВ второй множитель

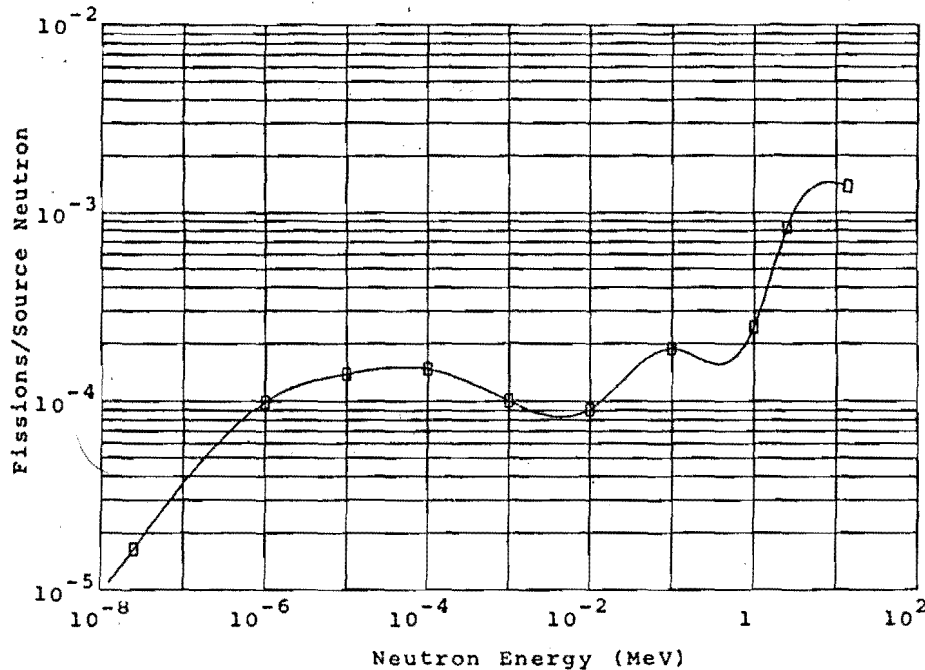


Рисунок 4

Число делений инициированных в модели ядерного боеприпаса с плутонием и обедненным ураном одним нейтроном от источника в зависимости от энергии нейтрона (для изотропного источника на расстоянии одного метра от центра модели).

для обеих моделей равен 0,22. Поэтому, как уже было определено из рис.4, источник нейтронов с энергией 14 МэВ и мощностью 10^{11} нейтронов/с, расположенный на расстоянии 25 метров от модели, способен обеспечить поток вторичных нейтронов, равный потоку фоновых нейтронов.

Расстояние (в метрах), на котором сигнал равен пяти стандартным отклонениям фона, определяется выражением (первый множитель равен 0,09 для переносного детектора и 0,15 для транспортируемого детектора (см. табл.5)):

$$r = \left[\frac{\alpha A_s \epsilon_s}{400\pi^2 b} \right]^{1/8} [F(E) \chi(E) f]^{1/4} S_n^{1/4} t^{1/8} \quad (7)$$

Таким образом, для источника мощностью в 10^{11} нейтронов/с с энергией 14 МэВ в секунду величина r меняется от 20 метров для

переносного детектора и длительности измерения в одну минуту до 50 метров для транспортируемого детектора при длительности измерений в один час.

В приведенных выше примерах мы пренебрегли одним очень важным эффектом: нейтроны с энергией 14 МэВ будут рассеиваться, как упруго, так и неупруго, в окружающем ядерный боеприпас веществе. Эти рассеянные нейтроны могут обеспечить значительно большую фоновую скорость счета по сравнению с обычно наблюдаемой. Использование импульсных источников или детекторов, измеряющих энергию нейтронов, не изменит ситуации, поскольку рассеянные нейтроны будут перекрывать область энергии мгновенных нейтронов деления.

Простейший путь решения этой проблемы связан с применением источников нейтронов малых энергий, меньших характерной энергии нейтронов спектра деления. К сожалению, мощные источники нейтронов малых

Таблица 9

Максимальное расстояние для обнаружения ядерных боеприпасов типа "уран + вольфрам" и "плутоний + вольфрам" при помощи мгновенных и запаздывающих нейтронов деления, вызванного нейтронами от внешнего источника.

Время обнаружения	Максимальное расстояние обнаружения (в метрах)	
	10^8 нейтронов за импульс	10^{11} нейтронов/сек
	Мгновенные	Запаздывающие
1 секунда	3 - 6	2 - 4
1 минута	6 - 10	3 - 6
1 час	10 - 16	5 - 11

энергий отсутствуют. Альфа-частицы от полония-210, взаимодействуя с литием, порождают в расчете на источник активность в один кюри около 10^5 нейтронов со средней энергией 0,3 МэВ в 10 секунду. Но в источнике мощностью в 10^{11} нейтронов в секунду должно быть использовано 10^6 кюри (220 граммов) полония. Такое количество полония должно выделять 30 киловатт тепла. Нейтроны малых энергий могут быть получены также в реакциях фоторождения на бериллии с источником гамма-квантов на основе олова-124. Источник активности в 1 кюри будет производить примерно $5 \cdot 10^6$ нейтронов с энергией от 1 эВ до 26 кэВ в секунду, но вес защиты персонала от источника нужной интенсивности достигнет многих тонн. Все радиоактивные источники, в отличие от упомянутых выше источников нейтронов с энергией 14 МэВ, не могут быть выключены. Высокая радиационная опасность подобных источников делает их полностью непригодными для наших целей.

Применение электронных ускорителей для генерации пучков гамма-квантов, инициирующих фотоядерные реакции, позволяет исключить радиационную опасность в периоды, не связанные с проведением инспекций. Транспортируемые линейные ускорители в сочетании с бериллиевой мишенью, позволяют получить интенсивность до 10^9 нейтронов в секунду при энергиях от 0 до 0,33 МэВ¹². Этот источник также недостаточно силен для применения в инспекции ядерных боеприпасов, и к тому же радиационная опасность во время его эксплуатации весьма велика.

И, наконец, для генерации нейтронов любых энергий в (p,n)-реакциях с литием-7 могут быть использованы протонные ускорители. Пучок протонов с энергией 2,3 МэВ при токе в 150 микроампер может обеспе-

чить источник нейтронов с эквивалентной мощностью в 10^{11} нейтронов в секунду. Такие ускорители имеются в продаже, но их вес достигает полутонны, а длина составляет 1,6 метра¹³. Скважность ускорителя (доля рабочего времени) равна нескольким процентам, что соответственно снижает эффективную интенсивность источника.

Другое возможное решение предполагает замедление нейтронов для исключения высокоэнергетичной компоненты. Однако, эта компонента не может быть исключена полностью; тем не менее, мы можем использовать его в импульсном режиме и ожидать, когда исчезнет высоко-энергетичная компонента. Имеются источники, которые производят 10^8 нейтронов в импульсе длительностью 3,5 мксек или $5 \cdot 10^8$ нейтронов в секунду при частоте повторения импульсов 10 раз в секунду¹⁴. Через десять микросекунд после импульса все нейтроны высоких энергий исчезнут, но большая часть нейтронов с энергиями менее 10 кэВ не сумеют уйти более чем на десять метров от источника. Кроме того, нам не нужно держать детектор во включенном состоянии все время, поскольку даже тепловые нейтроны проходят за одну миллисекунду всего 15 метров. Поэтому мы можем достичь эффективной интенсивности источника в 10^{10} нейтронов низкой энергии в секунду ($5 \cdot 10^7$ нейтронов в импульсе с характерной длительностью в несколько миллисекунд, половина из которых попадает в нужный энергетический диапазон). С таким источником сигнал будет равен фону на расстояниях от 6 до 8 метров, и сигнал превысит пять стандартных отклонений от фона на расстояниях от 3 до 16 метров, в зависимости от типа детектора и от длительности измерений (см. табл.9).

Регистрация мгновенных гамма-квантов, испускаемых во время деления, не дает пре-

имущества по сравнению с регистрацией мгновенных нейтронов. Несмотря на то, что в акте деления испускается вдвое больше гамма-квантов, чем нейтронов, и что эффективность регистрации гамма-квантов может быть более высокой, из-за большого уровня естественного фона гамма-излучения, более чем в тысячу раз превышающего нейтронный фон, и меньшей вероятности выхода гамма-квантов из модельных боеприпасов, дальность обнаружения будет значительно меньше. Высокое энергетическое разрешение фотонных детекторов не поможет, поскольку мгновенные гамма-кванты деления распределены в широком интервале энергий. Более того, даже источники нейтронов малых энергий будут создавать очень высокий фон гамма-излучения, связанного с (n, γ) -реакциями в окружающем веществе.

Регистрация запаздывающего излучения.

Многие из проблем, связанных с нейтронами с энергией 14 МэВ, могут быть решены при регистрации запаздывающих нейтронов, времена жизни которых лежат в пределах от десятых долей секунды до одной минуты. К сожалению, число запаздывающих нейтронов намного меньше, чем число мгновенных. Отношение числа запаздывающих нейтронов к числу мгновенных равно 0,0064 для урана-235, 0,0148 для урана-238 и 0,0020 для плутония-239 (независимо от энергии нейтрона, вызывающего деление). Для того, чтобы использовать приведенные выше уравнения для запаздывающих нейтронов, величину $v(E)$ надо умножить на это отношение. Поскольку средняя энергия запаздывающих нейтронов равна всего лишь 0,45 МэВ, величину f можно положить равной 0,5. Поэтому величина $[F(E) \cdot v(E) \cdot f]^{1/4}$ равна 0,054 для урана-235 и 0,044 для плутония-239 (при начальной энергии нейтронов в 14 МэВ).

Мы не сможем обнаружить запаздывающие нейтроны при включенном источнике; это уменьшит эффективную интенсивность источника на множитель порядка двойки (оптимальное соотношение длительности периодов включения и выключения источника составляет 1:1). Запаздывающие нейтроны испускаются в течение достаточно длительного времени; поэтому непрерывный источник нейтронов мощностью 10^{11} нейтронов/с можно будет использовать в режиме длительных импульсов (например, включен одну секунду и выключен одну секунду). В это случае сигнал от запаздывающих нейтронов будет равен фону на расстояниях от 4 до 5 метров; превышение в пять стандартных отклонений над уровнем фона будет достигаться на расстояниях от 3 до 11 метров (в зависимости от типа детектора и от длительности измерений в пределах от 1 секунды

до 1 часа).

В табл.9 приводится сводка результатов наших оценок возможности обнаружения частиц от деления, инициируемого нейтронами.

При делениях ядер, вызываемых нейтронами с энергией 14 МэВ, в обеих моделях ядерных боеприпасов образуется примерно в 250 раз больше запаздывающих гамма-квантов по сравнению с запаздывающими нейтронами, однако доля выходящих фотонов существенно меньше. При делениях в моделях ядерных боеприпасов с плутонием или с ураном число выходящих гамма-квантов в расчете на одно деление составляет примерно 0,06 по сравнению с 0,005-0,011 запаздывающими нейтронами. Однако, несмотря на то, что сигнал от запаздывающих фотонов в 5-12 раз больше сигнала от запаздывающих нейтронов, фотонный фон в 2000 раз сильнее нейтронного. Учитывая, что дальность обнаружения зависит от сигнала S и фона b как $S^{1/4}/b^{1/8}$, дальность обнаружения по запаздывающим фотонам будет на 30-40% меньше, чем по запаздывающим нейтронам.

Обнаружение фотонов можно существенно улучшить за счет поиска наиболее сильных линий с максимальным отношением сигнала к шуму. Наиболее сильная линия принадлежит изотопу лантана-140 и расположена на энергии 1,597 МэВ. Число фотонов с энергией 1,597 МэВ в расчете на одно деление равно 0,06; доля фотонов, выходящих из модельных ядерных боеприпасов, составляет примерно 0,003. Для нейтронов с энергией 14 МэВ на один нейтрон источника приходится $1,4 \cdot 10^{-7}$ выходящих фотона с энергией 1,597 МэВ. Для определенной выше величины $[F(E) \cdot v(E) \cdot f]^{1/4}$ можно получить значение 0,02. Комбинируя эту информацию с характеристиками детекторов из табл.5, мы получим, что сигнал становится равным фону на расстоянии в 1,5-2 метра. Даже для длительных экспозиций с лучшими детекторами сигнал сравняется с пятью стандартными отклонениями флуктуаций фона на расстоянии, равном всего лишь трем метрам. Одновременный учет нескольких линий немного улучшит ситуацию, но общее число запаздывающих линий так велико, что наилучшим способом, скорее всего, останется анализ излучения в широком интервале энергий. Таким образом, обнаружить запаздывающие фотоны заметно труднее, чем запаздывающие нейтроны.

3.2. Деление под действием гамма-квантов

Деление ядер урана и плутония может вызываться и фотонами достаточно больших энергий. Этот подход привлекателен, поско-

льку мгновенные нейтроны спектра деления не маскируются излучением самого источника, как это происходит при использовании нейтронов с энергией 14 МэВ. К сожалению, число актов деления на один фотон из источника намного меньше, чем на один нейтрон. Это происходит по двум причинам: во-первых, до проникновения в делящийся материал поглощается значительно большая часть гамма-квантов, и, во-вторых, выход реакций деления под действием фотонов заметно меньше, чем под действием нейтронов.

Порог реакций деления ядер урана-235 и плутония-239 под действием фотонов (или фотоделения) равен 5,3 МэВ. Вызывать деление могут только те фотоны, чья энергия превышает пороговую. Вероятность реакций фотоделения повышается при увеличении энергии гамма-квантов до 14 МэВ и более, но при этом значительно возрастает и число нейтронов, образующихся при (γ, n) -реакциях в других веществах. Среди обычных веществ порогом образования нейтронов под действием фотонов, меньшим 5,3 МэВ, обладают бериллий-9, дейтерий, литий-6 и углерод-13. Для исключения влияния этих изотопов можно проводить измерения с изменением энергии фотонов от источника и следить за изменением скорости образования нейтронов.

При энергии фотонов в 5,5 МэВ только около одного процента первичных фотонов проникают в расщепляющиеся материалы и около 0,1 процента из них вызывают деления. При этом определенная ранее величина $[F(E) \cdot \nu(E) \cdot f]^{1/4}$ приблизительно равна 0,02. Дальность обнаружения в десять метров может быть достигнута при использовании изотропного источника с интенсивностью примерно в 10^{15} фотонов с энергией 5,5 МэВ в секунду. Такая интенсивность может быть обеспечена транспортируемым линейным ускорителем с соответствующей энергией пучка, но преимуществ перед использованием нейтронного источника не видно.

ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ

1. Ernest F. Plechaty and Jonh R. Kimlinger, "TARTNP: A coupled Neutron-Photon Monte Carlo Transport Code", UCRL-50-400, Vol.14 (Livermore, CA: Lawrence Livermore National Laboratory, 4 July 1976).
2. Один электронвольт (эВ) соответствует энергии $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж. Фотоны, образующиеся при радиоактивном распаде, обладают энергиями от нескольких кэВ до нескольких МэВ.
3. Средний пробег нейтронов спектра деления в воздухе перед поглощением составляет около 250 метров. Средний пробег гамма-кванта с энергией в 1 МэВ до рассеяния составляет 120 метров, а для фотона с энергией 0.66 МэВ - 100 метров.
4. В эксперименте на ракетном крейсере "Слава" использовался детектор нейтронов с площадью около 2,5 квадратных метров.
5. В некоторых американских ядерных боеголовках применяется плутоний повышенного качества, в котором содержится только 3% плутония-240 (Cochran, et al., U.S. Nuclear Forces, p.79). В этом случае расстояния из табл.6 и 7 следует уменьшить на 30%. В США были проведены успешные испытания ядерного устройства с плутонием реакторного качества (в котором содержание плутония-240 примерно в три раза выше, чем в плутонии оружейного качества), но при наличии достаточных запасов плутония оружейного качества Советскому Союзу и Соединенным Штатам нет необходимости включать в свои арсеналы подобные устройства (Cochran, et al., p.24)
6. В термоядерных устройствах вещество, в котором происходит ядерный синтез, выделено в физически отдельную компоненту (см. Приложение А).
7. Естественный нейтронный фон соответствует средней ежегодной дозе излучения, примерно равной 5 миллибэр (1 бэр равен 0,01 зиверта). Для сравнения следует отметить, что максимально допустимая годовая доза для населения равна 500 миллибэр. Разумно допустить, что реакторы должны быть защищены так, чтобы доза от их излучения в зонах с постоянным присутствием персонала удовлетворяла критерию 500 миллибэр, откуда следует, что поток нейтронов не может превышать естественного фона более чем в сто раз.
8. Нейтроны с энергией 14 МэВ могут быть получены из компактных источников, в которых используется реакция между ядрами дейтерия и трития ($D + T \rightarrow He^4 + n$), в которой образуется ядро гелия и нейтрон.
9. Число спонтанных делений примерно равно 100 000 в секунду, при каждом акте деления образуется в среднем 2,16 нейтрона, и каждый нейтрон в среднем вызывает 0,62 дополнительных вынужденных деления.
10. Нейтронный генератор А-711 производства фирмы Kaman Sciences Corporation в Colorado Springs, CO, в непрерывном режиме генерирует 10^{11} нейтронов

в секунду. В этом устройстве ускоряется пучок ядер дейтерия, которые сталкиваются с мишенью, насыщенной тритием, вызывая реакции синтеза ядер D и T, сопровождающиеся вылетом нейтронов с энергией 14 МэВ. Стоимость генератора составляет около 110 тысяч долларов.

11. Физической причиной появления корня четвертой степени в этом уравнении является то обстоятельство, что как поток нейтронов от источника, так и поток вторичных частиц уменьшаются с расстоянием r между источником и боеголовкой обратно пропорционально квадрату расстояния.
12. Транспортируемые электронные ускорители с энергией пучка в 2 МэВ, способные обеспечить уровень дозы в 200 рад/мин на расстоянии в 1 метр, производятся фирмой Varian Associates, Inc в Palo Alto, CA. Спектр тормозного излучения электронов имеет примерно постоянную мощность в единице энергии для генерации нейтронов могут быть использованы только фотоны из интервала энергий от 1.666 до 2.0 МэВ. Поток гамма-квантов от мишени ускорителя составляет 10^9 частиц/см²с на расстоянии в 1 метр. Приближенные оценки показывают, что при установке

бериллиевой мишени такой ускоритель способен обеспечить интенсивность источника нейтронов в 10^9 в секунду.

13. Максимальный выход (p,n)-реакции составляет около 10^8 нейтронов на стерадиан на микрокулон в прямом направлении. Это соответствует энергии протона в 2.3 МэВ, при этом энергия нейтрона равна 0.5% МэВ (см. Emilio Serge, *Nuclei and Particles* (Menlo Park, CA: Benjamin/Cummings, 1977), p.617). Если использовать более толстые мишени, то выход нейтронов можно увеличить в пять раз при том же самом протонном токе. Фирма Access Systems в Pleasanton, CA, выпускает небольшие линейные ускорители протонов с током пучка в 150 мкА при энергии в 2.3 МэВ, скважность составляет всего лишь 2%. Стоимость машины составляет около 600 тысяч долларов.
14. Нейтронный генератор модели А-801 производства фирмы Камап производит 10^8 нейтронов за импульс (длительность на половине амплитуды составляет 3.5 микросекунды). Частота повторения импульсов составляет 10 Гц при скважности непрерывной работы в 50%. Стоимость генератора примерно равна 35 тысячам долларов.