

3-507

23/11/71



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

954/2-71

P16 - 5525

М. Зельчинский

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ
ДОЗОВОГО ЭКВИВАЛЕНТА

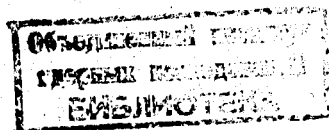
Дубна. 1971

P16 - 5525

М. Зельчинский

**ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ
ДОЗОВОГО ЭКВИВАЛЕНТА**

Авторский перевод лекции, прочитанной в Международной
летней школе по дозиметрии, Цавтат, Югославия
21-30 сентября 1970 года.



Определение дозового эквивалента является одной из основных задач дозиметрии в области защиты от излучений. Сложность этой задачи особенно сильно проявляется в случае смешанного излучения, т.е. излучения, преобладающего вблизи больших ядерных установок и в условиях космических полетов.

Введем определение некоторых основных понятий с целью однозначного толкования используемых ниже терминов.

Смешанным излучением будем называть всякое ионизирующее излучение, неоднородное по своему составу, и всякое излучение, имеющее широкий или неизвестный энергетический спектр.

Дозовый эквивалент (DE) определим как произведение дозы, поглощенной в ткани (D), на фактор качества излучения (QF) :

$$DE = D \cdot QF . \quad (1)$$

Дозовый эквивалент характеризует взаимодействие излучения с тканью и относится к определенному положению рассматриваемого органа, либо, с некоторым упрощением, к определенной глубине ткани h .

Фактор качества определяется посредством функции линейной передачи энергии частиц (ЛПЭ, L) в ткани $Q(L)$. Значения функции $Q(L)$ находятся в пределах, рекомендованных Международной комиссией по радиологической защите (МКРЗ)/1/ (рис. 1). Для излучения с постоянной ЛПЭ в ткани

$$QF = Q(L) . \quad (2)$$

Для широкого спектра ЛПЭ функция $Q(L)$ рассматривается как взвешивающий множитель и в общем случае

$$QF = \frac{\int_0^{\infty} D(L) Q(L) dL}{\int_0^{\infty} D(L) dL},$$

где $D(L)$ - распределение дозы по ЛПЭ в ткани.

Линейная передача энергии, фигурирующая в определении фактора качества (2), является потерей энергии частицы на единице ее пути, поглощаемой в ткани на расстоянии, не превышающем R от оси трека частицы:

$$L = \left(\frac{dE}{d\ell} \right)_R, \quad (3)$$

где $R = (0,01 + 1)$ мкм - параметр, характеризующий радиус взаимодействия радиационных новообразований в клетках ткани, обуславливающего различия в относительной биологической эффективности (ОБЭ) излучений. Для частиц с невысокой энергией ЛПЭ, ограниченная радиусом R , приблизительно равна полным энергетическим потерям, но в общем случае дистанционное ограничение должно приниматься во внимание.

Мерой радиационной вредности считается максимальный (по глубине в ткани) дозовый эквивалент DE_{max} .

Существует несколько принципов определения DE_{max} или распределения дозового эквивалента по глубине ткани $DE(h)$ в поле смешанного излучения.

Можно, например, экспериментально определить потоки Φ_i всех видов частиц и соответствующие энергетические спектры и, пользуясь табличными коэффициентами, рассчитать дозовый эквивалент на произвольной глубине в ткани:

$$DE(h) = \sum_i \int_0^{E_{max}} \Phi_i(E) \delta_i(E, h) dE. \quad (4)$$

Здесь i - вид излучения (γ , n , p , d , π , $e \dots$), $\Phi_i(E)dE$ - поток частиц типа i в диапазоне энергий от E до $E+dE$, E_{max} - максимальная энергия в спектре частиц, $\delta_i(E, h)$ - дозовый эквивалент, создаваемый на глубине h тканеэквивалентного фантома единичным потоком частиц типа i .

Выражение (4) является упрощенным, т.к. не учитывает углового и пространственного распределения падающих частиц. Однако и в таком виде использование формулы (4) связано с техническими трудностями, так как требует анализа состава спектра излучения.

Другой способ/2/ основан на измерении распределения дозы по ЛПЭ излучения в ткани $D(L, h)$:

$$DE(h) = \int_0^{\infty} D(L, h) Q(L) dL. \quad (5)$$

В данном случае, так же как и в предыдущем, излучение экспериментально анализируется с помощью соответствующих детекторов, а потом для определения дозового эквивалента производится интегрирование.

Так называемый принцип интегрального сигнала, или, коротко, интегральный принцип, указывает на возможность непосредственного измерения дозового эквивалента, без предварительного анализа излучения. Принцип основан на использовании тканеэквивалентных детекторов, чувствительность которых определенным образом зависит от ЛПЭ.

На рис. 2 представлена зависимость от ЛПЭ чувствительности некоторых детекторов излучения. По оси абсцисс отложена ЛПЭ, по оси ординат – отношение выходного сигнала детектора для излучения с рассматриваемым ЛПЭ к выходному сигналу для стандартного излучения с низким ЛПЭ при постоянной поглощенной дозе. Большинство представленных детекторов характеризуется спадом чувствительности с ростом ЛПЭ, причем зависимость от ЛПЭ наиболее сильно выражена при ЛПЭ = 5 + 100 кэв/мкм. Зависимость фактора качества от ЛПЭ также наиболее отчетливо выражена в области 5 + 100 кэв/мкм. Такое подобие дает возможность в ряде случаев выразить чувствительность детекторов как функцию фактора качества и использовать разность показаний этих детекторов для непосредственного измерения дозового эквивалента.

Рассмотрим пару детекторов, выходной сигнал которых φ , пропорционален поглощенной дозе:

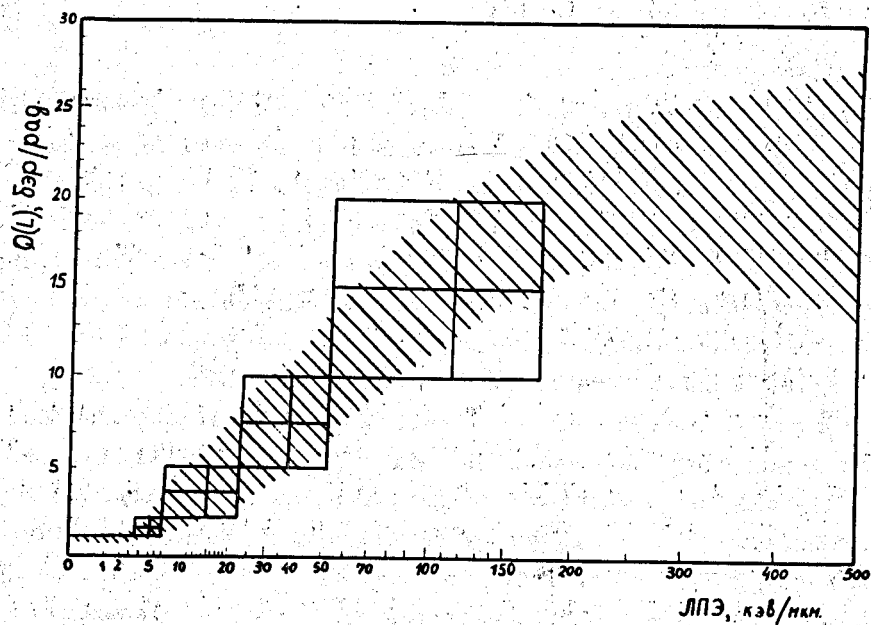


Рис. 1. Зависимость фактора качества от ЛПЭ. Заштрихована область значений фактора качества, не противоречащая рекомендациям МКРЗ.

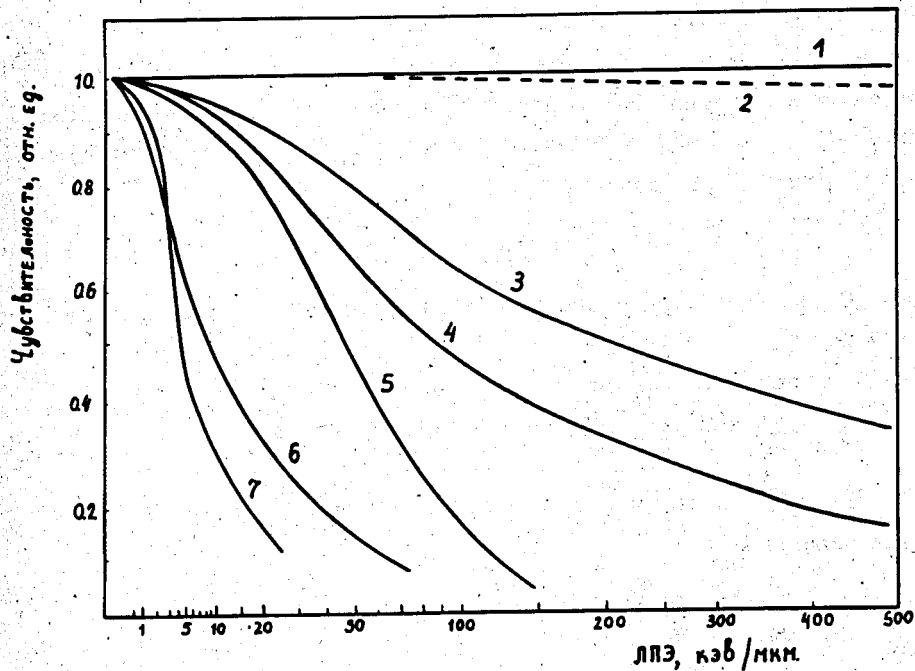


Рис. 2. Чувствительность различных детекторов как функция ЛПЭ. 1 - калориметр, 2 - насыщенная ионизационная камера, 3 - ферросульфатный дозиметр/5/, 4 - рекомбинационная камера/3/, 5 - ионизационная камера с жидким диэлектриком (7), 6 - органический сцинтиллятор (4), 7 - фото-дозиметр (6).

$$q_j = C_j D_j, \quad (6)$$

где j - порядковый номер детектора ($j=1,2$), D_j - доза, поглощенная в материале детектора, C_j - чувствительность детектора.

В общем случае чувствительность детектора не постоянна, а зависит от ЛПЭ:

$$C_j = C_j(L),$$

поэтому выражение (6) следует понимать как связь между выходным сигналом и поглощенной дозой для излучения с узким спектром ЛПЭ.

Если спектр ЛПЭ широкий, то

$$q_j = \int_0^{\infty} C_j(L) D_j(L) dL, \quad (7)$$

где $D_j(L)$ - распределение дозы, поглощенной в материале детектора по ЛПЭ.

Разностный сигнал двух детекторов представится как

$$q_1 - q_2 = \int_0^{\infty} [C_1(L) D_1(L) - C_2(L) D_2(L)] dL. \quad (8)$$

Потребуем, чтобы разностный сигнал был пропорционален дозовому эквиваленту:

$$q_1 - q_2 = B DE(h), \quad (9)$$

т.е.

$$\int_0^{\infty} [C_1(L) D_1(L) - C_2(L) D_2(L)] dL = B \int_0^{\infty} D(L, h) Q(L) dL, \quad (10)$$

где B - чувствительность дифференциального блока детекторов, $D(L, h)$ - распределение дозы по ЛПЭ в ткани человека на глубине h . Уравнение (10) справедливо при произвольном распределении $D(L)$, т.е. независимо от состава и спектра излучения, если:

1) Дозы, поглощенные в детекторах, пропорциональны дозе, поглощенной в ткани человека, во всем диапазоне ЛПЭ:

$$D_j(L) = kD(L, h). \quad (11)$$

2) Разность чувствительности детекторов пропорциональна фактору качества, то есть:

$$C_2(L) = A(L) - B_1 Q(L), \quad (12)$$

где B_1 - постоянные, $A(L)$ - произвольная функция ЛПЭ.

Первое требование выполняется при тканеэквивалентности детекторов и помещении их на одной и той же глубине фантома. В условии (11) подразумевается также, что радиус взаимодействия радиационных новообразований в рабочем материале детекторов соответствует радиусу R , рассматриваемому при определении фактора качества (3).

Для выполнения второго требования необходимо выбрать пару детекторов с соответствующей зависимостью чувствительности от ЛПЭ. Ряд широко применяемых детекторов приблизительно удовлетворяет этому требованию.

Выражения (9), (11), (12) являются математической формулировкой принципа интегрального сигнала. С некоторым упрощением этот принцип можно сформулировать следующими словами: если чувствительности двух тканеэквивалентных детекторов линейно зависят от фактора качества, то разность показаний этих детекторов пропорциональна дозовому эквиваленту, независимо от состава и спектра излучения.

Практический интерес представляет пара детекторов, один из которых имеет чувствительность C_1 , не зависящую от ЛПЭ. Примером такого детектора является тканеэквивалентная ионизационная камера, работающая в условиях тока насыщения. Заряд q_1 , собранный на электроде камеры, пропорционален дозе, поглощенной в тканеэквивалентном материале на глубине h_0 , приблизительно равной толщине стенок камеры:

$$q_1 = C_1 D(h_0). \quad (13)$$

Требуемая чувствительность второго детектора в данном случае представляется как

$$C_2(L) = C_1 - BQ(L) = C_1 [1 - \beta Q(L)], \quad (14)$$

где β - постоянная, характеризующая наклон характеристики детектора.

Представим теперь требуемую зависимость чувствительности от ЛПЭ в виде явной функции ЛПЭ. Зависимость фактора качества от ЛПЭ можно аппроксимировать^{8/} функцией

$$Q(L) = \frac{0,3 L}{1 + bL} \quad \text{для} \quad L \geq 3,5 \text{ кэВ/мкм}, \quad (15)$$

$$\text{где } b = (12 \pm 5) \cdot 10^{-3} \text{ мкм/кэВ}, \quad (16)$$

а границы неопределенности параметра b приблизительно соответствуют пределам неопределенности функции $Q(L)$, допускаемым МКРЗ.

Требуемая характеристика второго детектора, таким образом, может быть представлена в виде явной функции ЛПЭ:

$$C_2 = C_1 \frac{1 + (b - 0,3 \beta) L}{1 + bL} = C_1 \frac{1 + cL}{1 + bL}, \quad (17)$$

где c - произвольная постоянная.

Для многих детекторов чувствительность стремится к нулю при бесконечном увеличении ЛПЭ. Для этого класса детекторов $c = 0$ и

$$C_2 = C_1 (1 + bL)^{-1}, \quad (18)$$

причем допустимые значения параметра b определены выше (16).

Рассмотрим характеристики и блок-схемы некоторых приборов, использующих такие детекторы.

Органический сцинтиллятор используется в качестве детектора, чувствительного к ЛПЭ, в портативном люминесцентном бэрметре^{4/}. Согласно Бирксу^{10/}, удельная флюоресценция сцинтиллятора может быть представлена как

$$\frac{d_n}{d_x} = \frac{AL}{1 + kV'L}, \quad (19)$$

где A , k , V' - постоянные сцинтиллятора.

Отсюда световой выход на единицу дозы, поглощенной в сцинтилляторе:

$$\phi(L) = c (1 + kV'L)^{-1}, \quad (20)$$

где c - постоянная. Формула (20) в общих чертах соответствует требованию (18).

Блок-схема бэрметра, основанного на зависимости светового выхода сцинтиллятора от ЛПЭ, представлена на рис. 3. Атомный состав органического сцинтиллятора мало отличается от состава ткани, поэтому можно считать, что ток, снимаемый с динода фотоумножителя, так же, как и ток, снимаемый с электрода камеры, пропорционален мощности тканевой дозы. Отношение токов в достаточно широком диапазоне линейно связано с фактором качества (см. рис. 4), а дифференциальный ток приблизительно пропорционален эквиваленту мощности дозы. Калибровка прибора осуществляется с помощью источника γ -излучения. Требуемое отношение токов при этом устанавливается посредством изменения напряжения питания фотоумножителя.

Ионизационная камера, наполненная жидким диэлектриком, также может выполнять роль детектора с соответствующей характеристикой чувствительности. Эффективность собирания ионов в такой камере, согласно Яффе/11/, можно представить как

$$f(L) = (1 + mL)^{-1}, \quad (21)$$

где m - коэффициент, зависящий от типа жидкости и от напряженности электрического поля между электродами камеры. Экспериментально определенное отношение тока камеры с жидким диэлектриком к мощности дозы представлено на рис. 5/12/. Линейность этого отношения, как функции QF , удовлетворительна.

Сочленение жидкостной и газовой камеры (рис. 6) может быть использовано для фантомных измерений фактора качества и дозового эквивалента. Мощность поглощенной дозы (\dot{D}), фактор качества (QF) и эквивалент мощности дозы ($\dot{D}E$) определяются из простых соотношений между током газовой камеры (J_1) и током жидкостной камеры (J_2):

$$\dot{D} = c_1 J_1, \quad (22)$$

$$QF = M \left(1 - \frac{J_2}{J_1} \right), \quad (23)$$

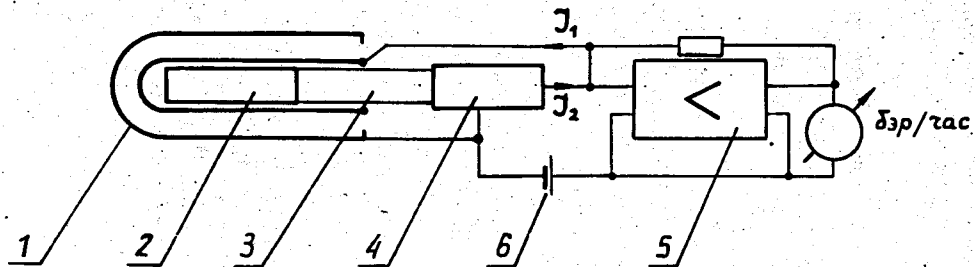


Рис. 3. Блок-схема люминесцентного бэрметра. 1 - тканеэквивалентная ионизационная камера; 2 - осцилятор; 3 - световод; 4 - фотоумножитель; 5 - источник питания.

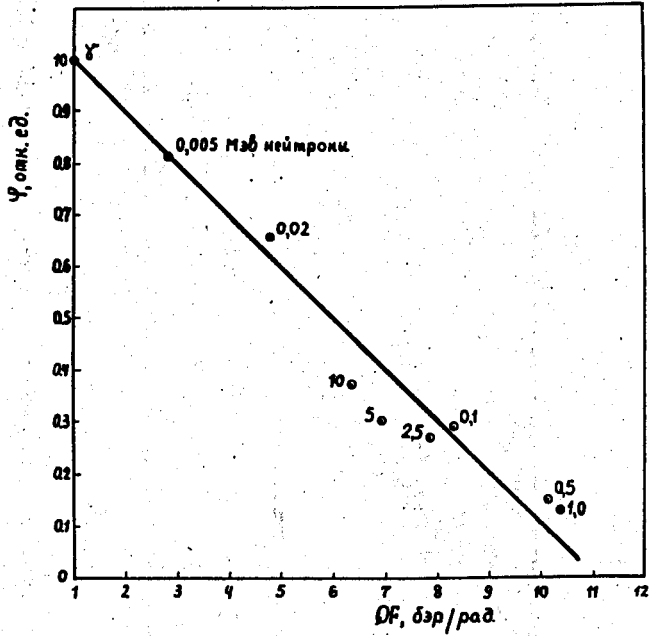


Рис. 4. Световой выход органического сцинтиллятора как функция фактора качества.

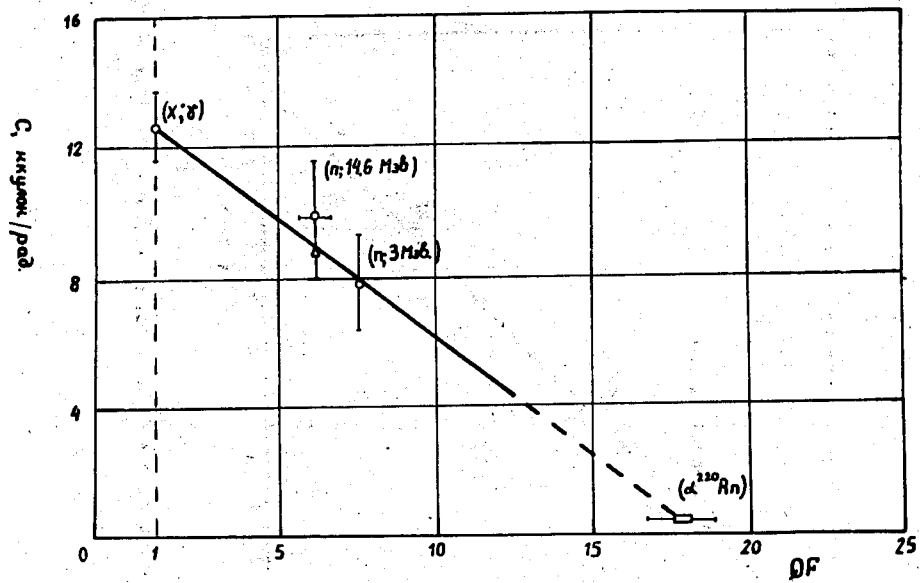


Рис. 5. Чувствительность ионизационной камеры с жидким диэлектриком.

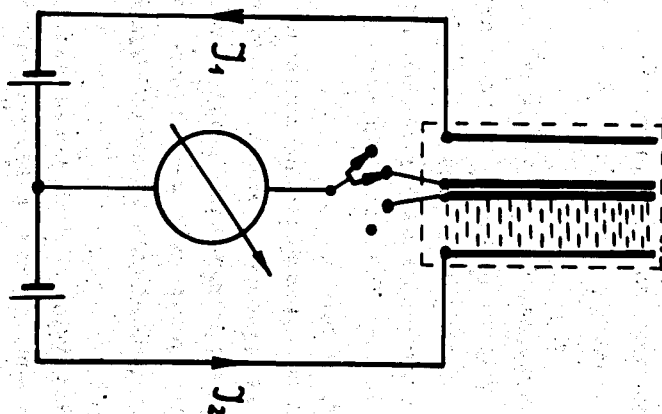


Рис. 6. Барметр с жидкостной камерой.

$$DE = MC_1(J_1 - J_2), \quad (24)$$

где M, C_1 - градуировочные постоянные.

Нормировка чувствительности камер, требуемая при дифференциальном режиме работы, осуществляется с помощью изменения давления тканезквивалентной смеси в газовой камере или с помощью изменения напряжения питания жидкостной камеры при облучении камер широким пучком жесткого гамма-излучения.

Предпринимались попытки использования термолюминесцентных детекторов, а также некоторых других твердых детекторов для измерения аварийной дозы с учётом эффективной ЛПЭ/13/. Однако применение методов интегрального сигнала в аварийной дозиметрии ограничено непостоянством зависимости биологической эффективности от ЛПЭ при высоком уровне поглощенной дозы.

Кратко обсужденные выше методы еще практически не вышли из стадии лабораторных исследований. Более детально рассмотрим наиболее распространенный метод группы интегральных, а именно - рекомбинационный. В этом методе используется зависимость от ЛПЭ параметров, связанных с начальной рекомбинацией ионов в газе тканезквивалентного детектора.

Заряженная частица, проходя через газ, оставляет вдоль своей траектории колонки или сгустки ионизированных молекул. Ионы испытывают хаотическое движение за счет диффузии, а также подвергаются действию сил электрического поля. При достаточном сближении разноименных ионов они рекомбинируют, т.е. наступает нейтрализация зарядов ионов. Процесс рекомбинации может происходить внутри колонны или группы ионов, созданных одной ионизирующей частицей. Этот тип рекомбинации называется начальной или колонной рекомбинацией. Колонная рекомбинация может преобладать над другими видами рекомбинации, особенно при высоких давлениях и не очень высокой мощности дозы излучения.

Эффективность собирания ионов в ионизационной камере в случае колонной рекомбинации может быть представлена выражением, согласующимся с теорией Яффе/11/ и Ли/14/:

$$f = \frac{q}{q_0} = \left[1 + \frac{F(U, P)}{W} L \right]^{-1}, \quad (24)$$

где q_0 - заряд ионов, образованных в камере за счёт излучения, q - заряд ионов, собранных на электродах, W - средняя энергия ионообразования, $F(U, P)$ - параметр, зависящий от напряженности поля в камере и от давления газа.

Если принять, что W - постоянна, то зависимость (24) эффективности собирания ионов от ЛПЭ аналогична требуемой зависимости (18). Коэффициент пропорциональности при L может быть подобран каким угодно благодаря возможности подключения любого напряжения к электродам камеры - поэтому линейность зависимости между эффективностью собирания ионов и фактором качества может быть легко обеспечена. Экспериментально определенная зависимость эффективности собирания ионов от фактора качества представлена на рис. 7. Эта зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией в широком интервале давлений газовых смесей, содержащих углеводороды, при напряженности электрического поля, выбранной так, что эффективность собирания ионов в колонках, сформированных за счёт гамма-излучения, находится в пределах 0,94-0,97.

Принятое выше допущение постоянства средней энергии ионообразования, то есть независимости этой энергии от вида и спектра излучения, выполняется с точностью в несколько процентов. Практически с такой же точностью выполняется постоянство отношения измеряемого заряда к дозе, поглощенной в камере. Доза, поглощенная в камере, соответствует дозе, поглощенной в ткани, если атомный состав электродов, стенок и газа камеры аналогичен атомному составу ткани. Широко используемые тканезквивалентные пластмассы слишком богаты углеродом и бедны кислородом по сравнению с атомным составом мягкой ткани. Однако ввиду подобия строения ядер углерода и кислорода поглощенные дозы в такой пластмассе почти не отличаются от доз, поглощенных в ткани. Для частиц высоких энергий различие не превышает нескольких процентов. То же самое можно сказать об излучении с энергией меньше 20 Мэв. Свыше 10-процентного превышения дозы, поглощенной в тканезквивалентной пластмассе, по сравнению с дозой, поглощенной в ткани, по-видимому, следует ожидать только для нейтронов с энергией порядка десятков Мэв.

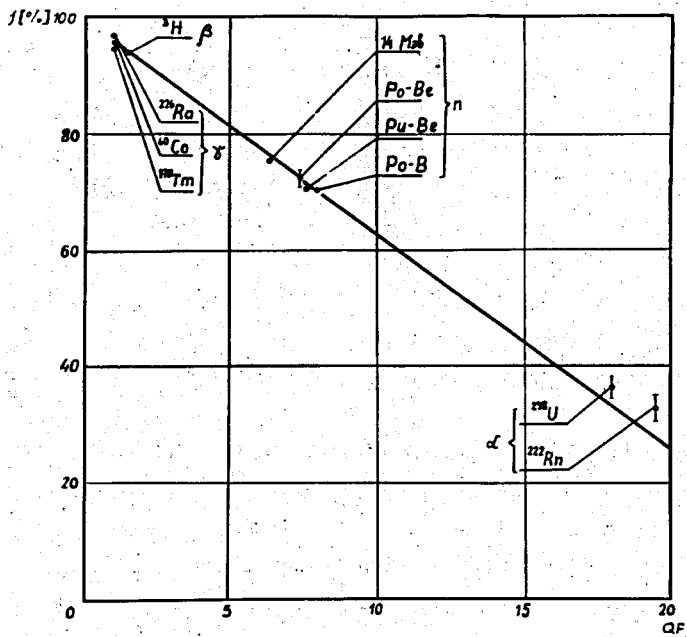


Рис. 7. Эффективность сбора ионов в рекомбинационной камере.

Как показал Салливэн^{16/}, радиус взаимодействия ионов в колонке составляет ~ 7 мкг/см², то есть охватывается пределами элементарного радиуса взаимодействия, принятыми в определении фактора качества.

Таким образом, рекомбинационный метод удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к методам интегрального сигнала.

Рекомбинационные детекторы применяются в стационарных, портативных и индивидуальных бэрметрах смешанного излучения и при исследованиях макро- и микродозиметрических параметров излучения в фантоме. Блок-схемы некоторых бэрметров представлены на рис. 8.

Примером самого простого рекомбинационного детектора является двухэлектродная ионизационная камера (рис. 8а) с повышенным давлением газа и достаточно равномерным электрическим полем. Между электродами камеры поочередно прикладывается напряжение U_1 , обеспечивающее насыщение и напряжение U_2 , обеспечивающее линейную зависимость между фактором качества и эффективностью собирания ионов. Ток насыщения $J(U_1)$ является мерой мощности дозы, отношение токов $J(U_2)/J(U_1)$ определяет фактор качества, а разность токов, $J(U_1) - J(U_2)$ является мерой эквивалента мощности дозы.

Многоэлектродные рекомбинационные камеры дают возможность одновременного измерения мощности дозы и фактора качества (рис. 8б) или (при дифференциальном подключении) эквивалента мощности дозы (рис. 8в, 8г).

Применяемые в настоящее время рекомбинационные бэрметры позволяют измерять эквивалент мощности дозы в диапазоне 1мбэр/час + 100бэр/час с ошибкой, не превышающей 20%. Ограничением нижнего предела обычно является нестабильность тока камеры из-за температурной зависимости электрической емкости камеры и нестабильности питающих напряжений. Ограничением верхнего предела является влияние объемной рекомбинации ионов. На рис. 9 представлена зависимость эффективности собирания ионов от мощности дозы при разных давлениях газа. Спад эффективности свидетельствует о наличии объемной рекомбинации. Мощность дозы, при которой влияние объемной рекомбинации становится существенным, сильно зависит от давления газа. Поэтому для расширения границы применимости рекомбинационного метода при высоких мощностях дозы нужно применять

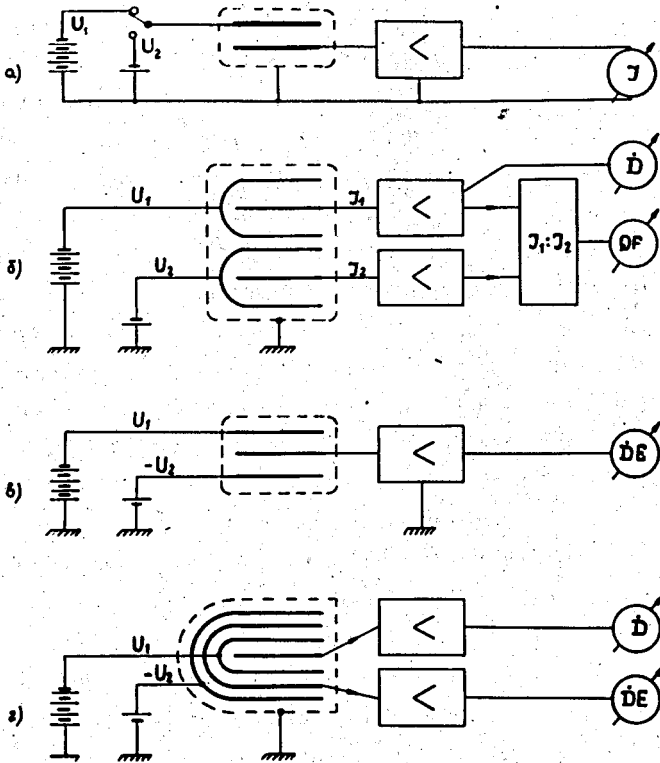


Рис. 8. Блок-схемы рекомбинационных дозиметров.

высокие давления газа. Тот же результат можно получить благодаря применению газа с высоким молекулярным весом и также благодаря уменьшению междуэлектродных расстояний.

Рекомбинационные бэрметры, как и все бэрметры, основанные на принципе интегрального сигнала, дают правильную оценку дозового эквивалента только в случае проведения измерений фантомным способом. В других случаях недооценивается влияние излучения, рассеянного человеческим телом. Фантомность измерений может быть обеспечена либо благодаря помещению детектора в фантоме, либо благодаря применению тканеэквивалентного детектора достаточно большой массы, в котором вклад вторичных частиц не намного отличается от вклада вторичных частиц в теле человека, либо благодаря проведению измерений с детектором, находящимся в непосредственной близости к телу оператора.

Индивидуальные рекомбинационные бэрметры носят при человеке. В их показаниях учитывается влияние излучения, рассеянного телом. Показания индивидуальных бэрметров пропорциональны дозовому эквиваленту в органах человека, находящихся на глубине h_0 , приблизительно равной толщине стенок бэрметра. Индивидуальные бэрметры представляют собой карандашевидные тканеэквивалентные ионизационные камеры, питаемые заряженными конденсаторами. Для обеспечения постоянства напряженности электрического поля в той части бэрметра, где происходит колонная рекомбинация, обычно используется подключение питающих емкостей с применением вспомогательного электрода (рис. 10).

Методы интегрального сигнала особенно пригодны там, где состав излучения сложен, спектр очень широк, неизвестен либо изменяется во времени. Такая ситуация имеет место при эксплуатации ускорителей высоких энергий, при запуске новых, неисследованных ядерных установок и в условиях космических полетов.

Л и т е р а т у р а

1. ICRP Publication 9. Pergamon Press, 1966.
2. H.H. Rossi, W. Rosenzweig. Radiobiology, 64, 404 (1965).
3. M. Zielczynski. INR P-1174, 1970.

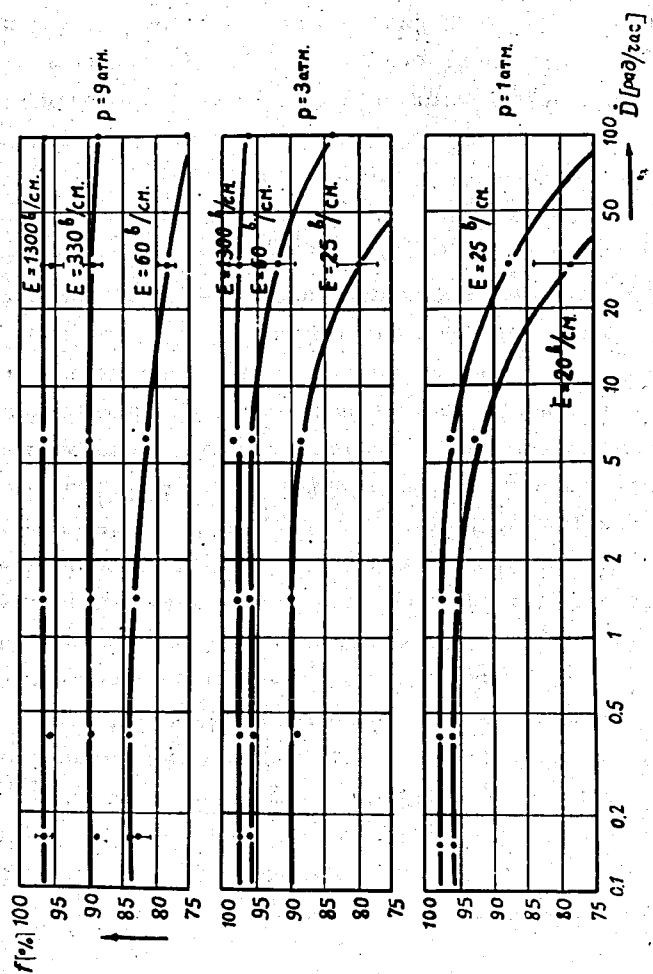


Рис. 9. Зависимость эффективности собирания ионов от мощности дозы гамма-излучения.

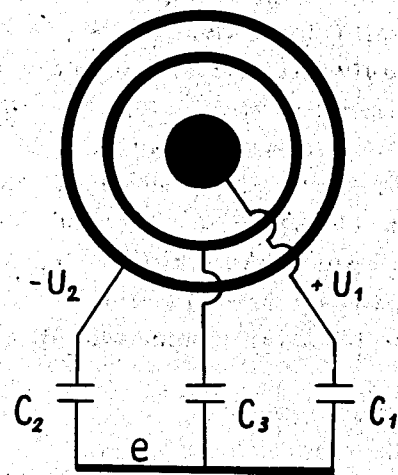


Рис. 10. Система питания индивидуального рекомбинационного барьера. C_1, C_2 - питающие емкости; C_3 - измерительная емкость; e - вспомогательный электрод.

4. S. Pszona. Ph. Dr. Thesis; INR, Swierk, 1970.
5. W. Minder. Progress in Radiobiology II, 1965, P. 1791. Excerpta Medica Found.
6. E. Tochillin et al. Rad. Res. 4, 467 (1956).
7. J. Terlecki: "Appl. of Ionizing Liquid Chambers in Tissue Dosimetry of Photon and Neutron Radiation", Gdansk, 1968.

8. М. Зельчинокий. Радиобиология, 5, 161 (1965).
9. S. Pszona. Health Physics, 16, 9 (1969).
10. J. B. Birks. Scintillation Counters. Pergamon Press, 1954.
11. G. Jaffe. Ann. der Physik, 342, 317 (1913).
12. J. Terlecki. Nukleonika 14, Nr 2, 165 (1969).
13. M. Zelczynski; R. Siwicki. Postępy Fizyki Medycznej Nr 2, 1970.
14. D. E. Lea. Proc. Camb. Phil. Soc. 30, 80 (1933).
15. H. H. Rossi, G. Failla. Nucleonics, 14, 32 (1956).
16. A. H. Sullivan. CERN 69-1 (1969).
17. M. Zielczynski. Neutron Dosimetry, II, 397, IAEA, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 декабря 1970 года.