

10;12

Диагностика трубчатого пучка релятивистских электронов по передаточной функции мишени-конвертера

© Н.Г. Мордасов

Федеральное государственное унитарное предприятие „Научно-исследовательский институт приборов“
140080 Лыткарино, Московская область, Россия
e-mail: risi@tsr.ru

(Поступило в Редакцию 27 февраля 2002 г.)

Разработаны методы измерения угловых, геометрических и энергетических характеристик трубчатого пучка релятивистских электронов с использованием передаточной функции мишени-конвертера. Установлен характер зависимости между параметрами анизотропии тормозного излучения за мишенью-конвертером и угловыми характеристиками электронов, геометрическими параметрами пучка электронов в плоскости мишени. Исследовано уравнение энергобаланса при взаимодействии пучка электронов с мишенью-конвертером. Определены передаточная функция мишени-конвертера и характер ее зависимости от энергии электронов. Исследованы временные и интегральные энергетические характеристики пучка электронов.

Введение

В работах по моделированию эффектов ядерного излучения и других прикладных научных исследованиях для получения высокоинтенсивного импульсного фотонного излучения широко используются ускорители с энергией электронов до 15 MeV [1,2]. Генерация фотонного излучения происходит в мишени-конвертере, состоящей из материала с атомным номером Z , посредством преобразования части энергии электронов в тормозное излучение. Характеристики тормозного излучения находятся в прямой связи с типом и толщиной мишени D , энергией E , током J и углом падения Θ электронов на мишень.

Несмотря на достаточно длительное и широкое использование пучков электронов ускорителей, до настоящего времени нет полной информации о взаимосвязи характеристик тормозного излучения и электронного пучка, которые позволили бы оптимизировать процесс конвертирования электронного пучка с целью получения полей тормозного излучения с заданными характеристиками. Согласно [3], нормированный на один электрон энергетический выход тормозного излучения I без учета самопоглощения для мишеней с атомным номером Z при полном поглощении в них нормально падающих электронов с энергией E имеет следующий вид:

$$I = ZE^2 / (ZE + 6.53 \cdot 10^3), \text{ MeV.} \quad (1)$$

Наличие сильной зависимости между энергетическим выходом тормозного излучения и энергией электронов стимулировало развитие методов измерения энергетических и токовых характеристик пучков электронов, основанных на измерении характеристик тормозного излучения. Так, в работе [4] предложена методика определения временных распределений энергии $E(t)$ и тока $J(t)$ электронов с помощью сборки комптоновских детекторов, обладающих существенно различными характери-

стиками энергетической зависимости чувствительности к фотонному излучению.

В работе [5] для этой цели использовался набор детекторов мощности дозы с различными фильтрами-насадками, при этом предполагалось, что угол падения электронов на мишень нормальный. Недостатком работ [4,5] является неадекватность условий при градуировке устройств и проведении измерений, а также узкий энергетический диапазон использования, обусловленный принципиальными ограничениями. В работе [6] с помощью диодной коллиматорной матрицы исследовалась по выходу тормозного излучения радиальная структура пучка электронов во времени. Более широко проведено исследование возможности измерения параметров сплошного цилиндрического пучка электронов по характеристикам вторичного излучения в работе [7]. Результаты исследований позволили определить алгоритм формирования передаточных функций мишени-конвертера для оценки энергии, тока и угла падения электронов в энергетическом диапазоне до 3 MeV. Для этого используется набор детекторов мощности дозы фотонного излучения с идентичными характеристиками энергетической зависимости чувствительности (не менее 4 штук), размещаемых на фиксированных расстояниях от мишени под различными углами к оси транспортировки пучка электронов ($G = 0-180^\circ$), а также средства измерения тока пучка электронов.

Разработанные методы измерений являются косвенными, при этом предполагается, что средства измерений параметров тормозного излучения дают заведомо верную информацию. В определенных условиях такой подход, по-видимому, оправдан.

До настоящего времени в научно-технической литературе нет информации о возможности использования аналогичных методов для измерения характеристик сильноточных трубчатых пучков релятивистских электронов. Данная работа в определенной степени заполняет этот пробел, предлагая на рассмотрение некоторые экспери-

ментальные подходы для определения геометрических, угловых и энергетических характеристик трубчатых пучков электронов в плоскости мишени-конвертера.

Объект исследования и методика эксперимента

Задача повышения интенсивности выхода тормозного излучения в лабораторных условиях была в определенной степени решена с использованием линейных импульсных ускорителей с трубчатым пучком электронов типа ЛИУ [8]. Трубчатые пучки электронов ускоряются и транспортируются в вакууме в аксиально-симметричных электрических и магнитных полях. Подобные условия способны обеспечить транспортировку предельного тока J_{lim} определяемого зависимостью

$$J_{\text{lim}} = J_0(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} [1 + 2 \ln(l/r)], \quad (2)$$

где: $J_0 = 17 \text{ kA}$ — ток Альфвена; γ — относительная энергия электронов; l, r — толщина и эффективный радиус сечения трубчатого пучка электронов соответственно.

Последовательность расположения индукторов ускорителя, выполненных на радиальных линиях, обеспечивает широкий диапазон наращивания энергии электронов, при этом разброс энергии электронов $\Delta\gamma$ в сечении пучка зависит от тока пучка J и удовлетворяет соотношению

$$\Delta\gamma/\gamma = 0.5lJ/rJ_{\text{lim}}. \quad (3)$$

Максимальная энергия электронов ускорителя ЛИУ-10 составляет 12 MeV, ток пучка $\leq 40 \text{ kA}$, при этом диаметр катода составляет 8–12 см, а длительность импульса $\leq 3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$.

При транспортировке высокоинтенсивных трубчатых пучков электронов вдоль ускоряющей трубки в аксиально-симметричном магнитном поле вектор скорости частицы составляет некоторый угол с вектором индукции магнитного поля, который зависит от самогласованной структуры собственных электромагнитных полей пучка и внешних полей. Сложное движение электрона в таких полях представляется посредством составляющих скорости точки в соответствующей системе координат, а также движения в виде вращения около этой движущейся точки — ведущего центра. Траектория ведущего центра электрона представляет собой спираль с радиусом, определяемым азимутальной скоростью ведущего центра, зависящего от величины собственного электрического (радиальная составляющая) и результирующего магнитного (аксиальная составляющая) полей, а траектория отдельного электрона — спираль с ларморовским радиусом, навитая на траекторию ведущего центра.

Такое представление движения частицы не является строгим, но наиболее наглядно отражает характер ее влияния на формирование поля тормозного излучения

за мишенью-конвертером. Относительно оси транспортировки пучка электроны будут характеризоваться аксиальной V_{\parallel} , азимутальной V_a и радиальной V_r составляющими скорости, определяющими угол падения частицы Θ в следующем виде:

$$\Theta = \arctg \left\{ \sqrt{(V_a^2 + V_r^2)/V_{\parallel}^2} \right\} = \arctg \sqrt{(\text{tg}^2 \beta + \text{tg}^2 \varphi)}. \quad (4)$$

При воспроизводимости аксиально-симметричного магнитного и ускоряющего электрического полей угол падения электронов зависит в основном от их энергии и при ширине энергетического диапазона в несколько мегаэлектрон-вольт будет мало изменяться в пределах длительности излучения, т.е. при этих условиях пучок электронов за импульс излучения можно характеризовать эффективным углом падения Q .

Суть способа определения угловых и геометрических характеристик трубчатого пучка релятивистских электронов на входе в мишень-конвертер вытекает из того, что энергетическое и угловое распределения тормозного излучения, выходящего из поглотителя с атомным номером Z , зависит от его толщины D , энергии электронов E и их эффективного угла падения Q . Основной особенностью углового распределения тормозного излучения, образующегося при отклонении релятивистского электрона в поле ядра или связанного электрона, является преимущественная генерация фотонов в направлении движения первичного электрона, главным образом в конусе, половина угла которого обратно пропорциональна относительной энергии электрона γ [2]. На характер углового распределения тормозного излучения мишеней-конвертеров, сравнимых по толщине с пробегом первичных электронов и превышающих его, оказывают влияние многократное рассеяние и энергетические потери электронов. Аналитическое выражение, описывающее угловое распределение тормозного излучения для таких поглотителей, не получено. Руководствуясь качественными соображениями можно полагать, что с увеличением толщины мишени ширина углового распределения будет расти, а направление максимального выхода тормозного излучения в случае, когда $Q \neq 0$, может и не совпадать с ним. Величина различия Y между углами Q и максимального выхода тормозного излучения увеличивается с ростом Z, D, Q и уменьшается с ростом E . Для конкретных условий и геометрии измерений величина Y может быть определена в независимых экспериментах на моноэнергетических пучках электронов. Составляющие эффективного угла выхода тормозного излучения из мишени-конвертера при трубчатом пучке электронов, аналогичные (4), определяются по координатам последовательности максимумов в распределении дозы тормозного излучения в j плоскостях ($j \geq 3$), сформированных на различных расстояниях от мишени, нормально оси транспортировки пучка электронов [9] (например, с помощью детекторов дозы фотонного излучения).

Последовательности распределений максимумов дозы тормозного излучения в координатных плоскостях за импульс представляются относительно оси транспортировки пучка электронов нормальными сечениями однополостного гиперboloида (при $Q \neq 0$). По геометрическим параметрам этих сечений определяют параметры a, c, h уравнения однополостного гиперboloида (в канонической форме), прямолинейные образующие которого коллинеарны с направлением максимального выхода тормозного излучения. Таким образом, составляющие эффективного угла падения электронов (4) за импульс излучения выражаются через параметры a, c, h в каноническом уравнении однополостного гиперboloида в следующем виде:

$$\beta = \arctg(a/c) + Y_\beta, \quad (5)$$

$$\varphi = \arctg\left\{ ah/c \sqrt{(c^2 + h^2)} \right\} + Y_\varphi. \quad (6)$$

Предложенная методика позволяет определить и эффективный радиус r сечения трубчатого пучка электронов за импульс излучения в плоскости мишени.

$$r = (a/c) \sqrt{(c^2 + h^2)}. \quad (7)$$

Для определения энергетических характеристик электронов в пучке рассмотрим уравнение энергетического баланса при взаимодействии пучка с мишенью-конвертером из однородного материала с толщиной, удовлетворяющей условию полного поглощения для первичных электронов. В рассматриваемом энергетическом диапазоне электронов в импульсе излучения энергия пучка W частично поглощается в мишени-конвертере W_n , уносится тормозным W_t , обратно рассеянным электронным W_Q , δ -электронным W_δ и фотонейтронным W_f излучениями, т. е.

$$W - W_n - W_Q - W_\delta - W_t - W_f = 0. \quad (8)$$

Энергию пучка электронов в импульсе излучения W можно выразить через временные характеристики тока пучка $J(t)$ и энергии электронов $E(t)$ в следующем виде:

$$W = e^{-1} \int_0^\tau J(t)E(t) dt, \quad (9)$$

где e — заряд электрона.

Согласно [7,10,11], энергию электронов $E(t)$, падающих на мишень-конвертер в момент времени t в пределах длительности импульса электронного излучения τ , можно представить через динамическую характеристику передаточной функции мишени-конвертера $[U(t) = P(t)/J(t)]$ в следующем виде:

$$E(t) = b^{-1} [P(t)/J(t)]^{-n(t)} \Big|_{Q=\text{const}}, \quad (10)$$

где $P(t)$ — временная характеристика мощности дозы тормозного излучения в локальной точке поля;

$$n(t) = \alpha_0 + \beta_0 [P(t)/J(t)] + \gamma_0 [P(t)/J(t)]^2 + \dots; \quad (11)$$

$b, \alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ — коэффициенты, зависящие от условий и геометрии измерений.

Параметры $W_n, J(t), P(t), Q$ определяются экспериментально в импульсе излучения, а составляющие W_f, W_t, W_Q, W_δ (8) могут быть выражены в виде аналитической зависимости от W (9) с учетом соотношения (10).

Рассмотрим условия, выделяющие формирующие составляющие уравнения (8) при однослойной мишени-конвертере. Благодаря небольшой массе, электроны интенсивно рассеиваются в веществе, поэтому вероятность их отражения от мишени сравнительно высока, особенно при $Q \neq 0$. По аналогии с (9) составляющая уравнения (8), отражающая энергетические потери пучка в импульсе излучения посредством обратного рассеяния электронов W_Q , может быть определена в следующем виде:

$$W_Q = e^{-1} \int_0^\tau R(Q, E, Z) J(t) E_c(t) dt, \quad (12)$$

где $R(Q, E, Z)$ — полный коэффициент обратного рассеяния электронов; $E_c(t)$ — средняя энергия обратно рассеянных электронов.

Полный коэффициент обратного рассеяния (отражения) электронов R зависит в основном от их энергии E , эффективного угла падения Q на мишень-конвертер, атомного номера вещества мишени Z и может быть представлен, согласно [12], в аналитической форме

$$R = V + \{1 - V\} \{1 - (1 + \sigma)^{-0.5}\} \times [(1 - 1.73 \cos Q)/(1 + 1.73) \times \{\cos Q(1 - \sigma)/(1 + \sigma)\}^{-0.5}] \exp(-1/\sigma), \quad (13)$$

где V — табулированная функция угла рассеяния электрона [12], $\sigma \approx (Z + 1)/E$ — число событий рассеяния электрона на углы порядка единицы.

Средняя энергия E_c обратно рассеянных электронов, согласно [12], оценивается по соотношению

$$E_c \approx 0.6E [1 - E(1 - \sin Q)/(Z + 1)]. \quad (14)$$

Составляющая W_t уравнения (8), представляющая энергию пучка электронов, уносимую из мишени-конвертера тормозным излучением, определяется по радиационному выходу посредством введения коэффициента эффективности тормозного излучения мишени-конвертера [2], зависящего от атомного номера материала мишени и энергии электронов, а также оценки самопоглощения тормозного излучения в теле мишени, т. е.

$$W_t = e^{-1} KZ \int_0^\tau W(t)E(t) \times \exp[-\mu\{E(t)\}(D - d\{E(t)\})/\cos Q] dt, \quad (15)$$

где K — коэффициент, MeV^{-1} ; $\mu\{E(t)\}$ — массовый коэффициент поглощения фотонов в теле мишени-конвертера, усредненный по их энергетическому спектру; $D, d\{E(t)\}$ — толщина мишени и слоя мишени до эффективного рождения фотонов [2] соответственно.

Составляющая уравнения (8) W_δ , представляющая энергию, уносимую из мишени-конвертера δ -электронами, оценивается согласно [13], при этом учитывается, что спектральное распределение тормозного излучения, исключая характеристическое, практически не зависит от Z вещества мишени, а относительное спектральное распределение тормозного излучения практически не зависит от энергии электронов. Таким образом, величина W_δ зависит только от функции сечения тормозного излучения и для вещества мишени ($Z \leq 74$) не будет превышать 0.2% от величины W (9).

Анализ энергетического выхода фотонейтронов, проведенный согласно [2], показывает, что величина W_f (8) не превышает 0.1% от энергии пучка электронов W для абсолютного большинства веществ, т.е. величины W_δ и W_f могут учитываться в виде поправки в уравнении (8). Как следует из вышеизложенного, в рассматриваемом энергетическом диапазоне электронов для уравнения (8) существенны составляющие W , W_n , W_t и W_Q , при этом W_t и W_Q аналитически выражаются через составляющие параметра W (9), а величина W_n определяется экспериментально. Погрешности определения составляющих W_t и W_Q , а также экспериментально измеряемых параметров $P(t)$, $J(t)$, Q , W_n могут оказывать существенное влияние на решение. Составляющие W_Q , W_t и W_n по отношению к W зависят от атомного номера вещества мишени-конвертера. Чем меньше Z , тем меньше соотношение W_Q/W и W_t/W , тем больше W_n/W , т.е. выбором Z мишени можно минимизировать влияние составляющих W_Q и W_t в уравнении энергобаланса (8). Для определения коэффициентов b , α_0 , β_0 , γ_0 (10), (11) используется метод [14], основанный на измерении параметров $P(t)$, $J(t)$, Q , W_n при неизменной геометрии и условиях, в серии импульсов излучения исследуемого ускорителя d ($d \geq 4$), существенно отличающихся друг от друга максимальной энергией электронов, и решения полученной на этой основе системы нелинейных интегральных уравнений типа (8).

Экспериментальная часть

Изложенные методики были использованы для исследования угловых и энергетических характеристик электронов в трубчатом пучке на выходе линейного импульсного ускорителя типа ЛИН-10 с целью оптимизации его режима работы для получения высокоинтенсивного равномерного поля тормозного излучения. Мишень-конвертер была выполнена из железа ($Z = 26$, $D = 7.2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$), а мощность дозы тормозного излучения измерялась с помощью сцинтилляционного детектора типа СД2-01 (сцинтиллятор из пластмассы П-15), расположенного на расстоянии 1 м за мишенью на оси транспортировки пучка электронов. Измерение тока пучка электронов осуществлялось с помощью секционированного пояса Роговского. Каналы регистрации тока и мощности дозы были синхронизированы и имели

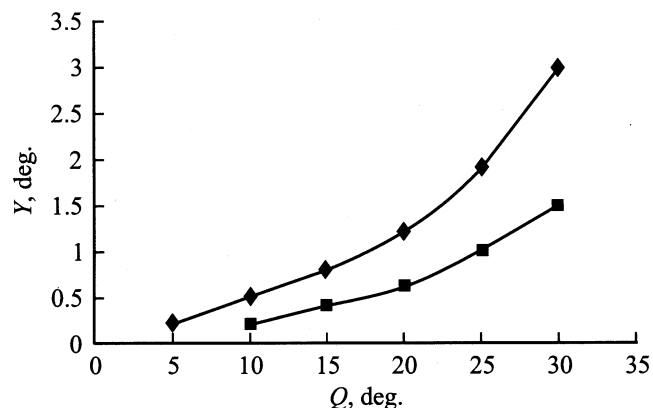


Рис. 1. Характер зависимости $Y(Q)$ в заданных условиях транспортировки пучка электронов. E , MeV: —■— — 4, —◆— — 12.

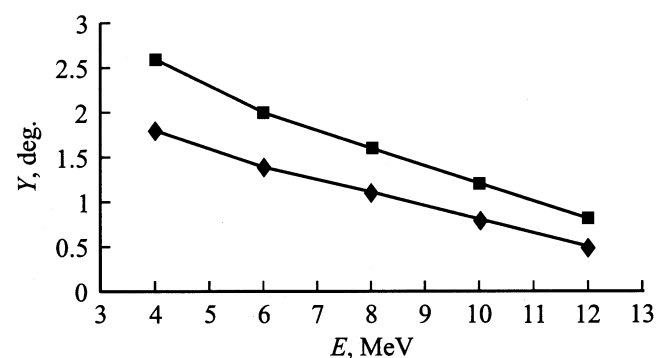


Рис. 2. Характер зависимости $Y(E)$ в заданных условиях транспортировки пучка электронов. Q , deg: —■— — 15, —◆— — 30.

одинаковое временное разрешение. Поглощенная в мишени энергия пучка W_n определялась с помощью медного терморезистора, нанесенного равноупорядочно на поверхность мишени-конвертера с одинаковым погонным сопротивлением [14]. Для определения координат максимумов дозных распределений использовались термоллюминесцентные детекторы на основе стекол ИС-7 с последующей программной обработкой результатов измерений. В независимых экспериментах на сплошных цилиндрических пучках моноэнергетических электронов в аналогичной геометрии с помощью термоллюминесцентных детекторов был определен параметр Y в зависимости от энергии и угла падения электронов в заданных пределах их изменения (рис. 1 и 2).

При индукции внешнего аксиально-симметричного магнитного поля в канале ускорителя $B = 0.4 \text{ Т}$ и изменении максимальной энергии электронов от 8 до 12 MeV эффективный угол падения электронов изменялся от 16° ($\beta = 14^\circ$, $\varphi = -8^\circ$) до 13° ($\beta = 11^\circ$, $\varphi = -7^\circ$). Отрицательное значение величины φ свидетельствует о радиальной расходимости пучка электронов в области мишени-конвертера, а его величина $\varphi \neq 0$ характеризует

степень отклонения пучка электронов от цилиндрической формы.

Как следует из эксперимента, величина индукции внешнего аксиально-симметричного магнитного поля $B = 0.4\text{ Т}$, удерживающая от расплывания пучок электронов в ускорительной трубке ($\varphi = 0$), при проявляющихся краевых и скин-эффектах в примышенной области существенно уменьшается, что и вызывает изменение угловых характеристик электронов. При возрастании внешнего магнитного поля в районе мишени до 0.55 Т составляющая эффективного угла падения электронов $\varphi \approx 0$, а составляющая β возрастает до 18° (для режима с $E = 12\text{ МэВ}$).

Посредством машинной обработки результатов измерений $P(t)$ и $J(t)$ в импульсе излучения ускорителя определяется динамическая характеристика передаточной функции мишени-конвертера $U(t)$ для заданных условий и геометрии измерений. По результатам экспериментов с учетом погрешности измерений параметров P, J, Q, W_n решение системы уравнений на основе (8) при количестве уравнений в системе $d \geq m$ (m — число неизвестных $b, \alpha_0, \beta_0, \gamma_0, \dots$) для заданных условий и геометрии измерений получено в следующем виде:

$$b = 0.047, \quad \alpha_0 = 7.23 \cdot 10^{-2},$$

$$\beta_0 = 0.91 \cdot 10^{-2}, \quad \gamma_0 = -2 \cdot 10^{-4}.$$

Полученные результаты решения позволяют определить характер зависимости передаточной функции мишени-конвертера ($U = P/J$) от энергии электронов $U(E)$ в исследуемом диапазоне, который представлен на рис. 3. При известной зависимости $U(E)$ и динамической характеристике передаточной функции $U(t)$ в импульсе излучения возможно определение зависимостей $E(t), W(t)$, а также энергетического спектра электронов $F(E)$ в плоскости мишени. Характер зависимостей $E(t)$ и $F(E)$ для двух предельных режимов работы ускорителя по энергии представлен на рис. 4, 5 соответственно. Неадекватность по длительности фронта нарастания энергии электронов при использовании различного числа индукторов ускорителя (рис. 4), наличие

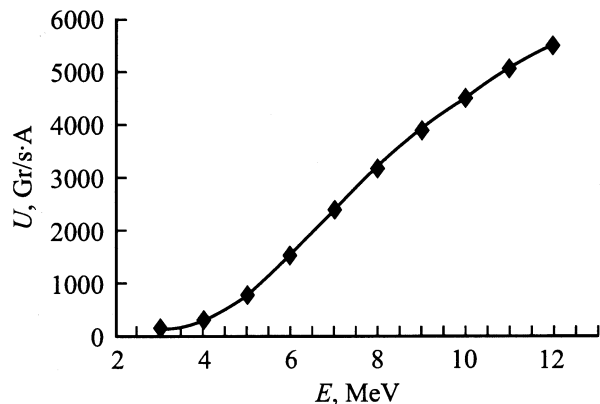


Рис. 3. Вид зависимости передаточной функции мишени-конвертера $U(E)$ при заданной геометрии измерений.

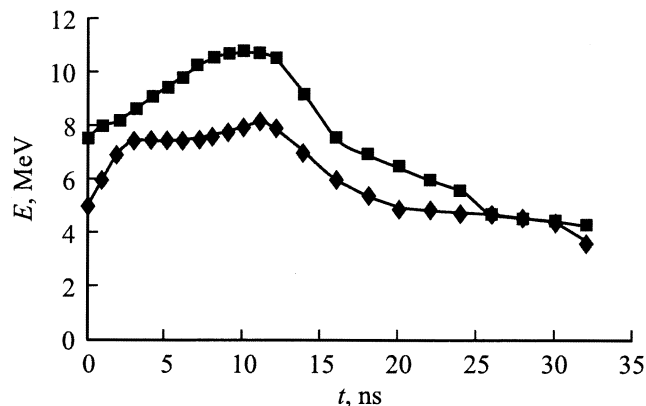


Рис. 4. Характер распределения энергии электронов в импульсе излучения ускорителя. —■— при промежуточном режиме ускорения по энергии, —◆— при оптимальном режиме ускорения по энергии электронов.

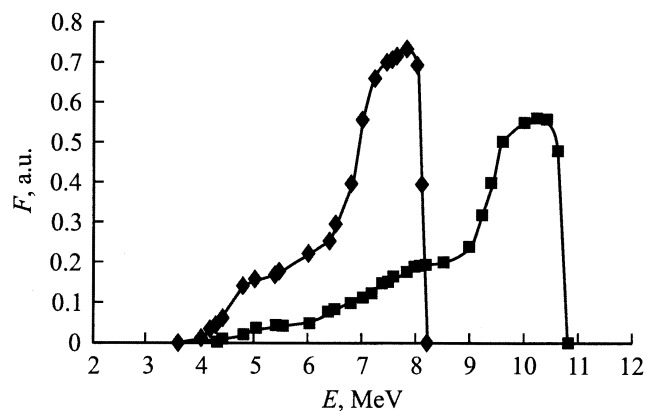


Рис. 5. Энергетические спектры электронов в импульсе излучения. Режимы ускорения по энергии те же, что и на рис. 4.

„хвоста“ в низкоэнергетической области интегральных спектров электронов (рис. 5) позволяют оценить степень рассинхронизации ускоряющих полей индукторов, участвующих в ускорительном процессе.

Заключение

Проведенные исследования позволили установить характер связи между параметрами поля тормозного излучения и трубчатого пучка электронов, падающего на мишень-конвертер толщиной, удовлетворяющей условию полного поглощения для первичных электронов.

Показано, что при формировании поля тормозного излучения от трубчатого пучка электронов, транспортируемого в аксиально-симметричном магнитном поле, составляющие эффективного угла падения релятивистских электронов на мишень-конвертер могут быть определены по геометрическим параметрам максимумов в распределении дозы тормозного излучения в несколь-

ких плоскостях облучения. Исследовано влияние угла падения и энергии электронов на характер этой связи. Определена передаточная функция мишени-конвертера как отношение мощности дозы тормозного излучения в выбранной точке поля на оси транспортировки пучка электронов к току пучка. Решение системы уравнений типа (8) при заданных условиях является по существу градуировкой измерительной системы с первичными преобразователями тока, мощности дозы тормозного излучения и мишени-конвертера в выбранной геометрии, определяющей характер зависимости передаточной функции мишени-конвертера от энергии электронов $U(E)$ в пучке. Градуировка проводится абсолютным методом с использованием канала измерения энерговыделения в мишени-конвертере W_n , применение которого в последующих измерениях не является обязательным.

На основе разработанных методик проведено исследование геометрических, угловых и энергетических характеристик трубчатого пучка электронов, транспортируемого до мишени-конвертера в аксиально-симметричном магнитном поле. Полученные временные характеристики энергии и тока электронов позволяют анализировать процессы ускорения, оптимизировать синхронизацию индукторов ускоряющего поля вкупе с определяемыми угловыми и геометрическими характеристиками пучка электронов в плоскости мишени-конвертера. Получаемая информация достаточна для определения энергетического спектра тормозного излучения за любой интервал времени (в пределах длительности импульса) численными методами и позволяет определить способы воздействия на трубчатый пучок электронов с целью формирования поля тормозного излучения с заданными характеристиками (доза, мощность дозы, равномерность облучения, размерность изодозных плоскостей и т.п.).

Список литературы

- [1] Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 410 с.
- [2] Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979. 200 с.
- [3] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 208 с.
- [4] Уолкер, Стивенс. // Приборы для научных исследований. 1974. Т. 45. № 2. С. 16–25.
- [5] Иванов М.И., Казаков В.М., Козлов О.В. и др. // Атомная энергия. 1978. Т. 45. Вып. 4. С. 280.
- [6] Маричев С.В., Сажин В.Д. // Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях. М.: РТИ АН СССР, 1984. С. 12–23.
- [7] Завада Н.И., Комаров П.П., Цукерман В.А. и др. // Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов / Под ред. Н.Г. Макеева. ВНИИЭФ, 1996. С. 56–95.
- [8] Павловский А.И., Босамыкин В.С. и др. // ДАН СССР. 1980. Т. 250. № 5. С. 1117–1123.
- [9] Мордасов Н.Г., Муратов Н.И. А.С. № 1276101. G01T1/29. 1985.
- [10] Мордасов Н.Г., Муратов Н.И. А.С. № 1410679. G01T1/36. H01T39/34. 1981.
- [11] Мордасов Н.Г. // Радиационная стойкость электронных систем — стойкость 2001. М.: Паимс. 2001. 258 с.
- [12] Рязанов М.И., Тилинин И.С. Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985. 151 с.
- [13] Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 168 с.
- [14] Мордасов Н.Г. А.С. № 1737994, G01T1/36. 1992.