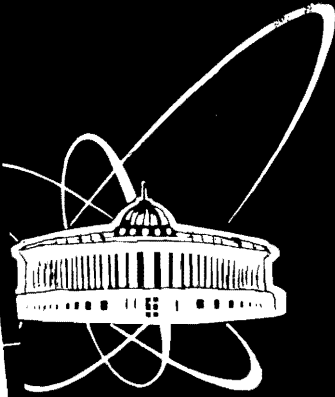


СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



JINR-99-331

P9-99-331

Ruskov R. Ruskov D Petkov G V Dolbilov
Т.Русков*, Р.Русков*, Д.Петков*, Г.В.Долбилов,
С.В.Коннова
S.V Konnova

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОЙ НАГРУЗКИ
ОТ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ,
СОПУТСТВУЮЩЕГО ЭЛЕКТРОННОМУ ПУЧКУ
В ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ



Институт ядерных исследований и ядерной энергии, София
Institute of Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia
Sofiya, Inst. Nud. Res.

1999

1. Вводные замечания

В настоящее время электронно-лучевые технологии находят самое разнообразное применение. Так, например, с помощью электронного пучка обрабатывается поверхность различных органических материалов (дерево, пластмасса и др.), в результате чего поверхность этих материалов становится более твердой. Электронно-лучевые технологии используются для разложения вредных химических соединений, содержащихся в воздухе при сгорании мусора в инсинераторах, для очистки воздуха в автомобильных тоннелях от азотных окислов и углеводов. В последнее время радиационные технологии применяются для очистки дымовых газов тепловых станций от серных и азотных окислов, превращая их в сельскохозяйственные удобрения.

Самым существенным и самым дорогим элементом электронно-лучевой технологии является электронный ускоритель. Поэтому прогресс в этой технологии в большой степени зависит от создания эффективных и сравнительно дешевых ускорителей.

Такие ускорители должны удовлетворять следующим требованиям:

- высокая надежность в течение длительного времени работы (суммарная надежность не менее 93%);
- высокая эффективность передачи энергии электронному пучку;
- минимальные потери энергии электронов в выводных окнах ускорителя;
- дистанционность и простота управления, полная автоматизация работы ускорителя;
- недопустимость аварийных ситуаций при ошибочных действиях обслуживающего персонала;
- возможность быстрой замены ключевых узлов установки;
- низкие радиационный и электромагнитный фоны вблизи ускорителя, низкая стоимость.

Недавно в Лаборатории физики частиц ОИЯИ совместно с ИЯИЯЭ и Техническим университетом в Софии был разработан прототип электронного ускорителя для радиационных технологий с энергией 200 кэВ и мощностью 30 кВт (рис. 1) [1].

Это импульсный ускоритель трансформаторного типа, представляющий собой вакуумный диод, на катод которого подается высоковольтное напряжение с частотой 18 кГц (резонансная частота высоковольтного трансформатора).

Резонансный трансформатор расположен в катодной ножке вакуумного диода. Корпус сделан из специального стеклопластика, материал которого обладает высокой механической прочностью и электроизоляционной стойкостью.

Используется мозаичный катод холодной эмиссии и многооконная анодная система. Электронный пучок с каждой таблетки мозаичного катода проходит через соответствующее окно (титановая фольга толщиной 12 мкм и диаметром 40 мкм).

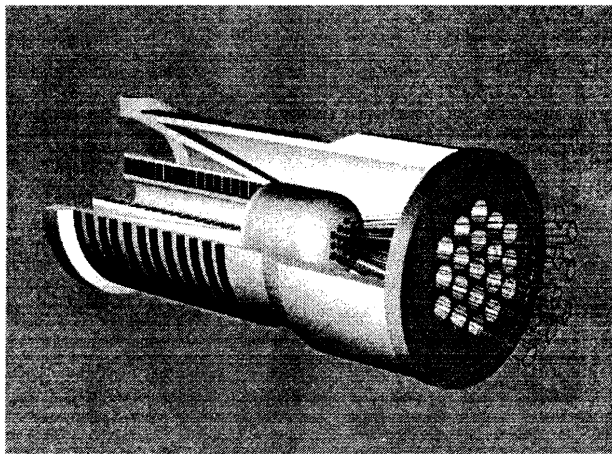


Рис. 1

Экспериментальные результаты, полученные на этом прототипе, дают нам основание сделать на этом принципе ускоритель с энергией 700 кэВ и мощностью 300 кВт.

Проходя через тонкую фольгу, электроны с энергиями 200 или 700 кэВ в основном теряют энергию за счет ионизационных потерь, но некоторая часть энергетических потерь идет за счет тормозного излучения. Цель настоящей работы – сделать расчеты пространственного распределения энергии тормозного излучения для этого типа ускорителей при прохождении электронов через фольгу и оценить радиационную нагрузку, которая получается в корпусе ускорителя. Как уже отмечалось выше, материал, из которого изготовлен корпус ускорителя, содержит органические составляющие, а их свойства могут претерпеть необратимые изменения в результате радиационного облучения. Подобное исследование обуславливается, с одной стороны, большими мощностями электронных пучков и, с другой – большим планируемым сроком эксплуатации промышленной электронно-лучевой установки (порядка 20-30 лет).

2. Основные механизмы энергетических потерь электронного пучка при взаимодействии его с анодным окном ускорителя

Чтобы продвинуться в поставленной задаче, обсудим вкратце различные механизмы взаимодействия электронов с энергией 200 или 700 кэВ с тонкой титановой фольгой анодного окна. При прохождении через фольгу электроны испытывают в основном следующие взаимодействия [2].

- Неупругие столкновения с атомами титана, при которых переданная энергия в несколько десятков электронвольт достаточна для ионизации атомов титана. Эта энергия намного меньше энергии налетающего электрона. После столкновения траектория налетающего электрона почти не меняется по сравнению с первоначально заданной. Выбитые электроны либо остаются в фольге, либо выходят наружу.
- Резерфордовское рассеяние (упругое) в поле ядра. Проходящий электрон может сильно изменить первоначальное направление своего движения и выйти из пучка. Электроны, рассеянные назад, не могут попасть на корпус ускорителя, так как они будут возвращены электрическим полем на анод ускорителя (фланец с окнами).
- Взаимодействие налетающего электрона с кулоновским полем ядра с испусканием тормозного γ -кванта (тормозное излучение). Именно этот механизм приводит к радиационному облучению как различных деталей корпуса ускорителя при излучении γ -квантов назад, так и рабочего пространства перед ускорителем.

Используя экстраполяцию экспериментальных данных [3], можно заключить, что при энергиях электронов в 200 – 700 кэВ и для титановой фольги толщиной $d = 12$ мкм общие энергетические потери малы (1 - 4%). В свою очередь, учитывая, что $Z_{Ti} = 22$, основная доля потерь (около 97 - 98%) приходится на неупругие столкновения (ионизационные потери) [4], тогда как на тормозное излучение остается 2 - 3% от общих энергетических потерь.

Таким образом, первые два механизма приводят в основном к тепловому нагреву анодной системы ускорителя, тогда как тормозное излучение распространяется во всем пространстве, окружающем ускоритель.

Важной характеристикой при тормозном излучении является радиационная длина, определяемая как расстояние, на котором энергия электрона уменьшается в e раз ($e = 2,718...$) только за счет радиационных потерь. Согласно [4], для ультрарелятивистских энергий электронов она дается приближенной формулой:

$$t_0 = \frac{137}{4NZ^2r_0^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}} \quad (1)$$

Здесь $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, N – число атомов титана в см³. При плотности титана $\sim 4,5$ г/см³ имеем $t_0 = 3,76$ см. Для электронов с энергией 200 – 700 кэВ возникает поправочный множитель, который увеличивает t_0 в 4 – 2 раза соответственно.

Можно ли считать используемую в установке титановую фольгу тонкой мишенью, т.е. использовать приближение однократного взаимодействия налетающих электронов с атомами мишени? В литературе (см., например, [5]) принято считать, что тонкой является мишень толщиной $d_0 \leq 0,001$, $t_0 \cong 380$ мкм. Отсюда видно, что выбранная толщина фольги (12 мкм) полностью удовлетворяет этому требованию.

3. Оценка пространственного распределения тормозного излучения и радиационной нагрузки материалов в прототипах 200 – 700 кэВ

Учитывая приведенные выше физические соображения, проведем оценку радиационного поля, создаваемого тормозным излучением в ускорителе. Мы будем иметь в виду уже работающий прототип с энергией электронов $E_0 = 200$ кэВ и мощностью $P = 30$ кВт [6], а также строящийся прототип с энергией $E_0 = 700$ кэВ и мощностью $P = 300$ кВт.

Мы считаем рассеяние электронов по отношению к процессу тормозного излучения однократным. Поскольку суммарные энергетические потери малы, будем пренебрегать изменением энергии налетающих электронов.

Для оценочных вычислений мы сделали также ряд упрощений, связанных с геометрией установки. В реальном многопучковом варианте многокатодная система обеспечивает до 19 пучков с суммарным током $I = 0,15$ А ($U = 200$ кэВ и $P = 30$ кВт).

Каждый пучок падает на свой анодный экран круговой формы диаметром 40 мм. Упрощенный вариант расчета предполагает, что каждое из окон рассматривается как точечный источник тормозных γ -квантов и, более того, в первом приближении будем считать, что все окна расположены в центре анодного фланца, т.е. на оси симметрии установки (рис. 2).

Радиационная нагрузка на корпус ускорителя, выделенная в единицу времени в 1 см³, может быть найдена, если вычислить дифференциальный энергетический поток в энергетическом интервале $(\kappa, \kappa+d\kappa)$ (суммарная энергия тормозных γ -квантов, падающих на 1 см² за 1 с) в заданной точке корпуса как функцию точки на поверхности корпуса. Далее, учитывая полное или частичное

поглощение падающих γ -квантов в материале корпуса ускорителя, можно вычислить искомую радиационную нагрузку.

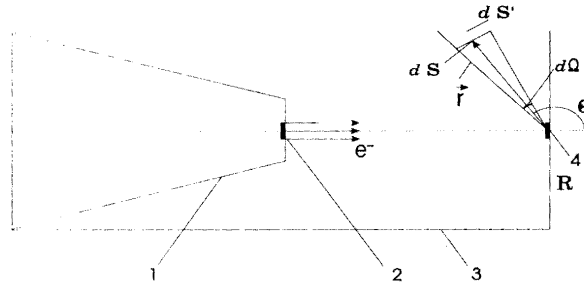


Рис. 2. 1) высоковольтный трансформатор;
2) катод холодной эмиссии;
3) корпус; 4) анодное окно

Дифференциальный энергетический поток через площадку ds , перпендикулярную радиусу-вектору \vec{r} , дается формулой

$$dE j(k, \theta, \varphi) = \frac{1}{r^2} \frac{d^2 \sigma(k, \theta, \varphi)}{d\Omega dk} N_{sc} N_e k dk \quad (2)$$

Здесь N_{sc} – число рассеивающих центров (атомы титана) на 1 см^2 фольги, N_e – общее число падающих электронов за 1 с , $d^2 \sigma / d\Omega dk$ – дважды дифференциальное сечение тормозного излучения, отнесенное к телесному углу $d\Omega$ и энергетическому интервалу dk ; θ, φ – углы рассеяния в сферической системе координат с центром в месте рассеяния.

Для центрально-симметричной геометрии энергетический поток через площадку ds' (рис. 2) внутренней цилиндрической поверхности корпуса ускорителя можно выразить как

$$dE' j(k, \theta, \varphi) = \frac{\sin^3 \theta}{R^2} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dk} N_{sc} N_e k dk \quad (3)$$

где R – радиус анодного фланца.

Для оценки радиационной нагрузки можно также принять, что падающее на корпус ускорителя тормозное γ -излучение полностью поглощается в стенке корпуса. Тогда имеет смысл ввести интегральный энергетический поток. Используя формулу (3), для него получаем

$$E_j^{\text{int}}(\theta, \varphi) = N_{sc} N_e \frac{\sin^3 \theta}{R^2} \int_0^{k^{\text{max}}} k dk \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dk}, \quad (4)$$

где k^{max} – максимально возможная энергия тормозного γ -кванта.

Что касается самого дифференциального сечения, то точные формулы известны для образования тормозного γ -кванта в кулоновском поле ядра (см. [7]), но они очень громоздки, так что важно выбрать разумные приближения.

Во-первых, энергию налетающих электронов нельзя считать нерелятивистской при $E_k = 200$ кэВ и тем более для $E_k = 700$ кэВ, но, с другой стороны, эти энергии также далеки и от ультрарелятивистского случая. Существенное упрощение формул достигается в случае борновского приближения. Условие для его применения: $\frac{2\pi Z}{137\beta} \ll 1$, где β – релятивистский

фактор для электрона. В нашем случае это выражение порядка единицы. Однако, как показали конкретные вычисления на примере золота ($Z_{Au} = 79$) для близких значений энергий [4], отклонение от экспериментальных данных не превышает 20 - 50%.

Другой возможный источник поправок связан с эффектом экранирования заряда ядра электронной оболочкой. Эффект становится существенным для больших Z . Однако, как отмечалось в [4], для проинтегрированного по энергиям сечения, происходит взаимная компенсация различных поправок и точность выбранного нами приближения улучшается.

Итак, учитывая все сказанное, мы будем использовать для оценок борновское приближение, незранированный случай [4].

$$d\sigma_{k,\theta,\phi} = \frac{Z^2 r_0^2}{8\pi 137} \frac{dk}{k} \frac{p}{p_0} d\Omega_k \left\{ \frac{8 \sin^2 \theta_0 (2E_0^2 + 1)}{p_0^2 \Delta_0^4} - \frac{2(5E_0^2 + 2EE_0 + 3)}{p_0^2 \Delta_0^2} - \frac{2(p_0^2 - k^2)}{Q^2 \Delta_0^2} + \frac{4E}{p_0^2 \Delta_0} + \frac{L}{pp_0} \left[\frac{4E_0 \sin^2 \theta_0 (3k - p_0^2 E)}{p_0^2 \Delta_0^4} + \frac{4E_0^2 (E_0^2 + E^2)}{p_0^2 \Delta_0^2} + \frac{2 - 2(7E_0^2 - 3EE_0 + E^2)}{p_0^2 \Delta_0^2} + \frac{2k(E_0^2 + EE_0 - 1)}{p_0^2 \Delta_0} \right] - \left(\frac{4\epsilon}{p\Delta_0} \right) + \left(\frac{\epsilon^Q}{pQ} \right) \left[\frac{4}{\Delta_0^2} - \frac{6k}{\Delta_0} - \frac{2k(p_0^2 - k^2)}{Q^2 \Delta_0} \right] \right\}, \quad (5)$$

$$\text{где } L = \ln \left[\frac{EE_0 - 1 + pp_0}{EE_0 - 1 - pp_0} \right]; \quad \Delta_0 = E_0 - p_0 \cos \theta; \quad \epsilon = \ln \left[\frac{E + p}{E - p} \right];$$

$$\epsilon^Q = \ln \left[\frac{Q + p}{Q - p} \right]; \quad Q^2 = p_0^2 + k^2 - 2p_0 k \cos \theta.$$

Здесь $E_0, p_0 (E, p)$ – энергия и импульс налетающего (рассеянного) электрона в единицах $m_0c^2 = 0,511$ МэВ; остальные величины были определены выше в тексте.

Учтем теперь конкретные значения параметров, входящих в задачу. Для работающего прототипа с ускоряющим напряжением $U = 200$ кВ и мощностью $P = 30$ кВт, $N_e \cong 10^{18}$ электрона/с и $k^{max} = 200$ кэВ. Для прототипа с $U = 700$ кВ, $P = 300$ кВт, $N_e \cong 3 \cdot 10^{18}$ электрона/с и $k^{max} = 700$ кэВ.

Для титановой фольги с характерной толщиной $d = 12$ мкм имеем $N_{sc} = 0,679 \cdot 10^{20}$ ат/см². В табл.1 приведен интегральный энергетический поток в корпусе ускорителя при различных углах рассеяния θ .

Нами были проделаны и вычисления в реальной геометрии, когда анодные окна расположены равномерно на анодном фланце, а не в его центре, как предполагалось в первом приближении. Как и ожидалось, это не привело к сколько-нибудь существенным изменениям проделанных оценок.

Действительно, непрерывная (аксиальная) симметрия по полярному углу φ заменилась на дискретную симметрию анодных окон внутри анодного фланца. Это привело к периодическим колебаниям энергетического потока $E_j(\theta, \varphi)$ в зависимости от полярного угла φ (с амплитудой порядка 1 - 4%) вокруг некоторых средних значений (своих для каждого угла θ), близких к приведенным в табл. 1.

Таблица 1

θ	$U=200$ кВ, $R=20$ см, $E_j^{int}, \text{ МэВ/с см}^2$	Мощность дозы, рад/с	$U=700$ кВ, $R=60$ см, $E_j^{int}, \text{ МэВ/с см}^2$	Мощность дозы, рад/с
100°	$4,57 \cdot 10^9$	18,28	$0,883 \cdot 10^9$	3,53
110°	$3,12 \cdot 10^9$	12,77	$0,585 \cdot 10^9$	2,34
120°	$2,07 \cdot 10^9$	8,28	$0,364 \cdot 10^9$	1,46

В предположении, что все излучение поглощается в корпус ускорителя, можно оценить среднюю мощность дозы облучения. Очевидно, это будет оценкой “сверху” для этой величины. Например, для $\theta = 110^\circ$ и энергии электронов 200 кэВ получаем мощность дозы 12,77 рад/с (см. табл. 1) при толщине стенки корпуса $\Delta R \cong 2$ см и плотности композиционно-полимерного материала (КПМ) $\rho^{KPM} \approx 2$ г/см³.

На самом деле, конечно, не все тормозное γ -излучение поглощается. Например, для γ -излучения с энергией порядка $\bar{E}_\gamma \approx 150$ кэВ полное сечение равняется $0,135$ см²/г [2]. Тогда экспоненциальный фактор затухания при прохождении толщины $\Delta R = 2$ см будет $\approx 0,58$. При энергиях порядка $\bar{E}_\gamma \approx 500 + 700$ кэВ полное сечение равняется $0,079$ см²/г и соответствующий фактор затухания будет $\approx 0,73$.

Характерная поглощенная доза за 10 лет для ускорителя 200 кэВ, 30 кВт будет порядка $(4+5) \cdot 10^9$ рад. Для выяснения возможности работы ускорителя на длительный срок (порядка 10 – 30 лет) необходимо провести испытания КПМ при дозах облучения до $10^9 + 10^{10}$ рад и выяснить возможные изменения механических и электрических свойств материала.

Литература

- [1] G. V. Dolbilov, G. I. Dolbilova, A. A. Fateev, I. N. Ivanov, N. I. Lebedev, A. V. Mazhulin, V. A. Petrov, I. M. Hohlov, T. Ruskov, P. Goranov, High repetition pulsed accelerator for EB-technology. Proceedings of the IAEA symposium on Radiation technology for conservation of the environment, Zakopane, (1997), IAEA-TECDOC-1023, p.453.
- [2] Альфа, бета и гамма- спектроскопия, вып.1, под ред. К.Зигбана, М., 1969.
- [3] A.G. Chmielewski, Z.Zimek, P.Panta, W.Drabik, Radiation Physics and Chemistry, v. 45, № 6, 1995, p.1029.
- [4] H.W. Koch, J.W.Motz, Reviews of Modern Physics, v.31, № 4, 1959, p.920.
- [5] В. Е. Жучко, Ю. М. Ципенюк, Атомная энергия, т. 39, вып. 1, 07.1975.
- [6] G. V. Dolbilov, G. I. Dolbilova, A. A. Fateev, I. N. Ivanov, N. I. Lebedev, A. V. Mazhulin, V. A. Petrov, I. M. Hohlov, T. Ruskov, P. Goranov, "Multi-beam pulsed accelerator for electron beam processing system", Proceedings, EPAC-98, 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 22-26 June, 1998.
- [7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, т.IV, Релятивистская квантовая теория, ч.1, М., 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 декабря 1999 года.

Русков Т. и др.

P9-99-331

Оценка радиационной нагрузки от тормозного излучения, сопутствующего электронному пучку в электронно-лучевых технологиях

В работе проведена численная оценка радиационной нагрузки в корпусе ускорителя от тормозного излучения, сопутствующего электронному пучку, на примере прототипа многопучкового ускорителя с энергией электронов 200 кэВ и $P = 30$ кВт. Также проведена оценка и для прототипа с энергией 700 кэВ и $P = 300$ кВт. Показано, что характерная поглощенная доза за 10 лет работы ускорителя будет порядка $(4 + 5) \cdot 10^9$ рад. Для выяснения возможности работы ускорителя на длительный срок (10 – 30 лет) необходимо провести испытания композиционно-полимерного материала корпуса ускорителя при дозах облучения до $10^9 + 10^{10}$ рад и выяснить возможные изменения механических и электрических свойств материала.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Перевод авторов

Ruskov T. et al.

P9-99-331

Estimation of the Radiation Dose from the Bremsstrahlung Due to the Electron Beam in the Electron-Beam Technologies

In this work we have estimated the radiation dose in the accelerator corpus from the bremsstrahlung due to the electron beam on the example of the prototype multi-beam accelerator with electron energy 200 keV and $P = 30$ kW. An estimation of the radiation dose is also performed for the prototype accelerator with energy 700 keV and $P = 300$ kW. It is shown that the characteristic radiation dose for 10 years is about $(4 + 5) \cdot 10^9$ rad. Thus, it is desirable to test the composite polymer material of the accelerator corpus for radiation doses of about $10^9 + 10^{10}$ rad and to see whether the mechanical and electrical properties of the material change under such conditions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1999