

АНАЛИЗ ПРОБЛЕМ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ИСПЫТАТЕЛЬНОГО СТЕНДА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ ИЗДЕЛИЙ НА СТОЙКОСТЬ К ВОЗДЕЙСТВИЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*А. В. Бутенко^а, Е. М. Сыресин^а, С. И. Тютюнников^а, В. Ф. Батяев^б,
Т. В. Кулевой^б, К. В. Павлов^б, В. И. Рогов^б, А. Ю. Титаренко^б,
Ю. Е. Титаренко^{б, 1}, А. В. Берлянд^в, В. А. Берлянд^в,
Н. М. Соболевский^г, Д. В. Бобровский^д, А. И. Чумаков^д,
В. О. Сабуров^е, А. Н. Соловьев^е, М. П. Пешич^ж*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва

^в Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических
и радиотехнических измерений, Менделеево, Россия

^г Институт ядерных исследований РАН, Москва

^д АО «ЭНПО СПЭЛС», Москва

^е Медицинский радиологический научный центр им. А. Ф. Цыба —
филиал Научного медицинского исследовательского центра радиологии
Министерства здравоохранения РФ, Обнинск, Россия

^ж Институт ядерных наук «Винча», Белградский университет, Белград

Обсуждаются вопросы метрологической аттестации пучков высокоэнергетических тяжелых заряженных частиц и протонов, которые будут использоваться при проведении исследований и испытаний на радиационную стойкость перспективных изделий полупроводниковой микро- и наноэлектроники, твердотельной СВЧ-электроники и микромеханических систем. Одно из основных требований, предъявляемых к таким пучкам, — обеспечение требуемого диапазона значений линейных потерь энергии (ЛПЭ). Рассмотрены два метода изменения ЛПЭ, один из которых основан на использовании ионов различных типов (^{16}O , ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{56}Fe , ^{84}Kr , ^{136}Xe , ^{209}Bi), а второй — на использовании иона одного типа (^{197}Au), но с разными энергиями. Рассмотрены преимущества как первого, так и второго метода, выполнен анализ проблем, возникающих при использовании второго метода.

The article discusses the issues of metrological certification of high-energy heavy charged particles (HCPs) and protons, which will be used in studies and tests for radiation resistance of promising products of semiconductor micro- and nanoelectronics, solid-state microwave electronics and micromechanical

¹E-mail: yury.titarenko@itep.ru

systems. One of the main requirements for such beams is to ensure the required range of linear energy transfer (LET). Two methods for changing the LET are considered, one of which is based on the use of ions of various types (^{16}O , ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{56}Fe , ^{84}Kr , ^{136}Xe , ^{209}Bi), and the second on the use of an ion of the same type (^{197}Au), but with different energies. The advantages of using both the first and second methods are considered, the analysis of problems that arise when using the second method is performed.

PACS: 24.10.-i

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в ОИЯИ в рамках проекта NICA создается специальный испытательный стенд, предназначенный для проведения прикладных исследований на пучках длиннопробежных ионов, ускоренных на синхротроне «Нуклотрон», на которых можно будет практически полностью имитировать естественное излучение тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) космического пространства [1].

Разрабатываемый стенд облучения длиннопробежными ионами технический (СОДИТ) предназначен для проведения исследований и испытаний перспективных изделий полупроводниковой микро- и наноэлектроники, твердотельной СВЧ-электроники и микроме-

Таблица 1. Параметры ионных пучков испытательных установок и требования к их точности

| Параметр | EIA/JESD57 | ESA/SCC BS | РД 319.03.58 |
|--|---|-----------------------------------|---|
| Кинетическая энергия частиц, МэВ | Нет | Нет | — |
| Плотность потока частиц, $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ | 10^2-10^5 | 10^2-10^5 | — |
| Поток частиц, см^{-2} | Не менее 10^6-10^7 или до наблюдения 100 событий | Не менее 10^7 | Не менее 10^6 |
| Погрешность измерения потока частиц | Не более $\pm 10\%$ | Не более $\pm 10\%$ | — |
| Неравномерность поля излучения | Не более $\pm 10\%$ | Не более $\pm 10\%$ | — |
| Пробег ионов в Si | Намного больше эффективной глубины собирания заряда | Не менее 30 мкм | Не менее 15 мкм на поверхности чувствительной области |
| Требуемый диапазон значений ЛПЭ, МэВ · $\text{см}^2/\text{мг}$ (может достигаться в том числе за счет облучения при различных углах падения ионов) | До 120 | Определяется программой испытаний | 1–100 |
| Количество экспериментальных точек при разных значениях ЛПЭ | Не менее 5 при 70–80, 50, 25, 10, 0 % от значений сечения насыщения | Не менее 5 | 4–6 |

ханических систем на радиационную стойкость при воздействии высокоэнергетических ТЗЧ и протонов. В ходе проведения экспериментальных работ на стенде необходимо обеспечить с требуемой точностью следующие параметры выведенных тяжелоионных пучков: поток и плотность потока ионов, неравномерность поля излучения, диапазон значений линейных потерь энергии (ЛПЭ), величину пробега ионов в кремнии (Si). Требования к точности определения значений этих параметров представлены в табл. 1 [2–5].

Рассмотрим более подробно возможности обеспечения точности определения этих параметров.

1. МЕТОДИКА ОБЛУЧЕНИЯ

В соответствии с табл. 1 диапазон значений ЛПЭ в чувствительных микрообъемах изделий электронной компонентной базы (ЭКБ) должен быть от 1 до 80 МэВ·см²/мг. Изменение этого диапазона ЛПЭ может быть достигнуто двумя способами.

В первом случае диапазон значений ЛПЭ достигается использованием ионов разных типов [6–9]. Так, в работах [6, 7] приводится набор ионов, позволяющий проводить радиационные испытания в диапазоне ЛПЭ в кремнии от 4,5 до 100 МэВ·см²/мг (табл. 2). Для определенных видов одиночных радиационных эффектов (одиночные и функциональные сбои, тиристорные эффекты, «иголки») допускается использовать эффективное значение ЛПЭ, получаемое при облучении электронных изделий под углом [8].

Недостатком такого метода при отсутствии режима коктейля ионов является большая длительность времени, связанная с настройкой ускорителя для разных типов ионов. При наличии режима коктейля переход на другой ион занимает несколько минут [8]. Второе серьезное ограничение из-за необходимости работать вблизи пика Брэгга обусловлено небольшими пробегами, которые лежат в диапазоне 30–300 мкм, что приводит к необходимости предварительной декапсуляции корпусов электронных изделий. К сожалению, не все современные изделия ЭКБ допускают подобную операцию.

Во втором случае диапазон значений ЛПЭ достигается использованием одного типа иона, но с разными энергиями. Расчеты по программе SRIM, результаты которых приведены на рис. 1, показывают, что диапазон значений ЛПЭ от 15 до 90 МэВ·см²/мг может быть обеспечен монохроматическим пучком ионов ¹⁹⁷Au с энергиями от 7,5 до

Таблица 2. Энергии и ЛПЭ ионов для проведения радиационных испытаний [6]

| Тип иона | Энергия, МэВ/нуклон | ЛПЭ, МэВ·см ² /мг | Плотность потока ионов, см ⁻² ·с ⁻¹ |
|-------------------|---------------------|------------------------------|---|
| ¹⁶ O | 3,5 ± 0,2 | 4,5 | 1–10 ⁵ |
| ²² Ne | 3,0 ± 0,1 | 7 | |
| ⁴⁰ Ar | 3,1 ± 0,2 | 16 | |
| ⁵⁶ Fe | 3,8 ± 0,1 | 28 | |
| ⁸⁴ Kr | 2,9 ± 0,1 | 41 | |
| ¹³⁶ Xe | 2,2 ± 0,1 | 67 | |
| ²⁰⁹ Bi | 2,3 ± 0,1 | 95 | |
| | (3,9 ± 0,1) | (100) | |

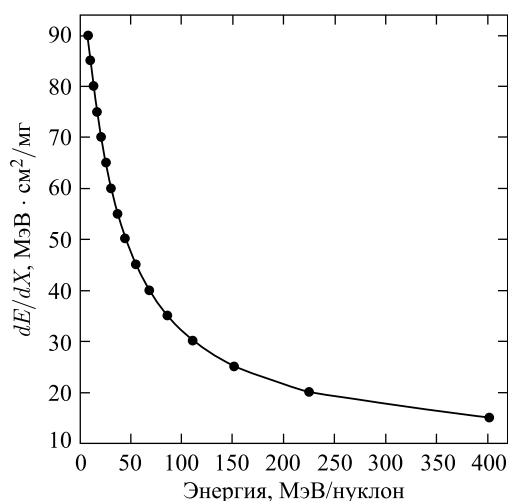


Рис. 1. Зависимость величины ЛПЭ в кремнии от энергии монохроматического пучка ¹⁹⁷Au

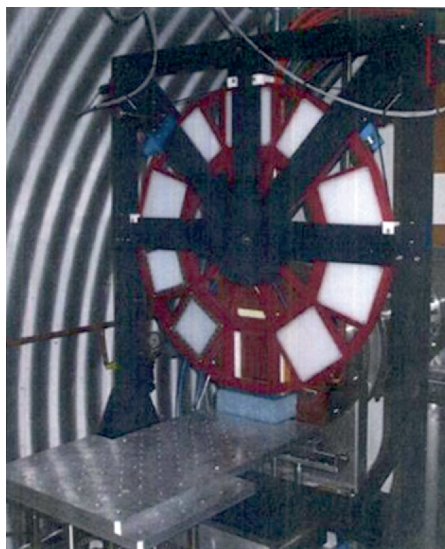


Рис. 2. Вращающееся устройство с дискретным набором полиэтиленовых вставок различной толщины (система тормозителей) [13]

400 МэВ/нуклон [10]. Испытание электронных изделий можно выполнить путем проведения нескольких облучений, но при разных настройках ускорителя, обеспечивающих вывод пучка ионов с разными энергиями. Для этого синхротрон должен иметь режимы с несколькими магнитными полочками, соответствующими требуемой энергии ионов. В этом случае переход с одной энергии на другую будет занимать несколько минут. Если такого режима в синхротроне не предусмотрено, переход с одной энергии на другую будет занимать десятки минут.

Для сокращения времени испытаний применяют другую методику, разработанную и используемую в NSRL BNL [11]. В этом случае выводится ионный пучок с максимальной энергией, а уменьшение энергии пучка достигается путем введения в ионный пучок тормозителя (дегрейдера) заданной толщины. Техническая реализация такого способа представлена на рис. 2, на котором показано вращающееся устройство с дискретным набором полиэтиленовых вставок различной толщины, используемых в качестве тормозителей [12, 13]. Недостатком этого метода является возникновение энергетического разброса, приводящего к заметному уширению ЛПЭ вблизи пика Брэгга и генерации вторичных частиц. Обе проблемы детально обсуждаются ниже.

2. ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТОРМОЗИТЕЛЕЙ ПУЧКА ИОНОВ

При расчете толщин тормозителей, обеспечивающих необходимое уменьшение энергии пучка тяжелых ионов, возникает вопрос о выборе программ, позволяющих рассчитывать потери их энергии при прохождении через различные материалы. Расчет толщин

тормозителя проводится следующим образом. Если начальная энергия ускорителя E_0 , а нужно уменьшить ее до величины E_1 , то для этого следует применить тормозитель толщиной $X(E_0, E_1)$, которая определяется по формуле

$$X(E_0, E_1) = R(E_0) - R(E_1), \quad (1)$$

где $R(E_0)$ — длина пробега иона с энергией E_0 в материале тормозителя, а $R(E_1)$ — длина пробега иона с энергией E_1 в материале тормозителя.

Использование выражения (1) позволяет определить величину энергии E_1 , когда известны начальная энергия ускорителя E_0 и толщина тормозителя.

Результаты аналитического бенчмарка для тормозителей заданных размеров (геометрии), в качестве которых используются металлические фольги вместе с воздушным промежутком, представлены в табл. 3. На выходе из ускорителя пучок ионов проходил через фольгу из нержавеющей стали толщиной 12,6 мкм, затем на пути к ЭКБ — через сменную фольгу из никеля или алюминия и воздушный промежуток с разным давлением и длиной 230 мм. Цель бенчмарка — проведение расчетов потерь энергии разных типов ионов в различных тормозителях. Каждый вариант рассчитывался с помощью нескольких программных продуктов (SRIM [10], Geant4 [14], LET [15], SHIELD (ATIMA) [16], SHIELD (HIT) [17]), MCNP6.1 [18]).

Из данных табл. 3 видно, что при расчете одних и тех же тормозителей разные программы дают отличающиеся друг от друга результаты. Это особенно заметно для тяжелых ионов. Наблюдаемые расхождения результатов не позволяют считать эти расчеты надежными, поскольку программы в зависимости от задачи используют разные данные для тормозных способностей dE/dX .

Например, в разных версиях программы SHIELD для сравнительно легких ионов-снарядов и легких материалов тормозителей (версия SHIELD (HIT), применяемая в адронной терапии) используется модифицированная при низких энергиях (ниже 1–2 МэВ/нуклон) формула Бете–Блоха. Для тяжелых ионов в тяжелых материалах (стали и т. п.) (версия SHIELD (ATIMA), применяемая в технических расчетах) используется dE/dX , вычисленная программой ATIMA. Сравнивая в табл. 3 данные столбцов SHIELD (ATIMA) и SHIELD (HIT), можно видеть, что с ростом массы иона значения средней энергии расходятся [16, 17].

Таблица 3. Результаты расчетов по разным программам потерь энергии некоторых ионов при прохождении различных тормозителей

| Ион (энергия, МэВ/нуклон) | Тормозитель (толщина, мкм) | Воздух (230 мм) | Средняя энергия после тормозителей и воздуха, МэВ/нуклон | | | | | |
|---------------------------------|----------------------------------|--------------------|---|----------------|-------------|---------------------------|-------------------------|-------------------------|
| | | | SRIM [10] | Geant4 [14] | LET [15] | SHIELD (ATIMA) [16] | SHIELD (HIT) [17] | MCNP 6.1 [18, 19] |
| ^{40}Ar (34) | Ni (100) | 10 Топр | 23,70 | 23,60 | 23,80 | 23,90 | 23,80 | 23,60 |
| ^{40}Ar (34) | Ni (100) | 1 атм | 19,20 | 18,90 | 18,90 | 19,50 | 19,20 | 18,70 |
| ^{84}Kr (30) | Al (40) | 1 атм | 18,70 | 17,70 | 18,20 | 19,20 | 18,30 | 15,70 |
| ^{136}Xe (25) | Al (180) | 10 Топр | 2,99 | 2,85 | 6,55 | 7,39 | 4,76 | 0 |
| ^{209}Bi (15) | Al (35) | 10 Топр | 7,39 | 6,53 | 7,49 | 7,34 | 6,62 | 0 |

В программе Geant4-10.4-r02 для аргона используется параметризация ICRU73 (при этом для параметризации материала тормозителя используются данные ICRU49), а для остальных ионов — табулированная формула Бете–Блоха с поправочными коэффициентами [14].

В программе MCNP6.1 моделирование взаимодействий тяжелых ионов с материалами тормозителей проводилось с использованием (по умолчанию) моделей CEM03.03 (до 1,5 ГэВ/нуклон) и LAQGSM03.03 (до 1 ТэВ/нуклон) [18, 19]. ЛПЭ рассчитывали по энерговыделению тяжелых ионов с использованием F6:# (МэВ/г) в тонких сегментах вдоль толщины тормозителя. Это свидетельствует о том, что необходимо предпринять специальные исследования для выяснения причин этих расхождений, т. е. верификации программ.

Анализ показывает, что наиболее оптимальными материалами для ослабителя (дегрейдера) являются материалы с относительно низкими значениями плотности вещества и атомными номерами. В этом случае влияние вторичных частиц, вылетающих из ослабителя (дегрейдера), возможности изменения его толщины, а также наличие наведенной активности в нем будут минимальными. С этой точки зрения, на наш взгляд, целесообразно использовать материалы на основе полиэтилена [13].

Для дальнейшего анализа возможности применения полиэтиленовых тормозителей для понижения энергии пучков ионов ^{197}Au в соответствии с требованиями табл. 1 и достижения требуемых ЛПЭ была выполнена серия расчетов с использованием программы SRIM. Результаты расчетов по формуле (1) с учетом данных рис. 1 приведены в табл. 4. Эти результаты имеют оценочный характер, так как в них не учитывалась, во-первых, генерация этим ионом вторичных продуктов реакций при прохождении через полиэтиленовый тормозитель, приводящая к уширению спектра ЛПЭ, а во-вторых, разброс потерь энергии тормозящегося иона, также приводящих к расширению диапазона значений ЛПЭ.

Нетрудно заметить, что вблизи пика Брэгга изменение толщины поглотителя должно происходить не хуже 10 мкм, т. е. с точностью до десятых и сотых долей процента.

Таблица 4. Расчетные толщины полиэтиленовых тормозителей для энергий E_0 пучков ионов ^{197}Au , необходимые для перекрытия диапазона ЛПЭ от 15 до 80 МэВ · см²/мг

| Требуемая ЛПЭ (в кремнии), МэВ · см ² /мг | Энергия E_1 (после тормозителя), МэВ/нуклон | Толщина полиэтиленовых тормозителей, мм | | |
|--|---|---|------------------------|------------------------|
| | | $E_0 = 250$ МэВ/нуклон | $E_0 = 500$ МэВ/нуклон | $E_0 = 800$ МэВ/нуклон |
| 15 | 401,00 | — | 11,27 | 50,45 |
| 20 | 224,50 | 2,11 | 28,15 | 67,33 |
| 30 | 111,20 | 9,79 | 35,83 | 75,01 |
| 45 | 54,74 | 12,29 | 38,33 | 77,51 |
| 50 | 44,67 | 12,62 | 38,66 | 77,84 |
| 55 | 36,80 | 12,86 | 38,90 | 78,08 |
| 60 | 30,17 | 13,04 | 39,08 | 78,26 |
| 65 | 25,47 | 13,16 | 39,20 | 78,38 |
| 70 | 21,15 | 13,25 | 39,29 | 78,47 |
| 75 | 17,14 | 13,34 | 39,38 | 78,56 |
| 80 | 13,54 | 13,41 | 39,45 | 78,63 |

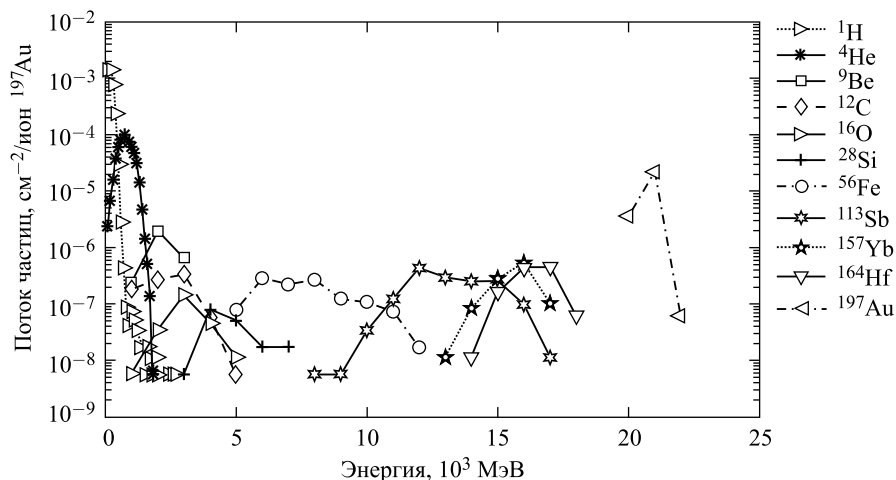


Рис. 3. Энергетические спектры ядер-продуктов, вышедших из полиэтиленового тормозителя толщиной 9,79 мм при его облучении ионами ^{197}Au с энергией 250 МэВ/нуклон

С учетом этих обстоятельств по программе MCNP6.1 была проведена серия расчетов для разных толщин полиэтиленовых тормозителей и разных энергий E_0 , в каждом из которых рассчитывались энергетические спектры как для первичного иона ^{197}Au , так и для ионов вторичных ядер-продуктов, образующихся при взаимодействии ионов ^{197}Au с ядрами ^1H и ^{12}C , входящими в состав полиэтилена. Результаты этих расчетов были представлены в виде матрицы, каждый столбец которой содержал количественное распределение значений родившихся ядер с данным зарядом и массовым числом (Z , A), а число строк соответствовало энергетическому шагу расчетов. Количество образовавшихся ядер-продуктов в матрице варьировалось в зависимости от первичной энергии ^{197}Au и толщины тормозителя. Так, для энергии 250 МэВ/нуклон число типов образовавшихся ядер-продуктов составляло для разных тормозителей от 1215 до 1263. Расчеты проводились с шагом 1000 МэВ для вторичных ионов и 100 МэВ для изотопов водорода и гелия. Энергетические спектры некоторых ядер-продуктов, вылетевших из полиэтиленового тормозителя толщиной 9,79 мм при его облучении ионами ^{197}Au с энергией 250 МэВ/нуклон представлены на рис. 3.

Для расчета распределений по ЛПЭ исходя из полученных энергетических спектров ядер-продуктов было сделано следующее. Во-первых, по программе SRIM проведены расчеты значений ЛПЭ в кремнии для 80 стабильных ядер с зарядами Z от 1 до 80 в широком диапазоне энергий, перекрывающем диапазон энергий образовавшихся ядер-продуктов. Во-вторых, создана специальная программа MultiLet, предназначенная для перевода энергетических спектров ядер-продуктов в спектр ЛПЭ. Исходной информацией для этой программы служили энергетические спектры ядер-продуктов, рассчитанные программой MCNP6.1 для заданных значений энергии E_0 и толщины полиэтиленового тормозителя, а также зависимости ЛПЭ от энергии ионов, рассчитанные программой SRIM. Расчет MultiLet заключался в том, что для каждого ядра-продукта, представленного в выходном файле MCNP6.1, его энергетический спектр преобразовывался с помощью результатов SRIM в распределение по ЛПЭ и все эти распределения суммировались для

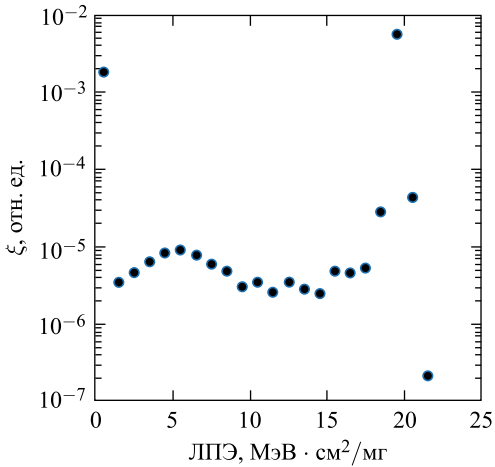


Рис. 4. Спектр ЛПЭ в кремнии при $E_0 = 250$ МэВ/нуклон, $X = 2,11$ мм

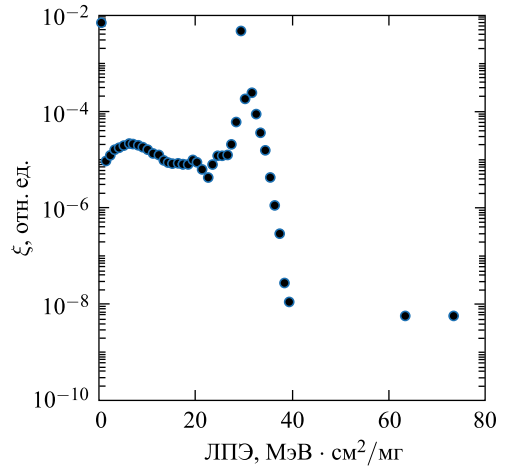


Рис. 5. Спектр ЛПЭ в кремнии при $E_0 = 250$ МэВ/нуклон, $X = 9,79$ мм

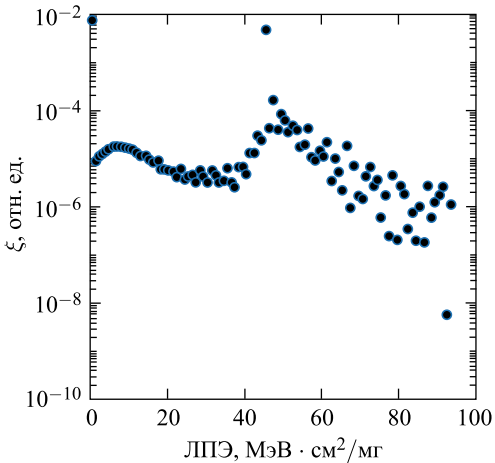


Рис. 6. Спектр ЛПЭ в кремнии при $E_0 = 250$ МэВ/нуклон, $X = 12,29$ мм

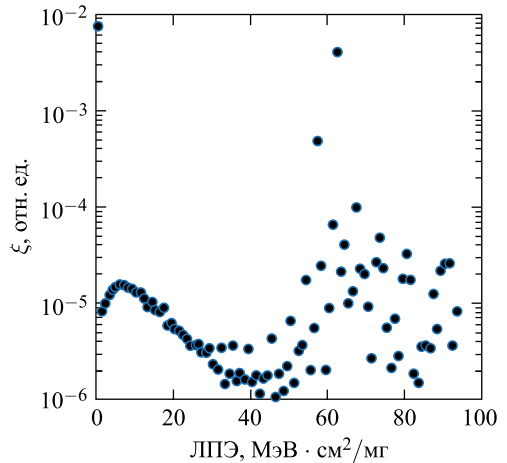


Рис. 7. Спектр ЛПЭ в кремнии при $E_0 = 250$ МэВ/нуклон, $X = 13,04$ мм

всех ядер-продуктов. В результате получалось распределение ЛПЭ в кремнии, характерное для раскорпусированной ЭКБ, облученной пучком ионов ^{197}Au с энергией E_0 через полиэтиленовый тормозитель заданной толщины X . Результаты этих расчетов приведены на рис. 4–7. Также на этих рисунках видна главная особенность метода вариации величины ЛПЭ с помощью тормозителей — широкий спектр ЛПЭ. В табл. 5 приведены значения параметров этих спектров при энергии ускорителя 250 МэВ/нуклон для разных толщин тормозителей.

Во второй колонке табл. 5 приведены результаты расчетов по формуле (1) из зависимости $R(E)$ по данным SRIM для ионов ^{197}Au . В третьей колонке табл. 5 приведены максимальные значения ЛПЭ в правой части спектров, представленных на рис. 4–7.

Таблица 5. Параметры спектров ЛПЭ при энергии ускорителя 250 МэВ/нуклон (все значения ЛПЭ в единицах МэВ · см²/мг)

| Толщина тормозителя, мм | Расчетная ЛПЭ (по SRIM) | ЛПЭ _{max} (по MCNP) | По всему спектру ЛПЭ | | По диапазону ЛПЭ > 1 | |
|-------------------------|-------------------------|------------------------------|----------------------|------|----------------------|------|
| | | | ⟨ЛПЭ⟩ | Δ | ⟨ЛПЭ⟩ | Δ |
| 2,11 | 20 | 19,5 | 14,7 | 8,2 | 19,3 | 1,4 |
| 9,79 | 30 | 29,5 | 13,4 | 14,4 | 28,7 | 4,5 |
| 12,29 | 45 | 45,5 | 19,7 | 22,7 | 44,8 | 8,8 |
| 13,04 | 60 | 62,5 | 26,0 | 30,8 | 60,7 | 12,2 |

Хорошее совпадение данных второй и третьей колонок свидетельствует о том, что максимумы спектров на рис. 4–7 обеспечены заторможенными ионами золота. В четвертой колонке представлены средние значения ⟨ЛПЭ⟩, вычисленные по всему спектру ЛПЭ, а в пятой колонке — значения среднеквадратичных отклонений ЛПЭ от среднего значения Δ, вычисленные по формулам

$$\langle \text{ЛПЭ} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^k \text{ЛПЭ}_i n_i}{\sum_{i=1}^k n_i} \quad (2)$$

и

$$\Delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k (\text{ЛПЭ}_i - \langle \text{ЛПЭ} \rangle)^2}{k - 1}}, \quad (3)$$

где ЛПЭ_{*i*} — значение ЛПЭ в *i*-м канале распределения; *n_i* — значение интенсивности в *i*-м бине распределения; *k* — число бинов распределения значений ЛПЭ.

Во всех спектрах на рис. 4–7 виден интенсивный крайний левый канал, соответствующий значениям ЛПЭ ≤ 1 МэВ · см²/мг. Этот канал обеспечивается изотопами водорода, генерируемыми при взаимодействии ионов ¹⁹⁴Au с ядрами ¹H и ¹²C. Несмотря на то, что фактически спектр из линейчатого стал очень «размытым», обращает на себя внимание доминирование основной линии. При этом, как следует из анализа интегральных спектров (рис. 8–11), погрешность при консервативной оценке сечений одиночных радиационных эффектов не будет превышать нескольких процентов, если, например, измерение интегрального флюенса будет проводиться для частиц с ЛПЭ более 1,5 МэВ · см²/мг. «Консерватизм» оценки обусловлен тем, что в потоке также присутствуют и ядра-продукты с большими значениями ЛПЭ, чем среднее значение. И, как видно из рис. 8–11, их доля растет с увеличением толщины тормозителя.

Кроме ядер-продуктов с большими значениями ЛПЭ в потоке также присутствуют и ядра-продукты с ЛПЭ ≤ 1, это ядра водорода. При их воздействии формируются одиночные радиационные эффекты. Типовые значения по эффектам сбоев сечений насыщения для протонов составляют 10⁻¹⁵–10⁻¹⁴ см²/бит, тогда как при воздействии ионов эти значения на 6–8 порядков выше. Поэтому, несмотря на сравнимые флюенсы, вклад протонов можно не учитывать в суммарной статистике регистрируемых эффектов [20, 21]. В методике измерений будет предусмотрено измерение флюенса от первичных частиц перед

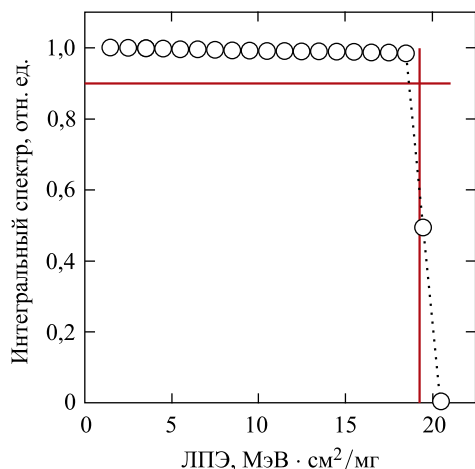


Рис. 8. Нормированный интегральный спектр ЛПЭ после прохождения ионами ^{197}Au с энергией 250 МэВ/нуклон тормозителя толщиной 2,11 мм

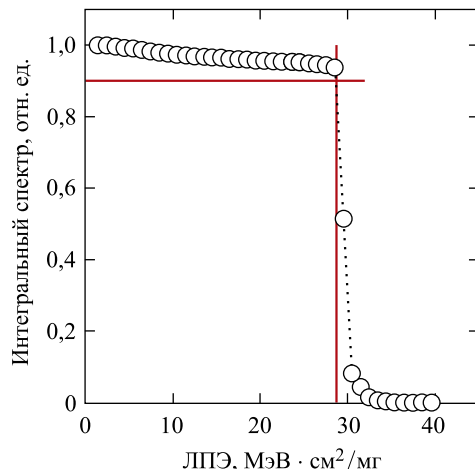


Рис. 9. Нормированный интегральный спектр ЛПЭ после прохождения ионами ^{197}Au с энергией 250 МэВ/нуклон тормозителя толщиной 9,79 мм

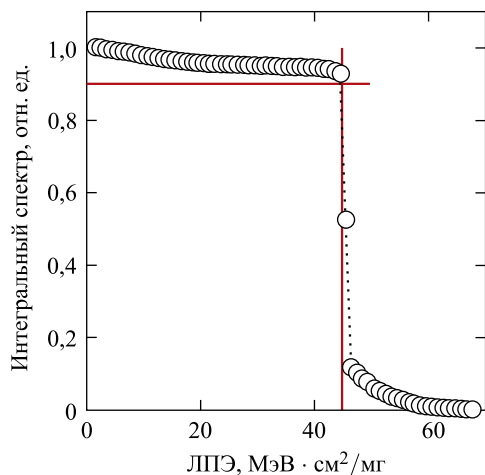


Рис. 10. Нормированный интегральный спектр ЛПЭ после прохождения ионами ^{197}Au с энергией 250 МэВ/нуклон тормозителя толщиной 12,29 мм

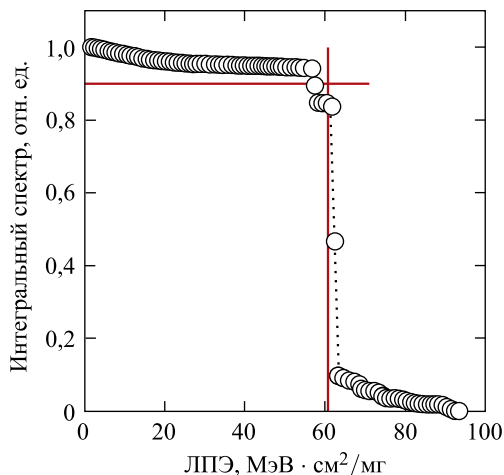


Рис. 11. Нормированный интегральный спектр ЛПЭ после прохождения ионами ^{197}Au с энергией 250 МэВ/нуклон тормозителя толщиной 13,04 мм

дегрейдером и вторичных и первичных частиц после дегрейдера, что позволит определить вклад в поток от вторичных частиц.

Таким образом, в связи с вышесказанным спектры ЛПЭ необходимо рассматривать в диапазоне ЛПЭ $> 1 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$, т. е. пренебречь крайним левым каналом. Значения $\langle \text{ЛПЭ} \rangle$ и Δ для этой части спектра, вычисленные по формулам (2) и (3), но в которых

индекс суммирования начинается с $i = 2$, приведены в шестой и седьмой колонках табл. 5. Как и следовало ожидать, эти величины соответствуют существенно более узким спектрам и величинам $\langle \text{ЛПЭ} \rangle$, более близким к ЛПЭ, рассчитанным по программе SRIM (вторая колонка).

Еще одной особенностью метода торможения ионов является резкая зависимость $\langle \text{ЛПЭ} \rangle$ от толщины тормозителя, особенно при больших толщинах, что может накладывать ограничения на его применение.

ВЫВОДЫ

Представленный материал демонстрирует проблемы метрологического обеспечения испытательного стенда для проведения испытаний изделий ЭКБ на стойкость к воздействию тяжелых ионов высокой энергии. Для их решения до проведения аттестации испытательного стенда должны быть выполнены следующие условия: методики выполнения измерений должны пройти метрологическую аттестацию, измеряемые величины должны прослеживаться до соответствующих национальных эталонов (например, Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы фотонного и электронного излучений ГЭТ38-2011, поскольку национальных эталонов поглощенной дозы протонов и тяжелых ионов в настоящее время нет). Также проведены дополнительные исследования:

- зависимости пробег–энергия в полиэтилене и других представляющих интерес материалах для всех типов ионов, которые будут использованы при проведении испытаний;
- верификации ядерных моделей, используемых для расчета спектров вторичных ионов, образовавшихся после прохождения тормозителей различной толщины (создание рекомендуемых «стандартных справочных данных» по константам);
- влияния высокоэнергетических нейтронов, спектр которых представлен на рис. 12, с учетом того, что при энергиях выше 50 МэВ они по одиночным радиационным эффектам в электронных изделиях эквивалентны воздействию протонов, несмотря на то, что по оценкам их вклад в общую частоту наблюдаемых эффектов при облучении ионами несуществен [2, 22].

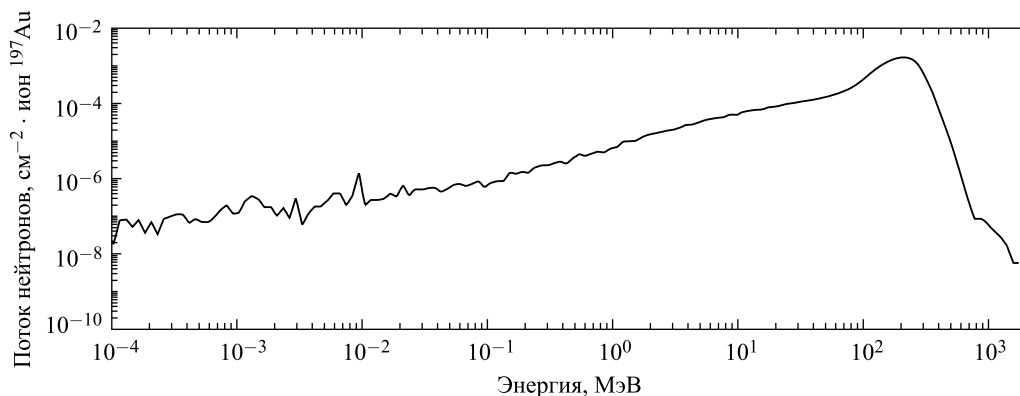


Рис. 12. Спектр нейтронов, образовавшихся в результате взаимодействия ионов ^{197}Au с энергией 250 МэВ/нуклон с полиэтиленовым тормозителем толщиной 9,79 мм

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Butenko A., Krylov V., Syresin E., Timoshenko G., Kats M., Kulevoy T., Liakin D., Pavlov K., Titarenko Yu., Bobrovskiy D., Chumakov A.* New Output Channels for Nuclotron Accelerator // XXVI Russ. Particle Accelerator Conf. (RuPAC-2018), Protvino, Russia, Oct. 1–5, 2018. Paper ID TUPSA51.
2. EIA/JESD 57. Test Procedures for the Measurement of Single-Event Effects in Semiconductor Devices from Heavy Ion Irradiation. 1996. <https://www.beuth.de/en/standard/eia-jesd-57/51798793>.
3. ESCC Basic Specification No.22900. Total Dose Steady-State Irradiation Test Method. 2016. <http://escies.org/escs-specs/published/22900.pdf>.
4. РД В 319.03.58-2010. КСКК. Микросхемы интегральные и приборы полупроводниковые. Методы испытаний и оценки стойкости интегральных схем и мощных МДП-транзисторов по эффектам отказов от воздействия отдельных высокоэнергетичных тяжелых заряженных частиц и протонов космического пространства.
5. *Титаренко Ю. Е., Батяев В. Ф., Павлов К. В., Бутко М. А., Титаренко А. Ю., Флоря С. Н., Берлянд В. А., Берлянд А. В., Азупов В. А.* К вопросу об измерениях параметров пучков протонов и ионов, создаваемых на ускорительно-накопительном комплексе ТВН ИТЭФ // Тез. докл. IV конф. по метрологическому обеспечению измерений в Росатоме, Сочи, Россия, 4–8 окт. 2010 г. С. 56–58.
6. *Скуратов А., Тетерев Ю. Г., Лишлин О. В., Загер В. Б., Крылов А. И., Калагин И. В.* Измерение энергии тяжелых ионов на установке для тестирования электронных изделий // ПТЭ. 2014. № 1. С. 15–21.
7. *Titarenko Yu., Batyaev V., Titarenko A., Butko M., Pavlov K., Florya S., Tikhonov R., Boyko P., Kovalenko A., Sobolevsky N., Anashin V., Mashnik S., Gudowski W., Mokhov N., Rakhno I.* Beam Dump and Local Shielding Layout around the ITEP Radiation Test Facility // Nucl. Technol. 2009. V. 168. P. 472–476.
8. Heavy Ion Cocktail in UCL Cyclotron. <http://www.cyc.ucl.ac.be/HIF/HIF.php>.
9. *Akhmetov A. O., Bobrovsky D. V., Tararaksin A. S., Petrov A. G., Kessarinskiy L. N., Boychenko D. V., Chumakov A. I., Rousset A., Chatry C.* IC SEE Comparative Studies at UCL and JINR Heavy Ion Accelerators // IEEE Rad. Effects Data Workshop (REDW). 2016. P. 264–267.
10. SRIM. <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>.
11. NASA Space Radiation Laboratory. <https://www.bnl.gov/NSRL/>.
12. *Sivertz M., Chiang I.-H., Rusek A.* Gold Beams at NSR. NSRL-TN-10-002. 2010; <https://www.bnl.gov/nsrl/userguide/technotes.php>.
13. *Fite J., Nemesure S., Sivertz M., Rusek A., Chiang I.-H.* Beam Degradation Wheel for Gold Beams at NSRL: NSRL-TN-10-004. 2010; <https://www.bnl.gov/nsrl/userguide/technotes.php>.
14. Geant4 10.4. https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation.
15. TVDG LET Calculator. <http://tvdg10.phy.bnl.gov/LETCalc.html>.
16. ATIMA. <https://web-docs.gsi.de/~weick/atima/>.
17. SHILD. <http://www.inr.ru/shield/>.
18. MCNP 6.1/ MCNP5/ MCNPX. <https://rsicc.ornl.gov/codes/ccc/ccc8/ccc-810.html>.
19. *Mashnik S. G., Gudima K. K., Prael R. E., Sierk A. J., Baznat M. I., Mokhov N. V.* CEM03.03 and LAQGS03.03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes. LANL Report LAUR-08-2931. Los Alamos, 2008; arXiv:0805.0751.
20. *Калашиников О. А., Уланова А. В.* Радиационные эффекты в цифровых микросхемах. Доминирующие радиационные эффекты в элементах ИС // Радиационная стойкость изделий ЭКБ: Сб. ст. / Под ред. проф. А. И. Чумакова. М.: НИЯУ «МИФИ», 2015. С. 315–360.

21. Яненко А. В., Чумаков А. И., Калашиников О. А. Одиночные радиационные эффекты в изделиях ЭКБ // Радиационная стойкость изделий ЭКБ: Сб. ст. / Под ред. проф. А. И. Чумакова. М.: НИЯУ «МИФИ», 2015. С. 206–251.
22. Бетелин В. Б., Баранов С. В., Бобков С. Г., Краснюк А. А., Осипенко П. Н., Стенин В. Я., Черкасов И. Г., Чумаков А. И., Яненко А. В. Анализ работоспособности субмикронных КМОП СБИС в сбоеустойчивой аппаратуре, работающей под воздействием атмосферных нейтронов // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 48–52.

Получено 14 февраля 2019 г.