

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

В.С.Барашенков, А.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н.Г.Големинов

Московский инженерно-физический институт

А.Полански

Институт ядерных проблем, Свекр, Польша

Обсуждается статистическая монтекарловская модель радиационных повреждений микроэлектронных приборов различной конфигурации под действием протонов, нейтронов и ионов различных энергий. Основное внимание уделено области высоких энергий, где первичные бомбардирующие частицы порождают разветвленные ливни вторичных частиц. В качестве примера рассматриваются приборы на основе кремния и арсенида галлия. Учтено влияние окружающих деталей. В зависимости от величины энергии, выделяющейся в чувствительном элементе микроэлектронной ячейки, модель позволяет рассчитать временную зависимость радиационных отказов (сбоев) электронных устройств. Рассмотрено моделирование радиационных повреждений стриповых детекторов и болометров с тонкопленочными чувствительными элементами из высокотемпературных сверхпроводящих материалов.

Statistical Monte-Carlo model of radiational damages of microelectronic devices of different configurations under the proton, neutron and ion irradiation at different energies is considered. The main attention is paid to the high energy region where the incident bombarding particles produce the developed showers of secondary particles. Devices manufactured of silicon or GaAs are considered as examples. The influence of surrounding parts is studied. The model allows one to evaluate the time-dependence of radiation induced break-downs of electronic installations depending on the value of the energy discharged in the sensitive volume of the microelectronic cell. Simulation of radiational damages of microstrip detectors is considered.

ВВЕДЕНИЕ

Тенденция к микроминиатюризации электронной аппаратуры делает все более актуальной задачу обеспечения ее устойчивости в условиях радиационного облучения — как космическими лучами, так и

источниками земного происхождения. В приборах с полупроводниковыми элементами опасность радиационных сбоев возрастает прежде всего вследствие резкого снижения емкости pn -переходов — до величин порядка десятков и даже единиц фемтофарад, благодаря чему в процессе сбора заряда, образуемого пересекающей чувствительный объем частицей, становится возможным появление весьма значительных электрических импульсов. Хотя подобные явления имеют обратимый характер и прибор всякий раз возвращается в свое исходное состояние, достаточно частые случаи радиационных сбоев существенно снижают его эффективность, особенно во внеземных условиях.

Многие современные электронные приборы содержат элементы, имеющие форму пленочных «сот», состоящих из большого количества полупроводниковых (а в будущем и сверхпроводящих) ячеек с размерами от нескольких микрометров до нескольких десятков микрометров. В поле внешнего ядерного облучения (протонами, нейтронами и пучками ионов различных типов) в ячейках, подложке и окружающих их деталях развиваются электромагнитные и ядерные процессы, вследствие чего в чувствительных объемах микроэлектронных ячеек выделяются дополнительный заряд и значительная энергия. Если они превосходят определенный порог (зависящий от типа прибора и условий его эксплуатации), происходит радиационный сбой.

Полученные со спутников данные показывают, что под действием космических лучей в полупроводниковых устройствах с числом ячеек порядка 10^5 радиационные сбои происходят с частотой примерно один раз в сутки [1]. При длительных полетах (автоматические станции рассчитываются на несколько десятков лет) это может стать существенным фактором нестабильности, особенно если иметь в виду тенденцию быстрого увеличения числа полупроводниковых ячеек и их дальнейшую миниатюризацию.

Использование электронных приборов с высокотемпературными сверхпроводящими пленками ставит аналогичные задачи. Правда, использование электронных приборов с высокотемпературными сверхпроводящими пленками пока не выходит за рамки научных исследований, где они используются в качестве датчиков физических величин. Их структура, с точки зрения моделирования радиационных повреждений, не отличается от структуры интегральной схемы. Специфические условия возникают в больших плотно упакованных системах, когда нарушение сверхпроводимости при выделении на малом участке большого количества тепла может вызвать быстро распространяющуюся тепловую волну, разрушающую сверхпроводящую фазу во всем приборе. Это может стать источником серьезной аварии.

Задача расчета радиационных повреждений микроэлектронных приборов возникает также в экспериментах на ускорителях, где приборы часто работают в условиях весьма интенсивного облучения.

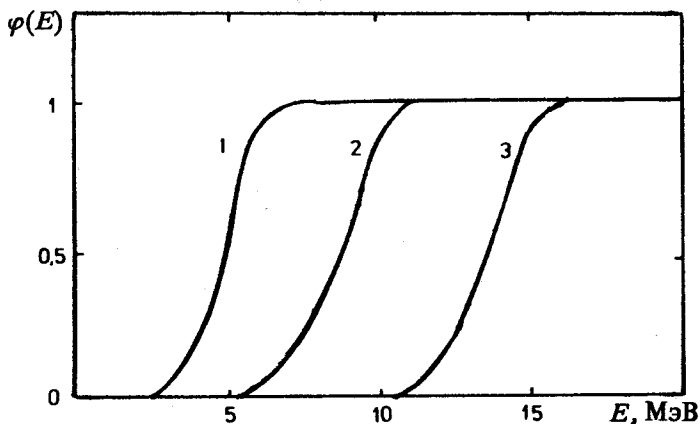


Рис.1. Вероятность сбоя в элементе оперативной памяти с емкостью 64(1), 16(2) и 4К (3) при выделении в одной из его ячеек энергии E

Наконец, следует упомянуть так называемые стриповые детекторы, где инициируемый облучением ток утечки определяет качество прибора [2].

Распространяющиеся в среде частицы выделяют энергию так же, как в электромагнитных процессах (ионизация внутри самих тонкопленочных «сот»), однако высокая ионизационная способность образующихся при этом ядерных фрагментов и ядер отдачи с большой вероятностью вызывает сбой в работе одной или даже сразу нескольких ячеек. При таких взаимодействиях в ячейке может выделяться энергия порядка десятков и более мегаэлектронвольт. Вероятность сбоев существенно возрастает за счет ядерных взаимодействий в окружающих деталях конструкции.

Число радиационных сбоев микросхемной схемы равно числу ее полностью поврежденных (вышедших из строя или еще не успевших восстановиться) ячеек в расчете на одну бомбардирующую частицу:

$$\frac{n(t)}{N_0(t)} = \int_{E>0} \varphi(E) P(E) [1 - R(E, t)] dE, \quad (1)$$

где t — время облучения, N_0 — поток первичных ядерно-активных частиц, $\varphi(E)$ — вероятность сбоя микросхемы при выделении энергии в одной из ее ячеек, $P(E)$ — вероятность выделения такой энергии внутри ячейки («радиационный спектр» одиночного события), $R(E, t)$ — зависящая от интенсивности радиационного поля и от особенностей электронного устройства вероятность восстановления («залечивания»).

Аппаратурные функции $\varphi(E)$ и $R(E, t)$ зависят от конкретных параметров электронного устройства и их определение представляет собой самостоятельную задачу. В настоящее время их удобнее определять экспериментально [3]. На рис.1 приведены примеры функции $\varphi(E)$, измеренной описанными в [4,5] методами, для нескольких стандартных элементов оперативного запоминающего устройства в диапазоне энергии 0+20 МэВ. Измерения выполнены в пучках электронов и тяжелых ионов ускорителей ЛЯР ОИЯИ [6]. При этом выполнялось условие $R = 0$, и число наблюдавшихся в эксперименте радиационных сбоев точно соответствовало функции φ .

Как видно из рис.1, для разных запоминающих элементов измеренные функции $\varphi(E)$ очень похожи и отличаются лишь сдвигом вдоль оси E . Вероятность сбоев, особенно в приборах с большим числом ячеек, можно приближенно аппроксимировать пороговой «ступенькой»:

$$\varphi(E) = \begin{cases} 0, & E < E^* \\ 1, & E > E^* \end{cases}$$

Похожий вид функция $\varphi(E)$ имеет и для частиц с большими энергиями.

Зависящий от типа бомбардирующей частицы, химического состава и конфигурации прибора радиационный спектр единичного события $P(E)$ можно достаточно точно рассчитать теоретически, пользуясь методом Монте-Карло, на основе модели межъядерного каскада, учитывающей вклад лавины распространяющихся в веществе адронов и сильно ионизирующих его ядерных фрагментов и ядер отдачи.

Первопричиной радиационно-индуцированного сбоя является энерговыделение частицы в чувствительном объеме прибора. Поэтому исследования спектров энергетических потерь различных частиц широкого спектра зарядов и масс — ключевые в анализе этого класса явлений. Перенос результатов на конкретные типы электронных систем представляет самостоятельную задачу, выходящую за рамки нашего обзора.

МОДЕЛЬ МЕЖЪЯДЕРНОГО КАСКАДА

Распространение пучка высокоэнергетических частиц в среде — настолько сложное явление, что описать его аналитически, с помощью каких-то уравнений, крайне затруднительно, особенно если учитывать сложную геометрию задачи и многокомпонентный состав вещества среды. Трудности возникают уже на стадии задания многофакторной исход-

ной информации для описания свойств ядерных реакций. В этих условиях наиболее адекватным способом теоретического анализа представляется статистическое моделирование явления на основе метода Монте-Карло. При этом удастся не только учесть разнообразные детали ядерных взаимодействий, но и моделировать специфические особенности конкретных установок и экспериментов.

Метод статистического моделирования различных процессов, связанных с распространением высокоэнергетических частиц и ядер в конденсированных и газообразных средах, в течение ряда лет разрабатывается в ОИЯИ [7,8]. Используемые пакеты программ позволяют анализировать взаимодействие адронов и легких ядер с гетерогенным веществом практически произвольной геометрии и состава в интервале энергий от долей электронвольта (пучки индуцированных тепловых нейтронов) до нескольких десятков гигаэлектронвольт. Использование моделей кварк-глюонных струн — короткоживущих физических объектов, образующихся при взаимодействиях быстрых адронов, — позволяет распространить расчеты на еще более высокие энергии. Разработанные методы позволяют рассчитать интенсивность и спектры частиц различных типов внутри облучаемого вещества, пространственное распределение и параметры продуктов ядерных реакций, которые, как уже отмечалось выше, особенно эффективны в образовании радиационных дефектов.

Взаимодействие высокоэнергетической частицы с веществом представляет собой быстро развивающийся со временем лавинообразный процесс: «каскадное дерево» с большим числом «ветвей» и ядерными взаимодействиями в его «узлах». Расчет каскадного дерева требует моделирования трех основных процессов:

- взаимодействие частицы с встречающимся на ее пути атомным ядром, сопровождающееся в случае неупругого взаимодействия рождением вторичных частиц, иногда расщеплением или делением ядра;
- пробег частицы в среде от одного ядерного взаимодействия до другого с учетом потери энергии заряженной частицы на электромагнитные процессы в среде;
- возможный распад нестабильной частицы в промежутке между двумя ядерными взаимодействиями. Это, как правило, случается с π^0 -мезонами, а в протяженных средах и с π^\pm -мезонами. С ростом энергии частиц вероятность их распадов уменьшается согласно релятивистским законам.

Нетрудно видеть, что расчет имеет циклический характер и сводится к многократному повторению нескольких основных блоков (рис.2). После того как рассчитано одно каскадное дерево, вычисления повторяются для новой первичной частицы, затем для следующей, и т.д. Такой

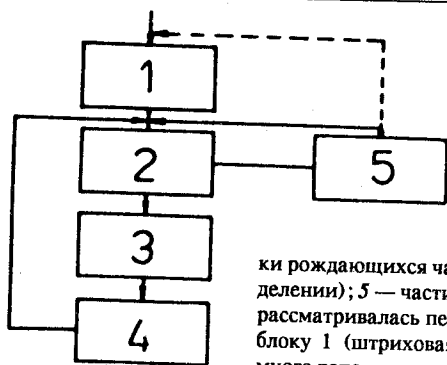


Рис.2. Принципиальная схема расчета межъядерного каскада в веществе: 1 — розыгрыш энергии и других параметров первичной частицы; 2 — проверка того, является ли частица π -мезоном; если да, то ведется расчет вероятности ее распада; 3 — частица не распалась, осуществляется расчет ее пробега; 4 — расчет ядерного взаимодействия рождающихся частиц и остаточного ядра (или его осколков при делении); 5 — частица распалась, идет выбор новой частицы. Если рассматривалась первичная частица, то осуществляется переход к блоку 1 (штриховая линия). Реальная схема расчетов включает много дополнительных деталей и поэтому значительно сложнее

подход соответствует реальным физическим процессам, происходящим в природе, где результирующий эффект составляется из независимых вкладов большого числа каскадов.

Особенность расчетов с пленочными микросхемами состоит лишь в том, что при непосредственном моделировании каскадов большинство бомбардирующих пленку частиц проходит сквозь нее, не испытав ни одного ядерного взаимодействия. При этом мы фактически рассчитываем макроскопическое сечение взаимодействия частиц с пленкой, поскольку, чтобы зафиксировать достаточное число взаимодействий в ней, требуется непомерно большое время на ЭВМ. Расчет упрощается, если сечение взаимодействия частиц с пленкой задать заранее, исходя из экспериментальных данных о сечениях ядерных реакций, и использовать его далее в качестве статистического веса при монтекарловском розыгрыше. Другими словами, можно считать, что с пленкой взаимодействует каждая первичная частица, а результирующие данные относятся к эффективно-му потоку:

$$N = N_0 [1 - \exp(-d \Sigma_{\text{tot}})], \quad (2)$$

где N_0 — реальный поток бомбардирующих частиц, d — толщина пленки, Σ_{tot} — макроскопическое сечение упругого и неупругого ядерных взаимодействий.

В действительности ситуация несколько сложнее, поскольку кристаллические «соты» полупроводниковых ячеек крепятся на подложке, в которой тоже развиваются каскады ионизирующих частиц. При этом некоторые частицы движутся под большими углами к направлению первичного пучка ($\theta > 90^\circ$) и тоже могут стать причиной радиационного повреждения полупроводниковых ячеек. Правда, при высоких энергиях вклад этих частиц невелик. Так, расчет показывает, что при облучении

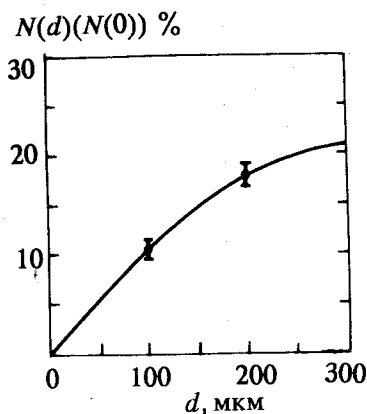


Рис. 3. Увеличение числа поврежденных ячеек кремниевой микросхемы за счет частиц, вылетающих из подложки толщиной d . Первичные частицы — протоны с энергией 3,65 ГэВ. Точки показывают статистическую точность монтекарловского расчета. Предполагалось, что ячейка выходит из строя, если в ней выделяется энергия, большая 2 МэВ

100 мкм пленки протонами с энергией в несколько гигаэлектронвольт учет кремниевой подложки толщиной $d = 200$ мкм увеличивает число поврежденных ячеек всего на 20% (рис.3). Однако с уменьшением энергии радиационный эффект подложки становится более важным.

Чтобы сохранить высокую эффективность монтекарловского розыгрыша и учесть вклад подложки, удобно и тут использовать статистические веса: например, разыгрывать глубину ядерного взаимодействия по экспоненциально убывающей весовой функции с соответственно подобранным показателем, который определяется в основном средним радиационным пробегом образующихся в подложке α -частиц или ядер отдачи, при небольших энергиях. Другие ядерные компоненты дают меньший вклад (см. ниже). Коэффициент слабо зависит от энергии бомбардирующего пучка*.

Аналогичным образом можно поступить и при расчетах каскадов в других тонких деталях прибора.

РАСЧЕТ ПРОБЕГОВ

Длина пробега частицы в среде между двумя последовательными ядерными взаимодействиями определяется из уравнения

$$\int_0^l dl/\lambda(E(r), r) = -\ln \xi, \quad (3)$$

*При высоких энергиях первичных частиц средняя энергия α -частиц, рождающихся в процессе межъядерного каскада (в том числе при «испарении» послекаскадных возбужденных ядер отдачи), составляет около 10 МэВ, что соответствует пробегу в кремнии 70—80 мкм. Средние пробеги более тяжелых ядерных компонентов каскадной лавины значительно меньше (около 1—10 мкм). Поэтому существенны лишь первые 200—300 мкм подложки. Соответственно кривая $N(d)/N(0)$ выходит на плато при $d \approx 300$ мкм.

где $\lambda = 1/\sum_i \sigma_i(E(r)) \rho_i(r)$ — средний пробег в точке r , σ_i — полное сечение взаимодействия частицы с ядром сорта i в точке r , ρ_i — плотность числа этих ядер, ξ — случайное равномерно распределенное число. Интегрирование выполняется вдоль траектории частицы. Это уравнение является обобщением известного соотношения $l = -\ln \xi$ с постоянным значением λ на неоднородные среды и учитывает изменение энергии частицы $\epsilon = E(r)$ вдоль ее траектории в результате электромагнитных процессов.

Сечения адрон-ядерных взаимодействий σ_i для наиболее часто встречающихся на практике ядер приведены в таблицах [9], для промежуточных ядер их можно с хорошей точностью рассчитать, используя аппроксимирующие выражения [10,11]. В области низких энергий ($E < 14,5$ МэВ) можно воспользоваться стандартными групповыми константами из работы [12].

Сложнее с сечениями взаимодействия двух ядер. Экспериментальных данных для них мало и приходится использовать приближенную аппроксимацию:

$$\sigma = \pi r_0^2 [A_H^{1/3} + A_M^{1/3} + b A_H^{1/3} A_M^{1/3} / (A_H^{1/3} + A_M^{1/3}) + d (1 - Z_H/A_H - Z_M/A_M) - C(E)]^2 (1 - V/E_c), \quad (4)$$

где A_H и A_M — массовые числа налетающего ядра и ядра-мишени, Z_H и Z_M — соответствующие зарядовые числа, V — кулоновский барьер для данной пары ядер, E_c — энергия их относительного движения, r_0 , a , b , d — численные параметры, $C(E)$ — слабо зависящая от энергии функция (разная для σ_{el} и σ_{in}), подбираемая из сравнения с экспериментом отдельно для дейтронов, α -частиц и группы более тяжелых ядер.

В области низких энергий используется приближенное выражение

$$\sigma_{in} = \pi r_c^2 (A_H^{1/3} + A_M^{1/3})^2 (G/E_c) \ln \{1 + \exp((E_c - V)/g)\}, \quad (5)$$

$r_c = (1,4-1,6) \cdot 10^{-13}$ см, g — феноменологический параметр. Коэффициент G определяется из условия сшивания (4) и (5) при $E \cong 10$ МэВ/нуклон.

Следует заметить, что неточности выбора сечений существенно сказываются на результатах расчета. Это одна из наиболее ответственных деталей расчета.

Что касается расчета потерь энергии однозарядными частицами p , d , t и многозарядными ионами в электромагнитных процессах, то в области малых энергий они вычисляются методом Линдхарда [13]. Следует подчеркнуть, что в случае микроэлектронных схем эта область особенно важна, поскольку пробеги наиболее сильно ионизирующих низкоэнергетических частиц сравнимы с размерами отдельных ячеек, и погрешности в удельных потерях dE/dx очень заметно сказываются на результатах расчета. Кроме того, нужно иметь в виду, что треки низкоэнергетических частиц заметно отличаются от прямолинейных. Учет отклонений — трудная задача. В нашей модели все треки считаются прямолинейными. Это ограничивает применимость модели размерами ячеек, большими нескольких микрометров.

При высоких энергиях мы используем приближение Бете — Блоха с поправками на эффекты плотности и влияние связи электронов на внутренних оболочках атомов [14—16]. В промежуточной области используется аналитическая аппроксимация

$$dE/dx = (C_1\sqrt{E} + C_2 + C_2/\sqrt{E})^{-1}, \quad (6)$$

где коэффициенты C_i определяются путем сравнения с формулами Линдхарда при низких и формулой Бете — Блоха при высоких энергиях [17,18].

В области очень высоких энергий наша модель учитывает влияние электромагнитных формфакторов и вклад электрон-позитронных пар [19—21].

Расчетная величина dE/dx хорошо согласуется с табличными значениями [22,23], полученными обработкой соответствующих экспериментальных данных.

Уравнение (3) решается методом «выравнивания сечений» [24]. При этом значения dE/dx для протонов, мезонов и бомбардирующего ядра (или ядер, если первичный пучок состоит из их смеси) вычисляются на первом этапе расчетов и далее интерполируются; для образующихся в процессе межъядерного каскада ядерных фрагментов и ядер отдачи потери dE/dx вычисляются всякий раз заново.

Для ускорения счета пробеги $R = \int dE/(dE/dx)$ мезонов и ядер в области энергий, больших нескольких мегаэлектронвольт, удобно вычислять с помощью скейлингового соотношения

$$R(E/A) = R(E^*/A) + (A/Z^2) [R_p(E/A) - R_p(E^*/A)], \quad (7)$$

где R_p — пробег протона, E^* — некоторая минимальная энергия, выше которой применимо скейлинговое соотношение, A и Z — массовое и зарядовое числа ядра (для π -мезонов $A = 0,15$).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Расчет узлов каскадного дерева — наиболее сложная и трудоемкая часть задачи. В принципе для описания этих «узлов» можно воспользоваться феноменологическими аппроксимациями известных экспериментальных данных. Таким образом, почти всегда удается хорошо описать упругие столкновения, когда изменяются лишь импульсы сталкивающихся ядра и частицы, а все остальные их свойства сохраняются. Что же касается неупругих столкновений, свойства которых существенно зависят от энергии частицы и типа ядра-мишени, то феноменологические аппроксимации оказываются эффективными только в некоторых частных случаях — например, когда интересуются усредненными характеристиками излучения и мишенями простого химического состава — хотя и в этих случаях подготовка феноменологических аппроксимаций для широкого интервала энергий — сама по себе очень трудная задача, оправданная лишь в случае многократного повторения расчетов для вещества данного состава.

Ориентируясь на разнообразные задачи, мы отказались от такого подхода, выполняя вместо этого каждый раз заново расчет неупругого ядерного взаимодействия. Исключение составляет лишь область энергий, меньших 10,5 МэВ, где все вычисления межъядерного каскада выполняются на основе известной 26-групповой системы констант Л.П.Абагян и др. [12].

В наших работах используется «каскадно-испарительная» модель ядерных реакций [25—28]. В соответствии с опытом считается, что неупругие взаимодействия частиц с энергиями, меньшими нескольких десятков мегаэлектронвольт, сопровождаются образованием так называемого «компаунд-ядра» — сильно возбужденной системы, распадающейся с испусканием одного или двух нейтронов или γ -кванта. При энергиях, больших нескольких десятков мегаэлектронвольт, предполагается, что неупругие взаимодействия происходят в три следующие друг за другом стадии. Процесс начинается с быстро протекающей «каскадной стадии», когда из ядра вылетают вновь родившиеся частицы и выбитые внутриядерные нуклоны, а ядро остается в сильно возбужденном состоянии. На второй стадии происходит процесс релаксации этого ядра до равновесного состояния (при этом также могут испускаться отдельные

быстрые частицы, уносящие большую долю энергии возбуждения). Взаимодействие завершается сравнительно медленно протекающей «распадной стадией», когда ядро теряет энергию возбуждения посредством конкурирующих между собой процессов испарения частиц и деления ядра (образующиеся осколки деления, как правило, также сильно возбуждены и теряют свою энергию путем испарения частиц). Распадная стадия завершается испусканием γ -квантов, после чего ядро оказывается в долгоживущем состоянии.

В процессе развития внутриядерного каскада часть нуклонов ядрамишени (а в случае ядро-ядерных столкновений и нуклонов налетающего ядра) оказываются выбитыми еще до окончания каскадной стадии, благодаря чему внутриядерная плотность в начале и в конце процесса оказывается различной и это существенно сказывается на результатах расчета. Чтобы учесть это обстоятельство («эффект трейлинга»), моделирование каждого акта адрон-ядерного или ядро-ядерного взаимодействия начинается с розыгрыша пространственных координат всех внутриядерных нуклонов. Для этого используются распределения внутриядерной плотности, измеренные в опытах с рассеянием электронов. В начальный момент времени t , соответствующий соприкосновению сталкивающихся ядер (бомбардирующего адрона с ядром-мишенью), разыгрываются все внутриядерные столкновения, допустимые кинематикой и принципом Паули. Из них выбирается то, которое происходит раньше других, то есть в момент $t' = t + \min(t_i)$, после чего положения сталкивающихся ядер и всех каскадных частиц (нуклонов и родившихся π -мезонов) сдвигаются к новому положению, соответствующему моменту времени t' . Далее процедура повторяется до исчерпания всех каскадных частиц, после чего начинается расчет послекаскадной стадии взаимодействия.

Следует заметить, что эта часть модели наименее отработана. В частности, подбор используемых феноменологических параметров затруднен недостатком надежных экспериментальных данных об энергии возбуждения и импульсах ядер (часть их вообще противоречива [29]). В выполненных до настоящего времени на основе модели межъядерных каскадов расчетах электроядерных реакторов [45], выхода практически важных изотопов [43,44], усредненных данных для радиационной защиты и в других задачах неточности свойств образующихся возбужденных ядер слабо влияли на результаты и им уделялось сравнительно мало внимания. Модель внутриядерных каскадов при энергиях ниже нескольких ГэВ/нуклон в последние годы не развивалась. Тот факт, что радиационное энерговыделение почти целиком обязано ядерной компоненте каскадной лавины, требует более аккуратного рассмотрения адрон-ион-ядерных взаимодействий.

Таблица 1. Число ядер с зарядом Z , образующихся при неупругом взаимодействии протона и иона ^{12}C с ядром кремния при энергии 3,65 ГэВ/нуклон [6]

Z	$p + \text{Si}$			$^{12}\text{C} + \text{Si}$		
	A	B	C	A	B	C
1	0,50	0,27	—	0,50	0,34	—
2	0,71	0,55	0,30	0,59	0,44	0,27
3	0,004	0,006	0,01	0,03	0,003	0,01
4	0,04	0,02	0,04	0,06	0,02	0,03
5	0,03	0,01	0,03	0,03	0,02	0,02
6	0,09	0,06	0,09	0,10	0,04	0,07
7	0,03	0,02	0,04	0,04	0,03	0,02
8	0,08	0,08	0,10	0,05	0,04	0,06
9	0,04	0,04	0,05	0,03	0,02	0,03
10	0,08	0,08	0,09	0,04	0,04	0,06
11	0,06	0,07	0,08	0,04	0,05	0,04
12	0,13	0,11	0,18	0,08	0,07	0,09
13	0,13	0,18	0,08	0,07	0,11	0,04
14	0,09	0,14	0,04	0,07	0,10	0,02

Примечание. A — расчет на основе каскадно-испарительной модели (исследованы 2000 взаимодействий первичных протонов и 1500 взаимодействий ионов ^{12}C); B — расчет с учетом неравновесных предкомпаундных процессов распада (1000 взаимодействий первичных протонов и 1000 взаимодействий ионов ^{12}C); C — расчет с помощью перколяционной модели (2500 взаимодействий протонов и 2500 ионов ^{12}C).

Представление о точности расчетов послекаскадной стадии ядерных реакций можно получить путем сравнения различных подходов: испарительной модели, учета предравновесного испускания частиц и фрагментов, перколяционной модели. При умеренных энергиях возбуждения, по-видимому, наиболее точной является испарительная модель (с учетом конкуренции высокоэнергетического деления), дополненная учетом процессов неравновесного предкомпаундного испускания частиц. Хотя число неравновесных фрагментов сравнительно невелико, они, как правило, превосходят по своей энергии испарительные частицы и в среднем порождают большое энергосвечение в ячейках. Пренебрежение этими каналами распада послекаскадных ядер вносит весьма заметные ошибки.

Таблица 2. Средние значения импульса, угла вылета и множественности π -мезонов при $E = 3,3$ ГэВ/нуклон.

СМ и КМ — результаты расчета на основе струнной и каскадной моделей. Экспериментальные данные взяты из работ [36,37]

Реакция	Модель	$\langle p \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta \rangle$, град	$\langle n \rangle$
$p + C$	СМ	$0,49 \pm 0,001$	$47,3 \pm 0,1$	$0,24 \pm 0,001$
	КМ	$0,43 \pm 0,02$	$55,0 \pm 2,0$	$0,48 \pm 0,02$
	эксп.	$0,53 \pm 0,03$	$49,4 \pm 1,7$	$0,33 \pm 0,02$
$d + C$	СМ	$0,60 \pm 0,001$	$45,3 \pm 0,1$	$0,50 \pm 0,001$
	КМ	$0,53 \pm 0,01$	$47,5 \pm 1,0$	$0,78 \pm 0,02$
	эксп.	$0,58 \pm 0,03$	$44,2 \pm 1,0$	$0,60 \pm 0,03$
$\alpha + C$	СМ	$0,61 \pm 0,02$	$41,6 \pm 1,2$	$0,72 \pm 0,03$
	КМ	$0,56 \pm 0,01$	$46,1 \pm 1,1$	$1,16 \pm 0,03$
	эксп.	$0,63 \pm 0,03$	$43,2 \pm 1,1$	$1,02 \pm 0,03$
$C + C$	СМ	$0,62 \pm 0,01$	$40,0 \pm 0,9$	$1,23 \pm 0,03$
	КМ	$0,59 \pm 0,01$	$41,4 \pm 1,0$	$1,70 \pm 0,04$
	эксп.	$0,62 \pm 0,03$	$40,0 \pm 0,7$	$1,50 \pm 0,05$
$C + Ta$	СМ	$0,49 \pm 0,01$	$54,0 \pm 1,5$	$3,4 \pm 0,1$
	КМ	$0,36 \pm 0,02$	$66,0 \pm 4,5$	$5,9 \pm 0,4$
	эксп.	$0,48 \pm 0,01$	$51,6 \pm 0,6$	$3,2 \pm 0,1$

Серьезный недостаток такого подхода состоит в том, что он не описывает образования тяжелых фрагментов — более тяжелых, чем α -частицы. Удовлетворительной теории процессов фрагментации пока не существует; можно лишь, основываясь на экспериментальном факте малости сечения таких каналов, надеяться на то, что неравновесная фрагментация дает сравнительно небольшой вклад в радиационные повреждения.

Альтернативным способом вероятностного расчета распадов возбужденных ядер является перколяционный подход [30—32]. Из табл.1 видно, что получающиеся при этом результаты иногда в полтора-два раза отличаются от рассчитанных другими способами. Однако расчетов на основе перколяционного подхода выполнено еще мало и трудно сказать, насколько он предпочтительнее других.

Сравнение с опытом показывает, что в случае адрон-ядерных взаимодействий каскадно-испарительная модель пригодна вплоть до

Таблица 3. Средние характеристики каскадных протонов при $E = 3,3$ ГэВ/нуклон («испарительные» частицы не учитываются). Обозначения, как в табл.1. Экспериментальные данные взяты из работы [38]

Реакция	Модель	$\langle p \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta \rangle$, град	$\langle n \rangle$
$p + C$	СМ	$1,47 \pm 0,003$	$38,7 \pm 0,08$	$1,76 \pm 0,004$
	КМ	$1,16 \pm 0,04$	$43,3 \pm 1,5$	$2,15 \pm 0,08$
	эксп.	$1,44 \pm 0,06$	$38,2 \pm 1,0$	$1,83 \pm 0,1$
$d + C$	СМ	$1,53 \pm 0,003$	$39,4 \pm 0,08$	$1,88 \pm 0,004$
	КМ	$1,12 \pm 0,02$	$42,6 \pm 0,9$	$2,46 \pm 0,05$
	эксп.	$1,50 \pm 0,04$	$38,0 \pm 0,07$	$1,95 \pm 0,08$
$\alpha + C$	СМ	$1,77 \pm 0,05$	$34,1 \pm 1,0$	$2,63 \pm 0,08$
	КМ	$1,48 \pm 0,04$	$35,4 \pm 0,9$	$3,33 \pm 0,09$
	эксп.	$1,63 \pm 0,04$	$34,7 \pm 0,5$	$3,06 \pm 0,10$
$C + C$	СМ	$2,00 \pm 0,04$	$29,1 \pm 0,6$	$4,06 \pm 0,09$
	КМ	$1,93 \pm 0,05$	$28,0 \pm 0,7$	$4,99 \pm 0,10$
	эксп.	$2,00 \pm 0,03$	$28,4 \pm 0,4$	$4,30 \pm 0,10$
$C + Ta$	СМ	$1,13 \pm 0,03$	$48,4 \pm 1,4$	$14,0 \pm 0,4$
	КМ	$0,96 \pm 0,06$	$47,0 \pm 3,1$	$17,0 \pm 1,1$
	эксп.	$1,05 \pm 0,01$	$49,6 \pm 0,4$	$15,2 \pm 0,6$

энергий $E = 5$ ГэВ. В случае столкновения двух ядер область ее применимости меньше: $E = 2-3$ ГэВ/нуклон налетающего легкого ядра и еще меньше — при столкновении тяжелых ядер [28]. В области больших энергий множественность рождающихся низкоэнергетических частиц, характеризующая разветвленность («мощность») теоретического каскада, превосходит экспериментальную и довольно быстро возрастает при увеличении энергии. При расчете каскадов в толстых блоках вещества это не очень существенно, поскольку главный вклад в этом случае происходит от взаимодействий с меньшими энергиями, которые хорошо описываются каскадно-испарительной моделью. Иная ситуация в случае тонких слоев и пленок, где вторичных ядерных столкновений практически нет и неточности в характеристиках высокоэнергетического взаимодействия становятся весьма заметными.

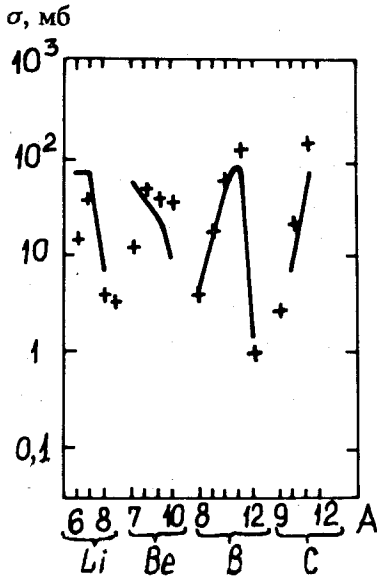


Рис. 4. Сечения образования легких фрагментов в реакции $^{12}\text{C} + ^{109}\text{Ag}$. Кривые — опыт [39], (+) — расчетные значения

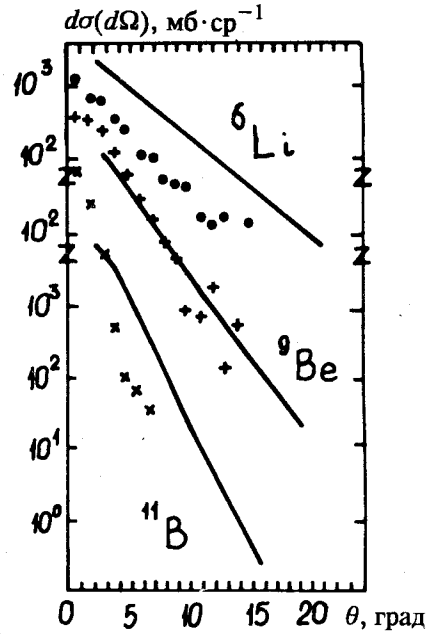


Рис. 5. Угловые распределения легких фрагментов в реакции $^{12}\text{C} + ^{109}\text{Ag}$. Кривые — опыт [39], (●), (×), (+) — соответствующие расчетные значения

Расхождение с опытом можно устранить, если уточнить механизм адрон-адронных взаимодействий путем учета вклада кварк-глюонных струн. К сожалению, это значительно усложняет алгоритм расчета и связано с большими затратами времени ЭВМ. Кроме того, струнные модели пока еще весьма неоднозначны. Тем не менее, если ограничиться областью энергий, не превосходящих нескольких десятков ГэВ/нуклон (с такими энергиями мы имеем дело в космических лучах), то можно воспользоваться приближенными полуфеноменологическими моделями кварк-глюонных струн (см., например, [33,34]), которые, хотя и встречают некоторые теоретические возражения, однако, как это видно из табл.2 и 3, неплохо описывают эксперимент (подробнее см. об этом в [35]).

В практических расчетах межъядерных каскадов вкладом кварк-глюонных эффектов можно пренебречь при $E < 3-4$ ГэВ/нуклон, однако при больших энергиях различия быстро возрастают. Например, среднее

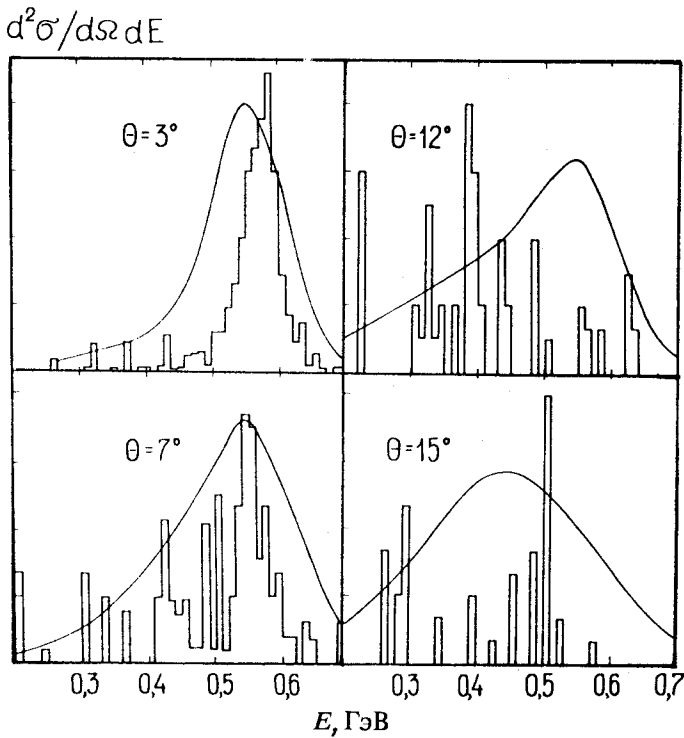


Рис. 6. Энергетические спектры фрагментов ${}^9\text{Be}$ в реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{109}\text{Ag}$ для различных углов вылета θ . Кривые — фитирование экспериментальных данных [39], гистограммы — расчет ($\theta = 2,5^\circ$)

число ядерных взаимодействий (узлов каскадного дерева) в медной или железной мишенях, рассчитанное с помощью обычной каскадно-испарительной модели и с учетом кварк-глюонных струн, при $E = 3,5$ ГэВ/нуклон различаются примерно на 20%, а при $E = 9$ ГэВ/нуклон — уже на 50% (первичные частицы — протоны и ионы ${}^{12}\text{C}$).

Как уже отмечалось выше, главный вклад в радиационные повреждения микрорелектронных схем дают ядерные фрагменты и остаточные ядра отдачи. Точность расчета их характеристик рассмотрим на примере взаимодействия ионов углерода с ядрами серебра при $E = 85$ ГэВ/нуклон, где имеются экспериментальные данные [39].

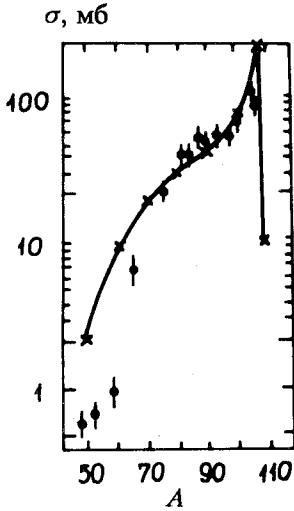


Рис.7. Распределение масс фрагментов ядра-мишени ^{109}Ag . (●) — эксперимент [39], (×) и аппроксимирующая кривая — наш расчет

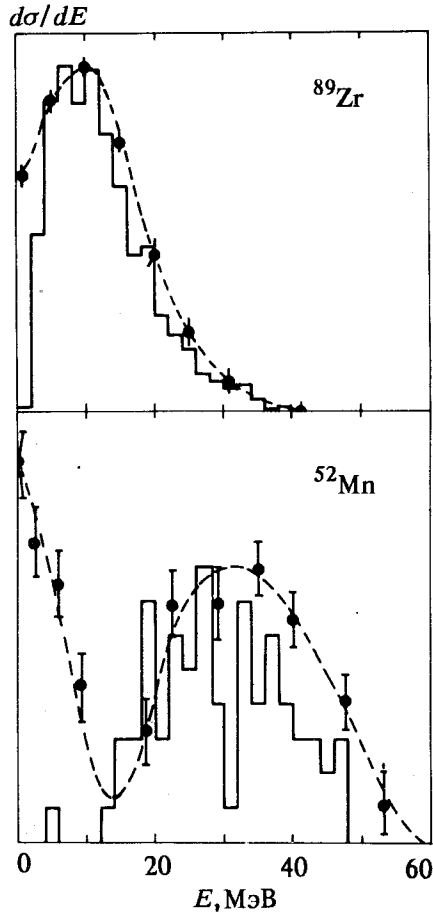


Рис.8. Энергетический спектр фрагментов ^{52}Mn ($50 < A < 55$) и ^{89}Zr ($85 < A < 89$), образующихся в реакции $^{12}\text{C} + ^{109}\text{Ag}$. Пунктир — опыт [35], гистограмма — расчет

Сечения образования легких фрагментов с массой, близкой к иону ^{12}C , их угловые и энергетические распределения показаны на рис.4—6. На рис.7 и 8 приведены данные для тяжелых ядер отдачи — остатков ядра-мишени [40]. Как видно, согласие достаточно хорошее. Заметные различия наблюдаются для ^6Li , однако роль этого фрагмента в радиационных повреждениях невелика (см. ниже), кроме того, при желании расхождения нетрудно устранить соответствующим подбором параметров модели.

Расхождения расчетных и экспериментальных спектров ядра ^{52}Mn на рис.8 в области $E \leq 10$ МэВ связано, по-видимому, с какими-то неточно-

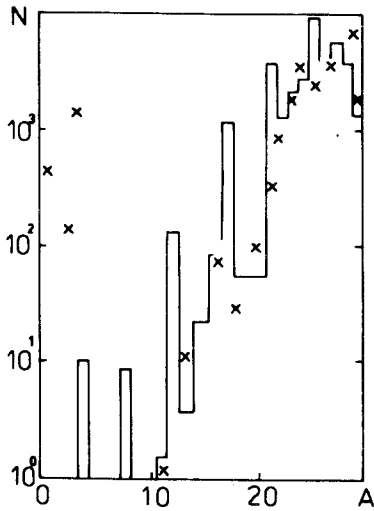


Рис. 9. Массовое распределение остаточных ядер в реакции $p + {}^{28}\text{Si}$ при $E = 100$ МэВ. Гистограмма — расчет [40], (x) — наши данные

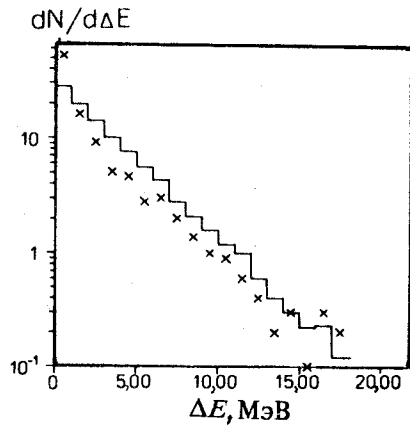


Рис. 10. Энергетическое распределение остаточных ядер в реакции $p + {}^{28}\text{Si}$ при $E = 100$ МэВ. Гистограмма — расчет [39], (x) — наши данные

стями экспериментального характера. (Трудно понять, почему наблюдается так много почти остановившихся ядер; подробнее см. работу [40]). Средние значения $\langle E \rangle^{\text{теор}} = 12$ и $29,3$ МэВ для ядер ${}^{52}\text{Mn}$ и ${}^{89}\text{Zr}$ близки к соответствующим экспериментальным значениям $\langle E \rangle^{\text{эксп}} = 9,9$ и $31,5$ МэВ.

На рис.9 и 10 характеристики фрагментов и ядер отдачи, рассчитанные с помощью нашей модели внутриядерных каскадов, сравниваются с расчетными данными других авторов. Согласие вполне удовлетворительное. Существенное различие наблюдается лишь для α -частиц. По-видимому, это связано с дополнительным учетом неравновесных процессов в нашей модели. (Данные для $d, t, {}^3\text{He}$ в работе [40] не приводятся.)

На рис.11 сравниваются распределения массовых чисел ядерных фрагментов и остаточных ядер, образующихся при взаимодействии протонов и ионов углерода с ядрами Si и GaAs. На рис.12 и 13 приведены энергетические спектры α -частиц и всех остальных остаточных ядер с зарядовыми числами $Z > 2$ при энергии налетающих частиц 0,1 и 1 ГэВ/нуклон. Во взаимодействиях протонного пучка с мишенью рост энергии налетающих частиц сопровождается повышением множественности и средней энергии образующихся ядер гелия. Особенно ярко этот

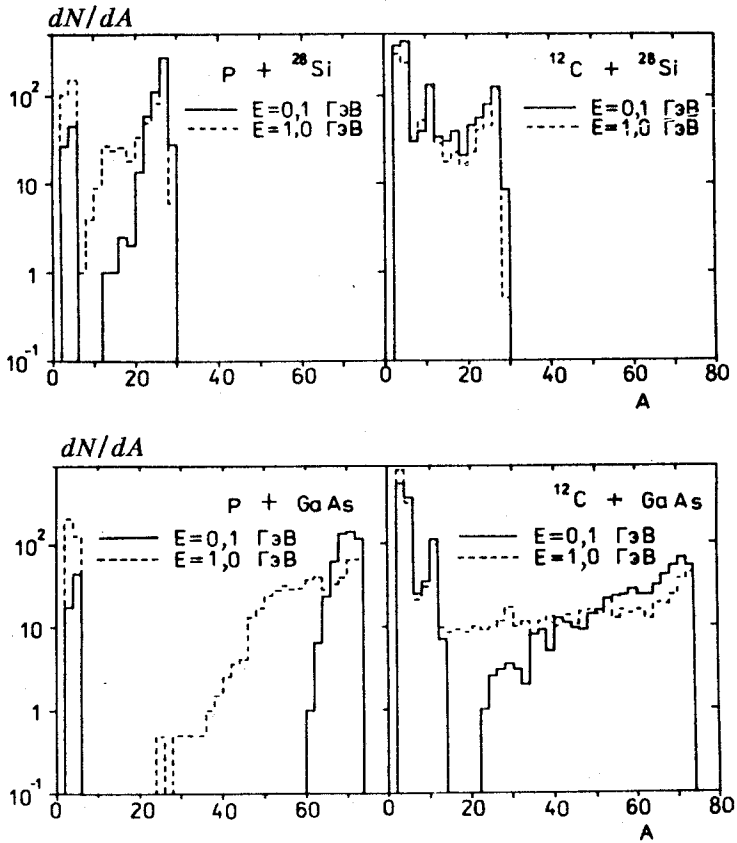


Рис. 11. Распределение фрагментов и ядер отдачи по величине их массовых чисел. Сплошные и штриховые гистограммы — расчет для энергии бомбардирующих протонов и ионов ^{12}C $E = 0,1$ и 1 ГэВ/нуклон

эффект выражен на мишени GaAs. По сравнению с кремниевой мишенью спектры α -частиц, образующихся в столкновениях $p + \text{GaAs}$, значительно жестче. Это связано с большей величиной кулоновского барьера, препятствующего образованию медленных α -частиц. Для тяжелых ядер отдачи ситуация обратная — из-за меньшей массы кремния его фрагменты образуются в среднем с большей энергией.

При замене налетающего протона ядром углерода в спектре тяжелых фрагментов появляется заметный высокоэнергетический «хвост». С увеличением энергии форма спектров фрагментов изменяется слабо. На мишени GaAs использование в качестве снаряда ионов углерода приводит к су-

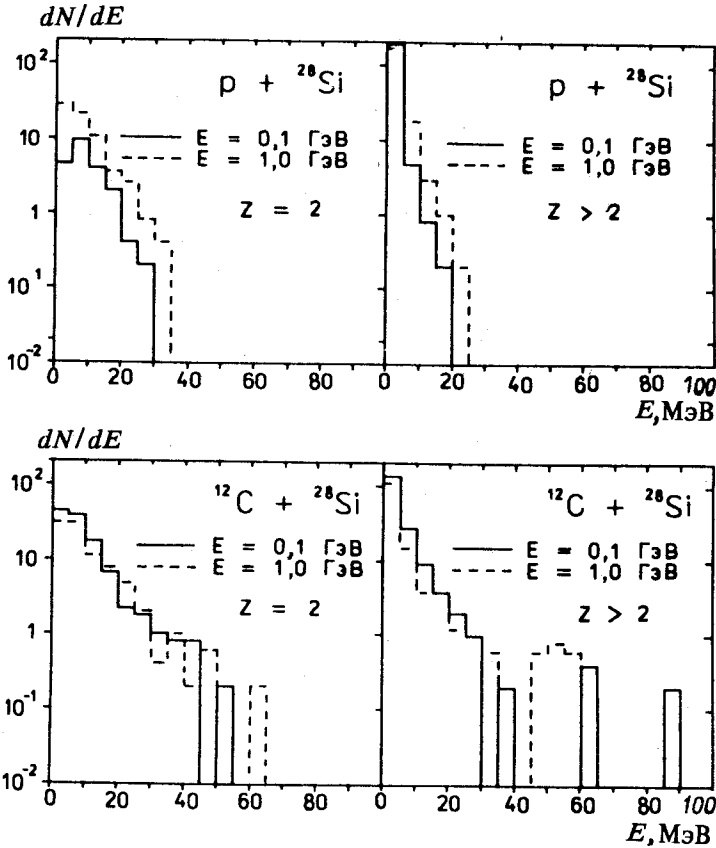


Рис. 12. Энергетические спектры α -частиц ($Z = 2$) и ядер с $Z > 2$, образующихся при взаимодействии протонов и ионов ^{12}C с ядрами ^{28}Si . Сплошные и штриховые гистограммы — расчет для $E = 0,1$ и 1 ГэВ/нуклон

щественному увеличению абсолютного выхода медленных α -частиц, что особенно важно виду их большой дефектообразующей способности (см. разд. «Моделирование радиационных повреждений стриповых детекторов»). Увеличение выхода медленных частиц объясняется большей степенью разрушения ядра-мишени и, как следствие, уменьшением кулоновского барьера.

Из приведенных данных следует, что при небольших энергиях бомбардирующих частиц энерговыделение, а следовательно, и число радиационных сбоев в кремниевых ячейках должно быть больше, чем в арсениде галлия. С ростом энергии различие становится меньше, а в области вы-

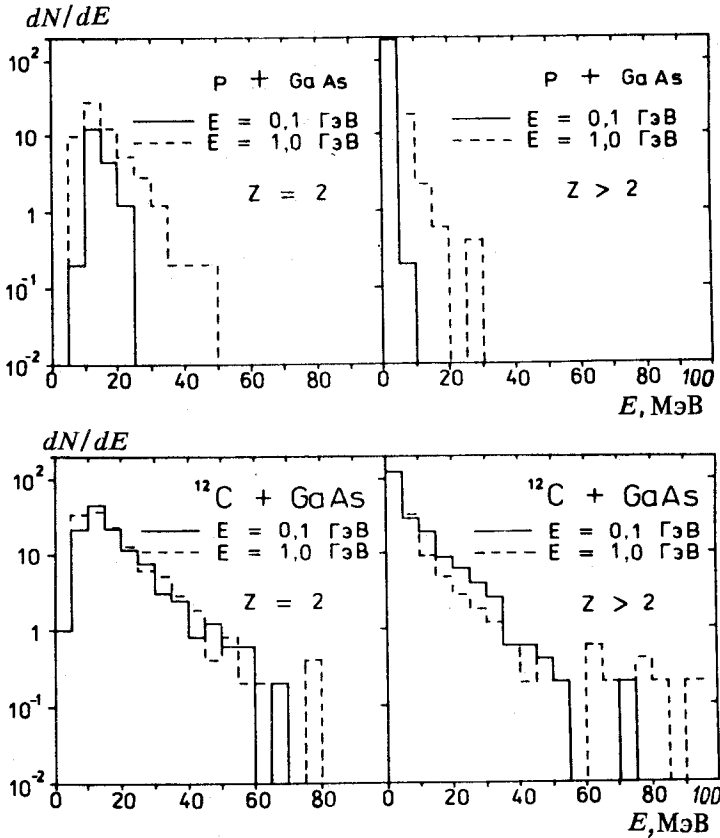


Рис. 13. То же, что и на рис.12. Взаимодействие с ядрами GaAs

соких энергий число сбоев микросхем, изготовленных на основе арсенида галлия, становится большим, чем для кремниевых ячеек. К аналогичным выводам пришли также авторы [41], рассчитавшие радиационные повреждения ячеек в пучках протонов с энергиями $25\div 300 \text{ МэВ}$.

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ТОНКИХ СЛОЯХ Si И GaAs

В качестве примера использования разработанной модели для расчета радиационных повреждений полупроводниковых материалов рассмотрим взаимодействие протонов, α -частиц и многозарядных ионов с тонкими слоями кремния и арсенида галлия при $E = 3,65 \text{ ГэВ/нуклон}$,

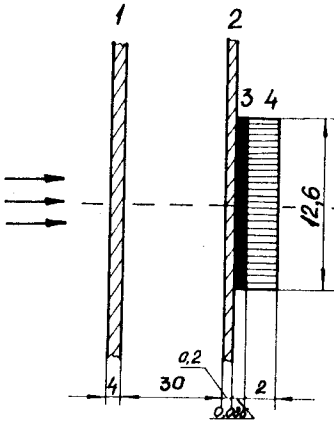


Рис. 14. Геометрия мишени: 1 — алюминиевый экран (измерения выполнялись одновременно с другим экспериментом; экран искажает значения $N(\Delta E)$ лишь при $\Delta E < 2$ МэВ); 2 — лист бумаги, отсекавший низкоэнергетические α -частицы; 3 — чувствительный объем кремниевого детектора; 4 — кремниевая подложка. Все размеры приведены в миллиметрах

измерения для кремния выполнены на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ [42].

На рис.14 показана конструкция мишени, включающая поверхностно-барьерный детектор с площадью чувствительного объема $2,5 \text{ см}^2$ и

толщиной 85 мкм. Первичный пучок состоял из протонов, ионов ^{12}C или представлял собой смесь ядер ^4He , ^7Li , ^{10}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O с относительным содержанием компонентов 18, 11, 1, 3, 6, 6, 55%.

Как уже отмечалось, метод Монте-Карло позволяет детально учесть все особенности эксперимента.

Экспериментальный и расчетный спектры энерговыведения в чувствительном слое детектора под действием пучка протонов

$$N(\Delta E) = \frac{dN/dE}{\int_{\Delta E > 1 \text{ МэВ}} (dN/dE) dE} \quad (8)$$

показаны на рис.15. На рис.16 сопоставляются энергопотери в пучках протонов и ионов.

Экспериментальные спектры хорошо аппроксимируются суммой двух экспонент:

$$N(\Delta E) = a_1 \exp(-b_1 \Delta E) + a_2 \exp(-b_2 \Delta E) \quad (9)$$

с показателями b_1 , указанными в табл.4. Такой же вид имеют и теоретические спектры. Расчетные значения укладываются в рамки экспериментальных погрешностей.

Из табл.4 и рис.16 видно, что форма высокоэнергетической части спектра, при $\Delta E > 5$ МэВ, которая наиболее важна с точки зрения радиационных повреждений полупроводниковых приборов, определяется вкладом медленно убывающей экспоненты и весьма слабо зависит от типа бомбардирующих частиц. В то же время энерговыведения $\Delta E < 3$ МэВ

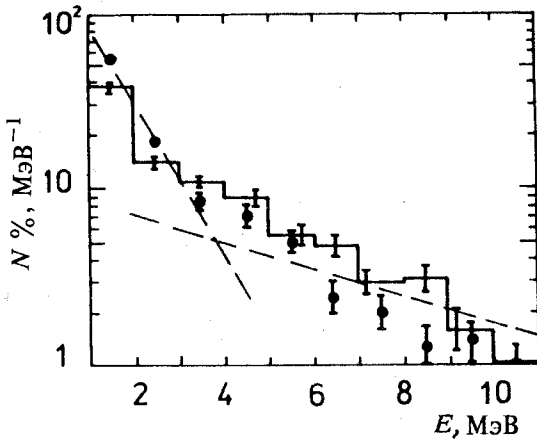


Рис. 15. Вероятность выделения энергии ΔE в чувствительном слое детектора [42]. Первичный пучок — протоны. Точки — результат измерений, гистограммы — расчет. Штриховые линии — аппроксимация (8) с параметрами из табл. 4. Для абсолютной калибровки экспериментальных значений следует учесть, что в интервале $\Delta E = 1+2$ МэВ в расчете на один первичный протон $N(\Delta E) = 1,28 \cdot 10^{-3}$; $a_1 = 1,3$; $a_2 = 0,087$

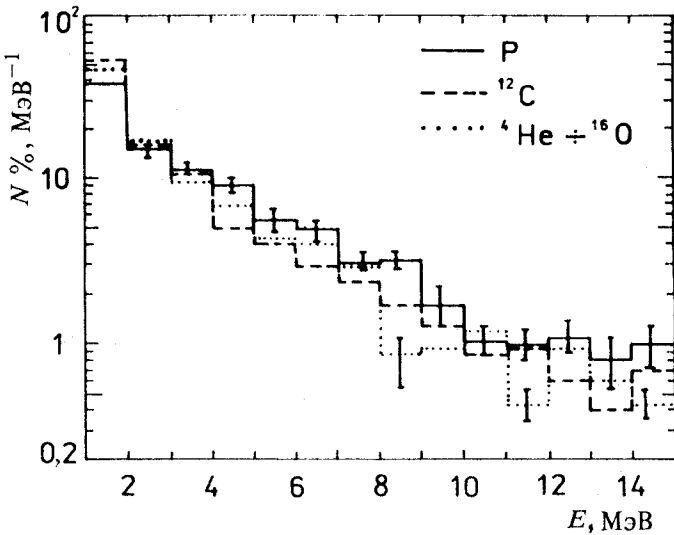


Рис. 16. Зависимость спектра выделяющейся энергии от типа бомбардирующей частицы. Указаны статистические погрешности расчета

существенно зависят от типа частиц. Средние энергопотери $\langle E \rangle = 1$ и 5 МэВ, соответствующие двум экспонентам на чувствительной длине детектора 85 мкм, связанные с удельными потерями энергии dE/dx , соответственно, порядка $0,1$ и 1 ГэВ/с, характерными для α -частиц и ионов с зарядовыми числами $Z = 7$ и энергией $10-20$ МэВ. Расчеты показывают,

Таблица 4. Коэффициенты экспоненциальной аппроксимации экспериментальных спектров энерговыделения

Частица	b_1	b_2
p	$0,950 \pm 0,005$	$0,160 \pm 0,01$
^{12}C	$1,8^{+0,4}_{-0,3}$	$0,20 \pm 0,01$
$^4\text{He} - ^{16}\text{O}$	—	$0,190 \pm 0,02$

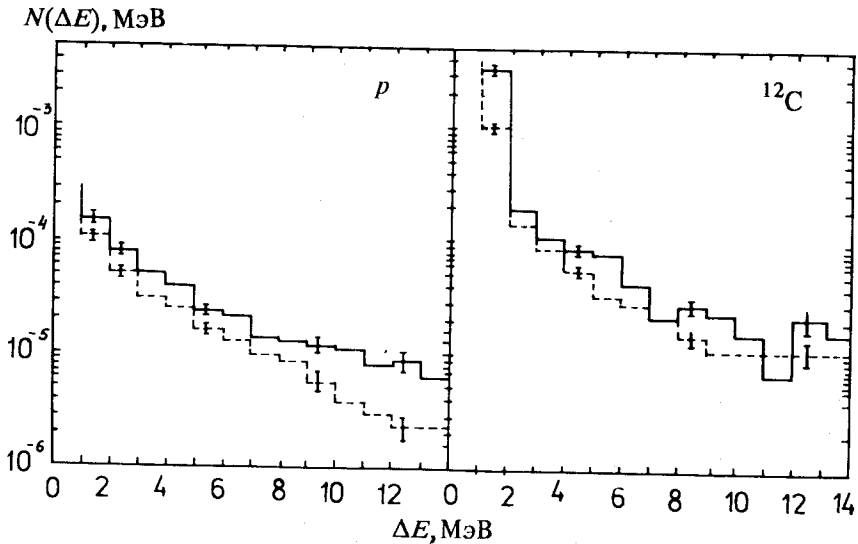


Рис. 17. Число случаев энерговыделения ΔE в расчете на одну бомбардирующую частицу — протон или ион ^{12}C . Сплошные гистограммы — GaAs, штриховая линия — Si

что характеристики многозарядных фрагментов и ядер сравнительно слабо зависят от типа первичной частицы, что и обуславливает устойчивость «хвоста» энергопотерь.

Из рис.15 видно, что относительные значения расчетных спектров энерговыделения хорошо согласуются с экспериментальными. Вместе с тем абсолютные значения $N(\Delta E)$ оказываются несколько меньше измеренных. Кроме того, в области небольших ΔE они заметно менее чувствительны к типу бомбардирующих частиц (ср. рис.13 и табл.4). Причина расхождения остается пока не ясной.

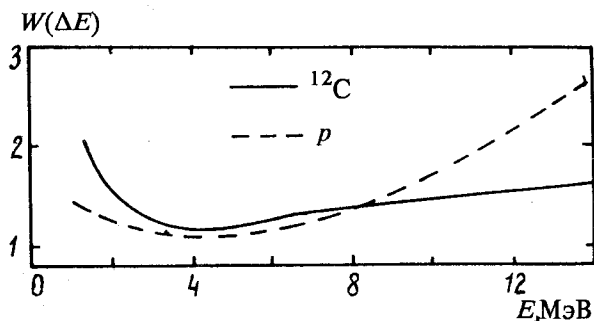


Рис. 18. Не зависящие от сечений отношения частот энерговыделения в арсениде галлия и в кремнии. Сплошная кривая — расчет для пучка ионов углерода, штриховая — для пучка протонов

Рассмотрим теперь энерговыделения в тонких слоях арсенида галлия. Геометрия мишени, как и на рис. 13, только вместо кремния используется GaAs.

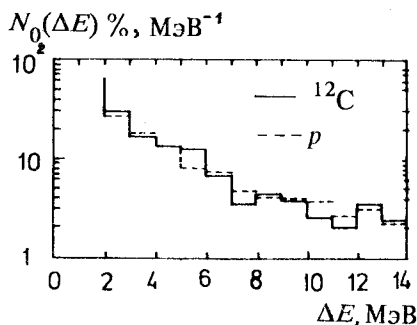
На рис. 17 сравниваются расчетные спектры энерговыделения для Si и GaAs, облученных протонами и ионами ^{12}C . Эти и все приводимые ниже данные относятся к энергии $E = 3,65$ ГэВ/нуклон. Как видно, замена кремния арсенидом галлия приводит к увеличению энерговыделения. Это обусловлено тремя главными причинами: 1) увеличением макроскопического сечения взаимодействия бомбардирующих частиц с веществом мишени Σ_{in} , что в случае тонких мишеней оказывается приблизительно одинаковым при всех ΔE ; 2) более развитым адрон-мезонным каскадом, образующимся в неупругих ядерных столкновениях, что связано, в основном, с небольшими значениями ΔE ; 3) большим вкладом тяжелых фрагментов в случае GaAs и протонного пучка, который слабее дробит ядра-мишени, чем пучок тяжелых ионов.

Относительная роль этих трех факторов наглядно видна из рис. 18, где приведены не зависящие от сечений отношения частот:

$$W(\Delta E) = \frac{N(\Delta E)_{\text{GaAs}}}{N(\Delta E)_{\text{Si}}} \frac{\Sigma_{\text{in}}^{(\text{Si})}}{\Sigma_{\text{in}}^{(\text{GaAs})}} \quad (10)$$

При $\Delta E = 2 \div 6$ МэВ отношения близки к единице, при больших и меньших значениях ΔE дают вклад, соответственно, два других фактора.

Рис. 19. Равнонормированные вероятности энерговыделения в слое под действием пучка ионов ^{12}C (сплошная гистограмма) и пучка протонов (штриховая)



Хотя энерговыделение под действием ионов ^{12}C заметно больше, чем в пучке протонов, равнонормированные вероятности

$$N_0(\Delta E) = \frac{N(\Delta E)}{\sum_{\Delta E > 2 \text{ МэВ}} N(\Delta E_i)} \quad (11)$$

практически не зависят от типа бомбардирующих частиц (см. рис.19).

Так же, как и в случае кремния, суммарный спектр энерговыделения в GaAs описывается суммой двух экспонент. При этом показатель наиболее важной медленно спадающей экспоненты можно считать не зависящим от типа бомбардирующих частиц. Это позволяет делать оценки числа сбоев в пучках различных типов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СБОЕВ В ЯЧЕЙКАХ МИКРОСХЕМ

Рассмотрим теперь более сложный случай — вероятность радиационных сбоев в кремниевой микросхеме, состоящей из 4000 ячеек толщиной 100 мкм на кремниевой подложке. Как и в рассматривавшихся ранее случаях, будем считать, что первичные частицы бомбардируют мишень перпендикулярно ее поверхности.

В реальных полупроводниковых схемах чувствительный к радиационным повреждениям объем, зависящий от конкретного их устройства, несколько меньше геометрического объема ячейки. Мы это различие пока не будем принимать во внимание. В качестве пороговой энергии выберем значение $\Delta E = 2$ МэВ (ср. рис.1).

На рис.20 приведены расчетные распределения числа поврежденных ячеек по величине выделившейся в них энергии $N(\Delta E)/N_{\text{tot}}$, где

$$N_{\text{tot}} = \int_{\Delta E > 2 \text{ МэВ}} (dN/dE)dE \quad (12)$$

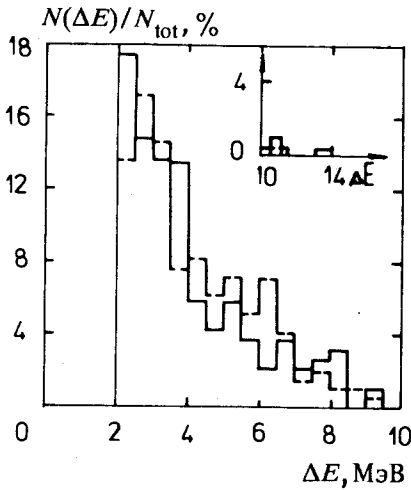


Рис. 20. Относительное число ячеек микросхемы, в которых под действием протонов (штриховая) и ионов ^{12}C (сплошная гистограмма) выделяется энергия ΔE . Статистическое обеспечение расчетов — 1000 взаимодействий первичных протонов в слое ячеек и 299 мкм кремниевой подложке, в результате которых произошло 198 повреждений ячеек, соответственно 190 повреждений ячеек на 1113 ионов ^{12}C

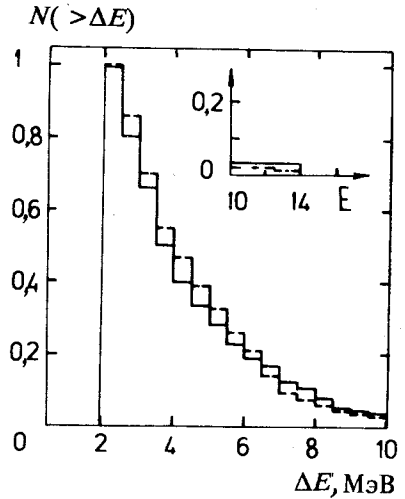


Рис. 21. Относительное число ячеек микросхемы с энерговыделением, превышающим ΔE . Сплошная гистограмма — для пучка ионов ^{12}C , штриховая — протоны. Статистическая обеспеченность такая же, как на рис. 20

— полное число поврежденных ячеек. На рис.21 указаны соответствующие интегральные распределения

$$N(>\Delta E) = \int_{\epsilon > \Delta E} N(\epsilon) d\epsilon / N_{\text{tot}} \quad (13)$$

Как и в тонких полупроводниковых слоях, выделяющаяся в ячейке энергия слабо зависит от типа бомбардирующих частиц. Примерно в половине случаев при облучении протонами и приблизительно в 60% случаев при облучении ионами ^{12}C в ячейке выделяется $\Delta E = 2+4$ МэВ. Вероятность очень большого энерговыделения ($\Delta E > 10$ МэВ) составляет в обоих случаях всего лишь около 3—4% [6].

Для понимания механизма радиационных повреждений и дальнейшего совершенствования физических аспектов модели важно знать,

какие частицы — каскадные адроны, многозарядные фрагменты распадающихся ядер или ядра отдачи — дают основной вклад в энергояделение. С этой целью на рис.22 показан относительный вклад в вероятность радиационного повреждения ячейки (то есть выделения в ней энергии $\Delta E > 2$ МэВ) различных сортов заряженных частиц, образующихся в процессе межъядерного каскада.

Обращает на себя внимание пренебрежимо малый (5—7%) вклад однозарядных частиц — каскадных протонов, мезонов, ядер дейтерия и трития. Это объясняется тем, что большинство этих частиц имеют высокую энергию и, соответственно, очень слабо ионизуют среду. Главный вклад (40—60%) дают двухзарядные ионы гелия и приблизительно столько же вносят тяжелые многозарядные ядра отдачи, образующиеся в результате неравновесных предкомпаундных распадов и «испарения» послекаскадных ядер (рис.23). Поскольку протоны слабее разрушают ядро-мишень, то относительный вклад ионов гелия в этом случае меньше, а вклад ядер отдачи с зарядами, близкими к исходному, больше, чем при облучении ионами углерода.

На рис.24 и 25 на примере пучка протонов (для ионов получаются близкие результаты) сопоставляются зарядовые и энергетические распределения, рассчитанные с учетом и без учета предравновесного распада послекаскадных ядер. Различия в зарядовых распределениях несущественны. Десятипроцентное расхождение во вкладе α -частиц обусловлено тем, что предравновесные процессы снижают энергию возбуждения остаточных ядер, благодаря чему вероятность «испарения» более тяже-

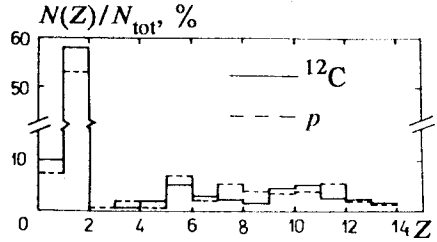


Рис. 22. Вероятность выделения в ячейке радиационной энергии $E > 2$ МэВ каскадной частицей с зарядом Z

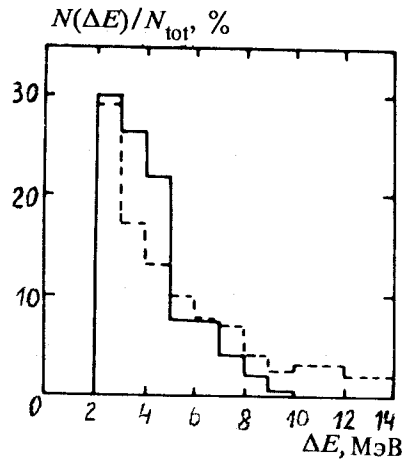


Рис. 23. Вероятность выделения в ячейке радиационной энергии α -частицами (сплошная гистограмма) и ядрами с зарядами $Z > 2$ (штриховая)

лых по сравнению с нуклонами α -частиц тоже уменьшается. Более заметны различия в энергетических гистограммах. Испускаемые ядрами неравновесные фрагменты, как правило, превосходят по своей энергии испарительные частицы и, в среднем, порождают большее энерговыделение в ячейках. Это говорит о том, что расчеты радиационных повреждений должны обязательно выполняться с учетом неравновесных процессов.

Следует также иметь в виду, что вероятность радиационных сбоев весьма чувствительна к размерам и геометрии микросхемы. Например, для рассматриваемой нами микросхемы с поперечными размерами $0,2 \times 0,5$ см и толщиной $d = 100$ мкм однозарядные частицы дают сбои лишь при $\Delta E < 3$ МэВ, а в случае схемы с размерами $1 \times 1,25$ см, $d = 85$ мкм их вклад в области $\Delta E < 3$ МэВ составляет около 60%.

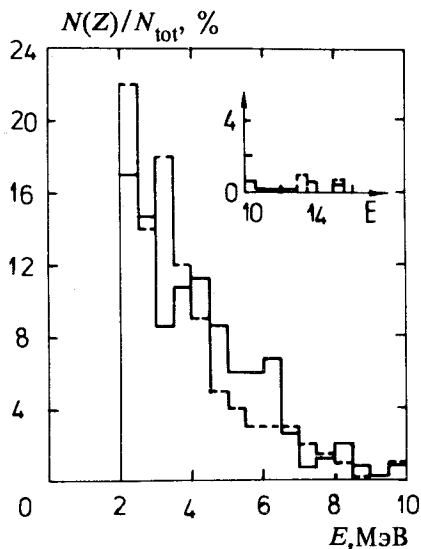


Рис. 24. Энерговыделение в ячейке микросхемы, облучаемой протонами с энергией $E = 1$ ГэВ. Сплошная гистограмма — расчет испарительной модели, дополненной неравновесными распадами, штриховая — расчет без их учета

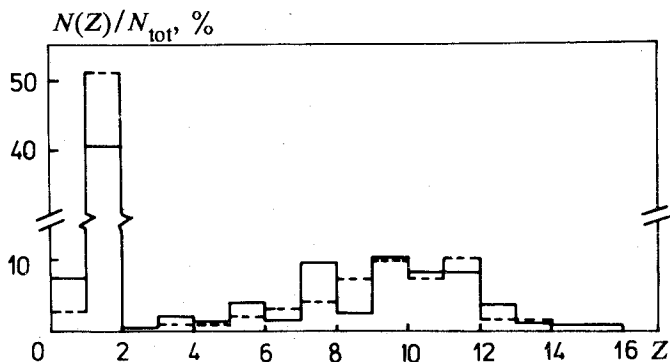


Рис. 25. Вероятность выделения в ячейке микросхемы энергии $\Delta E > 2$ МэВ частицей с зарядом Z . Первичный пучок — протоны с $E = 1$ ГэВ. Обозначения, как на рис.24

Распределение сбоев, вызванных большим энерговыделением, при этом изменяется незначительно. Другими словами, математического моделирования требует каждый случай.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ СТРИПОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

В качестве еще одного применения разработанной нами модели рассмотрим расчет радиационных дефектов (выбитых из кристаллической решетки атомов) в микрополосковом кремниевом детекторе под действием высокоэнергетических ионов углерода ($E = 3,65$ ГэВ/нуклон) и пучка нейтронов с энергией $E = 10,5$ МэВ.

Число выбитых атомов зависит от типа и энергии бомбардирующих частиц, поэтому для его измерения, вообще говоря, нужны соответствующие эксперименты. Однако, если знать соотношения между дефектообразованием в различных пучках, то оценку ожидаемой эффективности можно получить и в более простых условиях — например, с помощью облучения детектора интенсивным пучком реакторных нейтронов.

Для того чтобы получить представление о возможности такого пересчета, рассмотрим кремниевую пленку толщиной 3000 мкм, облучаемую иглообразным перпендикулярным пучком частиц заданной энергии E . 26-групповую систему нейтронных констант [12] дополним данными о реакциях (n, p) и (n, α). При этом будем предполагать, что рождение α -частиц происходит лишь в пределах первой группы ($E = 10,5 \div 6,5$ МэВ) с сечением 91 мб [48]. Сечения (n, p)-реакции указаны в табл.5. Ввиду отсутствия надежных экспериментальных данных, энергетическое распределение протонов и α -частиц предположим таким же, как и для нейтронов в неупругих реакциях: энергии распределяются в соответствии с сечениями неупругих переходов из одной группы в другую, в пределах отдельной группы энергию будем разыгрывать равномерно. Угловые распределения протонов и α -частиц будем считать изотропными. Вектор

Таблица 5. Сечения рождения протона нейтроном с энергией E

Номер группы	1	2	3	4	5
E , МэВ	10,5—6,5	6,5—4	4—2,5	2,5—1,4	1,4
σ , мб	123	236	162	71	0

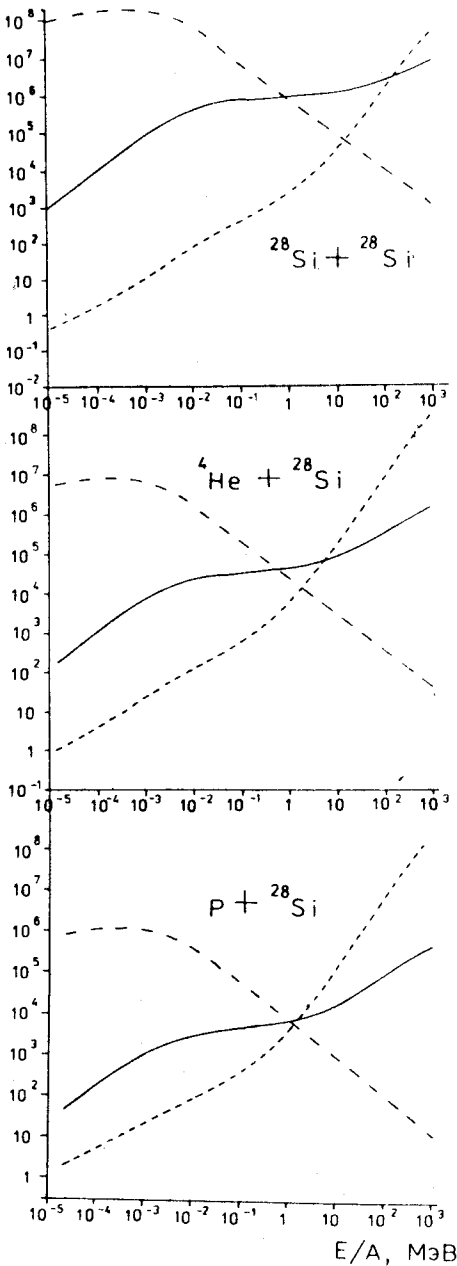


Рис. 26. Пробег бомбардирующей частицы R (см), плотность образования дефектов n_{def} (1/см) и полное число образующихся дефектов N_{def} . E — энергия бомбардирующей частицы. Сплошная линия — число дефектов ($\times 10^2$), штриховая — пробег (см), штриховая увеличенная — плотность дефектов (1/см)

импульса ядра отдачи определяется законом сохранения энергии-импульса.

В целях экономии счетного времени ЭВМ, как и в предыдущих разделах, будем использовать статистический вес (2).

Число атомов, выбиваемых многозарядным ионом из решетки с кинетической энергией E , составляет

$$N(E)_{\text{деф}} = \frac{1}{2E_d} \int_0^E \frac{(dE/dx)_{\text{упр}}}{(dE/dx)_{\text{tot}}} dE' \quad (14)$$

где $E_d = 13$ МэВ — пороговая энергия смещения атома, dE/dx — потери энергии на электромагнитные процессы [49,50]. При энергии выше некоторого граничного значения T_1 , зависящего от заряда и массы налетающего иона, экранировка заряда ядра несущественна, и упругие потери определяются сечением резерфордского рассеяния и слабо (логарифмически) зависящим от энергии коэффициентом размножения первичных дефектов [51]. При меньших энергиях в расчете потерь на упругое рас-

Рис. 27. Радиальное распределение дефектов. Показаны распределения, за которые ответственны различные типы каскадных частиц

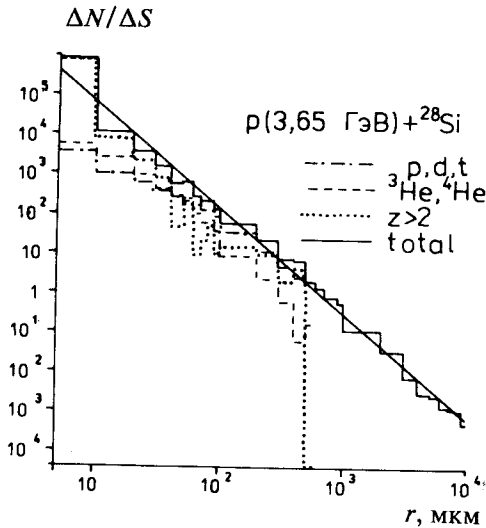
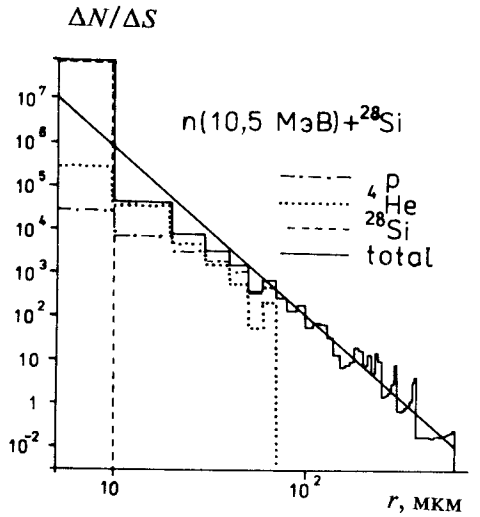
сеяние атомов необходимо учитывать эффекты атомной экранировки. В этой области мы пользовались для dE/dx аналитической аппроксимацией [18] результатов, полученных с помощью теории Томаса — Ферми в работе [13]. Для протонов и α -частиц значения T_1 получены в работе [51], для остальных ионов использовалось выражение

$$T_1 = 0,01 Z^{2/3}, \quad (15)$$

где Z — заряд налетающего иона.

На рис.26 приведены расчетные энергетические зависимости пробега бомбардирующих частиц, полного числа дефектов, образуемых частицей с энергией E до полной ее остановки в веществе детектора или выхода из него, и соответствующей плотности их образования при энергии E в расчете на 1 см. В случае протонов и α -частиц эти зави-

симости близки к приведенным в работе [51]. Данные для ионов ^{28}Si характеризуются дефектообразованием за счет ядер отдачи, дающих весьма существенный вклад в суммарное дефектообразование. Как видно, замена протона α -частицей увеличивает число дефектов примерно на порядок, переход к иону кремния увеличивает их число еще на полтора порядка.



На рис.27 показано пространственное распределение дефектов $\Delta N/\Delta S$, где $\Delta S = \pi (r_2^2 - r_1^2) - 2\pi r \Delta r$, где r — расстояние от оси перпендикулярного пучка первичных частиц. Там же приведены рассчитанные методом средних квадратов аппроксимирующие кривые

$$\Delta N/\Delta S = ar^b,$$

где $a = 8,14 \cdot 10^7$, $b = 2,82$ для протонов, $a = 5,76 \cdot 10^9$, $b = 3,88$ для нейтронов.

Число дефектов, образующихся в пучке нейтронов, почти на два порядка превосходит число дефектов, образующихся протонами при $E = 3,65$ ГэВ. Однако пространственные распределения в этих случаях различаются не очень значительно.

На рис.27 отдельно показаны вклады частиц с электрическими зарядами $Z = 1$, $Z = 2$ и $Z > 2$. В нейтронном пучке ядра отдачи дают вклад лишь вблизи оси $Z \cong 0$, при облучении протонами их вклад заметен вплоть до долей миллиметра.

Сопоставление расчетных данных, подобных приведенным на рис.27, позволяет сделать вывод о возможности имитации эффективности стриповых детекторов путем замены одних пучков другими, более удобными с экспериментальной точки зрения [6].

РАДИАЦИОННЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ ВТСП-БОЛОМЕТРОВ

Технология высокотемпературных сверхпроводящих тонкопленочных материалов позволяет перевести высокочувствительные и быстродействующие приемники электромагнитных излучений с гелиевых на азотные температуры, что открывает новые возможности их применения, в частности, в полях сильно ионизирующих космических и искусственных излучений [52—56]. Однако при этом возникает вопрос, во-первых, не приведет ли тепловыделение в различных деталях ВТСП-приборов, порождаемое ливнями вторичных частиц, к ухудшению их рабочих параметров, и, во-вторых, как поведут себя эти приборы при очень больших дозах облучения.

В качестве конкретного примера математического моделирования воздействия высокоэнергетических ионов на ВТСП-боллометры в работах [46,47] рассмотрен болометр с чувствительным ВТСП-элементом из соединения $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на подложке из титаната стронция $SrTiO_3$. На рис.28 и 29 показана конструкция такого болометра с азотным кристаллом и его приемного устройства, на рис.30 представлена моделирующая

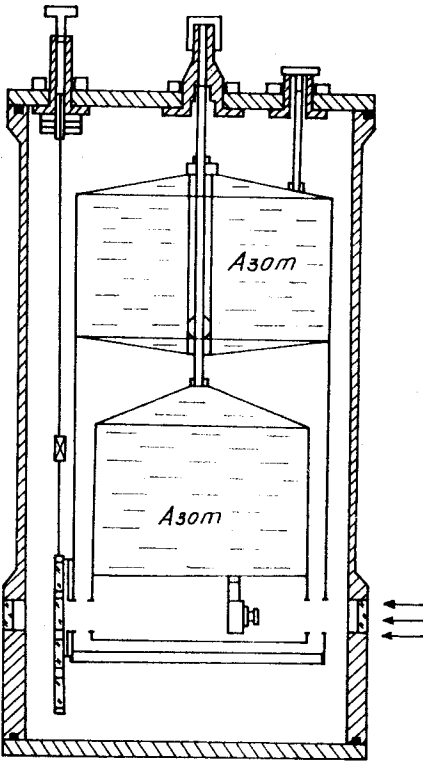


Рис. 28. Схема болометра на базе кристалла ЭВ-214

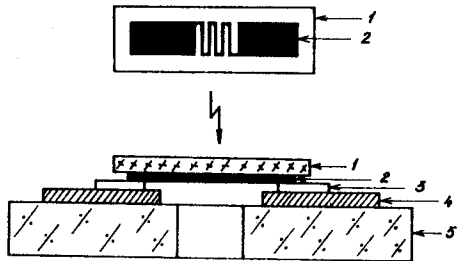


Рис. 29. Конструкция приемного устройства ВТСП-болометра: 1 — подложка, 2 — ВТСП-пленка, 3 — контактол, 4 — поликор, 5 — стекло

их геометрия, использованная в наших расчетах радиационного тепловыделения. Она учитывает все конструктивные элементы и размеры прибора за исключением нескольких несущественных упрощений (замена прямоугольных деталей цилиндрическими, пренебрежение пленочными контактами и т.п.).

Подобно рассмотренным выше случаям микроселектронных приборов особенностью геометрии рис.30 является наличие деталей с

толщиной меньше среднего ядерного пробега частиц, поэтому для обеспечения достаточной точности расчетов снова приходится использовать специальным образом подобранные статистические веса. Например; можно воспользоваться следующим алгоритмом. Предположим сначала, что все частицы движутся в одном направлении вдоль осевой линии (рис.30). Пренебрежем также пока изменением их энергии (а следовательно, и вероятности взаимодействия) из-за ионизационных процессов в промежутках между ядерными столкновениями. Тогда вероятность столкновения частицы внутри i -й детали рассчитываемого прибора

$$\omega_i = \xi_{i=1} - \xi_i, \quad \xi_i = \exp(-\sum \Delta l_j(\lambda_j)),$$

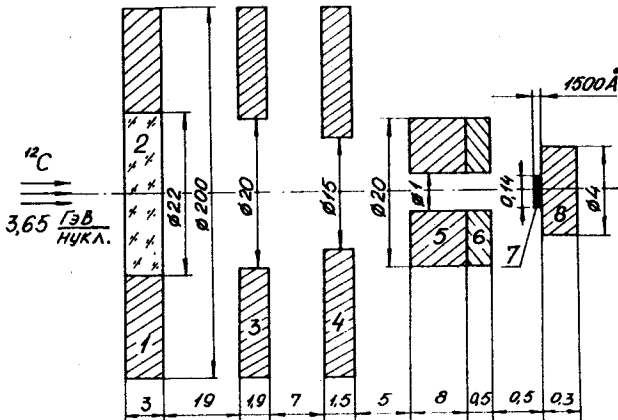


Рис. 30. Геометрия, использованная при математическом моделировании радиационного тепловыделения в деталях болометра. Размеры указаны в миллиметрах, толщина ВТСП-пленки в ангстремах. Химический состав и нумерация деталей указаны в табл.6

где l_i и l_{i-1} — координаты конца и начала этой детали ($l = 0$ — координата точки входа, $\Delta l_i = l_i - l_{i-1}$ — толщина i -й детали), λ_i — средний свободный пробег в веществе данной детали. Конкретный номер детали, в которой провзаимодействовала частица, разыгрывается с помощью датчика случайных чисел, распределяющего их равномерно по интервалу $[0, 1]$. При этом для тонких деталей, для которых $\Delta l_i / \lambda_i \ll 1$, $\omega_2 = 1$. В этом как раз и состоит трудность прямого способа моделирования. Чтобы ее обойти, введем формальные (весовые) вероятности ω_{pi} , например, будем считать все детали равноправными: $\omega_{pi} = 1/8$. С помощью этих вероятностей будем разыгрывать номера деталей, в которых происходят взаимодействия каскадных частиц, и координаты точек взаимодействия:

$$l = l_{i-1} - \lambda \ln [\xi_i + \gamma (\xi_{i-1} - \xi_i)],$$

где γ — каждый раз заново выбираемое равномерно распределенное случайное число.

Истинные значения искомых величин (в данном случае величины тепловыделения в каждой из восьми деталей) получим, умножив

вычисленные с помощью вероятностей ω_{pi} значения на статистические веса $p_i = \omega_i / \omega_{pi}$, то есть $X_i = X_{pi} p_i$.

Обобщение алгоритма на случай трехмерной геометрии тривиально. Изменение пробегов вследствие ионизационных потерь можно учесть с помощью упоминающегося выше «метода выравнивания сечений» — путем дополнительной браковки фиктивных взаимодействий. Этот метод позволяет просто учесть наличие пустых ($\lambda = 0$) промежутков между деталями прибора.

Поскольку в эксперименте [46,47] использовался широкий пучок ионов, захватывающий не только входное окно криостата, но и значительную часть его прилежащих стенок, в расчет вводился статистический вес (равный отношению площадей окна и учитываемой части стенки с радиусом 10 см), учитывающий вклад тех ионов, которые попадают в криостат сквозь сравнительно слабо поглощающее кварцевое стекло. В табл.6 приведены расчетные тепловыделения во всех указанных на рис.30 деталях.

Таблица 6. Тепловыделение в деталях криостата и болометра в расчете на 10^3 ядер $^{12}\text{C}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

Деталь конструкции	Материал	E , МэВ
1. Стенка криостата	Al	$2,6 \cdot 10^{-4}$
2. Входное окно	SiO_2	93
3. Экран	Al	$1,6 \cdot 10^{-4}$
4. Экран	Al	$1,5 \cdot 10^{-4}$
5. Держатель болометра	Cu	$7,7 \cdot 10^{-2}$
6. Основание болометра	Al_2O_3	15
7. Чувствительный элемент	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$
8. Подложка	SrTiO_3	$6,3 \cdot 10^{-4}$

Как видно из таблицы, основное тепловыделение происходит в стенках криостата и алюминиевых экранах. Однако для работы прибора существенным является лишь тепло, выделяющееся в самой головке болометра (детали 5+8 на рис.30). Зная суммарную мощность тепловыделения в этой части прибора $Q = S \sum Q_i$ (S — площадь пучка ионов и коэффициент теплопотерь от держателя болометра к дну криостата G , в нашем случае $G = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{К}^{-1}$), можно определить перегрев болометра по отношению к дну криостата: $\Delta T = Q/G = 5 \cdot 10^{-6}$ (в расчете на

экспериментальный поток ионов, использовавшийся в [44,45,56]: 800 ионов ($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Он составляет незначительную долю ширины перехода $\Delta T_c \cong 1,2 \text{ К}$. Из сравнения с экспериментальными характеристиками болометра следует, что такие изменения температуры не могут заметно сказаться на его чувствительности. Для этого нужны изменения рабочей температуры $\Delta T \geq 0,1 \text{ К}$ (изменение чувствительности 10%) и, соответственно, интенсивность пучка ионов ^{12}C примерно $10^7 - 10^8$ ионов/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Для более тяжелых ионов критическая интенсивность меньше.

Расчет показывает, что радиационный перегрев болометра существенно зависит от его конструктивных особенностей. Например, увеличение размеров держателя и основания болометра ($i = 5,6$) до 10 см повышает температуру ΔT на два порядка — до $6 \cdot 10^{-4} \text{ К}$. Замена алюминиевых экранов ($i = 3,4$) на медные увеличивает ΔT на 10—15%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных выше данных следует, что разработанная нами каскадная модель позволяет исследовать различные аспекты радиационных повреждений полупроводниковых микроэлементов частицами самых различных энергий — вплоть до очень высоких энергий порядка нескольких десятков ГэВ/нуклон.

Более корректный учет кварк-глюонных процессов позволит распространить модель в область еще больших энергий. Однако наиболее важные дальнейшие ее усовершенствования связаны прежде всего с уточнением теории распада образующихся в каскадном процессе возбужденных (остаточных) ядер и учетом искривления и статистического разброса длин треков низкоэнергетических частиц на малых расстояниях порядка нескольких микрометров и менее.

Для более надежного тестирования модели необходимы также дальнейшие эксперименты по измерению числа радиационных сбоев при различных значениях пороговой энергии, различных энергиях и типах бомбардирующих частиц.

В заключение мы считаем своим приятным долгом поблагодарить Л.Н.Зайцева за советы и стимулирующую критику.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Binder D., Smith E.C., Holman A.B.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, N6, vol.NS-22, p.2675—2680.
2. Астахов В.И., Бишофф А., Водопьянов А.С. и др.— Сообщение ОИЯИ, P13-90-7, Дубна, 1990.
3. Акиншин Д.В., Борисова М.Н., Големинов Н.Г. и др.— ПТЭ, 1990, N6, с.49—50.

4. Големинов Н.Г., Иванов В.И., Крамер-Агеев Е.А. — АЭ, 1980, т.49, с.373—374.
5. Големинов Н.Г., Крамер-Агеев Е.А. — Вопросы микродозиметрии. М.: Энергоатомиздат, 1982, с.68.
6. Барашенков В.С. и др. — ЖТФ, 1990, т.60, №10, с.75—81.
7. Барашенков В.С. — Сообщение ОИЯИ, P2-81-364, Дубна, 1981.
8. Барашенков В.С., Ле Ван Нгок, Левчук Л.Г. и др. — Сообщение ОИЯИ, P2-86-226, Дубна, 1986.
9. Барашенков В.С. — Сообщения ОИЯИ, P2-90-148, Дубна, 1990; P2-90-158, Дубна, 1990.
10. Барашенков В.С., Полянски А., Соснин А.Н. — Сообщения ОИЯИ, P2-89-753, Дубна, 1989; P2-90-159, Дубна, 1990.
11. Барашенков В.С. — Сообщение ОИЯИ, P2-90-257, Дубна 1990.
12. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. — Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
13. Lindhard L., Scharff M., Schiott H.E. — Mat. Phys. Medd. Dann. Vid. Selsk., 1963, vol.33, No.14.
14. Стародубцев С.В., Романов А.М. — Прохождение заряженных частиц через вещество, Ташкент, АН УзССР, 1962.
15. Sternheimer R. — Phys. Rev., 1966, vol.145, p.247; 1971, vol.3B, p.3681.
16. Walske M. — Phys.Rev., 1952, vol.88, p.1283; 1956, vol.101, p.940.
17. Santry D.C., Werner R.D. — Nucl. Inst. Meth., 1984, vol.B1, p.13—15; Jorch H.H., Werner R.D. — Nucl. Inst. Meth., 1986, vol.B15, p.117—148.
18. Барашенков В.С., Полянски А., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю. — Деп. публ. ОИЯИ Б1-2-91-93, Дубна, 1991.
19. Потемкин Е.Л., Смирнов В.В., Фролов В.В. — ЯФ, 1978, т.27, с.900—905.
20. Горячев Б.И., Линькова Н.В. — ЯФ, 1989, т.49, с.1046—1055.
21. Van Ginneken A. — Nucl. Inst. Meth., 1986, vol.A251, p.21—39.
22. Northcliffe C.C., Schilling R.F. — Nucl. Data Tables, 1970, vol.A7, p.233.
23. Hubert F., Vimbot R., Gauvin H. — Atom. and Nucl. Data Tables, 1990, vol.46, p.1.
24. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. — Статистическое моделирование. М.: Наука, 1982.
25. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. — Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
26. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. — УФН, 1973, т.109, с.91—136.
27. Barashenkov V.S., Kostenko V.F., Zadorozhny A.M. — Nucl. Phys., 1980, vol.A338, p.413—420.
28. Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. — ЯФ, 1984, т.39, с.1133—1134.
29. Hermann E. et al. — Isotopenpraxis, 1990, vol.6, p.259—261.
30. Campi X., Debois J. — Proc. 7-th High Energy Heavy Ion Study, GSI Report, Darmstadt, 1985, p.707.
31. Bauer W. et al. — Proc. 7-th High Energy Heavy Ion Study, GSI Report, Darmstadt, 1985, p.701.
32. Uzhinskii V.V., Shmakov S.Yu. — JINR Communication E2-89-581, Dubna, 1989.
33. Polanski A., Shmakov S.Yu., Uzhinskii V.V. — JINR Communication E2-88-793, Dubna, 1988.
34. Shmakov S.Yu., Uzhinskii V.V. — JINR Communication E2-87-780, Dubna, 1987; Shmakov S.Yu., Slavin N.V., Uzhinskii V.V. — E2-88-792, Dubna, 1988.
35. Barashenkov V.S., Polanski A., Sosnin A.N. — JINR Communication E2-89-437, Dubna, 1989.
36. Agakishiev G.N., Armutlijsky D. — JINR Communication E1-84-321, Dubna, 1984.
37. Баатар Т., Гаспарян А.П., Гришин В.Г. и др. — ЯФ, 1982, т.36, с.431—440.

38. Армутлийски Д., Богданович Е., Гаспарян А.П. и др. — Сообщение ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986; P1-87-905, Дубна, 1987.
39. Mougey J.— Nucl.Phys., 1982, vol.A387, p.109—128.
40. Barashenkov V.S., Polanski A., Sosnin A.N., Shmakov S.Yu. — JINR Communication E2-91-137, Dubna, 1991.
41. Farell G.E., McNulty P.J., Abdel-Kader W.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1984, vol.NS-31, p.1073—1077.
42. Barashenkov V.S., Goleminov N.G., Zaitsev L.N. et al.— Nucl. Inst. Meth., 1991, vol.B58, p.157—160.
43. Barashenkov V.S., Pankov V.M., Sosnin A.N. et al.— JINR Communication E2-90-258, Dubna, 1990;
44. Barashenkov V.S., Volchansky A.V., Kondratev L.N. et al.— JINR E2-89-233, Dubna, 1989.
44. Барашенков В.С., Соснин А.Н., Тараненко П.И., Федотов С.Н. и др.— Сообщение ОИЯИ, P2-91-241 и P2-91-242, Дубна, 1991.
45. Барашенков В.С., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю. — Сообщение ОИЯИ, P2-91-505, Дубна, 1991.
46. Астапов А.А., Барашенков В.С., Зайцев Л.Н. и др.— Сообщение ОИЯИ P7-90-241, Дубна, 1990.
47. Барашенков В.С., Полянски А., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю.— Сообщение ОИЯИ, P7-91-29, Дубна, 1991.
48. Шеболев В.Г., Рамендик З.А.— АЭ, 1977, т.43, с.54—56.
49. Динс Д., Винйард Д.— Радиационные дефекты в твердых телах. М.: ИЛ, 1960.
50. Космач В.Ф. и др.— ФТП, 1972, т.6, с.420—423.
51. Булгаков Ю.В., Кумахов М.А.— ФТП, 1968, т.2, с.1603—1609.
52. Хребтов И.А.— ПТЭ, 1984, №4, с.5.
53. Forrester M.G. et al.— Appl.Phys.Lett., 1988, vol.53(14), p.1332.
54. Гапонов С.В. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1989, т.14, вып.20, с.1836.
55. Гапонов С.В. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1989, т.15, вып.12, с.62.
56. Астапов А.А. и др.— Сверхпроводимость, 1991, т.4, с.2043.