

УДК 539.12.04; 539.1.074.55

## Метрологические характеристики детекторов космического излучения

Н.А.Власова<sup>1</sup>, Л.С.Новиков<sup>1</sup>, И.А.Рубинштейн<sup>1</sup>, А.В.Спаский<sup>1</sup>, Н.П.Чирская<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелева Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

E-mail: novikov@sinp.msu.ru, chirskaia.sinp@yandex.ru

Поступила в редакцию 9 октября 2013 г.

Представлены результаты лабораторных измерений и расчетов методом Монте-Карло с помощью программного комплекса GEANT4 характеристик телескопической системы полупроводниковых детекторов дозиметрических приборов космических аппаратов для регистрации электронов (0,1-10 МэВ) и протонов (1-400 МэВ) радиационных поясов Земли. Показано, что использование предлагаемой расчетно-экспериментальной методики определения характеристик детектирующих систем позволяет повысить точность восстановления энергетических спектров регистрируемых потоков электронов.

Ключевые слова: космическое излучение, дозиметрия, полупроводниковый детектор, телескопическая система детекторов, электроны и протоны радиационных поясов Земли, моделирование методом Монте-Карло, лабораторные измерения.

The results of laboratory measurements and Monte-Carlo calculations of the characteristics of telescopic system of semiconductor detectors for radiation monitoring of electron (0.1-10 MeV) and proton (1-400 MeV) fluxes of Earth's radiation belts are presented. The calculations were performed with the GEANT4 software package. It is shown that the use of experiment-calculated technique proposed permits to enhance the accuracy of the reconstruction of the recorded electron energy spectra.

Keywords: cosmic radiation, radiation monitoring, semiconductor detector, telescopic system of detectors, electrons and protons of the Earth's radiation belts, Monte-Carlo simulation, laboratory measurements.

### Введение

Изучение потоков заряженных частиц в космическом пространстве является одной из важнейших задач космических исследований, которая чрезвычайно актуальна как с точки зрения познания закономерностей формирования и пространственно-временных вариаций таких потоков, так и с точки зрения определения радиационных условий эксплуатации материалов, используемых в космических аппаратах (КА). Согласно имеющимся экспертным оценкам, более половины отказов и сбоев в работе

бортовых систем КА обусловлено неблагоприятным воздействием на материалы и элементы оборудования КА окружающей космической среды, при этом основную роль играют различные радиационные воздействия [1,2].

В настоящее время при расчетах поглощенной материалами КА дозы космического излучения для описания потоков заряженных частиц радиационных поясов Земли (РПЗ) используются, главным образом, международные справочные модели AE8 и AP8, первая из которых предназначена для описания потоков электронов, а вторая — потоков протонов

[3,4]. Обе модели построены на основании ограниченных и в значительной степени устаревших массивов экспериментальных данных, и, кроме того, они не описывают достаточно короткие (на протяжении нескольких суток и даже месяцев) периодические вариации потоков частиц РПЗ, связанные с изменениями солнечной и геомагнитной активности.

По этой причине наиболее надежным способом определения реальных радиационных условий эксплуатации КА является измерение потоков частиц, воздействующих на аппарат, с помощью приборов, установленных либо на нем самом, либо на аппаратах, функционирующих на близких орбитах. В настоящее время такие измерения особенно актуальны в связи с увеличением сроков эксплуатации КА до 12-15 лет и широким использованием в новых материалов и элементов оборудования, что предъявляет более высокие требования к точности измерения потоков частиц и величины поглощенной дозы.

Для проведения подобных измерений во многих случаях используются приборы, в которых регистрация электронов и протонов осуществляется с помощью полупроводниковых детекторов, объединенных в телескопические системы [5]. Интерпретация показаний таких приборов производится на основании лабораторных градуировок детектирующих систем. Однако получаемая при градуировке информация является недостаточно полной, так как в лабораторных экспериментах практически невозможно корректно воспроизвести энергетические и угловые распределения потоков заряженных частиц в космическом пространстве.

В данной работе для повышения точности определения метрологических характеристик телескопических детектирующих систем предложено дополнять данные по их лабораторной градуировке результатами численного моделирования взаимодействия потоков электронов и протонов с детекторами.

### Методика проведения расчетов

Расчеты проводились с помощью программного комплекса GEANT4 [6]. Имеющийся в составе этого комплекса набор стандартных геометрических объектов позволяет создавать различные геометрические модели детекторов с необходимой степенью детализации. Модель исследуемой телескопической системы, состоящей из двух кремниевых полупроводниковых детекторов, представлена на рис. 1. Перед детекторами располагается коллиматор с углом раствора  $30^\circ$ . Первый детектор толщиной 0,3 мм защищен алюминиевой фольгой толщиной 0,02 мм, второй (нижний) детектор имеет толщину

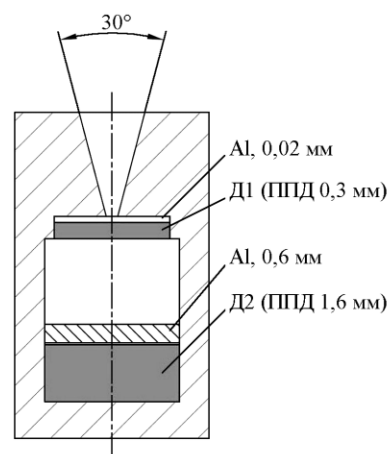


Рис. 1. Расчетная модель телескопической системы детекторов.

1,6 мм и перед ним может помещаться дополнительный алюминиевый поглотитель (0,6 мм). Расчеты проводились как для полной трехмерной модели телескопической системы, так и для упрощенной модели без коллиматора и с увеличенной площадью детектирующих слоев. Во втором случае площадь детектирующих элементов увеличивалась для того, чтобы обеспечить полную регистрацию рассеянных частиц.

При моделировании с помощью комплекса GEANT взаимодействия заряженных частиц с веществом элементов телескопической системы учитывались процессы ионизации, включая образование  $\delta$ -электронов, тормозное излучение электронов и многократное кулоновское рассеяние. При расчетах использовался пакет библиотек Livermore [7], предназначенный для описания физических процессов электромагнитного взаимодействия в диапазоне энергий от 250 эВ до 100 ГэВ. Данный набор библиотек обеспечивает лучшую точность моделирования в области низких энергий, чем стандартный (Standard) набор библиотек электромагнитных взаимодействий.

Расчеты частично выполнялись на суперкомпьютере "Ломоносов" МГУ им. М.В.Ломоносова [8].

### Методика лабораторной градуировки детекторов

Градуировка детекторов с помощью протонного пучка производилась на циклотроне Р-7 НИИЯФ МГУ, обеспечивавшем ускорение протонов до энергии 7,5 МэВ. Пучок ускоренных протонов направлялся по ионопроводу из циклотрона в вакуумную камеру, где рассеивался тонкой ( $0,22 \text{ мг/см}^2$ ) золотой пленкой. Рассеянный пучок протонов

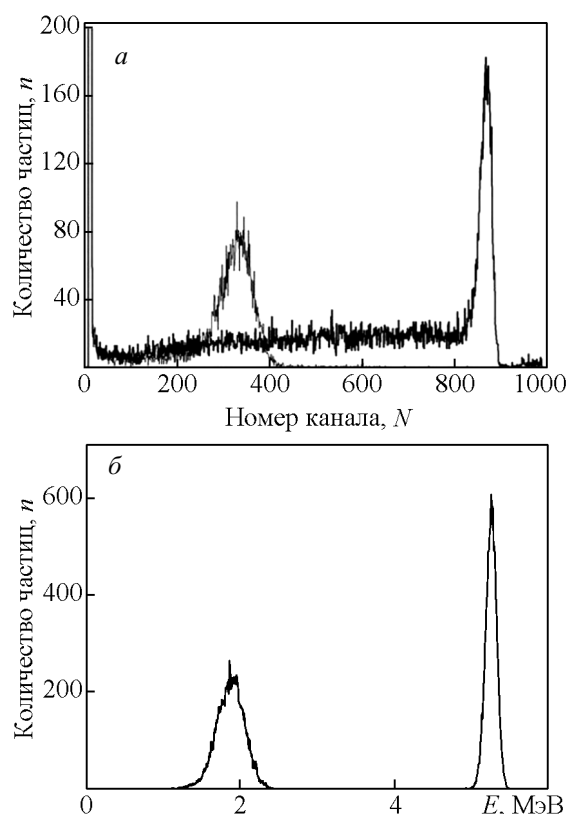


Рис.2. Зарегистрированные полупроводниковым детектором (а) и рассчитанные по программе GEANT (б) энергетические спектры протонов, прошедших через поглощающие фольги.

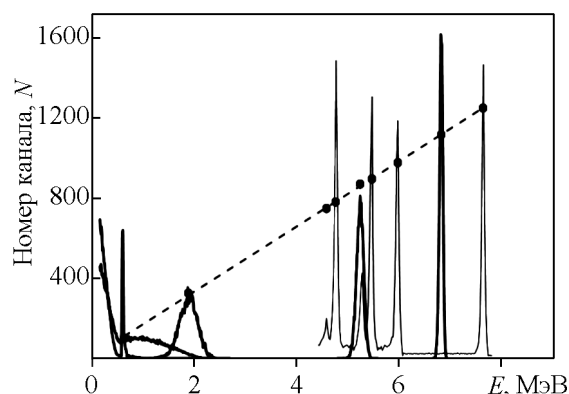


Рис.3. Градуировочная характеристика спектрометрического тракта.

выводился из вакуумной камеры в атмосферу через горизонтальную щель с лавсановым окном толщиной 0,04 мм. Калибруемый прибор помещался перед этой щелью на расстоянии 5 см под углом  $60^\circ$  относительно исходного направления пучка протонов. Рассеяние исходного пучка протонов позволяло снизить плотность падающего на калибруемый детектор потока протонов до  $10^4$ - $10^5$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ , благодаря чему в нем

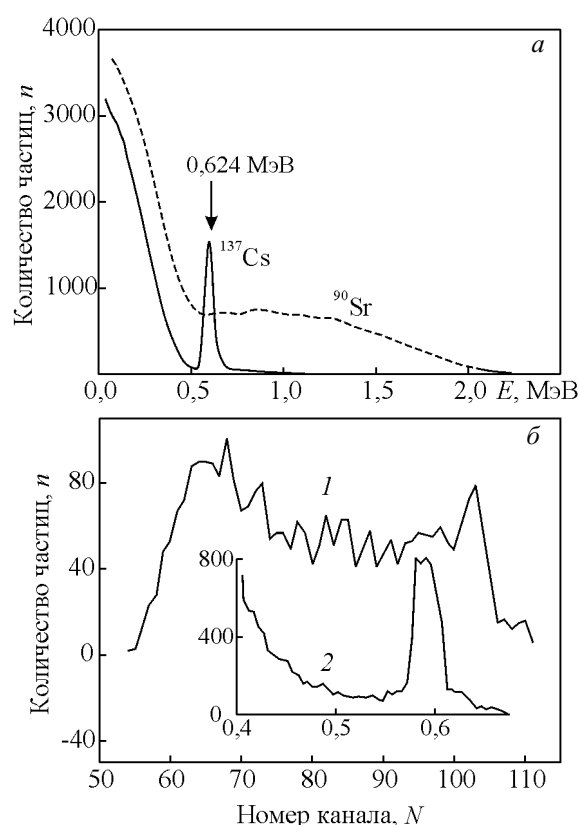


Рис.4. Рассчитанные по программе GEANT энергетические спектры электронов, испускаемых изотопами  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$  (а) и амплитудные распределения импульсов полупроводникового детектора, облучаемого электронами источника  $^{137}\text{Cs}$  (б). 1 — измерения; 2 — расчет.

исключалось наложение сигналов. Энергия протонов в выведенном пучке составляла  $6,8 \pm 0,1$  МэВ.

Для дополнительного снижения энергии протонов, попадающих в калибруемый детектор, перед его входным окном помещались поглощающие алюминиевые фольги различной толщины. На рис.2 показаны экспериментально зарегистрированные первым детектором и рассчитанные с помощью GEANT энергетические спектры протонов при толщине поглощающей фольги 0,1 и 0,27 мм, что обеспечивало смещение по энергетической шкале исходной линии  $6,8 \pm 0,1$  МэВ в положение 5,25 и 1,88 МэВ соответственно.

Для точного определения энергии протонов в потоке, выведенном в атмосферу, и подтверждения линейности характеристики измерительного тракта использовался образцовый радиоактивный источник  $^{226}\text{Ra}$ , испускающий альфа-частицы с энергиями 4,777, 5,298, 5,486, 5,988 и 7,687 МэВ. На рис.3 приведена зависимость амплитуды импульса на выходе детектора (номера канала амплитудного

анализатора) от энергии регистрируемых частиц, полученная экспериментально при регистрации протонов и альфа-частиц с указанными энергиями. На основании этой характеристики устанавливаются энергетические пороги в различных каналах спектрометра заряженных частиц с телескопической системой детекторов. Там же показано положение на энергетической шкале экспериментальных спектров электронов, испускаемых радиоактивными источниками  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$ . Оба источника создают потоки электронов с характерными для бета-распада сплошными энергетическими спектрами, имеющими четко определенную верхнюю граничную энергию (для  $^{137}\text{Cs}$  — 1,17 МэВ, для  $^{90}\text{Sr}$  — 2,27 МэВ). Для использования в расчетах данные спектры были получены путем прямого моделирования с помощью комплекса GEANT (рис.4а). В спектре для  $^{137}\text{Cs}$  виден пик электронов внутренней конверсии с энергией 0,624 МэВ, который удобно использовать для точной калибровки детекторов в низкоэнергетической области рабочего диапазона.

На рис.4б представлены экспериментальные и расчетные амплитудные распределения импульсов на выходе первого полупроводникового детектора, облучаемого электронами источника  $^{137}\text{Cs}$ . Как видно, в обоих случаях отчетливо проявляется пик конверсионных электронов, хотя он и смещен в сторону низких энергий из-за малой толщины детектора. Очень хорошее совпадение приведенных расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о корректности используемой методики численного моделирования.

## Результаты и обсуждение

Для получения информации о потоках и энергетических спектрах частиц РПЗ с помощью приборов, построенных на основе телескопических детектирующих систем (рис.1), необходимо знать следующие параметры:

- границы энергетических диапазонов (каналов), в которых производится регистрация частиц каждым детектором;

- эффективность регистрации частиц детекторами, определяемую по отношению числа частиц, зарегистрированных детектором, к общему числу частиц, попавших в детектор;

- геометрический фактор прибора, определяемый телесным углом, в пределах которого регистрируются частицы, и чувствительной площадью детектора.

Границы диапазонов зависят от значений энергетических порогов, устанавливаемых для каждого

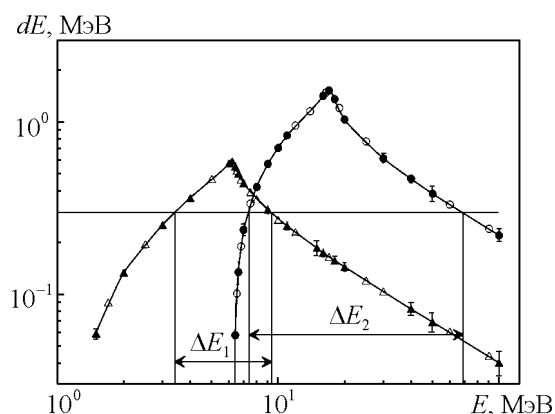


Рис.5. Энергетические диапазоны регистрации протонов первым  $\Delta E_1$  и вторым  $\Delta E_2$  детекторами при заданном энергетическом пороге  $dE$ .

детектора (рис.5). На этом рисунке приведена рассчитанная для протонов функциональная зависимость среднего энергетического порога  $dE$  в первом (0,3 мм) и втором (1,6 мм) кремниевых детекторах телескопической системы от энергии протонов, падающих на первый детектор. Характер кривых определяется энергетической зависимостью удельных потерь энергии протонов в кремнии и толщиной детекторов [5].

Положение максимума на каждой кривой соответствует энергии протонов, длина пробега которых равна толщине детектора. При заданном энергетическом пороге регистрации протонов  $dE$  (горизонтальная прямая на рис.5) границы энергетических диапазонов регистрации протонов первым и вторым детекторами очерчиваются на рис.5 перпендикулярами, проведенными к оси абсцисс. Очевидно, что путем изменения порогов регистрации можно менять границы энергетических диапазонов (каналов), обеспечивая тем самым разнесение или частичное перекрытие каналов первого и второго детекторов и т.п. В данном случае расчет проводился при отсутствии дополнительного поглотителя между детекторами Д1 и Д2. Введение поглотителя различной толщины приводит к смещению каналов регистрации второго детектора в область более высоких энергий.

Функциональные зависимости  $dE(E)$  для протонов, представленные на рис.5, были рассчитаны аналитически по средним значениям потерь энергии протонов в кремнии (светлые значки) и путем прямого численного моделирования с помощью GEANT (темные значки). Как видно, результаты расчетов хорошо совпадают, а среднее квадратичное отклонение значений, показанное для результатов численного моделирования, мало. Таким образом, на основании экспериментально градуировочной

характеристики измерительного тракта (рис.3) и расчетных зависимостей (рис.5) можно с высокой точностью определить устанавливаемые энергетические пороги и границы энергетических диапазонов прибора при регистрации протонов.

В случае регистрации электронов точность определения указанных параметров по описанной методике существенно снижается из-за сильного разброса значений переданной энергии и длины пробега электронов [9]. На рис.6 представлены расчетные зависимости  $dE(E)$  для электронов, регистрируемых той же телескопической системой. Как и на рис.5, здесь светлыми значками показаны результаты аналитического расчета с использованием данных о средних значениях потери энергии и длины пробега электронов в кремнии, а темными значками — результаты численного моделирования.

Видно, что в данном случае, в отличие от протонов, функциональные зависимости  $dE(E)$ , рассчитанные разными способами, существенно отличаются, а среднеквадратичные отклонения значительно возрастают, что существенно увеличивает ошибки в определении границ энергетических диапазонов прибора при регистрации электронов по описанной методике. Следует отметить, что представленные на рис.5, 6 зависимости рассчитаны для случая нормального падения частиц на детектор, тогда как при регистрации заряженных частиц в космическом пространстве необходимо использовать подобные кривые, рассчитанные для изотропных потоков, что еще более усложняет задачу.

Более высокая точность определения метрологических параметров детектирующей системы может быть достигнута при непосредственном численном моделировании процесса регистрации заряженных частиц. В этом случае в качестве характеристики детектирующей системы рассматривается эффективность регистрации, равная отношению числа зарегистрированных детектором частиц  $N$  к числу частиц  $N_0$ , попавших в детектор. При таком подходе корректно учитывается разброс значений потери энергии электронов в материале детектора, являющийся, как видно из рис.6, главным источником ошибок при определении метрологических параметров детектирующей системы.

На рис.7 представлены рассчитанные с помощью комплекса GEANT зависимости эффективности регистрации электронов от их энергии в первом и втором детекторах открытой (без коллиматора) телескопической системы при разных порогах регистрации. Расчет проводился при наличии дополнительного поглотителя толщиной 0,6 мм между детекторами Д1 и Д2 для случаев нормального

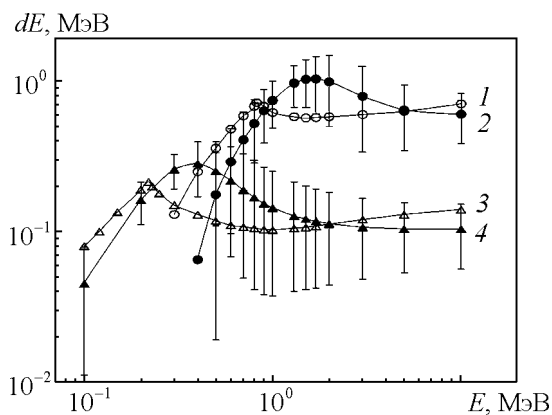


Рис.6. Зависимости потерь энергии в первом (3, 4) и втором (1, 2) детекторах телескопической системы от энергии регистрируемых электронов. 1, 3 — аналитический расчет; 2, 4 — расчет с помощью GEANT.

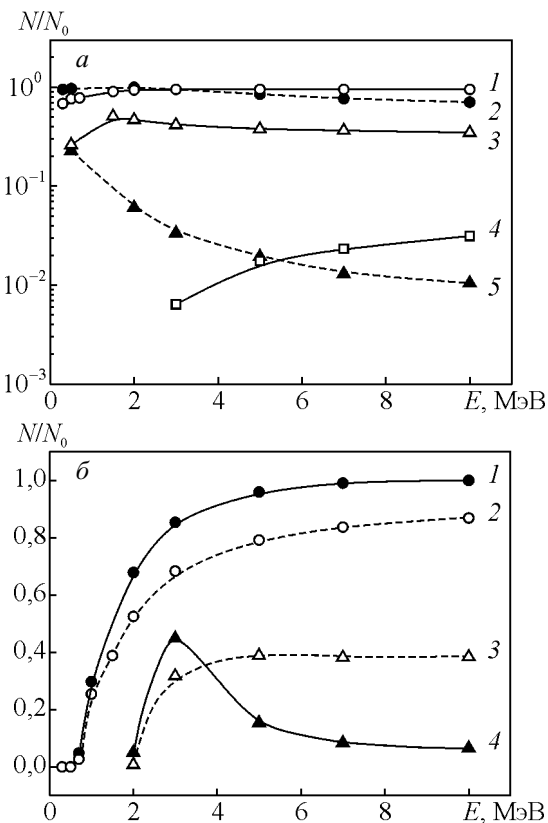


Рис.7. Эффективность регистрации электронов с разной энергией: а — первый детектор, нормальное (2, 5) и изотропное падение электронов (1, 3, 4); б — второй детектор, нормальное (1, 4) и изотропное падение электронов (2, 3). Пороги регистрации: а — 0,1 МэВ (1, 2), 0,4 МэВ (3, 5) и 2,1 МэВ (4); б — 0,1 МэВ (1, 2) и 1,5 МэВ (3, 4).

и изотропного падения электронов на первый детектор. Как видно, при переходе от нормального к изотропному облучению эффективность регистрации в детекторе Д1 возрастает при всех выбранных

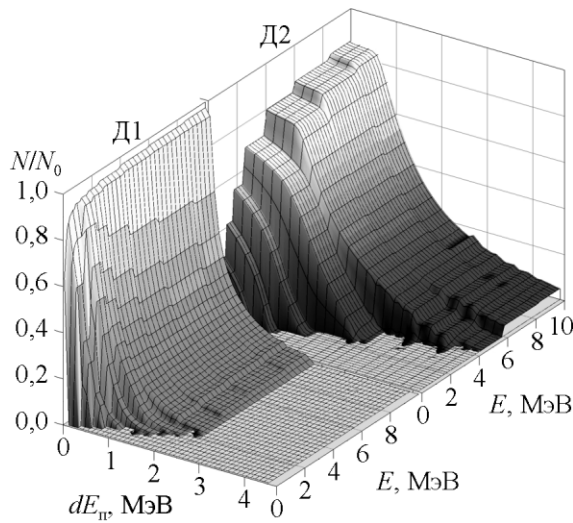


Рис.8. Метрологическая характеристика детекторов Д1 и Д2.

порогах, поскольку увеличиваются средние потери энергии электронов в детекторе. При этом в детекторе Д2 эффективность регистрации при низком пороге (0,1 МэВ) снижается, что можно объяснить более сильным поглощением и рассеянием электронов в детекторе Д1, а при пороге 1,5 МэВ на соотношение эффективностей существенно влияет снижение энерговыделения в Д2 от электронов с энергиями выше ~3 МэВ при их нормальном падении.

Представленные на рис.7 зависимости  $N/N_0(E)$  позволяют вносить необходимые корректирующие поправки при восстановлении энергетических спектров регистрируемых электронов по данным о числе событий, зарегистрированных в энергетических каналах спектрометра. Более полно и наглядно трехмерная метрологическая характеристика телескопической детектирующей системы, показывающая зависимость эффективности регистрации электронов от их энергии  $E$  и порога регистрации  $dE$ , представлена на рис.8.

Используемая методика численного моделирования позволяет рассчитывать различные дополнительные характеристики детектирующей системы, которые могут использоваться при интерпретации показаний спектрометра. Так, на рис.9а приведены дифференциальные спектры потерь энергии электронов в первом и втором детекторах  $F/F_0(dE)$ , рассчитанные для случая регистрации изотропного потока электронов с распределенным энергетическим спектром на геостационарной орбите, а на рис.9б — полученные на основании этих расчетных данных зависимости полного числа частиц  $F/F_0(>dE)$ , регистрируемых каждым детектором, от величины

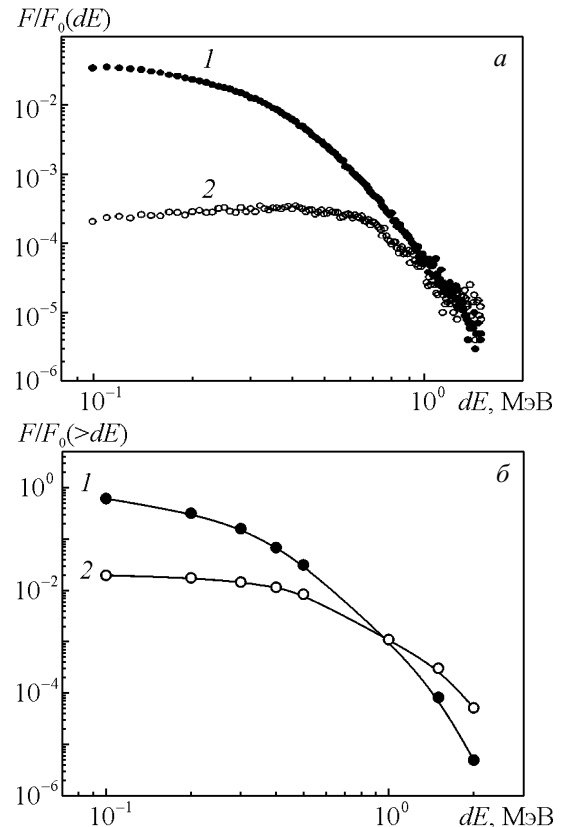


Рис.9. Дифференциальный спектр потерь энергии (а) и полное число зарегистрированных частиц из спектра при различных порогах регистрации  $dE$  (б) для первого (1) и второго (2) детекторов.

установленного порога регистрации. Эти данные получены для детектирующей системы без коллиматора.

С помощью метрологической характеристики, показанной на рис.8, нетрудно получить полную картину распределения числа зарегистрированных событий в координатах  $E-dE$  для произвольно задаваемого энергетического спектра падающих на детектор частиц. На рис.10 приведен пример такого распределения при регистрации изотропного потока электронов с энергетическим спектром, характерным для геостационарной орбиты.

Для перехода от показаний спектрометра к абсолютным значениям потоков заряженных частиц в космическом пространстве необходимо знать геометрический фактор детектирующей системы, определяемый телесным углом, из которого частицы попадают в детектор, и площадью детектора. Кроме того, этот фактор зависит от углового распределения регистрируемых частиц. Обычно геометрический фактор рассчитывается на основании конструктивных данных коллиматора, установленного перед детек-

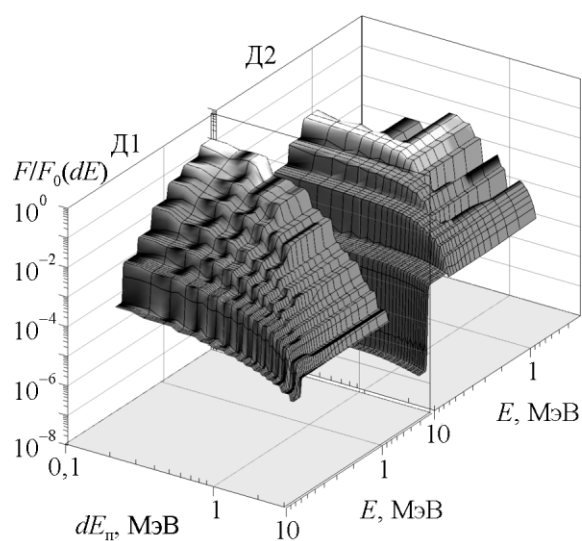


Рис.10. Зависимость числа электронов, регистрируемых детекторами Д1 и Д2 телескопической системы, от их энергии и порога регистрации.

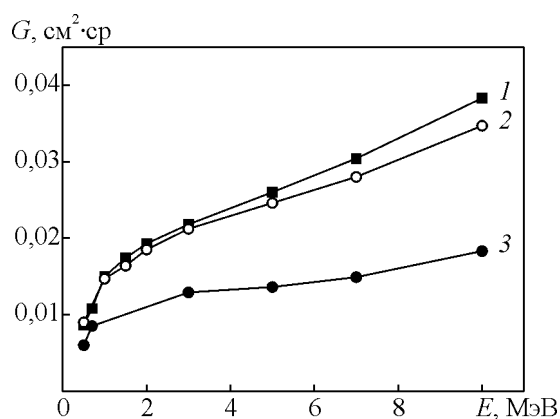


Рис.11. Зависимость геометрического фактора детектора Д1 от исходной энергии электронов при пороге регистрации 0,01 (1), 0,1 (2) и 0,4 МэВ (3).

тирующей системой, и самой системы. Для рассмотренной телескопической системы детекторов при изотропном потоке частиц геометрический фактор равен  $G = 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$ .

Вместе с тем, геометрический фактор прибора может быть определен на основании сопоставления прямого расчета методом Монте-Карло числа регистрируемых частиц детектором без коллиматора и с коллиматором. Для этого удобно, например, воспользоваться функциональными зависимостями, приведенными на рис.7, дополнив их аналогичными зависимостями, рассчитанными для телескопической системы с коллиматором. Результаты такого вычисления геометрического фактора для детектора Д1 приведены на рис.11. Как видно, при таком способе расчета обнаруживается зависимость величины  $G$  от

энергии регистрируемых электронов и от порога регистрации, так как в этом случае проявляется зависимость эффективности регистрации электронов полупроводниковым детектором от углового распределения электронов, попадающих в детектор. Аналогичный расчет геометрического фактора может быть также произведен с использованием зависимостей, представленных на рис.9. Полученные в результате таких расчетов данные позволяют уточнить величину потока электронов, вычисленную с использованием геометрического фактора, определенного по конструктивным параметрам детектирующей системы.

Представленная методика численного моделирования с применением программного комплекса GEANT позволяет успешно исследовать метрологические характеристики и более сложных телескопических систем, построенных на основе нескольких детекторов разного типа с промежуточными поглотителями.

## Выводы

1. Метод определения границ энергетических диапазонов телескопических систем детекторов, основанный на аналитическом расчете средних потерь энергии регистрируемыми частицами в детекторах, обеспечивает приемлемую точность при регистрации протонов и более тяжелых ионов, но сопряжен с большими ошибками при регистрации электронов.

2. Более высокую точность при регистрации электронов обеспечивает предложенная методика численного моделирования процессов взаимодействия регистрируемых частиц с веществом детекторов и промежуточных поглотителей, позволяющая определять вероятность регистрации частиц при заданных энергетических порогах, устанавливаемых на основании лабораторных градуировок измерительного тракта.

3. Метрологические характеристики детектирующей системы, определенные на основании результатов численного моделирования, позволяют восстанавливать энергетические спектры изотропных потоков регистрируемых частиц с помощью традиционных методов разнесения диапазонов регистрации и применения схем совпадений–антисовпадений при их частичном перекрытии.

4. Прямое численное моделирование процессов регистрации электронов детектирующей системой позволяет определить функциональную зависимость геометрического фактора прибора от эффективности регистрации электронов детекторами и, тем самым,

уточнить величину потока регистрируемых электронов.

5. Методика численного моделирования с применением программного комплекса GEANT может применяться для исследования более сложных телескопических систем, построенных на основе детекторов разного типа, включая сцинтилляционные детекторы.

### Литература

1. Новиков Л.С., Панасюк М.И. Исследования космической радиации и ее воздействия на материалы и оборудование космических аппаратов. Вопросы атомной науки и техники, сер.: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, 2002, вып.4, с.3-13.
2. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Воронина Е.Н. и др. Радиационные воздействия на материалы космической техники. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2009, №3, с.32-48.
3. Gaffey J.D., Bilitza D. NASA/National Space Science Data Center trapped radiation models. J.Spacecraft Rockets, 1994, v.31, No.2, p.172-176.
4. Sawyer D.M., Vette J.I. AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum. NASA report NSSDC/WDC-A-R&S 76-06, 1976.  
<http://modelweb.gsfc.nasa.gov/magnetos/AP-8-min-max-76-6.pdf>
5. Гальперин Ю.И., Горн Л.С., Хазанов Б.И. Измерение радиации в космосе. М.: Атомиздат, 1972, 343 с.
6. Agostinelli S., Allison J., Forti A., et al. GEANT4 – A simulation toolkit. Nucl.Instrum.Meth.Phys.Res., Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, v.506, No.3, p.250-303.
7. Ivanchenko V., Apostolakis J., Bagulya A., et al. Recent improvements in Geant4 electromagnetic physics models and interfaces. Progress in Nuclear Science and Technology, 2011, v.2, p.898-903.
8. Воеводин В.В., Жуматий С.А., Соболев С.И., Антонов А.С., Брызгалов П.А., Никитенко Д.А., Стефанов К.С., Воеводин В.В. Практика суперкомпьютера “Ломоносов”. Открытые системы, 2012, №7, с.36-39.
9. Measurement techniques in space plasmas: Particles. Eds. F.Pfaff, E.Borovsky, T.Young. Washington, D.C., Amer. Geophys. Union, 1998, v.102, 355 p.