1968 г. Июнь *Том 95, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

539.107.4

РАДИАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Л. С. Горн, Б. И. Хазанов

С запуском в 1957 г. в Советском Союзе первого искусственного спутника Земли родилось новое направление науки — космические исследования. Многие ученые, в том числе физики, геофизики, астрономы, биологи, вели интенсивные исследования на спутниках и космических кораблях, запущенных за последнее десятилетие. Число экспериментов, их сложность и дальность полетов увеличиваются год от года.

Значительная часть проводимых исследований связана с измерениями радиации. Эти измерения представляют как самостоятельный интерес (например, в физике космических лучей, геофизике, рентгеновской астрономии, радиационной съемке Луны и других планет, радиационном контроле за деятельностью Солнца, при дозиметрии на космических объектах и т. д.), так и используются как метод решения ряда других проблем (например, для определения уровня топлива в баках, установления наличия жизни на других планетах, для вещественного анализа пород на поверхности Луны и других планет и т. п.). Недаром один из наиболее крупных научных результатов, полученных в последние годы,— открытие околоземных поясов радиации — связан с измерением радиации в космосе, а контроль параметров ионизирующего излучения на космическом корабле считается одним из важнейших условий для обеспечения безопасности космического полета.

Измерение излучения в космическом пространстве тесно связано с созданием необходимой специальной аппаратуры. Особенности условий измерений определили специфику таких радиометрических приборов и привели к созданию многих видов аппаратуры, специализированной для измерений в условиях космического пространства. Как известно, к любой аппаратуре, размещаемой на космических кораблях и искусственных спутниках Земли, предъявляется ряд общих требований, в том числе уменьшение размеров и веса приборов, снижение потребляемой энергии, большой срок службы, устойчивость к механическим воздействиям (ударам, вибрациям), возможность тщательной проверки, а к приборам, размещенным вне герметичного отсека,— дополнительные требования устойчивой работы в широком температурном интервале, в условиях глубокого вакуума и т. д.[1]. Это определило создание новых методов построения аппаратуры, новых схемных и конструктивных решений.

Помимо этих общих требований, для исследовательской аппаратуры характерен ряд особенностей, определяемых спецификой объекта измерения — величинами потоков, энергетическим распределением и видами излучений в космическом пространстве. Настоящий обзор посвящен построению этой исследовательской радиометрической аппаратуры.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКОВ РАДИАЦИИ В КОСМОСЕ

Проведенные измерения позволяют в настоящее время представить приближенную картину радиационных потоков в околоземном и межпланетном пространстве (рис. 1) и оценить характеристики радиации, которая будет объектом дальнейших исследований. Основными компонентами ионизирующих излучений являются: первичное галактическое излучение, радиация, захваченная геомагнитной ловушкой, солнечный ветер, комплекс радиационных эффектов при хромосферных вспышках Солнца

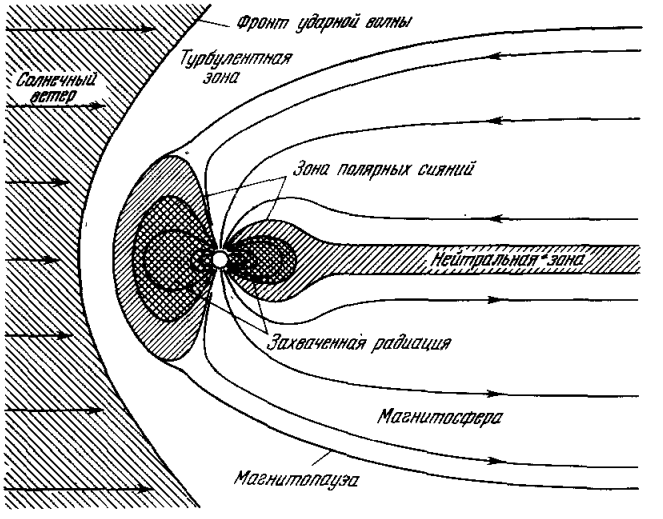

Рис. 1. Распределение радиации в околоземном космическом пространстве.

и излучение полярных сияний. Наибольший удельный вес здесь занимают потоки заряженных частиц — электронов и протонов. На рис. 2 и 3 приведены значения плотностей потоков заряженных частиц в различных энергетических диапазонах для различных компонент радиации.

Солнечный ветер представляет собой поток плазмы, выбрасываемой горячей солнечной короной в радиальном направлении [2-4]. Вблизи Земли он состоит главным образом из протонов и электронов малой энергии. Плотность плазмы составляет 0,5÷30 *частиц/см*^{3}, что при скоростях ветра 300—800 *км/сек* (последнее значение имеет место при возмущениях на Солнце) соответствует плотностям потока $1{,}5\cdot10^7 \div 2\cdot10^9$ *частиц/см*^{2}*сек*. Потоки протонов солнечного ветра имеют весьма узкую диаграмму направленности (±12°); электроны распределены почти изотропно, поскольку их тепловая компонента скорости ($E'_e \cong 30$ *эв*) значительно превышает направленную компоненту ($E''_e \simeq 1$ *эв*). Иногда обнаруживаются электроны с энергиями 0,1÷1 *кэв*, а изредка регистрируются электроны с $E > 40$ *кэв* и протоны с $E > 180$ *кэв* [5]. Предметом измерений в солнечном ветре обычно являются временные изменения энергетических распределений частиц, электронной и ионной температур и концентрации частиц.

Земля и окружающее ее магнитное поле образуют магнитосферу — полость, обтекаемую солнечным ветром. При соударении солнечного ветра с геомагнитным полем Земли на расстоянии около 80 тыс. *км* возникает фронт ударной волны. Геомагнитное поле Земли искажается, а между фронтом ударной волны и границей магнитосферы образуется переходная область — турбулентная зона [4,6,7]. В ней протоны солнечного ветра

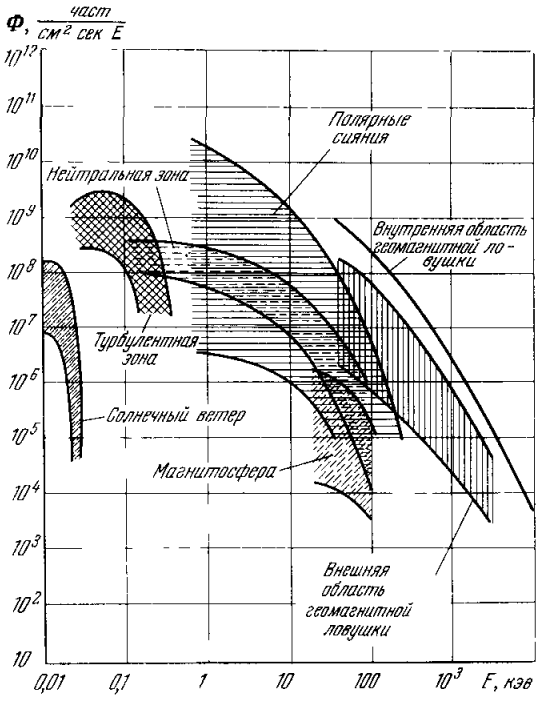

Рис. 2. Энергетическое распределение потоков электронов.

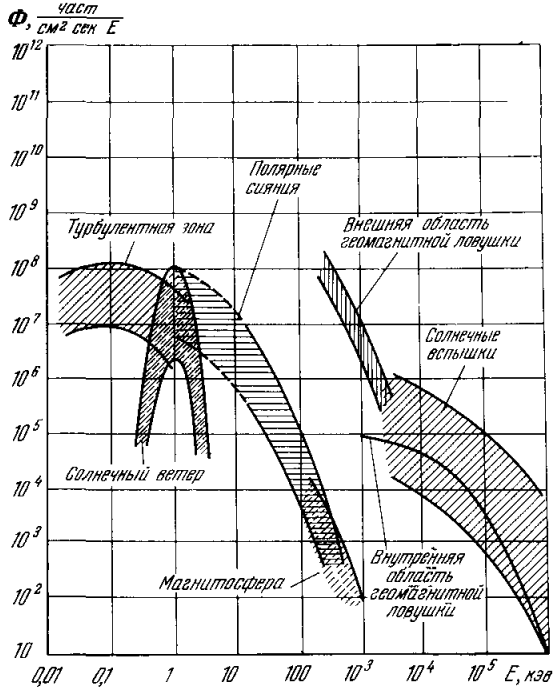

Рис. 3. Энергетическое распределение потоков протонов.

теряют часть своей энергии (передают ее электронам плазмы), но сохраняют значительную компоненту скорости, направленную примерно вдоль границы магнитосферы. Направление движения протонов становится более хаотичным, а угловое распределение менее острым ($\pm 60°$). Энергия электронов в турбулентной зоне повышается до значений ~ 1 *кэв*; иногда небольшая доля электронов ускоряется до энергий, значительно превышающих 30 *кэв*.

Внутри магнитосферы выделяется область захваченных в геомагнитную ловушку частиц [3, 4, 8]. Граница этой области со стороны Земли определяется атмосферой (в среднем около 600 *км* от поверхности Земли). Вблизи Земли в наиболее сильном магнитном поле захвачены протоны наибольших энергий — до сотен *Мэв*. Устойчивость магнитного поля определяет и значительную стабильность плотностей потоков. По мере удаления от поверхности Земли средняя энергия захваченных протонов уменьшается и доходит при $h = 10\,000$ *км* до долей *Мэв*; возрастают флуктуации плотности потоков, достигающие 30—100%.

Распределение электронов в области захвата имеет два максимума: один около 2500 *км* над поверхностью Земли и другой около 20 000 *км* (в экваториальной плоскости в направлении, противоположном Солнцу). Захваченные частицы обладают угловой анизотропией; угловое распределение имеет форму лепестков, перпендикулярных к силовым линиям, с широким раствором у экваториальной плоскости и сужающихся по мере движения вдоль силовой линии к Земле. К основным задачам измерения захваченной радиации относятся определение временны́х вариаций плотностей потока, энергетических и угловых распределений.

Вне области захвата магнитосфера заполнена плазмой — электронами и ионами с энергией 1—100 *кэв* [4, 9]. Магнитосфера Земли имеет длинный, почти цилиндрический хвост магнитного поля и определяемой им плазмы, возникающий вследствие сноса силовых линий солнечным ветром. Экваториальная область представляет собой нейтральный слой, в котором давление окружающего магнитного поля уравнивается повышением концентрации плазмы. Плотность потока электронов в этой области существенно меняется от измерения к измерению. Временами в энергетическом распределении частиц происходят изменения, сопровождающиеся уменьшением доли малоэнергетичных и повышением доли высокоэнергетичных электронов. При измерениях плотностей потоков электронов с энергией выше определенной это проявляется как всплески плотностей потоков (так называемые «электронные острова»). Измерения углового распределения показали, что во многих случаях потоки электронов с $E > 40$ *кэв* в области геомагнитного шлейфа движутся в направлении от Солнца; такое движение продолжается до нескольких часов; угловое распределение низкоэнергетичных электронов (0,3—20 *кэв*) обычно изотропно.

Полярные сияния — явления спорадические по характеру — вызываются вторжением в атмосферу заряженных частиц — электронов и протонов с энергиями от долей *кэв* до сотни *кэв* [4, 6, 10]. Для пучков электронов характерна локализация (размеры пучков составляют несколько *км*, а то и доли *км*) и значительная изменчивость. Протонные пучки меняются медленно, их протяженность равна сотням *км*. Угловое распределение электронов в потоках почти изотропно, тогда как у протонов изотропия отсутствует. Детализация энергетических и угловых распределений заряженных частиц и определение их временны́х вариаций является предметом измерения радиации полярных сияний.

Результатом хромосферных вспышек на Солнце является возникновение в межпланетном пространстве потока заряженных частиц (90% протонов и 10% α-частиц; при некоторых вспышках обнаружено присут-

ствие более тяжелых ядер) [11, 12]. О потоках электронов, возникающих в результате солнечных вспышек, известно мало. В зависимости от интенсивности потока протонов и их энергетического спектра солнечные вспышки условно делят на два класса — А и В.

Потоки релятивистских частиц солнечного происхождения, обусловленные вспышками класса В, характеризуются наличием протонов с энергией до 15—50 *Гэв*, имеющих направленное угловое распределение. Плотность потока доходит до 10^7, а иногда и до 10^8 $1/см^2сек \cdot Мэв$. Последние

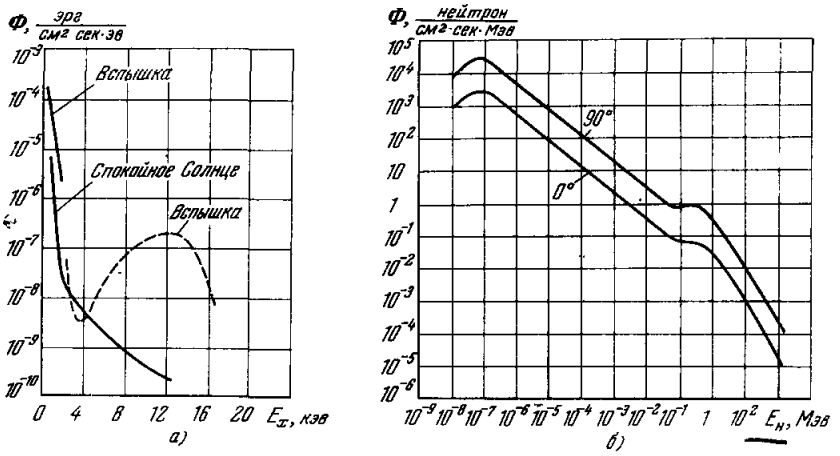

Рис. 4. Энергетическое распределение рентгеновского излучения Солнца (*а*) и потоков нейтронов (*б*).

величины плотностей потока наблюдаются не чаще 1—2 раз в год в период солнечной активности. Поток нарастает за короткое время (20—40 *мин*) после начала вспышки, а затем спадает во времени как $t^{-(1\div2)}$.

Потоки нерелятивистских частиц, возникающие при вспышках класса А, бывают значительно чаще, медленно нарастают (до нескольких десятков часов) и спадают за время до ста часов. Потоки протонов более слабы (до 10—10^2 $1/см^2сек \cdot Мэв$), энергетический диапазон составляет 10—500 *Мэв*. По мере спада интенсивности вспышки спектры становятся более мягкими. Для частиц в потоках, возникающих при вспышках класса А, характерно изотропное угловое распределение.

Первичное космическое излучение представляет собой поток заряженных частиц (85% протонов, 13—14% α-частиц и 1—2% тяжелых ядер с атомным номером до 26) с энергией от нескольких *Мэв* до 10^{13} *Мэв* и более [11]. Плотность потока составляет 2—2,5 *частиц/см²сек* при максимуме солнечной активности и возрастает в 1,5—2 раза при минимуме активности. Спектр резко спадает с энергией: плотность потока с энергией более 10^4 *Мэв* составляет около 0,1 *частиц/см²сек*, а более 10^6 *Мэв* — около 10^{-6} *частиц/см²сек*. Угловое распределение частиц (по крайней мере с точностью до нескольких процентов) изотропно.

Помимо потоков заряженных частиц объектом измерений в космическом пространстве являются электромагнитное излучение (рентгеновское и γ-излучение) и потоки нейтронов.

Солнце непрерывно испускает мягкое рентгеновское излучение. При спокойном Солнце дифференциальный энергетический спектр довольно мягок и полный поток энергии для $E > 1$ *кэв* составляет около $6 \cdot 10^4$ *кэв/см²сек* [5]. Во время солнечных вспышек величина потока рентгеновского излучения возрастает на несколько порядков, а энергетический спектр становится более жестким (рис. 4, *а*).

Гамма-кванты и нейтроны в космическом пространстве являются в основном результатом взаимодействия первичного космического излучения с верхними слоями атмосферы. При неупругом соударении нуклонов, составляющих первичную компоненту космических лучей, с ядрами атомов атмосферы рождаются вторичные частицы первого порядка, в том числе нейтроны, мезоны, гипероны, осколки ядер. Продуктом их распада или столкновения с ядрами воздуха являются частицы второго порядка (в том числе нейтроны) и γ-кванты.

Приблизительно 10% образующихся нейтронов испытывает ядерные взаимодействия при больших и средних скоростях и уходит из атмосферы (альбедные потоки). Для нейтронных потоков (рис. 4, *б*) характерна значительная широтная зависимость: плотность нейтронов над полюсом (на высоте $\sim$600 *км*) составляет $(1{,}1\pm0{,}2)\cdot10^{-7}$ *нетрон/см*^{3}; над экватором плотность нейтронов на порядок меньше [13].

Альбедные нейтроны и γ-кванты возникают при взаимодействии космических лучей с поверхностью Луны. Так, плотность потока вторичных γ-квантов в вертикальном направлении оценивается в 0,5 *кв/см*^{2}*сек·стер* при $E\geqslant1$ *Мэв* [14]. Наконец, одной из компонент электромагнитного излучения является тормозное излучение, обусловленное взаимодействием электронов с атмосферой. Полная интенсивность тормозного излучения связана с энергией падающего электрона E_0 и параметром среды Z как $5{,}77\cdot10^{-4}\ ZE_0^2$ *Мэв/электрон*, т. е. вероятность образования тормозных квантов значительно растет с ростом энергии электронов. Центр спектрального распределения тормозного излучения смещен в сторону малых энергий: 27% квантов имеет энергию менее $0{,}1E_0$, а 60% квантов — менее $0{,}3E_0$.

Измерения, выполненные на кораблях «Ranger-III» и «Ranger-V» показали, что на удалении $(70\div400)\cdot10^3$ *км* дифференциальный спектр γ-излучения при энергиях 70 *кэв* — 4,4 *Мэв* имеет вид $E^{-2,3}$; интегральный поток квантов близок по величине к 3 *кв/см*^{2}*сек* [15].

Из приведенного весьма краткого рассмотрения основных характеристик различных компонент потоков радиации вытекают наиболее характерные задачи измерений в космическом пространстве. К ним относятся:

а) определение величин плотностей потоков излучения в широком диапазоне энергий при широком диапазоне граничных значений;

б) измерение радиации как в весьма низкоэнергетичной области (от десятков *эв* до десятков *кэв*), так и в области значительных энергий (вплоть до 1000 *Мэв* и выше);

в) определение одного из видов излучений (электроны, протоны, γ- и нейтронное излучение) на фоне других компонент;

г) измерение малопротяженных и быстро меняющихся потоков (сияния).

Таким образом, радиометрическая аппаратура должна обладать широким динамическим диапазоном, гибкостью систем накопления и передачи данных и, в ряде случаев, малой инерционностью. Особенно серьезные задачи возлагаются на блоки детектирования, которые должны обеспечить селективную регистрацию излучения определенного вида и энергии на фоне радиации других видов и энергий в диапазоне от предельно малых до весьма больших энергий.

2. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПРОТОНОВ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Нижняя граница рассматриваемого в этом разделе энергетического диапазона определяется толщиной входного окна детекторов, достаточной для их надежной защиты от солнечного света. В случае применения лучших светозащитных фольг из алюминия или никеля толщиной

$\sim$0,2 *мг/см*^{2} нижняя граница детектируемых энергий составляет около 100 *кэв* [9]. Верхней границе соответствуют релятивистские протоны галактического происхождения с энергиями 10—100 *Гэв* и выше. Таким образом, динамический диапазон протонов средних и больших энергий составляет по крайней мере 10^5—10^6.

В настоящее время еще не известны детекторы заряженных частиц, способные обеспечить детектирование в пределах столь широкого диапазона. Любой реальный детектор пригоден для измерений энергий лишь в весьма ограниченном энергетическом интервале; при этом протоны другого диапазона энергий могут вызывать ложные фоновые отсчеты. Другими источниками фоновых сигналов являются электроны средних и больших энергий, а также тяжелые ядра с $Z > 1$ солнечного и галактического происхождения. Поэтому высокая селективность детекторов, т. е. их избирательная чувствительность к протонам определенного интервала энергий (за пределами которого она близка к нулю) и нечувствительность к электронам и тяжелым ядрам всех других энергий (либо по крайней мере надежный учет их фона) является основным условием получения достоверной информации в проводимых измерениях.

Необходимая селективность детекторов на практике обеспечивается несколькими приемами, применяемыми в зависимости от условий измерения — интервала энергий детектируемых протонов, их плотности потока, а также плотности потока фоновых частиц и их спектра. К таким приемам относятся: применение постоянных магнитов для отсечки потока электронов, создание детекторов с пороговой чувствительностью и, наконец, применение составных детекторов.

Отстройка от фона электронов путем размещения у входного окна детектора постоянного магнита широко используется в приборах для измерения потоков протонов [16-19]. Обычно применяются магниты с напряженностью около 1000 *э*. В поле таких магнитов радиус поворота электронов с энергией менее 1 *Мэв* составляет около сантиметра, что обеспечивает их выведение из апертурного окна и, следовательно, значительное снижение фона.

Довольно широкое практическое применение, особенно в первых экспериментах, получили детекторы с пороговой чувствительностью, т. е. детекторы, эффективность которых отлична от нуля, только начиная с некоторой (пороговой) энергии.

Большую группу пороговых детекторов образуют устройства, представляющие собой детектор, заключенный в оболочку из поглотителя. Толщина поглотителя определяет энергетический порог детектора. В качестве детектирующих элементов в таких устройствах на практике применялись как пропорциональные детекторы [19, 20], так и непропорциональные (типа счетчиков Гейгера) [21]. Проведение измерений с набором пороговых детекторов, отличающихся толщиной, позволяет получить интегральный спектр частиц, а после обработки (дифференцирования) — дифференциальное спектральное распределение. Достоинством приборов с пороговыми детекторами является простота самого детектирующего устройства и электронной схемы. Однако им присущи и определенные недостатки, особенно если используется непропорциональный детектирующий элемент. Это связано с тем, что такой детектор не способен отличить протоны от электронов или от тормозного излучения, рожденного в фильтре при облучении электронами. Поэтому результаты таких измерений часто оказывается нелегко расшифровать и в первых экспериментах они были интерпретированы со значительными ошибками [22].

Применение пропорциональных детектирующих элементов, окруженных поглотителями, позволяет повысить селективность аппаратуры за счет

дополнительного амплитудного отбора сигналов на его выходе, как это делалось, например, в работе [18]. Полупроводниковые литий-дрейфовые детекторы с глубиной слоя ~ 1 *мм* окружались поглотителями, толщина которых соответствовала пробегам протонов с энергией 10, 20, 35 и 60 *Мэв* и электронов — соответственно 0,7; 1,4; 3,8 и 9,2 *Мэв*. Так как большинство прошедших через фильтр электронов сохраняло энергию, близкую к релятивистской (несколько сотен килоэлектрон-вольт), их линейные ионизационные потери составляли ~ 2 *кэв/(мг/см*^{2}), что почти в три раза меньше, чем для протонов с энергией 100 *Мэв*. Это дало возможность авторам отделить протоны от электронов с помощью простейшего амплитудного отбора. Порог интегрального дискриминатора устанавливался равным около 1 *Мэв*, тогда как энерговыделение в детекторе, обусловленное регистрацией быстрых электронов, составляло $\sim 0{,}5$ *Мэв*.

Другую группу пороговых детекторов образуют черенковские счетчики [23, 24]. Как известно, при движении релятивистской частицы в среде со скоростью, большей скорости света в этой среде, генерируется электромагнитное излучение, причем число испущенных фотонов на единицу пути, пройденного частицей, равно [23]

$$\frac{dI}{dx} \cong 450Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right),$$

где n — показатель преломления, $\beta = v/c$ — отношение скорости частицы к скорости света в вакууме, Z — заряд частицы.

Пороговая скорость частицы $v_{\text{пор}}$ равна c/n, что соответствует пороговой энергии протонов $E_p^{\text{пор}} \cong 300$ *Мэв*. Сильная (квадратичная) зависимость сигнала от заряда позволяет провести разделение ядерных компонент галактического космического излучения, так как при $v \simeq c$ амплитуда сигнала определяется только величиной Z^2. Необходимо отметить, что порог черенковских детекторов к электронам составляет $E_e^{\text{пор}} \cong 0{,}2$ *Мэв*. Поэтому измерение протонов можно проводить либо вне зоны захваченной радиации, либо при экранировке, полностью поглощающей электронную компоненту.

В ряде исследований потоков протонов средней и жесткой энергии высокая избирательность аппаратуры обеспечивалась применением составных детекторов, содержащих по крайней мере два чувствительных объема [17, 18, 25–29]. Целью применения составного детектора обычно является устранение неоднозначности импульсной реакции детектора при регистрации мягких и жестких протонов.

Сущность этой неоднозначности можно понять из рассмотрения семейства графиков (рис. 5), показывающих зависимость энерговыделения ΔE в детекторах различной толщины от энергии падающих протонов E_p. Значения толщины детектора, как параметра семейства, нанесены на диагональную прямую, представляющую собой начальный участок всех графиков до значения $E = \Delta E$ (δ). Левый участок каждого графика соответствует полной потере энергии частицы в детекторе, а правый — таким взаимодействиям, когда пробег частицы R превышает толщину детектора δ. Если $R \gg \delta$, то энерговыделение пропорционально величине линейных потерь энергии dE/dx. Из графиков видно, что двум значениям энергии частицы может соответствовать одно значение энерговыделения ΔE, что приводит к неоднозначности реакции детектора. Поэтому при построении составных детекторов стремятся выполнить их так, чтобы из всех возможных актов взаимодействия частиц с детектором отбирались случаи полной потери энергии (E-измерение) либо случаи измерения линейных потерь энергии. Спектру амплитуд сигналов, полученных при E-измере-

нии, соответствует непосредственно энергетическое распределение частиц. Спектр сигналов, пропорциональных линейным потерям, может быть пересчитан в распределения по энергиям, пользуясь взаимнооднозначной функциональной зависимостью $dE/dx = f(E_p)$.

Случай E-измерений реализуется обычно таким построением детектора, при котором его основной чувствительный объем (в котором измеряется энерговыделение) окружается вспомогательным детектирующим

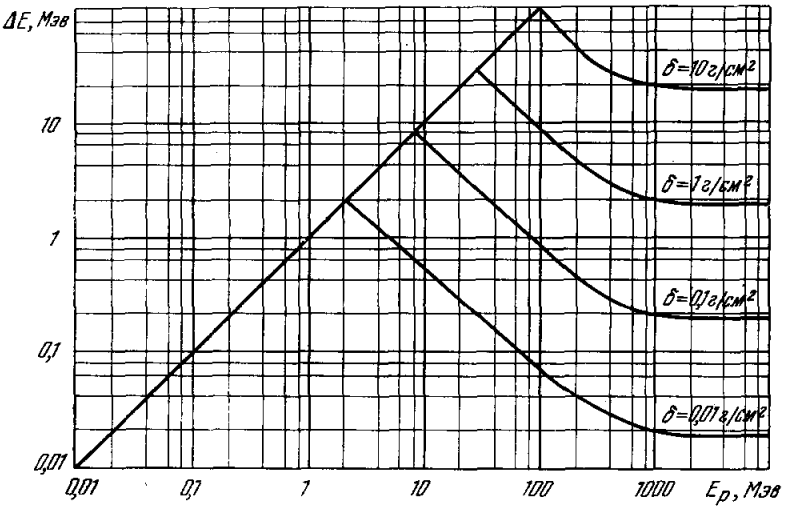

Рис. 5. Передача энергии ΔE веществу детектора протонами в зависимости от толщины детектора δ и от энергии протонов E_p.

экраном, а электронная схема логики отбирает только такие события, при которых сигнал в основном детекторе не сопровождается срабатыванием экранирующего каскада.

При dE/dx-измерениях блок детектирования выполняется как телескоп, составленный из двух или более детекторов, включенных на совпадения так, что измеряется энерговыделение в первом детекторе, если оно сопровождается одновременным срабатыванием второго.

Составные E-детекторы обычно применяются при измерении энергетических спектров протонов в диапазоне от ~100 *кэв* до нескольких десятков мегаэлектрон-вольт. Нижняя граница, как уже отмечалось, определяется толщиной входного светозащитного окна, а верхняя — разумной глубиной чувствительного объема детектора (порядка 3—5 *г/см*²). Конструкция типичного составного детектора такого типа показана на рис. 6 [18]. Основой детектора является сцинтилляционный счетчик с составным фосфóром в виде монокристалла CsJ(Tl), окруженного со всех сторон (кроме плоскости падения частиц) контейнером из сцинтиллирующей пластмассы. Для снижения скорости счета и создания острой диаграммы направленности фосфор заключен в поглотитель толщиной около 5 *г/см*², поглощающий протоны с энергией до 70 *Мэв* и электроны до 10 *Мэв*. Отстройка от электронов мягче 1 *Мэв* осуществляется с помощью постоянного магнита, расположенного перед входным апертурным отверстием.

В указанной работе приведены две модификации детекторов. Одна, рассчитанная на измерение потоков протонов в диапазоне 0,1—4 *Мэв*, имеет кристалл CsJ(Tl) толщиной порядка 50 *мг/см*². Релятивистские электроны оставляют в таком кристалле энергию менее 0,1 *Мэв* и, таким образом, не регистрируются.

Вторая модификация детектора с толстым кристаллом CsJ(Tl) толщиной 10 *г/см*², рассчитанная на регистрацию протонов в диапазоне энергий 4—100 *Мэв*, не защищена от электронов с энергиями 4—20 *Мэв*. Защита от электронов в этой конструкции датчика могла бы быть осуществлена за счет ограничения диапазона энергий регистрируемых протонов пределами 4—30 *Мэв*. При этом оказалось бы возможным снизить толщину кристалла CsJ(Tl) до ~1 *г/см*². В таком кристалле энерговыделение при регистрации релятивистских электронов со значительной вероятностью — менее 4 *Мэв*. В обеих конструкциях дискриминация частиц с R,

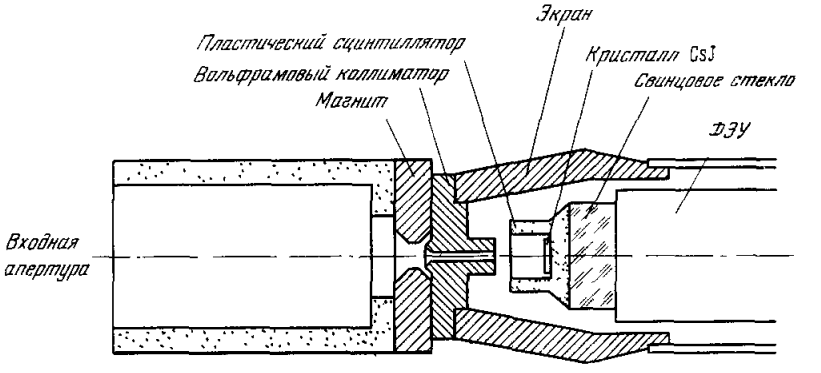

Рис. 6. Конструкция детектора протонов средней энергии.

бо́льшим толщины кристалла CsJ(Tl), вызывающих сцинтилляции в окружающем пластическом сцинтилляторе, осуществляется с помощью схемы дискриминатора формы.

Разделение сигналов, обусловленных сцинтилляциями в пластическом сцинтилляторе или в кристалле CsJ(Tl), основано на различии во временах высвечивания τ. Так, для пластика $\tau < 10^{-8}$ *сек*, а для CsJ(Tl) $\tau \cong 0{,}7 \cdot 10^{-6}$ *сек*. Время высвечивания определяет длительность импульса тока, возникающего на выходе ФЭУ. Дискриминатор формы производит разделение импульса тока по двум компонентам. Наличие сигнала с быстрой компонентой импульса тока свидетельствует о возникновении сцинтилляции в пластике, а сигнала с медленной компонентой тока — о сцинтилляции в кристалле CsJ(Tl).

Усовершенствованный составной детектор быстрых протонов описан в работе [17]. В нем дискриминация в диапазоне 10÷100 *Мэв* релятивистских частиц на входе системы (в том числе и электронов) осуществляется с помощью дополнительного сцинтилляционного счетчика с тонким кристаллом CsJ(Tl), образующим со вторым счетчиком, снабженным фосвичем, телескоп. С помощью амплитудного отбора сигналов первого счетчика, измеряющего линейные потери dE/dx падающих частиц, релятивистские частицы дискриминируются. В остальном счетчик аналогичен рассмотренному выше.

Для исследования спектральных распределений протонов, энергия которых превышает ~100 *Мэв*, метод измерения энергий по пробегу требует применения слишком «толстых» детекторов. Так, для спектрометрии протонов с энергиями до 200 *Мэв* требуемая толщина детектора равна около 30 *г/см*². Поэтому в околорелятивистской области предпочтение при спектрометрических измерениях отдают методам, основанным на измерениях спектров линейных потерь dE/dx.

Составной детектор в спектрометре линейных потерь выполняют в виде телескопа, состоящего из двух или более детектирующих элементов.

Регистрирующая электронная схема отбирает только такие сигналы первого dE/dx-детектора, которые сопровождаются срабатыванием второго. Толщина dE/dx-детектора выбирается такой, чтобы наиболее жесткие частицы из детектируемого диапазона оставляли в нем энергию, достаточную для надежного измерения методом амплитудного анализа на уровне шума аппаратуры. Так, например, для создания dE/dx-спектрометра протонов с верхней граничной энергией $\sim$1 *Гэв* и более на базе полупроводникового детектора толщина его обедненного слоя должна быть около 0,1 *г/см*^{2}. В таком детекторе релятивистская частица оставляет энергию $\sim$200 *кэв*, что примерно на порядок превышает уровень шума транзисторных предусилителей, используемых для усиления импульсных сигналов на выходе детекторов. Иногда для получения более полной информации телескоп усложняют увеличением числа детекторов и введением между ними поглотителей определенной толщины.

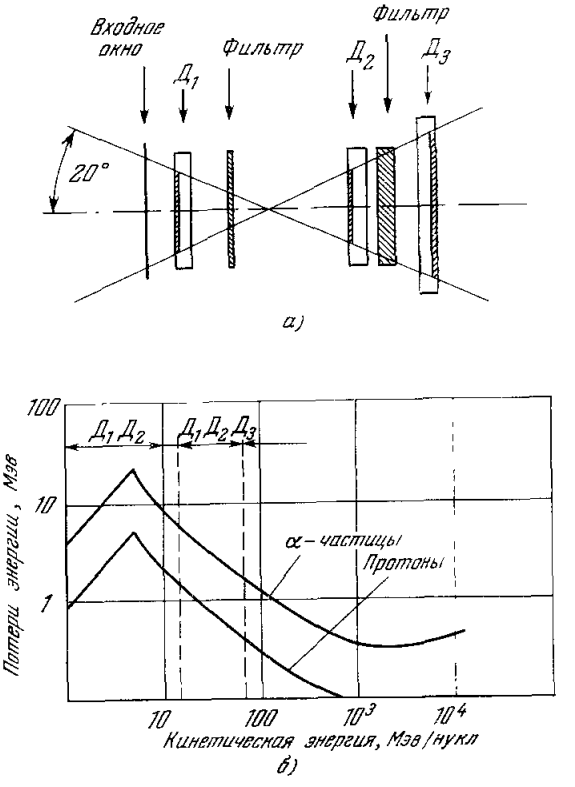

Рис. 7. Расположение детекторов телескопа (*а*) и график потерь энергии протонами и α-частицами в детекторе $Д_1$ (*б*).

В качестве примера на рис. 7, *а* приведено схематическое изображение телескопического составного детектора, предназначенного для раздельной регистрации потоков галактических протонов и α-частиц в диапазоне энергий 1—170 *Мэв/нуклон*, а также α-частиц с энергией, превышающей 170 *Мэв* [26]. Он состоит из трех поверхностно-барьерных кремниевых детекторов $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$, заключенных в цилиндрическую оправу. Между детекторами $Д_1$ и $Д_2$ введен поглотитель толщиной около 50 *мг/см*^{2}, затормаживающий частицы с энергией менее 15 *Мэв/нуклон*, а между $Д_2$ и $Д_3$ — поглотитель толщиной $\sim$5 *г/см*^{2}, что соответствует пробегу частиц с энергией около 70 *Мэв/нуклон*. Измерительная схема сортирует импульсы детектора $Д_1$ на три группы, соответствующие следующим событиям:

1) срабатыванию $Д_1$ и отсутствию сигнала на выходе $Д_2$;
2) срабатыванию $Д_1$ и $Д_2$ и отсутствию сигнала $Д_3$;
3) срабатыванию всех трех детекторов.

Зависимость потерь энергии в детекторе $Д_1$ от энергии падающей частицы и принадлежность величины этих потерь к одной из трех перечисленных групп событий показаны на рис. 7, *б* для протонов и α-частиц. Видно, что поглотители делят кривую зависимости потерь энергии на три участка 1—15 *Мэв/нуклон*, 15—70 *Мэв/нуклон* и 70 $\rightarrow \infty$ *Мэв/нуклон*. Импульсы, соответствующие первой зоне, обусловлены как протонами, так и α-частицами с энергиями 1—15 *Мэв*. Из графика видно, что при пороге дискри-

минатора, соответствующем ~ 3 *Мэв*, можно отделить протоны от α-частиц. Во второй зоне спектр линейных потерь энергии протонов, распространяющийся от 0,5 до 2 *Мэв*, отделен от спектра линейных потерь α-частиц с границами 2—8 *Мэв*, что позволяет вести их раздельную регистрацию. И, наконец, в третьей зоне подходящим выбором порога ($\sim 0{,}3$ *Мэв*) можно полностью отдискриминировать жесткие протоны от α-частиц с энергией >170 *Мэв/нуклон*. Отбор указанных групп событий осуществляется в приборе специальной схемой логики.

К другой разновидности телескопических детекторов, предназначенных для анализа тяжелых заряженных частиц по зарядам и массам, относятся так называемые $\frac{dE}{dx} \times E$-составные детекторы [30, 31]. Такие детекторы состоят из двух детектирующих элементов. Первый — с небольшой толщиной, измеряющий величину линейных потерь энергии, а второй с толщиной, превышающей пробеги самых жестких частиц анализируемого диапазона энергий. Таким образом, сигналы на выходе первого детектора пропорциональны линейным ионизационным потерям, а на выходе второго — величине энергии частиц, заторможенных в нем. Физическая возможность сортировки частиц с помощью такого детектора базируется на том, что произведение величин dE/dx на E в дорелятивистской области энергий зависит в первом приближении только от заряда частиц и их массы:

$$\frac{dE}{dx} E = 0{,}075 q^2 Mc^2 \ln\left(\frac{1{,}6 \cdot 10^5}{Z} \frac{E}{Mc^2}\right) = f(q^2, M)$$

$$\left(\text{при } \frac{E}{Mc^2} \ll 1\right).$$

В этом выражении dE/dx — в *Мэв/(г/см²)*, E [*Мэв*] — кинетическая энергия, Mc^2 [*Мэв*] — энергия, соответствующая массе покоя, q — заряд частицы, Z — атомный номер детектирующей среды.

В реальных устройствах сигналы с выхода обоих детекторов логарифмируются с помощью аналоговых логарифмирующих устройств и затем суммируются [31]. Таким образом, суммарный сигнал пропорционален логарифму произведения $dE/dx\, E$ и задача анализа частиц по зарядам и массам сводится к обычному амплитудному анализу.

Изложенный материал позволяет дать сравнительную оценку рассмотренным методам селективного детектирования протонов отдельных энергетических групп.

Пороговые детекторы с поглощающими фильтрами являются достаточно универсальными в диапазоне энергий протонов от 0,1 до ~ 100 *Мэв*. Верхней границе этого диапазона соответствует толщина фильтра ~ 10 *г/см²*; поэтому распространение этого метода на частицы больших энергий нецелесообразно в связи со значительным увеличением веса фильтра. Применение в этих детекторах пропорциональных детектирующих элементов является предпочтительным, так как дает возможность исключить из рассмотрения путем амплитудного анализа релятивистские частицы и γ-кванты тормозного происхождения. Все же недостатком пороговых поглотительных детекторов следует признать невозможность получения дифференциального распределения с одним детектором и, следовательно, ограниченность получаемой с их помощью информации.

Получение более надежной (в смысле простоты и однозначности интерпретации) и полной информации дает применение составных детекторов. При этом, как кажется, наилучшая селективность достигается разбивкой всего детектируемого диапазона на четыре интервала, перекрываемых соответствующими детекторами.

Для детектирования в пределах первого интервала от 0,1 до ~3 *Мэв* целесообразно применять составной E-детектор с толщиной основного детектирующего чувствительного объема (сцинтиллятора или полупроводника) около 20 *мг/см*^{2} и защитой от проникающих частиц с помощью детектирующего экрана. При указанной толщине детектора и пороге анализирующей схемы ~100 *кэв* обеспечивается надежное подавление импульсов, обусловленных регистрацией электронов. Поэтому в таком детекторе нет необходимости применять магнит, предотвращающий попадание электронов. Однако если по условиям измерения прибор рассчитывается на работу в условиях значительных потоков электронов, применение магнита является полезной мерой, значительно облегчающей условия работы анализирующей схемы. Этой же цели может служить экранирование детектирующего элемента (за исключением апертурного окна) поглотителем ~5 *г/см*^{2}, срезающим мягкую компоненту космического излучения.

Детектирование протонов следующего энергетического интервала, распространяющегося от 3 до ~30 *Мэв*, также целесообразно осуществлять с помощью составного E-детектора толщиной ~1 *г/см*^{2}. При такой толщине детектора энерговыделение в нем при регистрации электронов — менее 3 *Мэв*, и отстройка от электронов может быть обеспечена амплитудным отбором.

Протоны следующего предрелятивистского интервала 30÷300 *Мэв* целесообразно детектировать, используя dE/dx-телескопический составной детектор с толщиной основного детектирующего элемента около 200 *мг/см*^{2}. Соответствующий диапазон линейных потерь энергии 15—3 *Мэв/(мг/см*^{2}) и диапазон энергий, оставляемых протонами в детекторе, 3÷0,6 *Мэв*. Отстройка от релятивистских протонов и электронов по-прежнему обеспечивается амплитудной дискриминацией.

Наконец, релятивистские протоны с энергией выше 300 *Мэв* последнего интервала, удобнее всего детектировать, как отмечалось выше, с помощью черенковских счетчиков. Их применение позволяет исключить фон всех протонов с энергией ниже граничной, а также проводить селекцию по зарядам. Отстройка от электронов может быть осуществлена путем экранировки детектора поглотителем, толщина которого достаточна для поглощения самых жестких фоновых электронов.

3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ограничения, создаваемые светозащитными фольгами и шумом детектирующих элементов и головных каскадов усиления, определяют нижний предел рассматриваемого диапазона уровнем ~10 *кэв* [19]. Верхней границе этого диапазона соответствуют жесткие электроны захваченной радиации с энергией ~5 *Мэв*.

Для детектирования электронов этих энергий принципиально могут быть использованы те же детекторы, что и для изучения потоков протонов. Однако при их выполнении обычно учитывают особенности механизма взаимодействия электронов с детектирующей средой. Так, например, в связи со значительным рассеянием электронов понятие пробега для них становится значительно менее определенным. Поэтому пороговые детекторы с поглотителями при детектировании электронов дают менее точные результаты. При построении пропорциональных детекторов исходят из того, что пробеги жестких электронов значительно меньше, чем для релятивистских протонов (порядка нескольких *г/см*^{2}), и предпочтение отдают детекторам E-типа. Для реализации высокой селективности детекторов используются два специфических свойства электронных потоков:

их относительная легкость отклонения в магнитном поле, а также меньшая средняя плотность ионизационных потерь энергии, так как «центр тяжести» исследуемого спектра электронов смещен в релятивистскую область (по сравнению со спектром протонов).

Применение магнитов в детекторах электронов решает задачу, противоположную той, которую они выполняют в детекторах протонов.

Если в детекторах протонов магнит выводит электроны из апертуры детектора, то при детектировании электронов его роль сводится к «наведению» электронов на детектирующий элемент, как правило, находящийся вне поля зрения апертурного отверстия внутри поглотителя. На практике встречаются два варианта построения детекторов электронов с магнитным «наведением».

В первом из них [22, 19] в качестве детектирующих элементов используются устройства с непропорциональной реакцией. В детекторе, рассчитанном на спектрометрию электронов в диапазоне энергий от 22 до 113 *кэв* [19], детектирующими элементами являются четыре торцевых гейгеровских счетчика типа «Энтон-222», экранированных со всех сторон (кроме входного окна) свинцовым поглотителем толщиной ~ 3 *г/см*^{2}. Поток электронов, пройдя входной коллиматор, попадает в область действия поля постоянного магнита, отклоняющего электроны с разными магнитными жесткостями и наводящего их, в зависимости от энергии, на один из счетчиков. Таким образом, весь исследуемый диапазон разбивается на четыре энергетических интервала с помощью отклоняющего магнита и четырех счетчиков. Недостатком таких детекторов, однако, следует признать невозможность распознания фона, обусловленного проникающими частицами. Это затруднение было преодолено путем введения дополнительного счетчика, экранированного поглотителем со всех сторон, включая окно, который служил для мониторирования фона проникающих частиц.

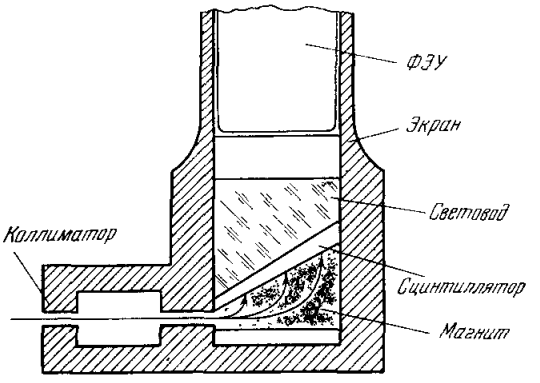

Рис. 8. Конструкция детектора электронов.

Ко второму варианту детектора с магнитным «наведением» относятся устройства с детектирующими элементами пропорционального типа [17, 18]. Важным достоинством их применения является возможность последующего амплитудного анализа и, как следствие, улучшение селективности детектора. В этих детекторах, как и в рассмотренных выше, детектирующий элемент (например, фосфор сцинтилляционного счетчика) смещен относительно оси коллиматора и находится по отношению к ней под некоторым углом. Это исключает попадание протонов через коллиматор на детектирующий элемент. На рис. 8 показана типичная конструкция спектрометрического детектора, рассчитанного на регистрацию электронов в диапазоне энергий 50—1000 *кэв*. Для снижения фона от жестких электронов и протонов средних энергий сцинтиллятор ($\sim 0{,}5$ *г/см*^{2}) окружен поглотителем толщиной ~ 10 *г/см*^{2}. Роль поглотителя со стороны фотоумножителя выполняет, как обычно в таких конструкциях, световод из свинцового стекла. Отстройка от проникающих протонов осуществляется путем амплитудного анализа сигналов на выходе счетчика. Возможность

этой отстройки основана на том, что энерговыделение в кристалле толщиной $\sim$0,5 *г/см*^{2} при регистрации проникающих протонов в большинстве случаев превышает 1 *Мэв*, так как вероятность протону проникнуть через поглотитель 10 *г/см*^{2} и оставить энергию $<$1 *Мэв* в сцинтилляторе мала, а энерговыделение при регистрации быстрых (вплоть до релятивистских) протонов превышает 1 *Мэв*.

Другой метод отстройки от проникающих частиц в детекторах такой конструкции основан на применении составных детектирующих элементов [18]. В описанном в этой работе устройстве в качестве сцинтиллятора, детектирующего электроны, использован кристалл йодистого цезия. Для отстройки от проникающих частиц между этим кристаллом и световодом введен пластический сцинтиллятор, с помощью которого схемой дискриминатора формы исключаются случаи dE/dx-взаимодействий частиц с кристаллом йодистого цезия. Диапазон энергий электронов, регистрируемых с помощью этого детектора, составляет 0,1—4 *Мэв*.

Из приведенного рассмотрения видно, что устройства с магнитным наведением электронов на скрытый в поглотителе пропорциональный детектор в наиболее полной степени удовлетворяют задаче измерения электронных потоков в космическом пространстве. При этом следует сделать одно замечание. Поскольку рассматриваемый диапазон 10—5000 *кэв* достаточно широк, возникают некоторые технические трудности при выполнении электронных измерительных устройств, обеспечивающих амплитудный анализ в таком широком диапазоне. Поэтому разумным кажется его перекрытие с помощью двух детекторов. Детектор мягкой части спектра от 10 до $\sim$200 *кэв* должен быть выполнен с толщиной входного окна $\sim$0,5 *мг/см*^{2} и толщиной детектирующего элемента $\sim$100 *мг/см*^{2}; кроме того, шумы детектора, так же как и головного каскада усилителей, должны быть достаточно низкими. В качестве детектора электронов с энергиями от 0,1 до 5 *Мэв* может быть использован один из рассмотренных выше с амплитудной или фосвичной отстройкой от проникающих частиц. Следует также отметить, что для электронов с энергией, превышающей $\sim$200 *кэв*, с успехом могут быть применены черенковские счетчики [29]. Их использование обеспечивает отстройку от электронов с энергией ниже 200 *кэв* и протонов с энергией менее 300 *Мэв*.

4. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

При детектировании потоков заряженных частиц малых энергий в диапазоне от 10—15 *кэв* до десятка *эв* проблемы селективной регистрации решаются относительно просто; из-за значительных по величине плотностей потоков влияние высокоэнергетичных заряженных частиц, проходящих через конструктивные элементы детекторов, не очень существенно. Основной проблемой при регистрации низкоэнергетических частиц становится защита от фона, обусловленного световым и ультрафиолетовым излучением Солнца.

Вследствие малой проникающей способности электронов и протонов с энергией менее 10 *кэв* эти частицы не могут преодолеть даже достаточно тонкие фольги (например, пробег электронов с $E \simeq 10$ *кэв* и протонов с $E \simeq 100$ *кэв* равен соответственно 0,45 *мг/см*^{2} и 0,2 *мг/см*^{2} в Al). Поэтому устройства для измерения потоков низкоэнергетичных заряженных частиц должны включать открытый (неэкранированный) детектор. Однако на поверхность такого детектора, незащищенного от воздействия внешней среды, действует интенсивное излучение Солнца в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. По имеющимся оценкам [32] за пределами земной атмосферы электронная эмиссия с металлических поверхностей

с невысокой работой выхода создает ток порядка 10^{-8} *а/см*^{2}, т. е. эквивалент воздействию потока протонов с плотностью около 10^{11} *частиц/см*^{2}*сек*.

Поскольку в области малых энергий детектором обычно измеряется лишь поток падающих частиц, для проведения селекции по энергии перед детектором должны быть размещены устройства, выполняющие отбор заряженных частиц по величине энергии. В аппаратуре используются два основных типа таких устройств, основанных на селекции тормозящим полем.

В блоках детектирования с тормозящим полем перед детектором (в простейшем случае — коллектором заряженных частиц) устанавливается сетка, к которой относительно коллектора прикладывается потенциал $U_{ск}$, тормозящий поступающие частицы. Лишь частицы с энергией $E_{пор}$, достаточной для преодоления тормозящего поля, попадут на коллектор. Изменяя анализирующее напряжение $U_{ск}$, можно последовательно измерить интегральное энергетическое распределение электронов или ионов. Характерным для таких блоков детектирования является возможность достижения большой чувствительности, пропорциональной площади входного окна.

Значительный ток в цепи коллектора, обусловленный фотоэлектронной эмиссией, практически исключил применение двухэлектродных ловушек. Для снижения этого тока между тормозящей сеткой и коллектором вводится подавляющая сетка, на которую подается отрицательный потенциал относительно коллектора. Таким образом, эмиттированные из коллектора фотоэлектроны с энергией, меньшей чем потенциал этой сетки, тормозятся и возвращаются на коллектор. Схема такого детектора приведена на рис. 9, *а* [33, 34]. Фотоэлектроны, эмиттированные из супрессорной

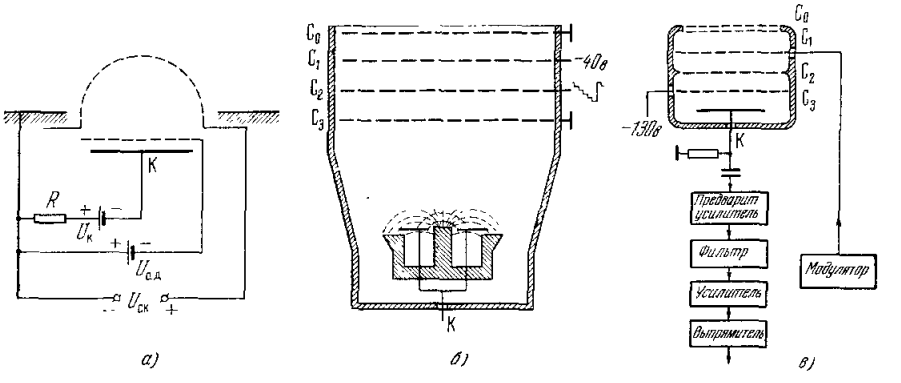

Рис. 9. Схема детектора с тормозящим полем и супрессорной сеткой (*а*), размещением коллектора в магнитном поле (*б*) и модуляцией тормозящего поля (*в*).

сетки, частично собираются на коллекторе, создавая дополнительную паразитную компоненту тока. Однако абсолютная величина этой компоненты тока снижается как из-за неполного отражения ультрафиолетового излучения от коллектора, так и вследствие значительно меньшей действующей поверхности сетки (ослабление тока достигает двух десятичных порядков и более).

Утечка вторичных электронов и фотоэлектронов с коллектора в случае измерения протонов значительно уменьшается, если коллектор размещается в магнитном поле, так что радиус траектории выбитых электронов, обладающих в основном небольшими энергиями, оказывается много меньше, чем геометрические размеры коллектора. На рис. 9, *б* приведена схема такого детектора [35, 36]. Кольцевой коллектор размещен в магнит-

ном поле (~200 *гс*) силовые линии которого имеют у поверхности коллектора выпуклую форму. Вторичные электроны, обладающие, как правило, малой энергией, движутся вдоль силовой линии, возвращаясь на коллектор. Таким образом удалось ослабить фототок на четыре порядка, обеспечивая чувствительность измерений около 10^6 *частиц/см²сек* даже при наведении детектора на Солнце. Однако следует отметить, что размещение коллектора в магнитном поле приемлемо лишь для детектора протонов. При регистрации электронов малых энергий магнитное поле сильно влияет на их траекторию.

Для борьбы с помехами, вызываемыми вторичной эмиссией и фотоэмиссией, используется модуляция потока частиц с последующей регистрацией тока в цепи коллектора узкополосным усилителем [37-39]. На рис. 9,*в* показано выполнение подобного устройства, предназначенного для измерения плотности потока протонов. Напряжение на сетке C_1 меняется попеременно от нуля до величины $U_м$ с частотой f. При нулевом напряжении на коллектор попадают протоны любых энергий, вошедшие в ловушку, а при напряжении $U_м$ тормозятся частицы с энергией меньше $E_п = eU_м$, а остальные протоны попадают на коллектор. Таким образом, в цепи коллектора возникает переменная компонента тока, пропорциональная по величине потоку частиц в энергетическом диапазоне 0 — $E_п$ (при направлении потока перпендикулярно к плоскости сетки). Этот ток усиливается полосовым усилителем и выпрямляется синхронным детектором.

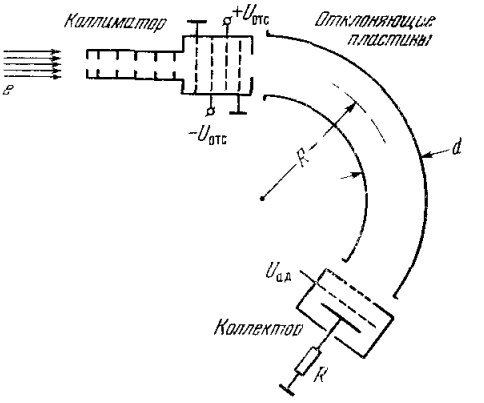

Рис. 10. Схема детектора с отклоняющим электрическим полем.

В таких устройствах важно устранить связь между сеткой C_1 и коллектором, вызывающую появление паразитных сигналов. Для этого вводится дополнительная заземленная сетка C_2 (или несколько сеток) с пониженной прозрачностью. Кроме того, сетка C_2 снижает влияние модулирующего напряжения на величину фототока с супрессорной сетки на коллектор, являющегося также одной из причин ошибок. В подобных детекторах, использовавшихся, например, на спутнике «Explorer-XI» диапазон измеряемых потоков составлял $4\cdot10^6 \div 2\cdot10^{10}$ *протон/см²сек* при эффективной площади детектора 18 *см²* (вес детектора 1,2 *кг*) [38].

Из блоков детектирования с отклоняющим полем в аппаратуре для космических исследований нашли применение электростатический и электромагнитный анализаторы.

Электростатический анализатор (рис. 10) включает два цилиндрических или полусферических электрода, между которыми создается практически радиальное электростатическое поле. Частицы с энергией, близкой к $eU\frac{R}{2d}$, проходят через отклоняющую систему и попадают на коллектор [40-45]. Фокусировка частиц происходит после отклонения на 180° в сферическом и 127° в цилиндрическом анализаторе. Энергетическое разрешение чаще всего составляет 5—20%. Угловая диаграмма обычно равна нескольким градусам в направлении электрического поля и 30—90° перпендикулярно к этому направлению. Геометрический фактор для такого анализатора с $d/R=0{,}1$ составляет $0{,}202R^2$ [46]. Так, например, анализатор,

установленный на спутнике «Explorer-XII», имел угол зрения $10 \times 80°$, и потоку 10^6 *частиц/см²сек* соответствовал ток 10^{-13} *а* [41]. Электростатический анализатор корабля «Mariner-II» имел угол зрения $20 \times 20°$, площадь входного окна 5 *см*², разрешение $\Delta E/E = 0{,}25$; ток коллектора измерялся в диапазоне $10^{-13} \div 10^{-6}$ *а* [47]. В сферических анализаторах, установленных на спутниках «Космос-12» и «Космос-15», величина $\Delta E/E$ составляла 0,3, а минимальный регистрируемый поток $6 \cdot 10^6$ *частиц/см²сек·кэв* [42].

В анализаторах с изменяющимся магнитным полем частицы проходят в зазоре электромагнита; изменением тока намагничивания последовательно изменяется величина магнитного поля и значение энергии частиц, проходящих отклоняющую систему. В аппаратуре использовались селекторы как с однородным магнитным полем, так и с неоднородным отклоняющим полем и двойной фокусировкой [48]. В последнем случае величина магнитного поля меняется с радиусом как $1/\sqrt{R}$ и происходит фокусировка после отклонения на $\pi\sqrt{2}$ (около 255°). Такая система позволяет получить значительно больший геометрический фактор, чем в устройствах с однородным полем (0,02 *стер·см*²).

По сравнению с блоками детектирования с тормозящим полем анализаторы с отклоняющим полем имеют ряд существенных преимуществ. В первую очередь это относится к уменьшению воздействия видимого и ультрафиолетового излучений на коллектор. Многократное отражение ультрафиолетового излучения на криволинейной траектории частиц приводит к его ослаблению на несколько порядков. Кроме того, анализаторы с отклоняющим полем позволяют непосредственно получить дифференциальное энергетическое распределение. По сравнению с устройствами с тормозящим полем, напряжение отклонения в электростатических устройствах уменьшается в $R/2d$ раз, что позволяет упростить выполнение аппаратуры (обычно на электроды подаются равные по величине и противоположные по знаку напряжения).

В описанных магнитных анализаторах диапазон измеряемых энергий лежал в пределах от единиц до нескольких десятков *кэв*. При этом максимальный ток намагничивания составлял 0,2 *а*. Электростатические анализаторы оказываются более экономичными; они могут быть сделаны меньше и легче (описанный в [49] подобный прибор весил менее 0,5 *кг*). Геометрический фактор электростатических анализаторов больше, чем устройств с магнитным отклоняющим полем; электрическое поле легче контролировать при настройке.

Итак, для измерений потоков низкоэнергетических частиц в космическом пространстве электростатический анализатор оказывается предпочтительным. Исключение составляют лишь случаи измерения малых потоков частиц в теневой области, когда выгодно использовать детекторы с тормозящим полем. Следует подчеркнуть, что в детекторах обоих типов для снижения уровня фона, обусловленного действием видимого и ультрафиолетового излучений Солнца, необходимо повышать работу выхода поверхностей коллекторов, отклоняющих пластин, сеток и других элементов детекторов частиц малых энергий, облучаемых солнечным излучением. Это свойство должно быть долговечным в условиях работы спутника в верхней атмосфере.

В качестве детектора потока частиц, прошедших тормозящее поле или систему отклонения, в ряде приборов использовался коллектор электронов или протонов. В этом случае чувствительность аппаратуры ограничивается минимальной величиной тока, измеряемой электрометрическими усилителями. Для минимальных потоков, представляющих интерес, ток в цепи детектора составляет около 10^{-14} *а* и геометрический фактор (эффективная площадь) делается насколько возможно большим.

При необходимости обеспечить удовлетворительные временны́е характеристики детектора порог токов, измеряемых электрометрическим усилителем, повышается. Поэтому в аппаратуре начали использовать детекторы дискретного типа: сцинтилляционные счетчики, открытые электронные умножители и канальные умножители.

Использование сцинтилляционных счетчиков для частиц малых энергий связано с техникой послеускорения. Частицы, прошедшие отклоняющую систему или тормозящее поле, ускоряются дополнительным электростатическим полем и приобретают энергию, достаточную для преодоления тонкой фольги и создания детектируемых сцинтилляций в кристалле счетчика.

Примером такого устройства является индикатор электронов с флуоресцентным экраном (несколько *мг/см*^{2} сернистого цинка или фосфорнокислого стронция, нанесенных на пластинку, установленную перед ФЭУ [35, 50]). Величина тока в цепи анода ФЭУ пропорциональна потоку энергии электронов, переданной сцинтиллятору. Для защиты от ультрафиолетового и видимого света детектор закрывался алюминиевой фольгой толщиной от 0,4 до 1 *мг/см*^{2}. Для определения энергетического распределения электронов по энергиям использовались три детектора с фольгами различной толщины (0,4; 0,6 и 1,1 *мг/см*^{2}), а ускоряющее напряжение возрастало четырьмя ступенями от 0 до 4,3 *кв* (на «Космосе-3») или до 11 *кв* (на «Космосе-5»). Это давало возможность получить набор измерений спектра энергий с 12 вариантами кривой чувствительности. Путем расчетов определялся ход энергетического спектра. Таким путем удалось достичь чувствительности к электронам с энергией >40 *эв* до 10^7 *частиц/см*^{2}*сек·стер*, однако энергетическое разрешение такой аппаратуры довольно низкое.

Возможность прямого счета числа электронов, прошедших отклоняющую систему, создается, если использовать сцинтилляционные счетчики с монокристаллическими фосфо́рами [44, 51]; в этом случае ускоряющее напряжение должно превосходить 10 *кв*.

По сравнению с мягкими электронами протоны той же энергии имеют существенно меньший пробег, и для прохождения фольги толщиной 0,2—0,4 *мг/см*^{2} необходимо ускоряющее напряжение в сотни *кв*; поэтому подобные детекторы протонов на практике не использовались (за исключением детектора Шарпа, в котором применялась очень тонкая фольга (20 *мкг/см*^{2}), не защищавшая детектор от света). Однако описаны системы для измерения тяжелых заряженных частиц, использующие эмиссию вторичных электронов с коллектора под действием ионов, их ускорение и регистрацию ускоренных электронов сцинтилляционным счетчиком [52, 53].

В аппаратуре для счета числа низкоэнергетических (мягких) частиц возможно применение «открытых» дискретных детекторов — вторичных электронных умножителей и канальных умножителей. Указания на использование открытых вторичных электронных умножителей с динодами из сплава бериллий — медь появились в последнее время в литературе [5, 44, 53]. Эти умножители позволяют непосредственно считать число электронов или протонов, прошедших во входное окно. Площадь окна составляет единицы *см*^{2}. Для суже́ния динамического диапазона энергий электронов, попадающих на ВЭУ, к первичной энергии добавляется ускоряющим полем дополнительная энергия ~ 100 *эв* [54].

Канальные умножители [54, 55] представляют собой капилляры с внутренним диаметром около 1 *мм* и длиной несколько *см*. Их внутренняя поверхность покрыта полупроводниковым материалом, имеющим общее сопротивление $\sim 10^8$ *ом*. После приложения к крайним точкам капилляра высокого напряжения (~ 3 *кв*) устройство работает как гейгеровский счетчик, производя лавинное умножение возникших первичных зарядов.

Характерным для вторичных электронных умножителей и канальных умножителей, впрочем, как и для сцинтилляционных счетчиков с очень тонкими фольгами, является высокая чувствительность к ультрафиолетовому и видимому излучению Солнца и полярных сияний, а также к отраженному свету дневного неба. Поэтому их использование возможно лишь в сочетании с отклоняющими системами, обладающими существенным ослаблением падающего света. При этом коллимация пучка не является ограничивающей; даже при эффективной площади входного окна в 1 *мм*^{2} плотности потока 10^5 *частиц/см*^{2}*сек* соответствует скорость счета импульсов с выхода детектора 10^3 *имп/сек*. Однако и в системах с дискретными детекторами для уменьшения влияния ультрафиолетового излучения использовалась модуляция анализирующего напряжения и детектирование разностного сигнала.

Из приведенного рассмотрения видно, что наиболее перспективными для регистрации частиц после прохождения селектирующих устройств являются дискретные детекторы. Малые размеры канальных умножителей, кроме того, позволят, используя их размещение в ряд и отклонение электронов полем постоянного магнита, осуществлять параллельный анализ энергетического распределения.

Селективная регистрация протонов и электронов «мягких» энергий анализаторами с тормозящим и отклоняющим полями обеспечивается выбором соответствующей полярности напряжения (или направления магнитного поля). Влияние фона частиц больших энергий снижается выбором соответствующей толщины стенок корпуса блока детектирования. Чаще всего соотношение величин потоков высокоэнергетичных и низкоэнергетичных частиц достаточно мало.

Однако в тех случаях, когда измеряется какая-либо слабая компонента в потоке частиц, проблемы селективной регистрации становятся серьезными и для их решения используют специальные методы. В качестве примера можно привести детектор для определения дейтерия в солнечном ветре (приблизительное соотношение D/H равно 0,001) [56]. В детекторе ионы дейтерия ускоряются до энергии 100 *кэв* и фокусируются на тритиевой мишени. В результате ядерной реакции образуются α-частицы с энергией около 3,6 *Мэв*. Их число, пропорциональное числу атомов дейтерия, регистрируется полупроводниковым детектором.

Следует заметить, что потенциал спутника (относительно окружающей плазмы в ионосфере) обычно весьма мал (доли электрон-вольта) и не влияет существенно на измерение частиц с энергиями больше десятка *эв*. Однако в некоторых условиях, в частности, в межпланетном пространстве, он может заметно повышаться, и в этом случае его уже необходимо принимать во внимание.

5. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ, γ- И РЕНТГЕНОВСКИХ КВАНТОВ

Для детектирования рентгеновского излучения чаще всего используются тонкие сцинтилляционные счетчики. Детекторы закрываются светонепроницаемой фольгой, как правило, бериллиевой. Применение бериллиевых фольг вызвано тем, что для γ- и рентгеновского излучений малых энергий вероятность взаимодействия излучения с веществом зависит от атомного номера вещества Z как Z^5. Следовательно, бериллий с $Z = 4$ позволяет получить наименьшее ослабление излучения (в равном слое пленки) перед попаданием его в чувствительный объем детектора. Толщина фольги и материал (т. е. Z) ограничивают нижний предел энергии регистрируемых квантов, тогда как толщина сцинтиллятора — верхний предел энергии. Например, на спутниках «Vela» [5] использовались

подобные сцинтилляционные счетчики с кристаллом CsJ(Tl) толщиной 5 *мг/см*^{2}, закрытые бериллиевой фольгой толщиной 12 *мк* (2,3 *мг/см*^{2}) или 25 *мк* (4,6 *мг/см*^{2}). При этом обеспечивалась избирательная регистрация рентгеновского излучения в диапазоне 0,8÷20 *кэв* в первом и 2,5—20 *кэв* во втором случае. Величины потоков, измеряемых детектором, лежали в пределах $6\cdot10^3 \div 6\cdot10^7$ *кэв/см*^{2}*сек*.

Для измерения повышенных плотностей потока рентгеновского излучения на тех же спутниках использовались сцинтилляционные экраны из CsJ, превращавшие рентгеновское излучение в видимый свет, интенсивность которого измерялась фотоэлементом на основе CdS. Детекторы защищались от света аналогичными бериллиевыми фольгами.

В качестве детекторов рентгеновского излучения используются также гейгеровские счетчики фотонов с тонкими окнами из алюминиевой или бериллиевой фольги [57,58]. В описанных подобных счетчиках с наполнением кислородно-неоновой смесью толщина фольги составляла 2,7 *мг/см*^{2} Al или 25 *мг/см*^{2} Be. Детекторы устанавливались на ракетах и на спутниках «Электрон-2» и «Электрон-4» и измеряли энергию в диапазонах 0,6—1,5 *кэв* и 1,2—6 *кэв*.

Любой детектор рентгеновского излучения неизбежно регистрирует и электроны, проникающие через фильтры и теряющие соизмеримую энергию в сцинтилляторе. Наиболее просто селективная регистрация обеспечивается путем измерения потока радиации одновременно двумя детекторами: одним чувствительным к рентгеновскому излучению и другим относительно не чувствительным к рентгеновским квантам (например, полупроводниковым детектором электронов). Затем производится обработка данных, полученных с обоих детекторов. Удобно использовать два аналогичных счетчика, но введением дополнительной фольги (из золота или серебра) перед одним из счетчиков значительно понизить его эффективность к рентгеновскому излучению при близких эффективностях регистрации электронов [58].

Для защиты от электронов эффективной мерой является помещение детекторов в магнитное поле, исключающее попадание электронов в чувствительный объем. Например, для измерения плотности потока рентгеновских квантов с энергией несколько *кэв* использовалась ионизационная камера с алюминиевой фольгой толщиною 4 *мг/см*^{2}, размещенная в магнитном поле напряженностью 2000 *гс*. При этом исключалось попадание в детектор электронов с энергией менее 1 *Мэв* [59].

В качестве детекторов γ-излучения, как правило, используются сцинтилляционные детекторы, включающие сцинтилляторы достаточно больших размеров ($\sim 50 \div 100$ *см*^{3}). Нижняя граница энергии детектируемых квантов определяется толщиной контейнера и составляет обычно 50—100 *кэв*.

Основной проблемой, которую приходится решать при детектировании γ-квантов, является обеспечение селективной регистрации на фоне потоков заряженных частиц, достигающих подчас больших величин. Для защиты от заряженных частиц наиболее широко используется техника слоистых фосфоров, когда измеряющий γ-излучение кристалл размещается в экране из сцинтиллятора с различающимися свойствами [15,60-62]. В качестве измерительного обычно применяют неорганические кристаллы NaJ(Tl) или CsJ(Tl) из материала с высокой плотностью; экраны выполняются из пластических сцинтилляторов, обладающих на 2—3 порядка более коротким временем высвечивания. Электронной схемой отбираются только те случаи срабатывания основного сцинтиллятора, которые не сопровождаются сцинтилляциями в охранном детекторе.

Раздельная регистрация γ-квантов и заряженных частиц осуществляется также системами с гейгеровскими счетчиками [63, 64]. Основной счетчик окружается кольцом из охранных счетчиков, включенных с основным детектором в схему антисовпадений. Регистрируются только те случаи срабатывания основного детектора, которые не сопровождаются срабатыванием какого-либо из счетчиков охранного кольца.

При детектировании нейтронов основной задачей является также обеспечение высокой избирательности на фоне потоков заряженных частиц и тормозного излучения, создаваемого электронами. Поэтому в космических исследованиях используются детекторы нейтронов, в которых амплитуды сигналов, обусловленные регистрацией нейтронов и других частиц или квантов, значительно различаются. К таким детекторам относятся борные и гелиевые пропорциональные счетчики и сцинтилляционные литиевые счетчики.

Пропорциональные счетчики, наполненные бором (обогащенным изотопом B^{10}) или гелием (изотоп He^3), рассчитаны на детектирование медленных нейтронов и используются обычно с замедлителями. При ядерных реакциях

$$He^3 + n \rightarrow p + H^3 + 0{,}77 \text{ Мэв и } B^{10} + n \rightarrow Li^7 + \alpha + 2{,}78 \text{ Мэв}$$

освобождается значительная энергия, передаваемая на ионизацию газа, наполняющего счетчик. Электроны и мягкие протоны поглощаются в замедлителе; для релятивистских протонов характерны слишком малые удельные ионизационные потери (~ 2 *кэв/(мг/см²)*), так что на пути 2—3 *см* потери энергии на ионизацию в газе не превосходят 10 *кэв*. Поэтому по амплитуде сигнала на выходе пропорционального счетчика случаи детектирования нейтронов могут быть отделены от случаев регистрации других частиц или квантов.

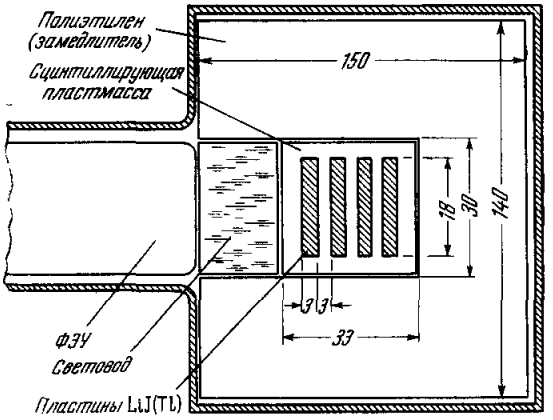

Рис. 11. Конструкция сцинтилляционного детектора нейтронов.

Гелиевые пропорциональные счетчики с полиэтиленовым замедлителем использовались на спутниках «Vela» [5]; счетчики с наполнением BF_3 применялись на ряде спутников (например, [13, 65]). Борные счетчики помещались в парафиновый замедлитель. Использование кадмиевых экранов (толщиной $\sim 0{,}7$ *мм*) перед замедлителем позволяло исключить регистрацию медленных нейтронов (с энергией ниже 0,5 *эв*).

При воздействии на счетчик потока протонов возможна вероятность попадания таких протонов, которые определенную часть энергии оставляют в замедлителе и стенках счетчика и в газ, наполняющий счетчик, попадают на «излете». Тем самым создается фон, не отличимый по параметрам сигнала от счета нейтронов. Для устранения такого фона (вычитания его из результатов измерений) используются два аналогичных счетчика с различной эффективностью регистрации нейтронов. Так, например, использовались два счетчика с наполнением BF_3, один из которых был обогащен изотопом B^{10} до 96%, а другой — до 12%. Отношение эффек-

тивности регистрации нейтронов составляло 8 при одинаковой эффективности детектирования заряженных частиц и квантов [13].

Из сцинтилляционных счетчиков наиболее часто применяются детекторы с кристаллом LiJ(Eu) (например, [65]). Нейтроны при реакции $Li^6 + n \rightarrow H^3 + \alpha + 4{,}76$ *Мэв* образуют тяжелые частицы, обладающие высокой удельной ионизацией. Для идентификации нейтронов и исключения из счета заряженных частиц обычно используется техника слоистых фосфóров. Кристалл LiJ(Eu) размещается в экране из сцинтиллирующей пластмассы (рис. 11). Прохождение заряженных частиц сопровождается сцинтилляциями в пластическом сцинтилляторе, тогда как при регистрации нейтронов, как правило, сцинтилляции происходят только в LiJ. Значительное различие во временах высвечивания $\tau_{LiJ} \cong 2{,}2$ *мксек*, $\tau_{пласт} \simeq 0{,}05$ *мксек* позволяет по форме импульсов тока провести разделение сигналов, обусловленных нейтронами и заряженными частицами.

Для снижения фона, обусловленного γ (тормозным)-излучением, фосфóр выполняют из чередующихся тонких пластин LiJ(Eu) и пластического сцинтиллятора. Пробег частиц, образующихся при ядерной реакции, мал и укладывается, как правило, в пластине LiJ; при регистрации γ-квантов образующиеся электроны выходят за пределы LiJ и пересекают пластический сцинтиллятор.

Описаны также [66] сцинтилляционные счетчики нейтронов, в которых детектором является жидкий сцинтиллятор, размещенный в экране из пластического сцинтиллятора.

В счетчике использовалось разделение импульсов по форме (отделение сигналов, обусловленных нейтронами и заряженными частицами).

6. КОНСТРУКЦИИ РЕГИСТРАТОРОВ И АНАЛИЗИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Из узлов, помимо детекторов входящих в аппаратуру для измерения ионизирующих излучений, представляет интерес выполнение регистраторов и анализирующих устройств. В структуре этих узлов наиболее существенно сказываются особенности, обусловленные спецификой объекта измерений (помимо общих отличительных черт узлов — экономичности, малых размеров и т. д.).

Как уже отмечалось, измерение заряженных частиц в диапазоне средних и больших энергий, а также γ- и нейтронных потоков производится, как правило, с дискретными детекторами. Для большинства из них — сцинтилляционных, пропорциональных, полупроводниковых счетчиков — распределение потока по энергии устанавливается амплитудным анализом выходных сигналов. Монотонность энергетических спектров, ограниченность в большинстве случаев диапазона энергий, измеряемых детектором одного вида, и трудности передачи по телеметрическим каналам большого объема данных, определяют небольшое число энергетических каналов. Обычно оно выбиралось в пределах от 4 до 8 (например, [25, 28, 67–69]). Набор данных, как правило, ведется параллельно во всех каналах.

Типичное устройство амплитудного анализа такого типа включает ряд интегральных пороговых каскадов, связанных со схемами отбора антисовпадений. Аналогично построение анализаторов, обрабатывающих сигналы со счетчиков телескопов [20].

Число каналов более 10 используется реже, однако известны случаи применения в космических исследованиях анализаторов с числом каналов 16 и более. Чаще всего подобные многоканальные анализаторы выполняются с памятью неинтегрирующего типа, т. е. результат измерения амплитуды каждого из сигналов в закодированном виде запоминается в общем ЗУ спутника или наземного устройства (после передачи по каналу

связи), а обработка данных производится после завершения эксперимента. Запись производится в двоичном коде; известны приборы с 32- и 128-канальными анализаторами такого типа [70], анализаторы на 256 [71,72] и 1500 каналов [73].

Достоинством такого способа построения анализатора является значительное сокращение аппаратуры, размещаемой на спутнике и участвующей в эксперименте, и, как следствие этого, простота и надежность приборов. Кроме того, запись позволяет восстановить динамику накопления данных. Однако для подобного вида аппаратуры мертвое время после регистрации единичного события определяется характеристиками ЗУ корабля или параметрами канала связи. Например, 1500-канальный анализатор такого типа [73] потребляет мощность 1 *вт*, весит 0,4 *кг* и работает в диапазоне температур $-80 \div +80°$ С; мертвое время составляет 1 *мсек* на событие.

В то же время описано несколько анализаторов с внутренней памятью, построенной на ферритовых сердечниках. Подобные анализаторы были выполнены на 256 каналов [74] ($T = -15 \div +70°$ С, $\tau_p = 26$ *мксек*) и на 32 канала [15,75] (установлены на спутнике «Explorer-XII» и космическом корабле «Ranger»).

Более специфично выполнение анализаторов низкоэнергетических заряженных частиц. Анализаторы как с тормозящим, так и с отклоняющим полями рассчитаны обычно на последовательную развертку энергетического спектра при одном канале регистрации. Из-за этого значительно ухудшены временные характеристики аппаратуры. Весь энергетический спектр проходят обычно рядом дискретных значений тормозящего или отклоняющего напряжения — от 4 до 16. Часто значения напряжений увеличиваются не линейно, а более резко, чтобы обеспечить постоянство отношения ширины канала к значению энергии (см., например, [38,40,47]). Однако в некоторых приборах, например, на спутниках «Vela» [5], число энергетических ступеней было увеличено до 64.

Последовательный характер анализа создает дополнительные трудности и при медленно действующей телеметрии, поскольку произвольное обращение к регистраторам становится недопустимым. В этом случае результаты измерений, соответствующие каждому уровню тормозящего или отклоняющего напряжения, записываются в свой канал памяти. По мере получения новых данных они заносятся на место хранившихся ранее [76].

При построении регистраторов основные проблемы связаны с широким диапазоном измеряемых величин и ограниченностью данных, которые можно передавать по телеметрическим каналам.

Из регистраторов дискретных сигналов, поступающих непосредственно от детекторов или после каскадов отбора или анализа, наиболее распространены счетчики импульсов и, при повышенной частоте импульсов, измерители скорости счета (ИСС).

Из измерителей скорости счета достаточно широкий диапазон частот при выходе данных по одному каналу перекрывается логарифмическими ИСС. Наиболее стабильны в работе устройства, построенные по принципу сложения токов от ряда диодных интеграторов с различающимися параметрами (см., например, [58,77]). Ими перекрываются частоты от нескольких *имп/сек* до $(10 \div 20) \cdot 10^3$ *имп/сек*; однако погрешность доходит до 20% приращения показаний при десятикратном увеличении частоты сигнала.

Повышение точности измерений достигается в измерителях скорости счета с линейными, автоматически переключаемыми поддиапазонами [78]. Данные выводятся по двум каналам: по одному каналу передаются непосредственно показания, а по второму — код поддиапазона.

В счетных схемах нет принципиальных ограничений по широте диапазона частоты измеряемых сигналов; с расширением этого диапазона лишь увеличивается число разрядов, состояние которых должно интерполироваться. Например, при необходимой точности 10% и динамическом диапазоне 10^5 необходим объем интерполируемой счетной схемы не менее 10^6 (т. е. 20 двоичных разрядов). Таким образом, основная трудность при использовании счетных схем возникает в выводе показаний. Обычно по одному каналу выводятся данные о состоянии трех (редко четырех) триггеров. С каждого триггера при его переходе в состояние «*I*» поступает на интерполятор ток, величина которого учитывает вес каждого триггера в схеме и последовательно возрастает вдвое для цепочки триггеров (см., например [64, 79, 80]).

Для вывода по одному каналу данных о состоянии многих триггеров счетной схемы используется интерполятор номера старшего значащего разряда [81]. В таком интерполяторе каждый из триггеров управляет одним из ключевых транзисторов (при срабатывании триггера триод входит в насыщение). Коллекторы транзисторов соединены между собой через сопротивления, величины которых подбираются так, чтобы показания интерполятора были пропорциональны номеру первого из сработавших триггеров. Подобное устройство достаточно просто и допускает передачу данных лишь по одному каналу, однако средняя ошибка близка к 25%. Бóльшая точность достигается, когда, помимо передачи по одному из каналов номера первого значащего разряда, по второму каналу передается состояние нескольких младших разрядов, следующих непосредственно за старшим значащим. При передаче данных о состоянии четырех или пяти следующих разрядов погрешность снижается до 1,5% или до 0,75%. Описаны два вида подобных систем; в одних производится опрос триггеров после завершения замера, в других обработка информации производится в процессе счета [81–83].

Наконец, для сокращения количества передаваемых со счетной схемы данных используют непрерывную индикацию состояний лишь нескольких триггеров, равномерно выбранных из общего количества ячеек [84]. Средняя частота определяется по интервалам времени между сменами состояний триггеров. Если частота мала, то она определяется по периоду переброса одного из первых триггеров схемы, а если велика — по периоду переброса последнего триггера.

Состояния нескольких триггеров по одному каналу передаются амплитудным кодом. В таких системах ограничена скорость изменения средней частоты сигналов; существенных изменений не должно быть за время перехода триггера из одного состояния в другое, когда изменение состояний предшествующего интерполируемого триггера происходит слишком часто и не дешифруется.

При измерении тока в цепи коллектора блоков детектирования низкоэнергетических частиц проблема перекрытия широкого диапазона также является наиболее серьезной. Затрудняет решение ее и тот факт, что сами величины измеряемых токов достаточно малы — от 10^{-13} *а* (или 10^{-14} *а*) до 10^{-6}—10^{-5} *а*.

Для расширения динамического диапазона измерений усилителями постоянного тока в усилитель вводят элемент логарифмирующего преобразования — вакуумные диоды или пентоды, а также полупроводниковые приборы.

Вакуумные диоды используются обычно в цепи отрицательной обратной связи усилителя и позволяют перекрыть диапазон измерений в пределах шести-семи десятичных порядков, начиная с 10^{-10}—10^{-11} *а* [85]. Основные трудности при применении такого логарифмирующего

элемента связаны с малым перепадом напряжения при росте тока на порядок ($\sim$0,2 *в*) и значительным дрейфом выходного напряжения ($\sim$0,1 *в* за несколько часов работы).

Полупроводниковые диоды или транзисторы в цепи отрицательной обратной связи [86] применяются лишь при токах, лежащих в конце измеряемого диапазона (10^{-7}—10^{-6} *а*). Чувствительность полупроводниковых приборов к изменению температуры и еще меньший перепад напряжения при росте на порядок измеряемого тока и составляют те практические трудности, с которыми сталкиваются при выполнении схем.

Наконец, логарифмирующий усилитель выполнялся с экономичным прямонакальным пентодом в качестве головного элемента; лампа работала в режиме сеточных токов ($i_{вх} = i_c$), и напряжение на экране системой обратной связи изменялось так, чтобы поддерживать неизменным ток анода. Экранное напряжение в этом случае оказывается пропорциональным логарифму величины входного тока.

Подобными схемами измерялся ток в диапазоне от 10^{-14} до 10^{-7} *а*. Однако для них характерна значительная погрешность измерений, обусловленная в основном дрейфом усилителя постоянного тока и доходящая до 15—20% перепада напряжения при росте тока на порядок. Кроме того, такие схемы пригодны только для измерения постоянного тока положительной полярности.

Для повышения точности и обеспечения широкого динамического диапазона измерения постоянного тока в ряде приборов использовались аналого-цифровые преобразователи. Простейшее устройство такого типа состоит из каскада зарядки конденсатора измеряемым током и разряда конденсатора через неоновую лампочку при достижении напряжением на конденсаторе потенциала зажигания [88]. Измеряемые токи из-за большого перепада напряжений $U_{заж} - U_{гор}$ и относительно больших емкостей лежат выше 10^{-9} *а* и схема пригодна только для работы с ФЭУ, ВЭУ и т. д.

Большая чувствительность достигается в каскадах, базирующихся на электрометрических усилителях постоянного тока, в которых емкость в цепи обратной связи заряжается измеряемым током и разряжается импульсами, приносящими калиброванное количество электричества. Описанными устройствами такого рода [89] измерялся ток в диапазоне от 10^{-12} до 10^{-6} *а* с точностью $\pm 1\%$.

Для амплитудно-цифрового преобразования использовались и релейные устройства. Так, в одном из подобных регистраторов [90] измеряемый ток за фиксированное время заряжал емкость; затем через контакты реле емкость разряжалась на индуктивность. Напряжение возникавших в контуре колебаний усиливалось и дискриминировалось; регистрировалось число периодов колебаний с амплитудой, лежащей выше установленного уровня. Затухание колебаний по экспоненциальному закону позволяет получить сразу логарифмическую счетную характеристику каскада.

При регистрации модулированного тока в селекторах низкоэнергетических заряженных частиц необходимо также создавать логарифмическую измерительную характеристику. Это достигается использованием различных нелинейных элементов — полупроводниковых диодов, транзисторов и т. п.

По мере расширения программы экспериментов и увеличения объема получаемой в них информации приобретает важность проблема уплотнения информации на борту космического корабля. Это ставит задачу построения регистраторов, осуществляющих обработку поступающей информации и передачу на Землю данных, представляющих наибольший интерес. Тем самым значительно повышается оперативность обработки

данных измерений и растет эффективность использования телеметрических каналов связи, обычно ограничивающих объем передаваемой информации.

Так, например, могут передаваться по каналу связи не точки спектральных распределений, угловых распределений и т. п., а полученные на борту корабля параметры этих распределений (значение параметра в максимуме распределения, дисперсия, плотность потока в максимуме и т. д.). Однако такое построение аппаратуры связано со значительным ее усложнением и требует резкого увеличения надежности работы электронных элементов и узлов. По-видимому, внедрение интегральных схем в аппаратуру для измерения радиации позволит решить эти задачи и перейти к более широкой обработке информации на борту корабля.

Следует подчеркнуть большую динамичность области техники, связанной с созданием аппаратуры для космических исследований. Ученые стремятся в построении аппаратуры непрерывно учитывать результаты уже проведенных экспериментов и постоянно совершенствовать приборы и установки. В настоящем обзоре приведены данные по аппаратуре для измерения радиации, созданной менее чем за десять лет. Усовершенствование методов и аппаратуры, несомненно, позволит в ближайшем будущем получить более детальную и достоверную картину потоков ионизирующих излучений в околоземном и космическом пространстве. В настоящем обзоре не рассмотрен ряд специфических вопросов, представляющих большой интерес для построения аппаратуры. К ним относятся, например, проблемы градуировки и контроля характеристик детекторов как до запуска спутника, так и в полете. Однако это составляет отдельную большую тему.

В заключение составители обзора приносят глубокую благодарность Ю. И. Гальперину за обсуждение вопросов, рассмотренных в обзоре, и за помощь, оказанную при его написании.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. «Космическая физика», под ред. Д. П. Ле Гэлли и А. Розена, М., «Мир», 1966.
2. Э. Паркер, УФН 84 (1), 169 (1964).
3. J. I. Vette, IEEE Trans. **NS-12**, No. 5 (1965).
4. B. J. O'Brien, Interrelations of Energetic Charged Particles in the Magnetosphere, Depart. of Space Science, Rice University, Texas, 1966.
5. S. Singer, Proc. IEEE **53** (12), 2148 (1965).
6. Б. О'Брайен, УФН **89** (4), 681 (1966).
7. Л. Кахилл, УФН **87** (3), 539, 551 (1965).
8. С. Н. Вернов, в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 277.
9. A. Konradi, J. Geophys. Res. **71**, 2317 (1966).
10. А. Акасофу, УФН 89 (4), 669 (1966).
11. В. Г. Бобков и др., Радиационная безопасность при космических полетах, М., Атомиздат, 1964.
12. D. K. Bailey, J. Geophys. Res. **67**, 391 (1962).
13. J. P. Martin, L. Witten, J. Geophys. Res. **70**, 2057 (1965).
14. S. Hayakawa, Space Res., v. 3, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1962, стр. 984.
15. A. E. Metzger et al., Nature **204**, 766 (1964).
16. А. А. Кмито, Методы исследования атмосферы с использованием ракет и спутников, Л., Гидрометеоиздат, 1966.
17. J. H. Rowland et al., IEEE Trans. **NS-10**, 178 (1963).
18. F. S. Mozer et al., J. Geophys. Res. **68**, 641 (1963).
19. J. B. Reagan, R. V. Smith, IEEE Trans. **NS-10**, 172 (1963).
20. И. А. Савенко, О. И. Савуп, А. В. Юровский, Геомагнетизм и аэрономия 5, 550 (1965).
21. С. Н. Вернов и др., в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 394.
22. Б. О'Брайен и др., в сб. «Радиационные пояса Земли», М., ИЛ, 1962, стр. 72.

23. Г. С. Драгун и др., в сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 9, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 87.
24. Я. Л. Блох и др., в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 514.
25. И. А. Савенко и др., Геомагнетизм и аэрономия 5, 546 (1965).
26. J. A. Simpson, J. J. O'Gallagher, Wescon. Tech. Paper., pt. 5, 1965, стр. 4.
27. L. Koch, J. F. Crifo, Onde l'electr. **43**, 325 (1963).
28. R. W. Fillius, C. E. McIlwain, Space Res. v. 3, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1962, стр. 1122.
29. R. A. Cail, G. E. C. Journal. **32**, 98 (1965).
30. B. Wolfe, A. Silverman, J. W. De Wire, Rev. Sci. Instr. **26**, 504 (1955).
31. L. Wahlin, Nuclear Instr. and Meth. **14**, 281 (1961).
32. H. E. Hinteregger, J. Geophys. Res. **66**, 2364 (1961).
33. К. И. Грингауз и др., ДАН СССР **131**, 1301 (1960).
34. К. И. Грингауз, в сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 12, М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 105 и 119.
35. Ю. И. Гальперин, В. И. Красовский, Космические исследования **1**, 126 (1963).
36. Н. В. Джорджио, Геомагнетизм и аэрономия **6**, 424 (1966).
37. H. S. Bridge et al., J. Geophys. Res. **65**, 3053 (1960).
38. H. S. Bridge et al., Space Res. v. 3, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1962.
39. A. Bonetti et al., J. Geophys. Res. **68**, 4017 (1963).
40. С. Н. Вернов и др., в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 381.
41. M. Bader, J. Geophys. Res. **67**, 5007 (1962).
42. В. В. Мельников и др., Геомагнетизм и аэрономия 5, 148 (1965).
43. И. А. Савенко и др., Геомагнетизм и аэрономия 5, 749 (1965).
44. B. Hultqwist, Proc. Symp. on High Latitude Particles and the Ionosphere, Alpbach, 1964, London, Logos Press Book, 1964, стр. 153.
45. R. L. F. Boyd, там же, стр. 1.
46. Б. И. Савин, Геомагнетизм и аэрономия **1**, 863 (1961).
47. C. W. Snyder, M. Neugebauer, Space Res. v. 4, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1964, стр. 89.
48. G. Skovli, «Proc. Symp. on High Latitude Particles and the Ionosphere, Alpbach, 1964», London, Logos Press Book., 1964, стр. 147.
49. M. Bader, Space Res., v. 3, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1963, стр. 358.
50. В. И. Красовский и др., Геомагнетизм и аэрономия 3, 401 (1963).
51. R. D. Sharp et al., J. Geophys. Res. **70**, 2119 (1965).
52. H. M. Gibbs, E. D. Commins, RSI **37**, 1385 (1966).
53. K. W. Ogilvie et al., Compt. rend 6-e Conf. Internat. Phenomenes Ionisat. Gaz., t. 4, Paris, 1963, стр. 91.
54. D. L. Lind, N. Mc Ilwraith, IEEE Trans. **NS-13**, 511 (1966).
55. H. E. Hinteregger, L. A. Hall, W. Schweirer, Astrophys, J. **140**, 319 (1964).
56. F. W. Floyd, F. Scherb, IEEE Trans. **NS-13**, 18 (1966).
57. И. П. Тиндо, А. И. Шурыгин, Космические исследования **3**, 262 (1965).
58. Б. Н. Васильев, Космические исследования **4**, 748 (1966).
59. L. W. Acton et al., J. Geophys. Res. **68**, 3335 (1963).
60. J. R. Arnold et al., J. Geophys. Res. **67**, 4878 (1962).
61. D. Schwartz, L. E. Peterson, Trans. Amer. Geophys. Union **46**, 129 (1965).
62. M. A. Van Della et al., Trans. IEEE **NS-9**, 405 (1962).
63. С. И. Фэн, Р. Майер, И. А. Симпсон, в сб. «Радиационные пояса Земли» М., ИЛ, 1962, стр. 85.
64. С. И. Авдюшин, Н. К. Переяслова, Н. Е. Петренко, в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 511.
65. S. J. Bame, J. P. Conner, J. Geophys. Res. **68**, 1221 (1963).
66. R. B. Mendell, S. A. Korff, J. Geophys. Res. **68**, 5487 (1963).
67. D. B. Hicks, L. Ried, L. E. Peterson, IEEE Trans. **NS-12**, 54 (1965).
68. J. H. McQuaid, IEEE Trans. **NS-13**, 515 (1966).
69. J. R. Marbach, IEEE Trans. **NS-13**, 464 (1966).
70. C. J. Ewald, A. A. Sarkady, IEEE Trans. **NS-13**, 537 (1966).
71. S. Way et al., там же, стр. 523.
72. C. E. McIlwain, J. Geophys. Res. **65**, 2727 (1960).
73. J. T. A. Ely, IEEE Trans. **NS-13**, 533 (1966).
74. R. M. Rodriques, IEEE Trans. **NS-12**, 66 (1965).
75. D. A. Bryant, T. L. Cline, V. D. Desai, F. B. McDonald, J. Geophys. Res. **67**, 4983 (1962).
76. A. J. Lazarus, H. S. Bridge, J. Daris, J. Geophys. Res. **71**, 3787 (1966).
77. С. И. Бабиченко и др., Космические исследования 3, 237 (1965).

78. S. Thomas, IEEE Trans. **NS-10**. 36 (1963).
79. Г. С. Драгун и др., в сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 9, М., Изд. АН СССР, 1961, стр. 86.
80. Б. Н. Васильев и др., в сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 15, М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 83.
81. Л. С. Горн, Б. И. Хазанов, Регистраторы интенсивности излучений, М., Атомиздат, 1965, стр. 238—240.
82. И. Д. Иванов, Б. И. Хазанов, в сб. «Труды VI научно-технической конференции по ядерной радиоэлектронике», т. 1, М., Атомиздат, стр. 133.
83. С. Н. Вернов и др., в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 394.
84. C. S. Josias, Proc. IRE **48**, 415 (1960).
85. S. K. Chao, RSI **30**, 1087 (1957).
86. W. L. Paterson, RSI **34**, 311 (1963).
87. S. Bishop, IEEE Trans. **NS-13**, 602 (1966).
88. П. В. Вакулов, Геомагнетизм и аэрономия **1** (6)(1961).
89. H. Doong, IEEE Trans. **NS-12**, 370 (1965).
90. Ю. В. Минеев и др., Геомагнетизм и аэрономия **5**, 781 (1965).