

РАДИАЦИОННЫЕ УСЛОВИЯ НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ

И.П. Безродных, Е.И. Морозова, А.А. Петрукович
(ИКИ РАН)

С.Г. Казанцев, В.Т. Семенов
(ФГУП «НПП ВНИИЭМ»)

Представлены результаты оценки радиационных условий на геостационарной орбите для периода максимума солнечной активности. Представлены результаты оценки эффекта восточно-западной асимметрии потоков солнечных космических лучей и галактических космических лучей на геостационарной орбите, результаты оценки времени диффузии частиц с границы магнитосферы до геостационарной орбиты. Рассмотрены механизмы питч-угловой и радиальной диффузии частиц радиационных поясов. Обсуждается влияние солнечной активности на динамику ионизирующих излучений во внешнем радиационном поясе Земли. Обсуждается влияние потоков ионизирующих излучений на уровень электризации внешних диэлектрических покрытий космических аппаратов.

Ключевые слова: космические лучи, геостационарная орбита, радиационные условия.

Введение. В околоземном космическом пространстве, внутри магнитосферы Земли, в области замкнутых силовых линий магнитного поля образуется магнитная ловушка для заряженных частиц. Эта геомагнитная ловушка (естественный радиационный пояс) имеет форму искаженного тороида и содержит потоки высокоэнергичных частиц, интенсивность которых может в миллионы раз превосходить потоки частиц за ее пределами. Принято условно считать, что естественный радиационный пояс Земли (ЕРПЗ) разделен на два: внутренний (протонный) и внешний (электронный) [1]. Для протонного пояса характерным является увеличение жесткости энергетического спектра с уменьшением L -оболочки (L – параметр Мак-Илвейна). В плоскости геомагнитного экватора магнитная оболочка L удалена от центра Земли на расстояние равное LR_3 , где R_3 – радиус Земли. Максимальная интенсивность потоков частиц на магнитной оболочке наблюдается на геомагнитном экваторе, с увеличением широты интенсивность частиц вдоль магнитной оболочки уменьшается.

В отличие от орбит КА ГЛОНАСС и КА «Метеор» [2, 3] геостационарная орбита (ГСО) космического аппарата расположена в плоскости географического экватора на расстоянии около 36 тыс. км от поверхности Земли в области внешнего ЕРПЗ. Это соответствует магнитной оболочке $L \approx 6,6$.

Потоки частиц в области ГСО подвержены как регулярным, так и не регулярным изменениям. Фактически вся динамика частиц внешнего радиационного пояса контролируется состоянием межпланетной среды [4]. При этом особую роль в

наполнении релятивистскими электронами внешнего ЕРПЗ играют рекуррентные высокоскоростные потоки плазмы солнечного ветра. В отличие от вспышечных потоков рекуррентные потоки солнечного ветра всегда сопровождаются более сильными и продолжительными возрастаниями потоков релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе.

Солнечные вспышки космических лучей, высокоскоростные вспышечные потоки плазмы на орбите Земли и рекуррентные высокоскоростные потоки плазмы солнечного ветра принято связывать с проявлением солнечной активности. Активность Солнца меняется с периодом около 11 лет.

Очередной максимум солнечной активности ожидается в конце 2012 г. или в начале 2013 г. Прогноз радиационных условий в околоземном космическом пространстве на эти годы строится из данных предыдущих циклов солнечной активности.

Основной вклад в радиационные условия на ГСО дают электроны ЕРПЗ и их тормозное излучение, потоки частиц солнечных космических лучей (СКЛ) и потоки галактических космических лучей (ГКЛ).

Проникающая способность ионизирующих излучений на ГСО. На ГСО наблюдаются потоки электронов ЕРПЗ с энергий до 6 МэВ и протонов ЕРПЗ с энергией до 2 МэВ. Алюминиевая пластинка толщиной 0,01 г/см² практически полностью поглощает все протоны ЕРПЗ на ГСО. По этой причине, также как и на орбите КА ГЛОНАСС, потоками протонов ЕРПЗ можно полностью пренебречь [2].

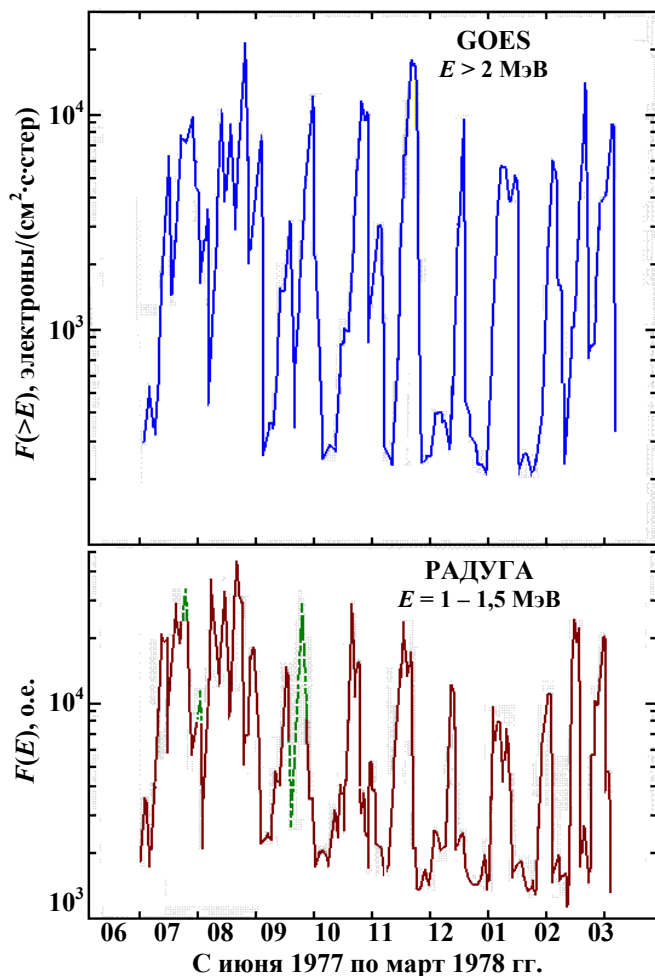


Рис. 1. Динамика интенсивности потока релятивистских электронов на геостационарной орбите по данным КА «GEOS» и КА «Радуга» в период с июня 1977 по март 1978 гг.

В отсутствие солнечных вспышек основной вклад в поглощенную дозу на ГСО будут давать высокоэнергичные электроны ЕРПЗ и их тормозное излучение. Из данных, приведенных в работе [2], следует, что для оценки пробега электронов с энергией E от 1 до 10 МэВ в алюминии можно воспользоваться приближенным выражением $X \approx E/2$ (X в г/см², E в МэВ). Поскольку массовая длина в 1 г/см² алюминия соответствует длине около 4 мм, то пробег электрона с энергией 6 МэВ, согласно вышеприведенной оценке, будет составлять 3 г/см² или 12 мм алюминия. Пластина из алюминия толщиной в 12 мм на ГСО полностью поглощает все потоки заряженных частиц ЕРПЗ, но остаются потоки тормозного излучения от электронов, потоки высокоэнергичных частиц ГКЛ и СКЛ. Заметим, что потоками протонов ГКЛ при расчете дозы радиации на ГСО из-за их очень низкой интенсивности практически всегда пренебрегают.

Вариации интенсивности ионизирующих излучений на ГСО. На ГСО наблюдаются периодические вариации интенсивности ионизирующих излучений, связанные с рекуррентными высокоскоростными потоками солнечного ветра, и не периодические, связанные с солнечными вспышками. При этом интенсивность релятивистских электронов на ГСО может изменяться в течение нескольких суток более чем в десять раз, и почти во столько же раз будет изменяться мощность радиационной дозы, получаемой аппаратурой КА.

Важно понимать, что на ГСО аппаратура КА подвержена не постоянному облучению, а импульсному воздействию. Это хорошо видно на рис. 1.

Известно, что Солнце вращается вокруг своей оси таким образом, что в области экватора оно вращается быстрее (период вращения около 25 суток), а на полюсах медленнее (период вращения около 33 суток).

Спектральный анализ данных, часть из которых представлена на рис. 1, показал, что во временных рядах данных интенсивности потоков релятивистских электронов содержатся две основные гармоники. Одна гармоника имеет период около 27 суток, другая около 31 суток. Аналогичный анализ данных интенсивности потока электронов с энергией более 2 МэВ за период с 1986 по 1995 гг. с КА «GEOS» также позволил обнаружить две гармоники, но уже с периодами около 26 и 30 суток. Наличие двух гармоник указывает на существование двух областей на Солнце, расположенных на разных гелиоширотах, активность в которых определяют радиационные условия в околоземном пространстве. Первая область располагается вблизи экватора и совпадает с областью, где обычно наблюдается формирование солнечных пятен. Вторая область располагается в высоких широтах и совпадает с областью корональных дыр на Солнце. Кроме вариаций интенсивности потока релятивистских электронов с периодами близкими к периоду вращения Солнца, на ГСО наблюдаются суточные вариации и вариации от нескольких часов до нескольких минут, связанные с вариациями напряженности магнитного поля на ГСО.

Периодические движения частиц ЕРПЗ в области ГСО. Движение частиц, захваченных геомагнитным полем, можно представить в виде суперпозиции трёх периодических движений [5]:
 – ларморовского вращения частицы в плоскости перпендикулярной магнитному полю;
 – колебания мгновенного центра вращения (ведущего центра) частицы вдоль силовых линий;

– дрейфа ведущего центра вращения частицы вокруг Земли (азимутальный дрейф, протоны дрейфуют на запад, электроны – на восток).

Для рассмотрения временных характеристик этих трёх периодических движений введем вспомогательные переменные B , α , $\mu = m/m_e$, $\beta = v/c$ и $\varepsilon = E/E_0$, где B – напряженность магнитного поля в гаммах (1 гамма = 10^{-5} Гс); α – угол между направлением движения частицы и силовой магнитной линии (питч-угол); μ – отношение массы частицы к массе электрона; β – отношение скорости частицы к скорости света в вакууме; E – кинетическая энергия частицы в МэВ; константа $E_0 = 0,511$ МэВ.

Используя вышевведенные обозначения, запишем параметры, характеризующие движение заряженной частицы в магнитном поле, в виде: $T_L \approx 3,6 \cdot 10^{-2} \mu (1 + \varepsilon) / B$, с – период вращения частицы вокруг силовой линии магнитного поля (ларморовский период); $\omega_L = 2\pi / T_L$, Гц – ларморовская (циклотронная) частота вращения частицы; $\rho_L \approx (1700\mu/B) \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon} \sin \alpha$, км – ларморовский радиус вращения частицы.

На ГСО для электронов с $E = 2$ МэВ на дневной стороне орбиты имеем $T_L \approx 1,47$ мс; $\omega_L \approx 4,3$ кГц; $\rho_L \approx 31$ км (при $\sin(\alpha) = 0,5$). Для электронов на ночной стороне орбиты $T_L \approx 1,76$ мс; $\omega_L \approx 3,56$ кГц; $\rho_L \approx 37$ км.

Период колебания частицы вдоль силовой линии между магнитными полюсами (баунс-период) $T_B \approx 6,3 \cdot 10^{-2} L / \beta$, с. Для электронов с $E = 2$ МэВ на $L \approx 6,6$ баунс-период $T_B \approx 0,52$ с, частота баунс-колебаний электронов $\Omega = 2\pi / T_B = 12,08$ Гц.

Период дрейфа частиц поперек силовых линий магнитного поля вокруг Земли $T_D = 127(\varepsilon + 1)[L\varepsilon\mu(\varepsilon + 2)]$ мин. Для электронов с $E = 2$ МэВ на $L \approx 6,6$ период дрейфа вокруг Земли $T_D \approx 4$ мин. Частота азимутального дрейфа электронов $\omega_D = 2\pi / T_D \approx 0,026$ Гц.

Для грубых оценок характерных частот электронов с энергией около 2 МэВ в ЕРПЗ можно использовать простые соотношения: $\omega_L \sim 36B$ Гц; $\Omega \sim 100\beta/L$ Гц; $\omega_D \sim 0,64\Omega^2/\omega_L$ Гц.

Периодические изменения мощности поглощенной дозы радиации на ГСО. На рис. 1 видно, что поток релятивистских электронов на ГСО имеет импульсный характер. Импульсы появляются с периодами близкими к периоду вращения Солнца. Импульсный характер имеет и мощность дозы радиации, фактически он повторяет временной профиль интенсивности потока электронов.

Для оценки поглощенной дозы D в телесном угле 4π за время t от релятивистских электронов на ГСО, можно использовать выражение

$$D = 4\pi t \int_E^{\infty} k(E)F(E)dE \approx 4\pi t kF(>E),$$

где $k(E)$ – функция, описывающая зависимость коэффициента перехода от потока электронов с энергией E к поглощенной дозе [6]; $F(E)$ – дифференциальный спектр электронов; $F(>E)$ – интегральный спектр электронов. В диапазоне энергий от 2 до 6 МэВ функция $k(E)$ слабо зависит от энергии электронов и, при грубой оценке, может быть заменена константой $k \approx 3,5 \cdot 10^{-8}$ рад·см²/частиц. Единица дозы радиации 1 рад = 100 эрг/г. Для данных, приведенных на рис. 1, среднее значение потока электронов $F(>2$ МэВ) $\approx 2 \cdot 10^3$ частиц/(см²·с·стер), значение поглощенной дозы радиации от этих электронов за год на ГСО будет составлять около 28 000 рад. Поскольку для расчета дозы радиации мы брали интегральный поток электронов $F(>2$ МэВ), который проходит пластинку из алюминия толщиной 1 г/см², и все электроны меньших энергий отсекаются, то полученную оценку следует рассматривать как значение поглощенной дозы за экраном в 1 г/см² алюминия.

Необходимые условия для возрастания интенсивности потока релятивистских электронов на ГСО. Анализ экспериментальных данных с КА «Радуга-12» и КА «Радуга-13» за период с 1977 по 1979 гг. показал, что всем возрастаниям интенсивности потока релятивистских электронов предшествовало возрастание скорости солнечного ветра.

Из данных, приведенных на рис. 2, видно, что в период с 1977 по 1978 гг. наиболее часто высокоскоростной поток солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли имел скорость в диапазоне от 350 до 400 км/с.

При возрастании скорости солнечного ветра до величины более 450 км/с на ГСО практически всегда наблюдалось возрастание интенсивности потока релятивистских электронов.

За все время наблюдения с 1977 по 1979 гг. за возрастаниями интенсивности релятивистских электронов в отсутствие потоков частиц СКЛ не было ни одного случая, когда бы возрастанию интенсивности потока релятивистских электронов на ГСО не предшествовало бы возрастание скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. Это является основанием утверждать, что в отсутствие электронов СКЛ возрастание скорости солнечного ветра является необходимым условием для возрастания интенсивности релятивистских электронов во внешнем ЕРПЗ.

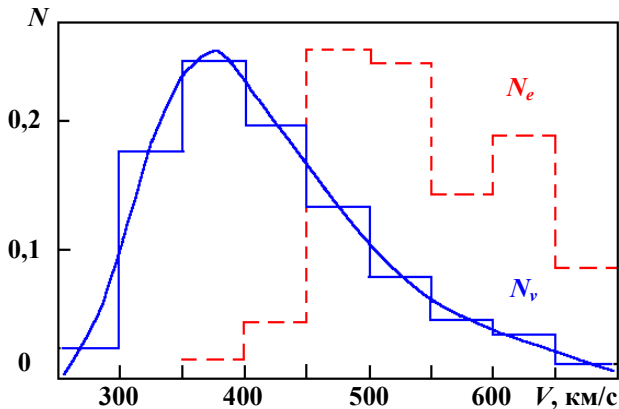


Рис. 2. Распределение по среднесуточным значениям скорости солнечного ветра V числа суток N_v (непрерывные линии) и числа возрастаний потока электронов N_e с энергией $E = 1 - 1,5$ МэВ на геостационарной орбите (штриховая линия) за период с начала 1977 г. по конец 1978 г. Величины N_v и N_e нормированы

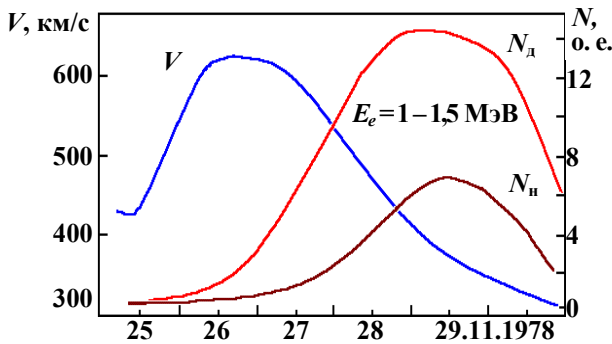


Рис. 3. Временной ход скорости солнечного ветра V вблизи магнитосферы и потока электронов на дневной N_d и ночной N_n сторонах геостационарной орбиты с 25 по 30 ноября 1978 г.

На рис. 3 показан временной ход скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли и потока электронов на дневной и ночной сторонах ГСО с 25 по 30 ноября 1978 г.

Время диффузии частиц с границы магнитосферы до ГСО. Взаимодействие частиц с флуктуациями крупномасштабных электрических полей с частотами равными гармоникам дрейфовой частоты приводит к нарушению третьего адиабатического инварианта, что является причиной радиальной диффузии. Низкочастотные флуктуации электрических полей связаны с флуктуациями геомагнитного поля и флуктуациями магнитосферного электрического поля. Есть основание предполагать, что заметную роль в диффузионных процессах частиц под действием низкочастотного электромагнитного излучения играет баунс-дрейфовый резонанс. Условие резонанса: $\omega_B - n\Omega = m\omega_D$, где ω_B – частота электромагнитной

волны; Ω – частота продольных осцилляций частиц в геомагнитной ловушке (баунс-частота); ω_D – частота азимутального дрейфа частицы; n и m – целые числа. В результате баунс-дрейфового резонанса может происходить усиление радиальной диффузии частиц и ускорение частиц вдоль магнитно-силовых линий поля.

Дрейфовый резонанс и баунс, как правило, не нарушают первый и второй адиабатические инварианты, при этом не сохраняется лишь третий инвариант, что и приводит к радиальной диффузии частиц поперек силовых линий магнитного поля. Диффузии частиц в неоднородном геомагнитном поле существенно не симметричны по отношению к направлениям к Земле и от Земли. Диффузионный поток частиц в магнитосфере по направлению к Земле превосходит диффузионный поток по направлению от Земли. Благодаря этому радиальная диффузия обеспечивает перенос частиц с границы магнитосферы внутрь радиационного пояса. При движении частиц внутрь радиационного пояса происходит увеличение их поперечного импульса за счет сохранения первого инварианта, и увеличение продольного импульса за счет сохранения второго инварианта, при этом энергия частиц существенно увеличивается (в не релятивистском случае энергия частиц изменяется как $E \sim B \sim L^{-3}$).

Радиальная диффузия электронов во внешнем ЕРПЗ определяется степенью возмущенности геомагнитного поля в низкочастотной области спектра, в диапазоне $10^{-3} - 10^{-2}$ Гц, т. е. в области дрейфовых частот. За возмущения магнитного поля ответственны токи порядка миллионов ампер, текущие в магнитосфере Земли и на ее границе. Одной из их характеристик возмущенности геомагнитного поля в низкочастотной области спектра является значение K_p – индекса геомагнитной активности.

На рис. 4 приведен пример изменения K_p с 25 по 27 ноября 1978 г.: $K_p \leq 3$ соответствует спокойному магнитному полю Земли, $5 > K_p > 3$ соответствует возмущенному магнитному полю, $K_p \geq 5$ соответствует магнитной буре.

Уравнение радиальной диффузии частиц в магнитном поле, при условии сохранения первого и второго адиабатических инвариантов, формально можно записать в виде [7]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) + S - Z \approx \approx D_m L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(L^{n-2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) + S - Z,$$

где f – функция распределения (плотность в фазовом пространстве) частиц данного сорта с фиксированными значениями μ (первого) и ξ (второго) адиабатического инварианта; S – интенсивность источника частиц; Z – интенсивность стока (потерь) частиц.

Функция распределения $f(\mu, \xi, L)$ связана непосредственно с измеряемым потоком $j(E, \theta, L)$ частиц с энергией E , питч-углом θ на оболочке L :

$$f(\mu, \xi, L) \approx j(E, \theta, L)/P^2,$$

где P – импульс частицы.

Характерное время потерь $T_Z \approx f(\mu, \xi, L)/Z$.

Условие $T_D \approx T_Z$ дает оценку границы между областью существенных потерь и областью, в которой преобладает радиальная диффузия.

В случае степенной аппроксимации, можно записать

$$D_{LL} \approx D_m L^n.$$

Предположим, что $D_m \approx 10^{m-n}$, $n = 10$.

Для согласования с данными наблюдений динамики потоков релятивистских электронов на ГСО допустим, что

$$m = \left(0,4 + 0,047 \sum_{\text{за } 12 \text{ ч}} K_p \right).$$

Время диффузии до заданной L -оболочки определим как [8]

$$T_D \text{ (сутки)} \approx \gamma L^2 / D_{LL}.$$

В нашем случае

$$T_D \text{ (сутки)} \approx \gamma L^2 / D_{LL} \approx \gamma L^{2-n} 10^{n-m},$$

где $\gamma = 8,3 \cdot 10^{-3}$.

Для $L = 6,6$ время задержки максимума потока электронов от максимума скорости солнечного ветра

$$T_D \text{ (сутки)} \approx \beta 10^{-m},$$

где $\beta = 23,05$.

Для события, которое наблюдалось в период с 25 по 29 ноября 1978 г., за первую половину 27 ноября, т. е. в начале спада скорости солнечного ветра (рис. 3 и 4), сумма $K_p = 12$.

Соответственно рассчитанное время диффузии электронов с границы магнитосферы до ГСО $T_D = 2,5$ суток, что согласуется с наблюдаемой задержкой максимума потока релятивистских электронов на ГСО от максимума скорости солнечного ветра (см. рис. 3) равной 2,5 суток.

Для события, которое наблюдалось с 28 по 30 августа 1978 г., за первую половину 29 августа, т. е. в начале спада скорости солнечного ветра, сумма $K_p = 20,8$.

Соответственно рассчитанное время диффузии электронов с границы магнитосферы до ГСО $T_D = 1,3$ суток, что согласуется с наблюдаемой задержкой максимума потока релятивистских электронов на ГСО от максимума скорости солнечного ветра [4] равной 1,25 суток.

Радиальная диффузия частиц и диффузия частиц по питч-углам обеспечивают изменения интенсивности потока частиц на заданной L -оболочке. Между этими видами диффузии имеется существенная разница. Радиальная диффузия и диффузия по энергиям является источником энергичных частиц, питч-угловая диффузия обеспечивает убежание (сброс) частиц вдоль L -оболочки в ионосферу.

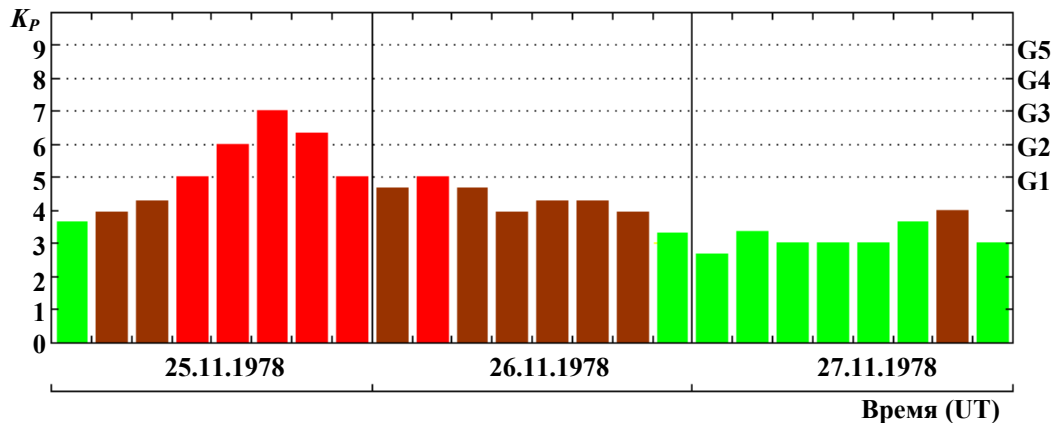


Рис. 4. Пример изменений трехчасовых значений K_p в период с 25 по 27 ноября 1978 г.: ■ – магнитосфера спокойная; ■ – магнитосфера возбужденная; ■ – магнитная буря; G1 – слабая буря (уровень G1); G2 – средняя буря (уровень G2); G3 – сильная буря (уровень G3); G4 – очень сильная буря (уровень G4); G5 – экстремально сильная буря (уровень G5)

Взаимодействие высокоэнергичных электронов на ГСО с низкочастотными электромагнитными волнами. Столкновение частиц и их взаимодействия с низкочастотными электромагнитными волнами (альвеновские и свистовые волны, КНЧ – ОНЧ шумы и т. д.) приводит к нарушению адиабатических инвариантов. Обычно отдельные взаимодействия приводят к небольшому возмущению траектории частицы, но в результате большого числа взаимодействий возникает диффузия частиц по энергии, питч-углам (питч-углом называют угол между вектором скорости частицы и силовой линией магнитного поля) и по пространству. На $L = 6,6$ основной причиной питч-угловой диффузии высокоэнергичных электронов является их рассеяние на электромагнитных волнах. Условие Доплера для эффективного взаимодействия между волнами с частотой ω_B и частицами с ларморовской частотой ω_L записывается в виде

$$\omega_B - k_{\parallel}v_{\parallel} = n\omega_L,$$

где k и v – волновой вектор и скорость частиц. В случае циклотронных резонансов на отдельных гармониках доплер (сдвинутая частота волн) равен гармонике ларморовской частоты частицы с определенным $n = +1, +2, +3, \dots$, а для резонанса Ландау ($n = 0$) параллельная магнитному полю фазовая скорость волны $v_{\parallel} = \omega_B/k_{\parallel}$. Все резонансы, кроме резонанса Ландау, приводят к диффузии частиц в конусе потерь, тогда как резонанс Ландау приводит к диффузии только по v_{\parallel} , так что диффузия происходит, в основном, по энергии при питч-углах вблизи конуса потерь. Конус потерь – это множество углов, которые образуют конус вдоль силовой линии магнитного поля. Для частиц, питч-углы которых попадают в конус потерь, точка отражения в магнитном поле находится в достаточно плотных слоях ионосферы, и частицы при своем движении теряют всю свою энергию на ионизацию атомов ионосферы. О таких частицах говорят, что они высыпаются из радиационного пояса в ионосферу.

В случае, когда $\omega_B \ll \omega_L$, резонансная параллельная скорость для каждого циклотронного резонанса на гармониках $v_{\parallel,n} = n \omega_L/k_{\parallel}$, а для резонанса Ландау $v_{\parallel,0} = (\omega_B/k_{\parallel}) \ll v_{\parallel,n}$. Наиболее важным резонансом при рассеянии частиц на электромагнитных волнах является резонанс на первой гармонике $n = 1$.

В случае анизотропного распределения высокоэнергичных электронов в магнитном поле развиваются неустойчивости, стремящиеся уменьшить сте-

пень анизотропии. Данный процесс сопровождается интенсивной генерацией электронами электромагнитных волн. Между потоками высокоэнергичных электронов и интенсивностью электромагнитных волн непрерывно устанавливается и нарушается динамическое равновесие, электроны сами формируют рассеивающую их среду. Раскачка электромагнитных волн в ЕРПЗ определяется электронами с таким распределением по скоростям, что в системе координат этих электронов частота электромагнитной волны вследствие эффекта Доплера равна циклотронной частоте электронов. Такие электроны могут эффективно обмениваться энергией с волной. Часть электронов передает свою энергию волнам, часть электронов получают энергию от волн. Результатом такого обмена энергиями является уменьшение степени анизотропии функции распределения электронов по скоростям.

Питч-угловая диффузия частиц на ГСО. Диффузия частиц по питч-углам приводит к нарушению первых двух адиабатических инвариантов. Частицы ЕРПЗ с экваториальными питч-углами близкими к 0 и 180° сталкиваются с атомами атмосферы ($h \sim 100$ км над Землей) и вследствие этих столкновений теряют свою энергию на ионизацию, покидая область ЕРПЗ. О таких частицах говорят, что они находятся в конусе потерь, определенным для геомагнитной ловушки пробочным отношением $\sigma = B(\lambda)/B_0 \gg 1$, где B_0 – экваториальное магнитное поле на данной L -оболочке; $B(\lambda)$ – величина магнитного поля у основания силовой линии на широте λ , где происходит «гибель» частицы в ионосфере. Напряженность магнитного поля на заданной L -оболочке в области экватора $B_0 \approx 0,316/L^3$ Гс (1 Гс = 10^5 нТл). Напряженность магнитного поля, где силовая линия погружается в атмосферу на широте λ , при условии, что поле дипольное, вычисляется как $B(\lambda) \approx B_0 [4 - 3\cos^2(\lambda)]^{1/2}/\cos^6(\lambda) \approx B_0 L^3 [4 - 3/L]^{1/2}$. Для преобразования мы использовали зависимость геомагнитной широты от номера L -оболочки [5], где силовая линия поля погружается в атмосферу, $\cos^2(\lambda) \approx 1/L$. После преобразования запишем пробочное отношение в виде $\sigma \approx L^3 [4 - 3/L]^{1/2}$. Максимальное значение питч-угла частицы в области магнитного экватора, при котором частица уже попадает в конус потерь (критический питч-угол), $\alpha = \arcsin(1/\sigma)^{1/2}$. Для ГСО на оболочке $L \approx 6,6$ критический питч-угол равняется $2,5$ град, соответственно, конус потерь в области магнитного экватора $2\alpha = 5$ град. Интенсивность потока частиц в ЕРПЗ и его пространственное распределение регулируются балансом между потерями и источниками частиц.

Теоретические вычисления углового распределения захваченных и высыпающихся электронов обычно основаны на решении уравнения диффузии с заданными коэффициентами диффузии и граничными условиями. Эти решения были получены усреднением уравнения питч-угловой диффузии по баунс-периодам и в предположении о том, что дифференциальный поток частиц вдоль динамической траектории остается постоянным за баунс-период.

При этих ограничениях диффузионный процесс представляет одномерную угловую диффузию и описывается уравнением с двумя независимыми переменными, питч-углом и временем. Формально уравнение питч-угловой диффузии частиц можно записать в виде [5]

$$\frac{\partial f}{\partial e} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) l = \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[D_{\alpha\alpha} \sin \alpha \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right] + S - Z.$$

Это уравнение описывает эволюцию локальной функции распределения в результате процессов питч-углового рассеяния, которое определяет коэффициент диффузии

$$D_{\alpha\alpha} = \langle \Delta \alpha^2 \rangle / (2\Delta t).$$

Изменениями энергии частиц при их рассеянии пренебрегаем. Функция распределения f – плотность частиц в фазовом пространстве; α – питч-угол; t – время; l – пространственная координата, равная расстоянию вдоль магнитной силовой линии от экватора до частицы. Изменение функции распределения с удалением частицы от геомагнитного экватора учитывается членом $(\partial f / \partial t) l$. Коэффициент диффузии $D_{\alpha\alpha}$ является функцией α , l и энергии частицы. Как и в уравнении радиальной диффузии, в данном уравнении S описывает источник частиц, а Z – потери. Коэффициенты питч-угловой диффузии, также как и радиальной диффузии, зависят от уровня геомагнитной активности. В отличие от радиальной диффузии коэффициенты питч-угловой диффузии увеличиваются с уменьшением энергии частиц. Для ГСО это является одной из причин наблюдаемого смягчения энергетического спектра частиц в конусе потерь. Другой причиной, вероятно, является взаимодействие частиц ЕРПЗ с атомами атмосферы и преимущественным рассеянием назад (в конус потерь) частиц малых энергий.

Зависимость интенсивности потока релятивистских электронов на ГСО от величины скорости солнечного ветра. На коротком временном интервале интегральный энергетический спектр потока электронов на ГСО можно представить в виде

$$F(> E) \approx \Psi(> E, K_p, \vec{B}, \rho, L) V,$$

где V – скорость солнечного ветра; Ψ – коэффициент связи между интегральным потоком релятивистских электронов на заданной L -оболочке в области магнитного экватора и скоростью потока плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли; \vec{B} – вектор напряженности межпланетного магнитного поля; ρ – плотность плазмы солнечного ветра.

Значение коэффициента связи для конкретного события можно определить экспериментальным путем. Из данных, приведенных на рис. 5, для события, которое наблюдалось с 25 по 30 ноября 1978 г., следует, что при изменении скорости солнечного ветра от 500 до 600 км/с коэффициент связи приблизительно равен 0,083 на дневной стороне ГСО, а на ночной приблизительно 0,053.

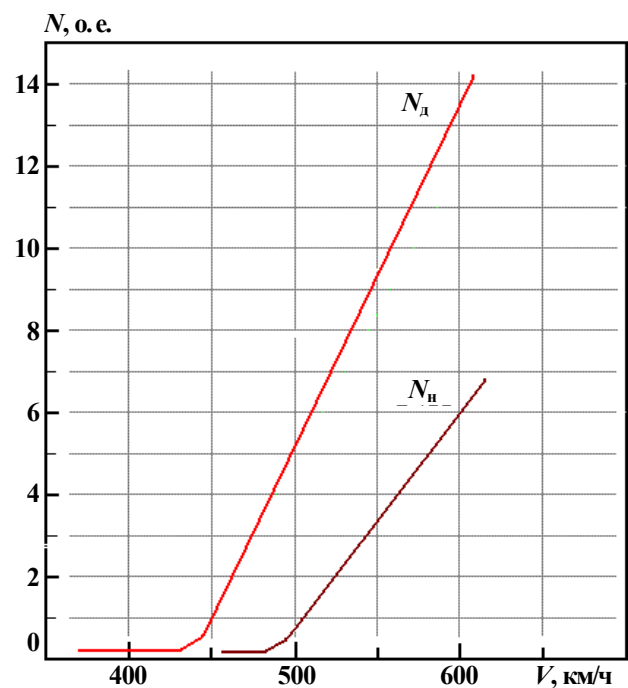


Рис. 5. Зависимость интенсивности потока релятивистских электронов на дневной N_d и ночной N_n стороне ГСО от величины скорости плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. Графики построены для события, которое наблюдалось с 25 по 30 ноября 1978 г.

Восточно-западная асимметрия потоков СКЛ и ГКЛ на ГСО. Эффект геомагнитного поля состоит в наличии восточно-западной асимметрии, благодаря чему положительно заряженные частицы ГКЛ и СКЛ легче достигают ГСО при движении с запада, а отрицательно заряженные – с востока. Для количественных оценок способности частицы с заданной энергией и с заданного направления проникать на заданную силовую линию магнитного поля используется значение магнитной жесткости частицы. Положительно заряженные частицы ГКЛ и СКЛ с запада способны проникать на ГСО с меньшим значением жесткости, чем с востока. Заряженная частица, согласно принципу Ле Шателье, в магнитном поле движется так, чтобы частично компенсировать внешнее магнитное поле, вызывающее ее отклонение.

При движении частицы перпендикулярно силовым линиям магнитного поля на нее действует сила со стороны поля, уравновешенная силой инерции $ZevB/c = mv^2/r$. Магнитная жесткость частицы представляет собой произведение магнитного поля на радиус кривизны траектории частицы, т. е. $R = Br = pc/Ze$, и имеет размерность разности потенциалов электрического поля. В общем случае $R = pcsina/Ze$, где p – импульс частицы; c – скорость света; Ze – заряд частицы; α – угол между силовой линией магнитного поля и вектором скорости частицы (питч-угол частицы).

Заметим, что магнитное поле на ГСО в несколько сот раз меньше, чем поле на поверхности Земли, и, соответственно, жесткость обрезания на ГСО будет меньше, чем на поверхности Земли в экваториальной области. На экваторе магнитное поле $B_3 \approx 0,312/L^3$, на ГСО ($L = 6,6$) поле около 0,001 Гс или 100 гамм. Точнее в период спокойного солнечного ветра, на ночной стороне ГСО поле около 100 гамм, а на дневной стороне ГСО поле около 120 гамм из-за поджата геомагнитного поля солнечным ветром.

Из уравнения движения частиц в магнитном поле Земли можно получить приближенную оценку жесткости обрезания для частиц в плоскости магнитного экватора:

$$R \approx M \left[L \left(1 + \sqrt{1 - \sin(\theta) \cos(\varphi)} \right) \right]^{-2},$$

где M – магнитный момент Земли; L – параметр Мак-Илвейна; θ – зенитный угол падения частицы; φ – азимутальный угол.

Жесткость обрезания (в единицах миллион вольт) для положительно заряженной частицы при ее движении в плоскости магнитного экватора Земли может быть вычислена на $L = 6,6$ как

$$\begin{aligned} R_3 &\approx 1,0 \cdot 10^4 L^{-2} = 230 \text{ МВ для протона с запада;} \\ R_H &\approx 1,5 \cdot 10^4 L^{-2} = 344 \text{ МВ для протона с зенита;} \\ R_B &\approx 6,0 \cdot 10^4 L^{-2} = 1377 \text{ МВ для протона с востока.} \end{aligned}$$

Пренебрегая наклоном плоскости магнитного экватора относительно плоскости географического экватора, можем считать, что данные значения жесткости обрезания соответствуют ГСО ($L = 6,6$).

Жесткость частицы R связана с ее энергией E соотношением

$$R = \frac{1}{Ze} \sqrt{E^2 + 2Em_0c^2},$$

где m_0 – масса покоя частицы.

Зная жесткость частицы R можно вычислить ее энергию:

$$E = \sqrt{E_0^2 + (ZeR)^2} - E_0,$$

где $E_0 = m_0c^2$; $Z = 1$ (для протона); $e = 1$ (в данной системе единиц элементарный заряд равен 1); $E_0 = 938,272$ МэВ (энергия покоя протона); R – магнитная жесткость частицы в единицах МВ. Для проникновения частицы из межпланетной среды на ГСО необходимо, чтобы ее жесткость была больше или равна магнитной жесткости обрезания для данной орбиты с заданного направления.

Используя ранее вычисленные нами значения жесткости обрезания R_3 , R_H , R_B , определим минимальные энергии протонов СКЛ и ГКЛ, способных преодолеть магнитный барьер и достичь ГСО с запада, зенита и востока.

Получим для протонов: $E_3 \approx 28$ МэВ с запада; $E_H \approx 61$ МэВ с зенита; $E_B \approx 728$ МэВ с востока.

Учитывая, что энергия покоя электрона $E_0 \approx 0,511$ МэВ и вычисленные нами жесткости обрезания на ГСО для электрона будут иметь значения:

$$\begin{aligned} R_3 &\approx 6,0 \cdot 10^4 L^{-2} = 1377 \text{ МВ для протона с запада;} \\ R_H &\approx 1,5 \cdot 10^4 L^{-2} = 344 \text{ МВ для протона с зенита;} \\ R_B &\approx 1,0 \cdot 10^4 L^{-2} = 230 \text{ МВ для протона с востока,} \end{aligned}$$

вычислим минимальные энергии электронов СКЛ и ГКЛ, способных преодолеть магнитный барьер и достичь ГСО. Получим для электронов: $E_3 \approx 1377$ МэВ с запада; $E_H \approx 344$ МэВ с зенита; $E_B \approx 230$ МэВ с востока.

Ожидаемые радиационные условия на ГСО в 2012 г. Геоостационарная орбита расположена во внешнем ЕРПЗ и в отличие от солнечно-синхронных орбит на этой орбите ионизирующие излучения наиболее сильно подвержены влиянию солнечной активности. Орбита почти «открыта» для ГКЛ, СКЛ и для высокоэнергичных частиц, ускоренных на фронтах межпланетных ударных волн. При прогнозе радиационных условий мы бу-

дем учитывать только частицы ЕРПЗ и СКЛ. При определении интенсивности потоков ионизирующих излучений будем использовать модели пространственного и энергетического распределения частиц радиационных поясов AE_8max и AP_8max (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/models/trap.html>).

На рис. 6 показаны результаты оценки ожидаемых в 2012 г. значений поглощенных доз радиации на ГСО. Из рисунка видно, что ожидаемая мощность поглощенной дозы внутри сферы толщиной в 1 г/см² алюминия в 2012 г. составит величину около 34 тыс. радиан в год. Используя экспериментальные данные, приведенные на рис. 1, мы уже делали предварительную оценку поглощенной дозы радиации внутри сферы толщиной в 1 г/см² алюминия (28 тыс. радиан за год). Оценка дозы радиации была сделана для периода с 1977 по 1978 гг., который отличается от других временных периодов очень высоким уровнем радиации на ГСО, связанной с наличием рекуррентных высокоскоростных потоков плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли [4]. Из данных, приведенных на рис. 6, следует, что за экраном менее 1 г/см² алюминия основной вклад в поглощенную дозу радиации дают релятивистские электроны ЕРПЗ, за экраном более 2 г/см² – частицы СКЛ и тормозное рентгеновское излучение. На наш взгляд, значения ожидаемых в 2012 г. поглощенных доз радиации на ГСО следует рассматривать как верхнюю оценку, реальные поглощенные дозы не должны превышать ожидаемых величин.

Влияние потоков заряженных частиц ЕРПЗ на уровень электризации внешних диэлектрических покрытий на ГСО КА. Экранно-вакуумная теплоизоляция (ЭВТИ) является одним из наиболее распространенных и надежных средств пассивного терморегулирования в системе обеспечения теплового режима КА. Применение ЭВТИ обеспечивает возможность существенного снижения интенсивности теплообмена элементов конструкции и оборудования КА с окружающей средой, т. е. уменьшение теплового потока, поступающего к элементам конструкции и оборудованию КА от Солнца. В настоящее время применяются различные виды ЭВТИ, работоспособной в широком диапазоне температур. Наружный слой ЭВТИ одновременно является одним из элементов пассивного терморегулирования, и его термооптическая характеристика часто определяет не только тепловой поток через ЭВТИ, но и температурный диапазон эксплуатации отдельных объектов терморегулирования. В качестве наружных материалов применяются полиамидные, капроновые и другие полимерные или стекловолоконные ткани, имеющие достаточную стойкость к условиям эксплуатации КА в космическом пространстве. Наружный материал

ЭВТИ непосредственно взаимодействует с космической плазмой и подвергается воздействию интенсивных потоков высокоэнергичных электронов ЕРПЗ. Это приводит к образованию объемного электрического заряда внутри диэлектрического материала, что является причиной возникновения разности потенциалов, которая может превысить электрическую прочность этого материала. Возникающие при этом электрические разряды вызывают деградацию электрофизических и термооптических свойств полимерного материала. Электромагнитное излучение, сопровождающее электрические разряды, через кабельную сеть воздействует на бортовую радиоэлектронную аппаратуру и может вывести ее из строя. Одной из мер снижения величины поверхностного потенциала полимерного материала ЭВТИ является металлизация поверхности полимерной пленки. Слой металлизации толщиной порядка 0,1 мкм гальванически соединяется с корпусом КА, что обеспечивает сток объемных электрических зарядов из полимерной пленки на корпус КА. Сток зарядов обеспечивается за счет радиационной электропроводности полимера [9]. Под радиационной электропроводностью понимают разность между суммарной измеренной электропроводностью при наличии ионизирующих излучений и исходной собственной электрической проводимостью полимера. Следует отметить, что сильное влияние на уровень электризации оказывают нелинейные свойства радиационной электропроводности полимерного слоя. Вероятность электрического пробоя при определенном уровне электризации, например для ЭВТИ на основе двухсторонне металлизированных пленок ПЭТФ, быстро возрастает с понижением температуры пленок [9].

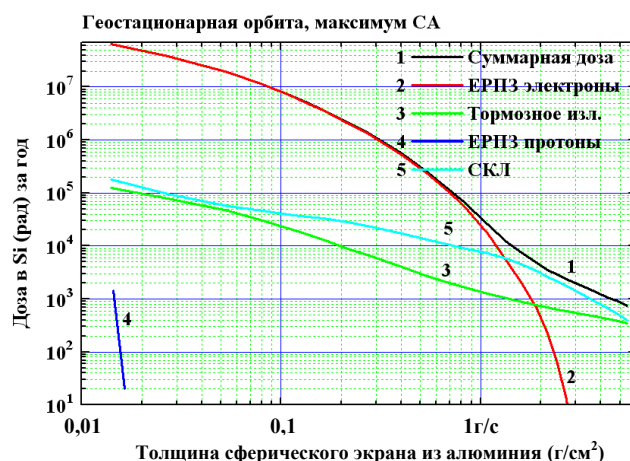


Рис. 6. Ожидаемые поглощенные дозы радиации на геостационарной орбите в максимуме солнечной активности в центре сферического экрана (поглощающее вещество кремний)

Выводы. Для аппаратуры, установленной на космических аппаратах и защищенной экраном менее 1 г/см^2 алюминия, основную радиационную угрозу представляют потоки электронов ЕРПЗ, для аппаратуры защищенной экраном более 2 г/см^2 основную радиационную угрозу представляют потоки частиц СКЛ и тормозного рентгеновского излучения электронов. Ожидается, что протоны ГКЛ и СКЛ с энергией не менее 28 МэВ могут преодолеть геомагнитный барьер и достичь ГСО с запада, а электроны с энергией не менее 230 МэВ с востока.

Имеется согласие между рассчитанным временем диффузии электронов с границы магнитосферы до $L = 6,6$ и экспериментально наблюдаемым временем по данным КА «Радуга». Из анализа экспериментальных данных солнечной активности и данных о динамике потоков релятивистских электронов на ГСО сделан вывод, что необходимым условием возрастания потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе Земли является возрастание скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли.

Литература

1. Радиационные пояса Земли / С.Н. Кузнецов, Л.В. Тверская // Модель космоса: в 2 т. – М.: КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 518 – 546.

2. Радиационные условия для высокоорбитальных космических аппаратов в период максимума солнечной активности / А.Е. Шилов, С.Н. Волков, И.П. Безродных [и др.] // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – М.: ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2010. – Т. 115. – С. 47 – 52.

3. Радиационные условия на солнечно-синхронных орбитах в период максимума солнечной активности / И.П. Безродных, С.Г. Казанцев, В.Т. Семенов // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – М.: ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2010. – Т. 116. – С. 23 – 26.

4. Динамика потоков электронов на геостационарной орбите и их связь с солнечной активностью / И.П. Безродных, Ю.Г. Шафер // Изв. АН СССР. Сер. физ. – М.: АН СССР, 1983. – Т. 47. – № 9. – С. 1684 – 1686.

5. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера / В. Хесс; пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1972. – 352 с.

6. Хаффнер Дж. Ядерное излучение и защита в космосе / Дж. Хаффнер. – М.: Атомиздат, 1971. – 321 с.

7. Уравнение Фоккера-Планка в теории радиационных поясов / Ю.И. Губарь, В.П. Шабанский // Энергичные частицы в магнитосфере Земли: сб. ст. – Апатиты: Кольский филиал АН СССР, 1982. – С. 26 – 31.

8. Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли / Б.А. Тверской. – М.: Наука, 1968. – 223 с.

9. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений / А.П. Тютнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев [и др.]. – М.: Наука. 2005. – 453 с.

Поступила в редакцию 22.09.2010

Иннокентий Петрович Безродных, канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник, т. 366-38-38, 333-20-00.

Евгения Ивановна Морозова, канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник, т. 333-20-00.

Анатолий Алексеевич Петрукович, д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией, т. 333-32-67.

Сергей Геннадьевич Казанцев, д-р техн. наук, зам. генерального директора-генерального конструктора, т. 366-12-01, e-mail: vniiem@vniiem.ru.

Владимир Тимофеевич Семенов, начальник лаборатории, т. 366-38-38, e-mail: vniiem@vniiem.ru.