

ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЦА НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ И ДРУГИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ. Часть II. ПЕРЕНОС ФОТОНОВ

Ю.А. Корсунская, А.С. Стрелков

В работе приведены результаты моделирования действия плоско-параллельного монохроматического потока фотонов на Землю с учетом ее сферичности. Показано, что учет рассеяния принципиально важен для описания ионизирующего воздействия Солнца в области терминатора и за ним. Показано, что для квантов с энергиями менее 10кэВ можно ограничиться моделью однократного рассеяния, а для более жестких необходимо учитывать многократное рассеяние.

Введение

Настоящая статья является продолжением работы [Корсунская, 2015], где была выдвинута гипотеза о значимости жесткого электромагнитного излучения Солнца как фактора, оказывающего существенное влияние на ионосферу Земли, как в зоне прямой видимости, так и в тени.

В настоящее время основное направление исследований воздействия солнечного ионизирующего излучения на атмосферу относится к диапазону энергий квантов менее нескольких кэВ. Примером такой работы может служить [Solomon, Qian, 2005], где исследуется влияние EUV (жесткий УФ, мягкий рентген) диапазона. Однако трудов, посвященных действию жесткого рентгена и гамма излучения на атмосферу Земли, практически нет. Так, в работах [Churazov et al., 2006; Churazov et al., 2008; Жучкова, Котов, 2012] рассматриваются задачи оценок альбедного излучения атмосферы Земли при действии солнечного или галактического излучений, но не их воздействия на саму атмосферу. Кроме того, используется плоская модель атмосферы, что не позволяет оценить загоризонтные эффекты. Таким образом, можно заключить, что данная задача в интересующей нас постановке не рассматривалась другими исследователями.

Изложение материала в данной статье ведется в последовательности, которая определяется историей развития задачи, первоначально возникшей из предположения, что аномальное повышение ионизации, зарегистрированное ЛЧМ ионозондом 27.02.2012 г. и описанное в первой части работы, было вызвано действием солнечного излучения ~10–30 кэВ в области терминатора. При этом основной механизм его переноса – рассеяние в атмосфере Земли.

Общая постановка задачи

Фотоны, проходя через атмосферу, взаимодействуют с частицами воздуха по механизмам возбуждения атомов и молекул, диссоциации молекул, ионизации (в том числе диссоциативной), упругого и комптоновского рассеяния, рождения электронпозитронных пар. Первые два процесса являются основными в диапазонах ИК–УФ. Комптоновское рассеяние значимо лишь для квантов с энергией

выше ~ 1 кэВ, а рождение пар невозможно ниже 1,022 МэВ (удвоенной энергии покоя электрона).

Согласно простейшей модели, при ионизации квант отдает всю свою энергию частице, с которой взаимодействует. При рождении пар образуются две частицы – электрон и позитрон, энергии которых совпадают и равны $(E_{\text{квант}} - 1,022 \text{ МэВ}) / 2$. После того как позитрон в столкновениях отдает всю свою энергию среде, он аннигилирует с выделением кванта 511 кэВ. Упругое рассеяние происходит без потери энергии, а только с изменением направления распространения. Индикатриса рассеяния зависит от частицы, с которой произошло взаимодействие. Комптоновское рассеяние идет с потерей энергии кванта на рождение свободного электрона. Энергия рассеянного кванта зависит от первоначальной энергии кванта и угла рассеяния, отсчитываемого от первоначального направления. Диаграмма рассеяния соответствует диаграмме, получающейся в модели взаимодействия кванта и свободного электрона [Зигбан, 1959].

Основными составляющими атмосферы Земли являются молекулярные и атомарные азот и кислород, а также атомы аргона, гелия и водорода. Их относительное содержание сильно зависит от высоты. Сечения взаимодействия квантов с атомами даны в [EPDL]. В работе [Стрелков, 2012] показано, что в диапазоне >1 кэВ сечения взаимодействия с молекулами приблизительно равны удвоенным сечениям соответствующих атомарных частиц. Число взаимодействий, которые происходят в данной точке атмосферы с частицами заданного типа, определяются величиной

$$I(E) \cdot \sigma_a(E) \cdot N_a,$$

где $I(E)$ – поток квантов с энергией E , пришедших в точку, $\sigma_a(E)$ – сечение процесса взаимодействия, N_a – концентрация частиц типа a . Уменьшение потока, идущего из точки S в направлении точки D , вызванное взаимодействием со средой, определяется множителем $\exp(-\tau_{SD}(E))$, где $\tau_{SD}(E) = \sum_a \sigma_{\text{tot},a}(E) \cdot \int_S^D N_a dl$,

$\sigma_{\text{tot},a}$ – полное (суммарное) сечение взаимодействия квантов данной энергии с частицами типа a .

На орбите Земли поток солнечного излучения можно полагать однородно-плоским, имеющим интенсивность $I_0(E)$. Направление прихода этого потока в интересующую точку однозначно задается углом χ – зенитным углом положения Солнца.

В точку D в общем случае поток излучения может приходить с любого направления, которое определяется пространственным углом Ω . В приближении многократного рассеяния дифференциальный поток

$$I_D(E, \Omega) = \sum_i I_{D,i}(E, \Omega),$$

где i – порядок рассеивания (≥ 0). При этом

$$I_{D,i}(E, \Omega) = \int J_{S,i}(E, \Omega) \cdot \exp(-\tau_{SD}(E)) dl,$$

где интегрирование ведется вдоль луча с началом в точке D и направлением, соответствующим Ω . Функция

$$J_{S,i}(E, \Omega) = \int I_{S,i}(E, \Omega') \sum_a \frac{d\sigma_{scat,a}}{d\Omega}(\Theta) \cdot N_a(S) d\Omega',$$

где $\frac{d\sigma_{scat,a}}{d\Omega}(\Theta)$ – дифференциальное сечение рассеяния, $\Theta = \Theta(\Omega, \Omega')$ – угол, на который отклоняется квант, приходящий в точку S с направления Ω' , чтобы прийти в точку D . Прямой поток в точке D определяется функцией

$$I_{D,0}(E, \Omega) = I_o(E) \cdot \exp(-\tau_{\infty D}(E, \chi)) \cdot \delta(\Omega(\chi)),$$

где $\tau_{\infty D}(E, \chi)$ – потери потока от границы атмосферы до точки D вдоль направления χ . Величина $I_{D,i}(E) = \int I_{D,i}(E, \Omega) d\Omega$ определяет интегральный поток рассеянного излучения. Приведенные выражения соответствуют квазиупругому рассеянию, то есть такому, когда действует только упругое рассеяние, либо потерями энергии квантов при рассеянии можно пренебречь.

Аналитические выражения, определяющие потоки многократного рассеянного излучения, достаточно сложны и их использование для определения потоков более чем однократного рассеяния затруднено из-за больших затрат временных машинных ресурсов.

В случае, когда квазиупругим приближением обойтись нельзя, либо необходимо учитывать многократное рассеяние, наиболее эффективным является построение алгоритма на основе методов Монте-Карло. Общий подход при этом сводится к следующей процедуре. 1. Определение пробега кванта из заданной точки в заданном направлении на основе τ и случайной величины. 2. Определения по случайной величине типа взаимодействия (если квант не вышел за границы рассматриваемой области). 3. Определение по случайным величинам нового направления движения кванта (если такой процесс возможен). Критериями остановки этой процедуры являются выход за границы области и прекращение существования кванта при ионизации. Процессы взаимодействия относятся при этом не к определенной точке, а к пространственной ячейке, внутри которой выполняется усреднение. Точность результата определяется как размером ячейки, так и размером статистики. Такой подход позволяет получить разнообразные характеристики процесса: первичное энергосодержание, спектры первичных электронов, спектры квантов и их угловое распределение, спектры альбедных квантов и квантов, достигших поверхности Земли (метод прямого моделирования). В то же время, его модификации, предполагающие выделение предпочтительных процессов позволяют детальнее их рассмотреть без существенного увеличения статистики, но при этом, с одной стороны, требуют вычисления весов этих процессов, а с другой – уменьшают объем получаемой информации.

Возможность ограничиться квазиупругим приближением в равной мере зависит от соотношения между двумя типами рассеяния и от величины потери энергии кванта при комптоновском процессе. На рис. 1 приведены графики зависимости сечений четырех основных процессов и суммарного сечения (total) для "усредненной" частицы нижней атмосферы в диапазоне 4 кэВ – 500 МэВ. Для

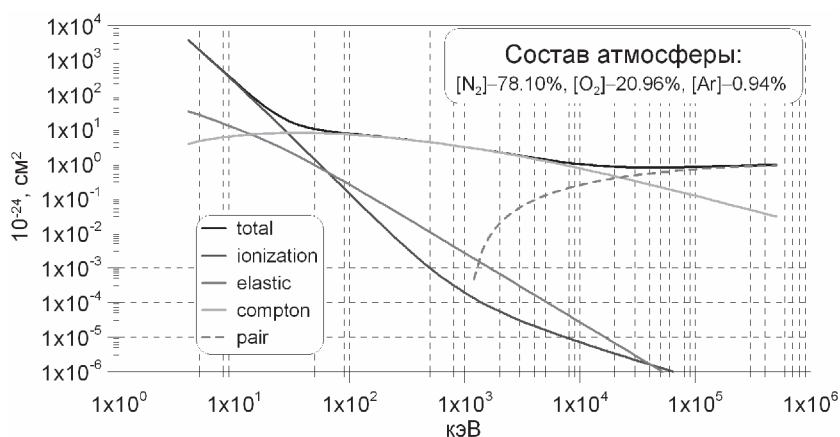


Рис. 1. Эффективные сечения процессов взаимодействия квантов в нижней атмосфере (total – полное, ionization – ионизации, elastic – упругого рассеяния, compton – комптоновского рассеяния, pair – рождения пар)

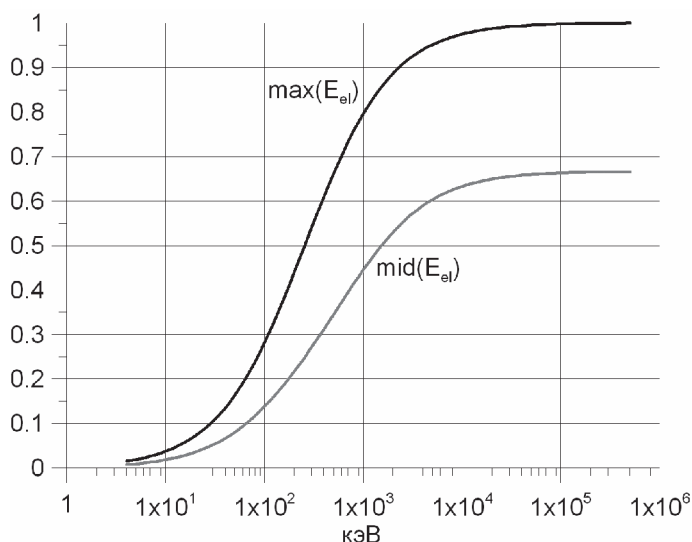


Рис. 2. Отношение максимальной (max) и средней (mid) энергий комптоновского электрона к энергии первичного кванта

энергий менее ~ 12 кэВ сечение упругого рассеяния превышает сечение комптоновского рассеяния. При больших энергиях комптоновское сечение превалирует, однако до ~ 50 кэВ превышает упругое сечение не более чем в 10 раз. На рис. 2 даны графики отношений максимальной и средней энергий комптоновского электрона к энергии первичного кванта. Для энергий квантов менее 30 кэВ максимальная потеря не превышает 10, а средняя – 5%, и сечения первичного и рассеянного квантов отличаются мало. Следовательно, в диапазоне энергий до

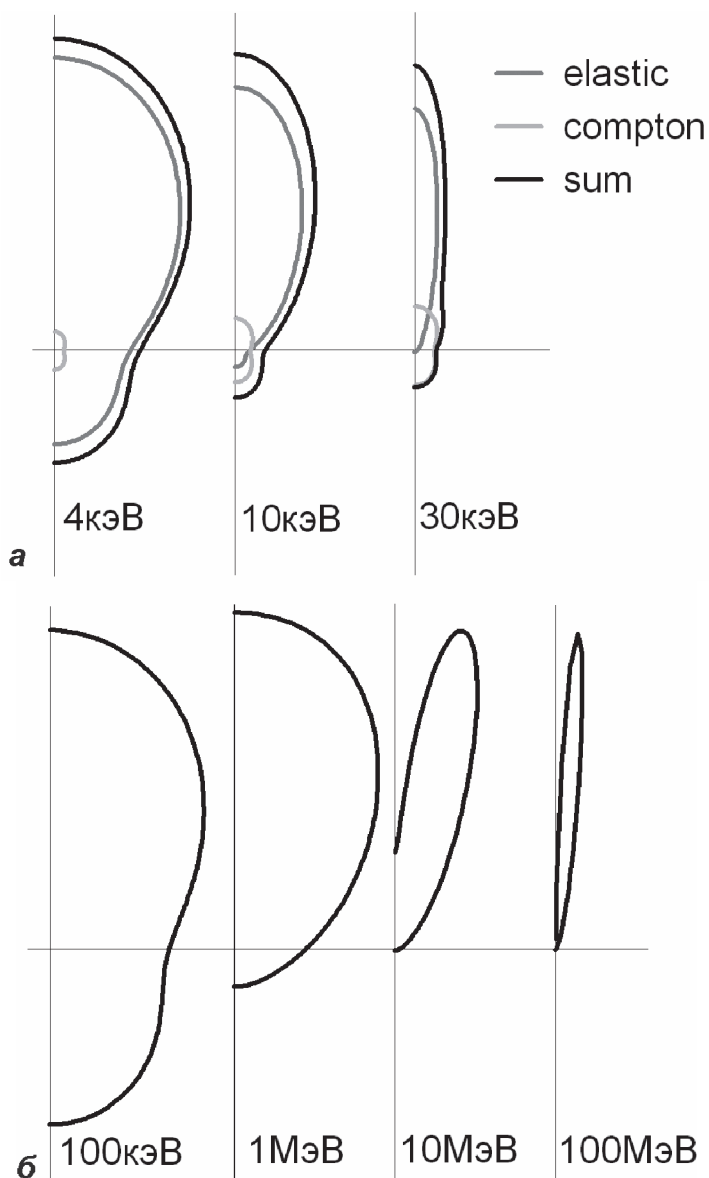


Рис. 3. Диаграммы рассеяния квантов на усредненной частице нижней атмосферы (угол отсчитывается по часовой стрелке от направления вверх). *a* – упругое (elastic) и комптоновское (compton) рассеяния и их сумма (sum) для квантов 4, 10 и 30 кэВ; *б* – комптоновское рассеяние для квантов 0,1, 1, 10 и 100 МэВ

30 кэВ можно пользоваться квазиупругим приближением, по крайней мере, однократным.

Соотношение между диаграммами рассеяния упругого и комптоновского рассеяний показано на рис. 3, *a* для энергий 4, 10 и 30 кэВ. Здесь видно, что для

4 кэВ определяющим как по величине, так и по угловому распределению является упругое рассеяние. Иначе обстоит дело с 10 кэВ. Хотя полные сечения обоих процессов почти одинаковы, упругое рассеяние дает диаграмму направленности, сильно вытянутую вперед и определяет форму переднего лепестка, в то время как комптоновский процесс дает заметный вклад в формирование заднего лепестка. Для 30 кэВ упругое рассеяние определяет рассеяние до углов $\sim 40^\circ$.

При увеличении энергии кванта диаграмма упругого рассеяния еще сильнее сужается, то есть этот процесс фактически не дает рассеяния и приводит к распространению "вперед". Поэтому при больших энергиях рассеяние определяется комптоновским процессом. Диаграммы направленности для энергий 0,1, 1, 10 и 100 МэВ приведены на рис. 3, б. Здесь видно, что во всех случаях рассеяние "вперед" превалирует над рассеянием "назад". При энергиях более ~ 3 МэВ максимум рассеяния приходится не на 0° , а находится в диапазоне $14\text{--}17^\circ$. Кроме того, при таких энергиях рассеяние "назад" фактически отсутствует.

В атмосфере Земли в рентгеновском и гамма диапазонах при расчете τ достаточно учитывать N_2 , O_2 , O , а ниже ~ 100 км Ar . Верхняя граница области, которая может дать вклад в τ , сильно зависит от энергии кванта. Так, для 1 кэВ, если отрезок SD проходит выше 350 км, то экспоненциальный множитель будет более 0,99, а выше 220 км – более 0,9. Для 4 кэВ аналогичные границы опускаются до 150 и 120 км соответственно, а 10 кэВ дает 115 и 102 км. Для энергий более 30 кэВ обе границы лежат ниже 100 км, то есть там, где состав среды почти постоянен.

В реализованных моделях предполагается, что атмосфера является одномерно неоднородной средой. Это дает симметрию относительно оси, задаваемой направлением $\chi = 0^\circ$, а также зеркальную симметрию по отношению к плоскости падения луча. Использованное высотное распределение параметров атмосферы получено по модели MSIS90 и соответствует средним широтам. Все расчеты проводятся с учетом сферичности Земли.

Модель квазиупругого рассеяния

Квазиупругое приближение было использовано для оценки потоков однократно рассеянного излучения в диапазоне 1–30 кэВ. В реализованной модели принято, что источником рассеянного излучения является область наибольшего рассеяния, сосредоточенная в некоторой полосе высот. Диапазон этих высот зависит от энергии и определяется следующим критерием. Для рассматриваемой энергии при $\chi = 0^\circ$ определяется функция

$$G(h) = J_{S(h),1}(E)$$

и вычисляется величина

$$G_m = \max_h G(h).$$

Верхняя и нижняя границы определяются из условия $G(h) = 0.01 \cdot G_m$. На рис. 4 эти границы приведены как функции энергии кванта. Ограниченный интервал высот, в котором задан источник рассеянного излучения, не ограничивает возможность расчета функции $I_{D,1}$ за пределами этой области.

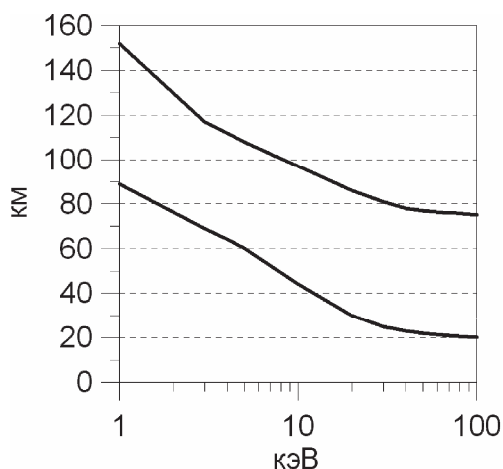


Рис. 4. Верхняя и нижняя границы интервала высот, принятого для расчета однократно рассеянного излучения, в зависимости от энергии кванта

Не вдаваясь в детали алгоритма, следует сказать, что сетка, на которой были заданы функции $J_{S,1}$, имела шаг 1° по зенитному углу и 1 км по вертикали внутри соответствующего интервала. Дифференциальный поток задан при этом в полярной системе координат, связанной с местной вертикалью. Шаг по обеим угловым координатам 1° . Результаты расчетов – интегральные потоки $I_{D,1}(E)$. Эти функции вычислялись в узлах сетки с шагом 1 км по высоте от нижней границы сетки источников до 150 км. По зенитному углу в интервале $0-80^\circ$ шаг 5° , а далее – 1° . Расчеты проводились для $I_0(E) = 1$, что эквивалентно вычислению отношений $I_{D,1}/I_0$. При расчетах учтено изменение состава атмосферы по высоте.

Рассеянное излучение представляет интерес в первую очередь там, где оно превышает поток прямого излучения, но при условии, что его величина достаточно велика. В качестве такой величины выбрано значение $10^{-6} \cdot I_0$. Это вызвано тем, что, как следует из экспериментальных данных, максимальный интервал изменения потоков составляет 6 порядков.

Результаты расчетов для энергий 1, 5, 10 и 30 кэВ представлены на рис. 5. На графиках даны зависимости потоков от высоты вдоль вертикалей, соответствующих нескольким зенитным углам. Значения этих углов даны рядом с кривыми. Кроме того, темно-серой линией показана область, где достигается равенство потока прямого и рассеянного излучений. Слева от этой линии рассеянный поток превышает прямой. Дополнительно для энергий 10 и 30 кэВ светло-серой линией отмечена область, где рассеянный поток равен $1/10$ от прямого потока. Минимальное значение зенитного угла на графиках соответствует тому значению, для которого внутри рассмотренной области достигается равенство прямого и рассеянного потоков при значении не менее 10^{-6} .

Как следует из рис. 5, а, для энергии 1 кэВ превышение рассеянного потока над прямым, происходит при значениях близких в выбранному нижнему пределу, на высотах Е-слоя и зенитных углах, соответствующих области терминатора. Также нужно отметить, что ни при каких углах и высотах поток не превысил

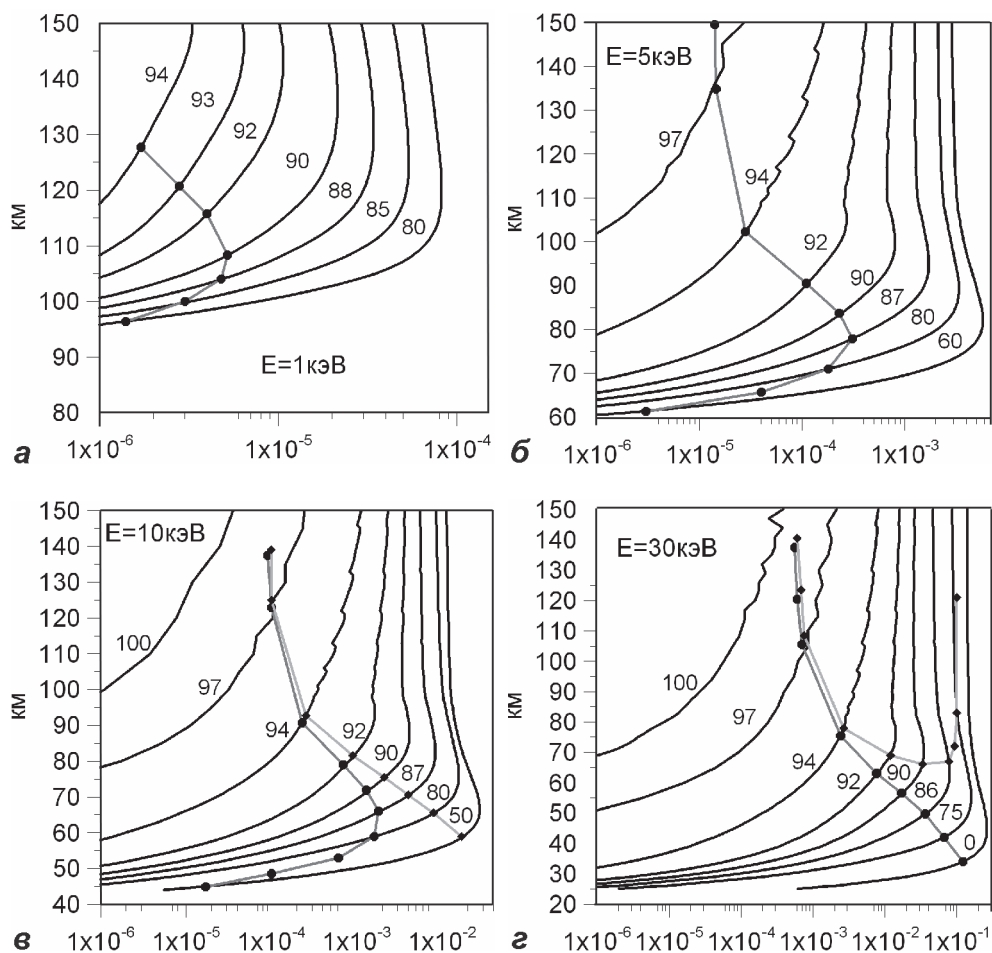


Рис. 5. Высотные зависимости интегральных потоков рассеянного излучения для различных зенитных углов и энергий квантов по квазимонохроматической модели

$2 \cdot 10^{-4}$. Для 5 кэВ (рис. 5, б) равенство потоков достигается в большем диапазоне углов, а их значение при этом превышает 10^{-4} . Кроме того, максимум эффекта опускается в D-слой. Эта тенденция сохраняется и для 10 кэВ (рис. 5, в) притом, что относительный вклад рассеянного излучения становится больше. График на рис. 5, г показывает, что однократно рассеянное излучение для 30 кэВ очень велико и может превышать 10% от величины исходного потока. При зенитных углах близких к 90° в D-слое рассеянный поток превышает прямой при значениях более 10^{-3} . В то же время, все представленные зависимости говорят об отсутствии резких высотных градиентов потоков.

Исходя из сказанного, можно заключить, что однократно рассеянное излучение диапазона энергий 1–10 кэВ может давать заметный вклад в формирование ионосферы D и E-слоев в области терминатора. Для более высоких энергий необходимо учитывать многократное рассеяние.

Модель многократного рассеяния

Оценки воздействия очень жесткого рентгеновского и гамма излучения были выполнены по модели, основанной на методах Монте-Карло. Основная задача – определить распределение первичного энерговыделения в атмосфере. Под первичным энерговыделением понимаются суммарные потери энергии квантов в рассматриваемой точке. Верхняя граница расчетной области была принята 81 км, что соответствует верхней границе, получающейся в квазиупругом приближении для 30 кэВ, нижняя – 0 км; высота ячеек – 1 км, ширина – $0,1^\circ$ по зенитному углу. Малый размер ячеек приводит к появлению скачков при недостаточной статистике, что может быть нивелировано сглаживанием или усреднением по соседним ячейкам, но приводимые результаты соответствуют исходным данным.

Энерговыделение описывается величиной dE / dl , которая называется линейный коэффициент энерговыделения. Его числовое значение растет при увеличении энергии исходного кванта E_0 . В то же время, величина $E_0^{-1} \cdot dE / dl$, которая характеризует распределение доли первоначальной энергии кванта, лишена этого недостатка. Для квантов интересующего нас диапазона ориентировочное числовое значение этой величины имеет порядок $10^{-7} \cdot \text{см}^{-1}$. В этих единицах представлены результаты расчетов.

На рис. 6 показано распределение энергии по высоте для зенитного угла 0° и величинах первоначального кванта 30, 50, 100, 300 кэВ; 1, 5, 45 и 300 МэВ. На рис. 6, а приведены графики трех меньших энергий. Видно, что с увеличением энергии кванта высота, на которой достигается максимум, понижается, а само значение этого максимума падает. При дальнейшем увеличении значения E_0 (см. рис. 6, б) высота, на которой достигается максимум, продолжает снижаться, однако его величина растет. Обращает на себя внимание тот факт, что верхние участки кривых, соответствующих 0,1, 0,3 и 1 МэВ, совпадают, в то время как нижние участки опускаются. В то же время, вся кривая, соответствующая 5 МэВ, лежит ниже предыдущих. При этом на эту энергию приходится наибольшая величина максимума из всех рассмотренных вариантов. Ниже всех лежит кривая, соответствующая 45 МэВ (см. рис. 6, в). Это связано с тем, что этой энергии соответствует минимальное значение σ_{tot} (см. рис. 2).

На рис. 7 приведены графики энерговыделения на вертикалях, где Солнце строго в зените (0°), на терминаторе (90°) и за ним для энергий квантов 1 МэВ и 30 кэВ. Нижняя точка на кривых определяется нижним отличным от нуля значением функции. Хорошо видно, что для обеих энергий на терминаторе и за ним функция двугорбая, в то время как при 0° есть только один максимум. Рассмотрим энергию 1 МэВ. Для $\chi = 0^\circ$ максимум достигается на высоте 24 км и равен 5,5, а для $\chi = 90^\circ$ максимум достигается на высоте 30 км и равен $3,2 \cdot 10^{-2}$, при этом на 24 км значение функции $2 \cdot 10^{-2}$. Величина интегрального столба частиц, вычисленная вдоль направления прямого потока для точек на $\chi = 90^\circ$, равны соответственно $8,7 \cdot 10^{24}$ и $2,3 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2}$. Первое из них при интегрировании вдоль $\chi = 0^\circ$ достигается между 6 и 7 км, а второе превышает значение на 0 км. На рис. 7, а видно, что на этих высотах энерговыделения вдоль $\chi = 0^\circ$ нет. Это означает, что использование для больших зенитных углов моделей расчета энерговыделения, которые справедливы для малых углов, приводит к сильному занижению эффекта. Оценки также показали, что более жесткое излучение проникает в более дале-

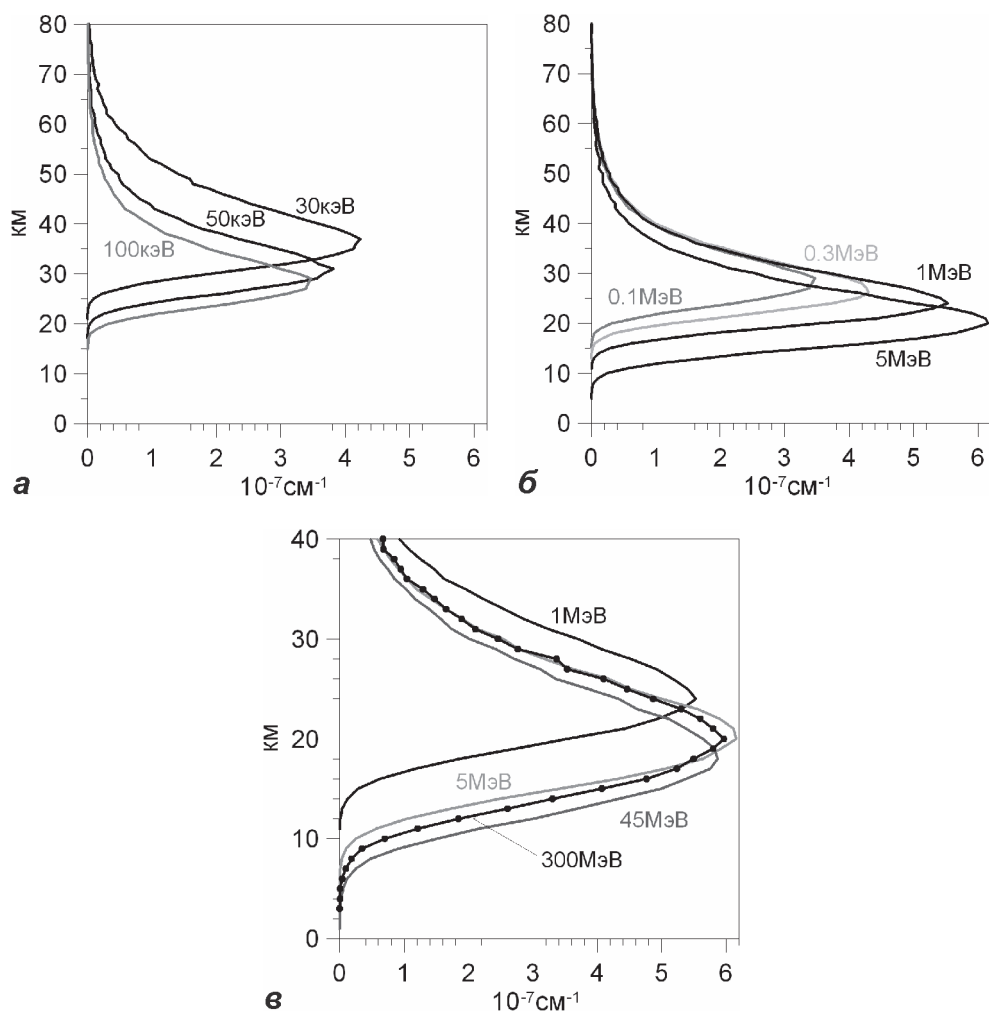


Рис. 6. Энерговыведение в атмосфере Земли на вертикали $\chi = 0^\circ$ для разных энергий квантов

кие участки атмосферы за терминатором, но не достаточно далеко, чтобы объяснить интересные нас события.

Для лучшего описания рассеяния за терминатор была создана модифицированная модель, позволяющая учитывать рассеяние на более высоких слоях. Она показала, что при $\chi < 90^\circ$ новые результаты не отличаются от старых. В ближней зоне за терминатором различия наблюдаются только для малых энергий. В частности, для 30 кэВ расхождение значение для $\chi = 93^\circ$ в районе нижнего максимума составило в 2 раза. Этот результат приведен на рис. 7, б. Однако, как и ранее, моделирование переноса квантов не позволило объяснить возникновение резкого вертикального градиента ионизации на высоте ~ 120 км и $\chi \sim 111^\circ$.

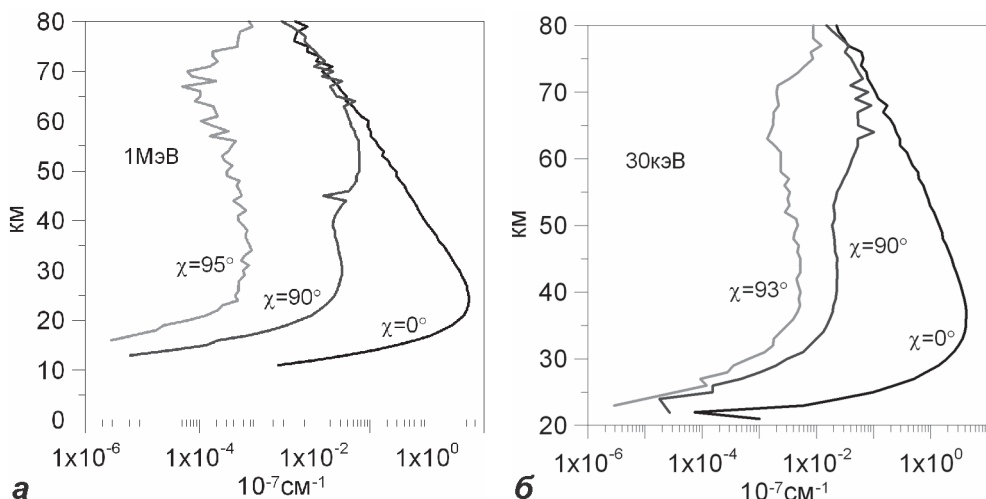


Рис. 7. Энерговыведение в атмосфере Земли на вертикалях, соответствующих разным зенитным углам, для квантов с энергиями 1 МэВ (а) и 30 кэВ (б)

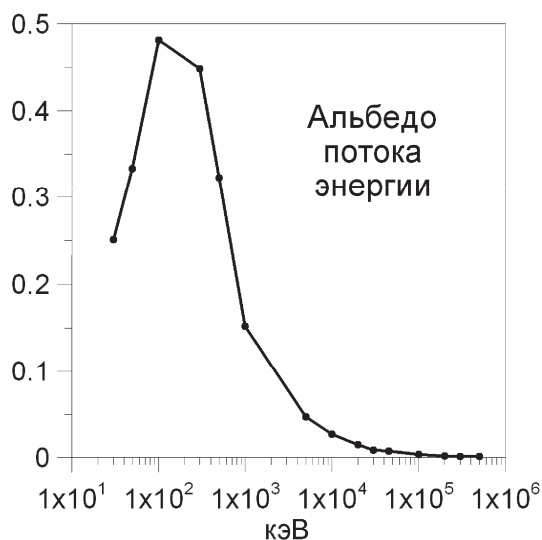


Рис. 8. Отношение энергии, уносимой квантами альбе́до земной атмосферы, к падающей энергии в зависимости от энергии квантов

Помимо энерговыведения в атмосфере первая модель дала возможность оценить альбе́до квантов атмосферы Земли. Отношение суммарной энергии, уносимой квантами через границу 81 км, к энергии квантов, падающих на атмосферу и провзаимодействовавших с ней хотя бы один раз, приведено на рис. 8. Здесь видно, что максимум этой функции должен находиться между 100 и 300 кэВ, а само значение, скорее всего, превысит 0,5. Кроме того, получены спектры квантов альбе́до, которые сдвинуты в область меньших значений по сравнению с энерги-

ей первичного кванта. Не вдаваясь в детали, можно сказать, что основной поток квантов для области обратного рассеяния (малые значения χ) приходится на диапазон 60–300 кэВ даже для первичных квантов более 1 МэВ, а при возможности процесса рождения пар появляется линия аннигиляции. Однако многократное рассеяние приводит к появлению квантов альбеда с энергиями единицы и десятки МэВ, которые идут как бы с ночной стороны Земли.

Моделирование также показало, что при начальных энергиях квантов более 10 МэВ часть излучения достигает поверхности Земли на уровне моря. Появление таких квантов зарегистрировано в области зенитных углов не более 35°, а их энергии относятся к гамма-диапазону.

Заключение

В работе с использованием моделей однократного и многократного рассеяния квантов получены значения потоков и первичного энергосыделения для энергий от 1 кэВ до 300 МэВ, а также величины альбеда. Полученные результаты показывают, что значения энергии, переданной воздуху в приближении точечного энергосыделения, не достаточно для объяснения эффектов, возникающих в Е-слое и описанных в первой части работы, и необходимо учитывать процессы перераспределения энергии потоками электронов и позитронов, рождаемых в широком диапазоне высот с учетом их взаимодействия с магнитным полем Земли.

Литература

Жучкова Е.А., Котов Ю.Д. Альбеда жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек от атмосферы Земли / Научная сессия НИЯУ МИФИ, 2012. Том 2. ISBN 978-5-7262-1626-3.

Зигбан К. (под ред.). Бета и гамма – спектроскопия. М.: Физ.-мат.лит., 1959.

Корсунская Ю.А. Влияние жесткого рентгеновского и гамма излучений Солнца на ионосферу Земли и другие процессы в геосферах. Часть I. Экспериментальные данные // Динамические процессы в геосферах. Вып. 7: сб. научн. тр. ИТДГ РАН. М.: ГЕОС, 2015.

Стрелков А.С. Вторичное электронообразование в Е- и D-слоях ионосферы в процессе ионизации жестким ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца // Динамические процессы в геосферах. Вып. 3: Сборник трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2012. С. 130–140.

Churazov E. et al. Earth X-ray albedo for cosmic X-ray background radiation in the 1–1000 keV band // MNRAS. 2006 (submitted), <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0608252v2>

Churazov E. et al. INTEGRAL observations of the cosmic X-ray background in the 5–100keV range via occultation by the Earth // A&A. 2007. V. 467. P. 529–540.

[EPDL] <https://www-nds.iaea.org/epdl97/>

Solomon S.C., Qian L. Solar extreme-ultraviolet irradiance for general circulation models // JGR. 2005. V. 110, A10306.