

Л.С. Ивлев, С.Н. Хворостовский

Исследование воздействия космического излучения на микроструктурные параметры и оптические свойства нижней атмосферы в средних и высоких широтах. 2. Гетерогенные процессы при воздействии потоков высокоэнергетических частиц

Санкт-Петербургский государственный университет, НИИ физики

Поступила в редакцию 17.07.2000 г.

Рассматривается воздействие на нижнюю атмосферу потоков высокоэнергетических протонов. Получены аналитические выражения для скорости ионообразования молекул, а также для скорости ионизации аэрозольных частиц как в процессе прямой ударной ионизации, так и за счет амбиоплярной диффузии. Рассчитаны для нескольких случаев скорости ионизации аэрозольных частиц. Проведены оценки изменения оптической толщины слоя атмосферы на высотах 8–10 км. Получено удовлетворительное согласие расчетных величин и результатов наблюдений.

Введение

Влияние высокоэнергетических частиц космического происхождения на процессы в нижней атмосфере является важной и в то же время малоизученной проблемой [1]. Наиболее значимой составляющей галактических (ГКЛ) и солнечных (СКЛ) космических лучей являются протоны высоких (до 1 ГэВ и выше) энергий. Солнечные вспышки – одна из причин солнечных протонных событий (СПС) или поглощения полярной шапки (ППШ) – вызывают всплески солнечных космических лучей, во время которых потоки заряженных частиц, а также их энергия увеличиваются на несколько порядков.

Исследования, проведенные в работах [2 – 5], выявили определенную корреляцию всплесков СКЛ и изменения некоторых параметров нижней атмосферы. Было установлено, что на следующий день после всплеска СКЛ оптическая прозрачность атмосферы в видимом диапазоне уменьшается на 6–10%, а также обнаруживаются определенные вариации высотного профиля температуры в нижней атмосфере, что, по мнению авторов, вызвано изменением прозрачности атмосферы. В работе [5] высказывается также предположение о возникновении на высотах 8–10 км облачного слоя как следствие всплеска СКЛ. В то же время механизмы процессов, приводящих к образованию дисперсной фазы облачного слоя, в этих работах не рассматриваются. В настоящей статье обсуждаются механизмы образования такой среды под действием высокоэнергетических частиц и рассматриваются условия, при которых эти процессы возможны.

1. Образование электрического заряда на аэрозольной частице

Один из видов ионосферных возмущений связан с проникновением в атмосферу Земли потоков высокоэнергетических заряженных частиц, в частности явление СКЛ.

При этом явлении в атмосферу Земли проникают высокоэнергетические солнечные протоны с энергией до 1000 МэВ и выше. В рамках разработанной ранее модели [9] релаксации потока высокоэнергетических частиц получена формула, связывающая энергию первичных протонов E_{p0} и остаточную длину свободного пробега ξ_m :

$$\xi_m = \frac{3 E_{p0}^2}{2 Q_0^p \ln(E_{p0} / E_i) [\ln(E_{e0} / E_i)]^{1/4}}, \quad (1)$$

где Q_0^p – константа в сечении процесса неупругих потерь протонов (ее расчет приведен в работе [8]); E_i – энергия ионизации атмосферных молекул (принималась равной 15 эВ), $E_{e0} = 4(m_e/m_p) E_{p0}$ (m_e и m_p – массы электрона и протона соответственно). Используя модель атмосферы, можно, зная ξ_m , рассчитать минимальную высоту h проникновения потока первичных протонов с энергией E_{p0} . Результаты такого расчета представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, для проникновения потока до высоты 10 км энергия E_{p0} первичного протона должна быть более 800 МэВ. Влияние магнитного поля увеличивает эту энергию приблизительно в $\sqrt{\text{cosec}(\varphi)}$ раз (φ – угол между направлением потока и вектором магнитной индукции).

Прохождение потока быстрых протонов в атмосфере сопровождается не только энергетической деградацией первичного пучка, но также изменением его состава. При этом первичный поток становится сложной системой как протонов p , так и образовавшихся в процессе его взаимодействия с молекулами среды других компонент, из которых главными являются атомы водорода H и электроны e . Таким образом, для решения поставленной задачи необходимо совместное решение системы кинетических уравнений для нахождения функций распределения частиц образовавшегося потока по их скоростям v и координатам r для каждой компоненты. Более подробное изложение методики решения системы уравнений приведено в работах [8, 9].

Показано, что по мере проникновения потока в атмосферу доля различных компонент потока существенно меняется, причем вблизи конца остаточного пробега основной составляющей являются вторичные электроны.

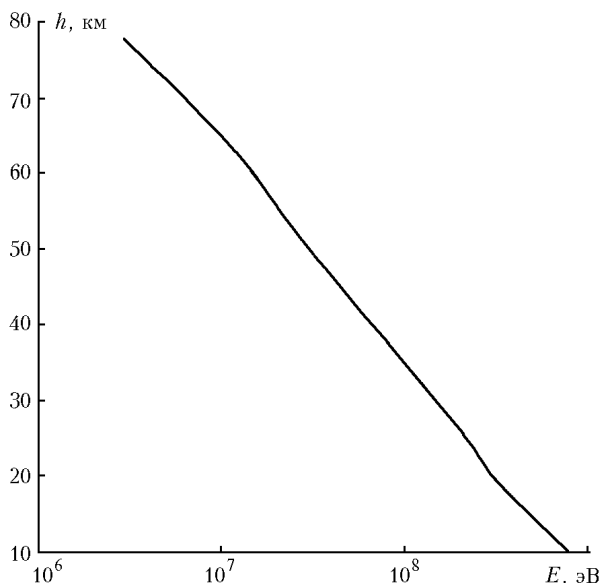


Рис. 1. Зависимость максимальной глубины проникновения h протонов в атмосферу от их начальной энергии E

Функция распределения вторичных электронов по энергии рассчитана в работе [9] и имеет сложный вид. Приближенно ее можно представить в виде

$$f_e = \frac{I_0(E_{p0}) m_e^2}{4\pi E Q_e(E)} \Phi[E(\xi)] \frac{C}{E + E_i}, \quad (2)$$

где $I_0(E_{p0})$ – поток первичных протонов в единичном интервале энергий (в качестве такового брались результаты спутниковых измерений на высотах $h_m \approx 300\text{--}500$ км),

$$E(\xi) = E_{p0} [(1 - (\xi/\xi_m)^{4/3})^{1/2}], \quad (3)$$

$$\xi = \int_h^{h_m} N_M(h') dh', \quad (4)$$

$N_M(h)$ – концентрация молекул на высоте h ;

$$\Phi[E(\xi)] \cong \frac{Q_0^p [E(\xi)] \ln[E(\xi)/E_i]}{E(\xi)}, \quad (5)$$

константа C приближенно равна числу e ; $Q_e(E)$ – сечение торможения электрона. Предполагается, что заряд на аэрозольной частице может появиться благодаря таким процессам, как:

1) непосредственная ударная ионизация аэрозольной частицы при столкновении ее с частицами одной из компонент потока;

2) ионизация атмосферных молекул и прилипание образовавшихся ионов в процессе диффузии к поверхности аэрозольной частицы.

Скорость ионообразования при столкновении электрона с молекулой рассчитывается по формуле

$$z_i = \frac{8\pi N}{m_e^2} \int_{E_i}^{E_{e0}} E S_i f_e(E, \xi) dE, \quad (6)$$

где $S_i(E)$ – сечение процесса прямой ионизации частицы электронным ударом. Будем считать, что сечение процесса ионизации аэрозольной частицы

$$S_i^a(E) = S_0,$$

где S_0 – геометрическая площадь поперечного сечения аэрозольной частицы (если частица имеет форму шара радиуса a , то $S_0 = \pi a^2$). Сечение процесса ионизации атмосферных молекул рассчитывалось по формуле

$$S_i^m(E) = \frac{Q_0^e \ln(E/E_i)}{E_i E} \left(1 - \frac{E}{E_i}\right), \quad (7)$$

где Q_0^e – коэффициент, определяемый таким образом, чтобы сечение ионизации, рассчитываемое по формуле (7), наилучшим образом совпадало с экспериментально измеренным.

Подставляя формулы (2)–(5) в (6), получаем скорость ионизации аэрозольных частиц:

$$z_i^a = 2C \frac{I_0 N_1 S_0 Q_0^p E_{e0} \ln \left[\frac{E_{p0}}{E_i} (1 - X^{4/3})^{1/2} \right]}{Q_0^e E_{p0} (1 - X^{4/3})^{1/2} \left[\ln \left(\frac{E_{e0}}{E_i} \right) \right]},$$

где N_1 – счетная концентрация аэрозольных частиц; N_{1a} – величина, рассчитываемая из уравнения

$$\int_{E_i}^{E_{e0}-2E_i} \frac{dE}{\ln \left(\frac{E}{E_i} \right) \ln \left(\frac{E_{e0}-E}{E_i} \right)} = \frac{E_{e0}}{\left[\ln \left(\frac{E_{e0}}{E_i} \right) \right]^{n_1}}.$$

Учитывая, что

1) аэрозольные частицы имеют некоторое распределение по размерам $n(a)$ и их счетная концентрация

$$N_1 = \int_0^\infty n(a) da,$$

можно, предполагая, что частицы являются сферическими, рассчитать произведение

$$N_1 S_0 = \pi \int_0^\infty n(a) a^2 da;$$

2) в рамках используемой модели имеет место приближенное равенство

$$Q_0^p \approx (m_p/m_e) Q_0^e$$

и, следовательно,

$$Q_0^p E_{e0}/(Q_0^e E_{p0}) \cong 4$$

получаем

$$z_i^a = 8C \frac{I_0 N_1 S_0 \ln \left[\frac{E_{p0}}{E_i} (1 - X^{4/3})^{1/2} \right]}{(1 - X^{4/3})^{1/2} \left[\ln \left(\frac{E_{e0}}{E_i} \right) \right]^{n_1}}. \quad (8)$$

Скорость процесса ионообразования при столкновении электронов с молекулами атмосферы можно рассчитать, если подставить в формулу (7) выражения (2)–(5):

$$z_i^m = 2C \frac{I_0 N_m Q_0^p [E(\xi)] \ln \left(\frac{E_{p0}}{E_i} \right) \left[\ln \left(\frac{E_{e0}}{E_i} \right) \right]^{n_2}}{E_i E_{p0}}, \quad (9)$$

где N_m – концентрация атмосферных молекул. Учитывая, что сечения ионизации молекул азота и кислорода близки по величине, а сечение ионизации атомарного кислорода приблизительно в два раза меньше, величину N_m рассчитывали по формуле

$$N_m = [N_2] + [O_2] + \frac{1}{2}[O].$$

Величина N_2 рассчитывалась из уравнения

$$\int_{E_i}^{E_{e0}-2E_i} \frac{dE}{(E + E_i) \ln \left(\frac{E_{e0}-E}{E_i} \right)} = \left[\ln \left(\frac{E_{e0}}{E_i} \right) \right]^{n_2}.$$

В рассматриваемых условиях можно считать, что

$$Q_0^p [E(\xi)] \cong Q_0^p = \text{const.}$$

Величины z_i^a и z_i^m найдены в предположении, что первичный поток протонов является моноэнергетическим. В реальных условиях величина I_0 зависит от E_{p0} , и в этом случае суммарную скорость ионизации (ионообразования) на высоте h можно рассчитать по общей формуле

$$Z_i(h) = \int_{E_m}^{\infty} z_i(E_{p0}) dE_{p0}, \quad (10)$$

где величина E_m находится по формуле

$$\xi(h) = \frac{3 E_m^2}{2 Q_0^p \ln \left(\frac{E_m}{E_i} \right) \left[\ln \left(\frac{4 m_e E_m}{m_p E_i} \right) \right]^{1.4}}, \quad (11)$$

полученной из уравнения (1) при условии, что

$$E_{p0} = E_m, \quad \xi_m = \xi(h).$$

Подставляя в формулу (10) выражения (8) и (9), получаем

$$Z_i^a = 8C N_1 S_0 \int_{E_m}^{\infty} \frac{I_0(E_{p0}) \ln \left\{ \frac{E_{p0}}{E_i} \left[1 - \left(\frac{\xi(h)}{\xi_m} \right)^{4/3} \right]^{1/2} \right\} dE_{p0}}{\left[1 - \left(\frac{\xi(h)}{\xi_m} \right)^{4/3} \right]^{1/2} \left[\ln \left(\frac{4 m_e E_{p0}}{m_p E_i} \right) \right]^{n_1}}, \quad (12)$$

$$Z_i^m = \frac{2 C N Q_0^p}{E_i} \int_{E_m}^{\infty} \frac{I_0(E_{p0}) \ln \left\{ \frac{E_{p0}}{E_i} \left[1 - \left(\frac{\xi(h)}{\xi_m} \right)^{4/3} \right]^{1/2} \right\}}{\left[1 - \left(\frac{\xi(h)}{\xi_m} \right)^{4/3} \right]^{1/2} E_{p0}} \times \left[\ln \left(\frac{4 m_e E_{p0}}{m_p E_i} \right) \right]^{n_2} dE_{p0}. \quad (13)$$

Для энергии первичных протонов, превышающей 200 МэВ, дифференциальный энергетический спектр первичного потока приближенно можно представить в виде

$$I_0(E_{p0}) = I_0(E_{p0})^{\xi}. \quad (14)$$

Учитывая вышеизложенное и подставляя (14) в (12) и (13), получаем

$$Z_i^a = 8C N_1 S_0 \beta_a \ln \left(\frac{E_m}{E_i} \right) \frac{I_0(E_m) E_m}{(\gamma - 1)} \left[\ln \left(\frac{4 m_e E_m}{m_p E_i} \right) \right]^{-n_1},$$

$$Z_i^m = 2CN \frac{Q_0^p \ln \left(\frac{E_m}{E_i} \right) \left[\ln \left(\frac{4 m_e E_m}{m_p E_i} \right) \right]^{-n_2}}{E_i E_m} \beta_m \frac{I_0(E_m) E_m}{\gamma}, \quad (15)$$

где коэффициенты β_a и β_m , рассчитанные численно, близки к единице.

Уравнение баланса частиц (заряженных аэрозольных частиц и молекулярных ионов) имеют вид

$$\frac{dN_{ia}}{dt} = Z_i^a + \frac{N_i}{\tau_d}, \quad (16)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = Z_i^m - \alpha N_i^2 - \frac{N_i}{\tau_d}, \quad (17)$$

где α – коэффициент потерь (эффективный коэффициент рекомбинации); τ_d – среднее время диффузии молекулярных ионов к поверхности аэрозольной частицы. В рассматриваемых условиях величина коэффициента потерь много больше эффективного коэффициента рекомбинации и концентрации положительных и отрицательных ионов можно считать равными ($N_i = N_+ = N_-$). Величину τ_d можно приближенно рассчитать по формуле

$$\tau_d = 4l^2/D,$$

где l – среднее расстояние между аэрозольными частицами,

$$l = N_1^{-1/3};$$

D – коэффициент диффузии молекулярных ионов. Предполагалось, что этот коэффициент приближенно равен коэффициенту молекулярной диффузии и соответственно

$$D = \frac{1}{3 N S_{\text{tr}}} \sqrt{\frac{3 R T}{\mu}},$$

где R – универсальная газовая постоянная; T – атмосферная температура; μ – средняя молярная масса; S_{tr} – транспортное сечение упругих соударений молекул.

Следует отметить, что приведенная система уравнений справедлива лишь для диапазона времен, когда концентрация n_i является стационарной, а равновесное значение n_i еще не достигнуто и происходит увеличение количества аэрозольных частиц, несущих заряд (предполагается, что время нуклеации велико). В этом предположении уравнение (17) примет вид

$$Z_i^m - \alpha N_i^2 - N_i/\tau_d = 0. \quad (18)$$

Решая уравнение (18), получаем величину стационарной концентрации молекулярных ионов

$$N_i = \frac{1}{2\alpha\tau_d} (\sqrt{1 + 4\alpha\tau_d^2 Z_i^m} - 1).$$

Подставляя полученное выражение в (16) и проводя интегрирование, имеем

$$N_i = \left[Z_i^a + \frac{1}{2\alpha\tau_d^2} (\sqrt{1 + 4\alpha\tau_d^2 Z_i^m} - 1) \right] t.$$

Из полученного уравнения можно рассчитать среднее время, за которое в единице объема образуется одна заряженная аэрозольная частица:

$$t_{cp} = \left[Z_i^a + \frac{1}{2\alpha\tau_d^2} (\sqrt{1 + 4\alpha\tau_d^2 Z_i^m} - 1) \right]^{-1}.$$

Следует отметить, что даже при максимальной оценке величины $N_i \approx 1000 \text{ см}^{-3}$ выполняется неравенство $Z_i^a = Z_i^m$, а с учетом $\alpha\tau_d^2 Z_i^m = 1$ получаем

$$t_{cp} = 2/Z_i^m.$$

Очевидно, что при сделанных выше предположениях большинство аэрозольных частиц приобретет заряд, если время действия потока

$$T \gg t_{cp}.$$

Для расчета использовались энергетические спектры протонов из работы [10] (рис. 2). Для облегчения расчета формула (15) с учетом уравнения (11) была преобразована к виду

$$Z_i^m = \frac{3C\beta_m N(h)}{E_i \xi(H)} \left\{ I_0(E_m) E_m^2 / \gamma \left[\ln \left(\frac{4m_e E_m}{m_p E_i} \right) \right]^{1.4-n_2} \right\}.$$

В этом уравнении зависимость скорости ионообразования от высоты содержится только в выражении, находящемся в фигурных скобках, и связана аналитической зависимостью с видом энергетического спектра. Результаты расчета величины Z_i^m приведены на рис. 3, из которого видно, что образование заряженных аэрозольных частиц на высоте 8–10 км происходит достаточно быстро не для всех случаев. Обращает на себя внимание то, что для самого

мощного потока (см. рис. 2, кривая 1, наибольшая интегральная энергия потока) образование заряженного аэрозоля происходит медленно (среднее время порядка 10 с), в то время как для второго и третьего спектров это время составляет 10^{-3} и 10^{-2} с соответственно.

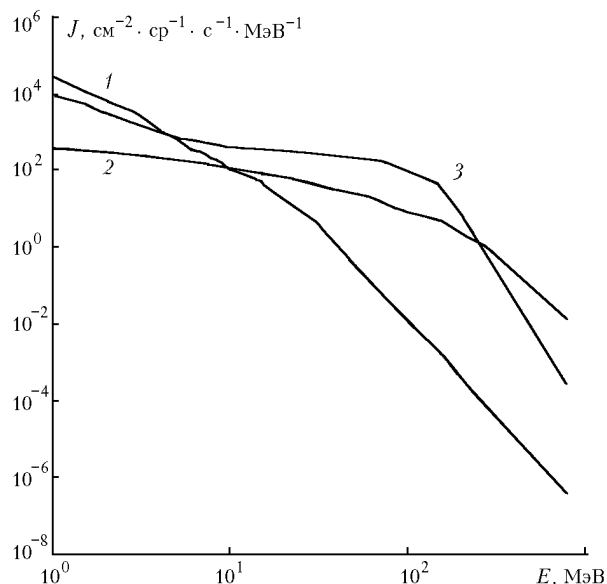


Рис. 2. Дифференциальные энергетические спектры потока протонов для событий 13 июля 1982 г. – кривая 1; 16 июля 1959 г. – 2; 4 августа 1972 г. – 3

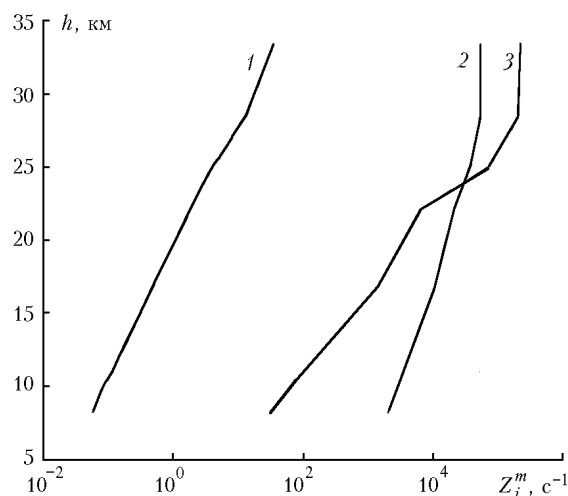


Рис. 3. Высотное распределение скорости ионообразования Z_i^m для событий 13 июля 1982 г. – кривая 1; 16 июля 1959 г. – 2; 4 августа 1972 г. – 3

2. Изменение микроструктуры и оптических свойств аэрозольных частиц при интенсивном высыпании высокоэнергетических частиц

В квазистационарном равновесии аэрозольных частиц и ионов в атмосфере при отсутствии потока космических лучей и низкой относительной влажности ($f \leq 20\%$) концентрация заряженных, в основном, единичным заря-

дом аэрозольных частиц не превышает 300 см^{-3} для ядер Айткена и $0,5 \text{ см}^{-3}$ для больших аэрозольных частиц ($a \geq 0,1 \text{ мкм}$) на высотах 8–15 км. Увеличение размеров частиц за счет влияния электрического заряда на диффузионный приток водяного пара (или сернистого газа) происходит только для частиц $a < 0,05 \text{ мкм}$. Причем время роста частицы размера a_0 примерно от 0,01 до 0,02 мкм порядка 10^5 с . Изменение аэрозольного ослабления таких частиц по сравнению с ослаблением аэрозольной системой из незаряженных частиц за счет этого процесса – не более 10^{-4} км^{-1} . Даже полагая эффективную толщину этого аэрозольного слоя равной 5 км, получим изменение оптической толщины $\Delta\tau_a \leq 5 \cdot 10^{-4}$.

Высыпание высокоэнергетических частиц приводит к зарядению практически всех аэрозольных частиц, причем величины приобретаемых аэрозольными частицами зарядов превышают полученные ими в невозмущенной космическими лучами атмосфере. Это увеличивает интенсивность потока молекул пара на заряженную частицу (возрастает эффективный радиус сферы).

Влияние такого эффекта будет сказываться только на росте аэрозольных частиц до $a \approx 2 - 5 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$, что даст при зарядении всех присутствующих на высотах 8–15 км фоновых аэрозольных частиц космическими частицами максимальное увеличение $\tau_a \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$. Этого также недостаточно для объяснения эффекта реально наблюдавшегося рядом авторов, в частности [2–5].

Увеличение эффективности коагуляции заряженных аэрозольных частиц может существенно сказаться на возрастании оптической аэрозольной толщины, если их начальная концентрация будет существенно выше фоновой ($N_a > 10^3 \text{ см}^{-3}$) и частицы будут полидисперсны ($a_{i \text{ max}}/a_{j \text{ min}} \gg 1$). Тогда характерное время коагуляции $\tau_{\text{коаг}}$ окажется порядка 10 с и менее и будет отмечаться эффект увеличения аэрозольной оптической толщины τ_a слоя на $\Delta\tau_a \approx 5 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$, т.е. по величине это близко к наблюдаемому эффекту.

Очевидно, наиболее сильные увеличения размеров аэрозольных частиц будут наблюдаться при повышенной относительной влажности воздуха, наличии паров конденсирующихся газов, химически трансформирующихся в конденсат (окислы и серы и азота). Такие условия реализуются после вулканических извержений эруптивного типа.

Существенное возрастание концентрации заряженных аэрозолей может происходить также при взаимодействии высокоэнергетических частиц с большими и гигантскими аэрозольными частицами. В этом случае, для частиц $a > 0,1 \text{ мкм}$, заряд может достигать $100e$ и более.

Экспериментально образование кристаллических зародышей при бомбардировке аэрозольных частиц высокоэнергетическими заряженными частицами (в результате чего количество аэрозольных частиц увеличивается на порядок и более) моделировалось Е.Г. Авдиевым для условий мезосферы [14]. Можно предполагать, что аналогичный

процесс происходит и на меньших высотах. При этом происходит кристаллизационный рост частиц с перекачкой водяного пара с жидких капель [12, 13] на ледяные зародыши при температурах выше температуры замерзания на 20°C [6, 7].

Следовательно, можно сделать вывод, что зарядение аэрозольных частиц в верхней тропосфере и стратосфере ведет к образованию и росту ледяной оболочки. Причем наиболее эффективно этот процесс происходит для частиц $a < 0,1 \text{ мкм}$ [14].

Очевидно, что неопределенность и разнообразие условий, реализующихся в атмосфере, требуют рассмотрения и расчетов трансформации аэрозольной микроструктуры для упрощенных модельных случаев.

1. Кондратьев К.Я., Никольский Г.А. Стратосферный механизм солнечного и антропогенного влияния на климат // Солнечно-земные связи, погода и климат / Под ред. Б. Мак-Кормака и Т. Селиги. М.: Мир, 1982. С. 354–360.
2. Ролдугин В.К., Вашенюк Э.В. Изменение прозрачности атмосферы под действием солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэронавигация. 1994. Т. 34. № 12. С. 155–157.
3. Веретенко С.В., Пудовкин М.И. Вариации общей облачности в ходе всплесков солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэронавигация. 1996. Т. 36. № 1. С. 153–156.
4. Пудовкин М.И., Распопов О.М. Механизмы воздействия солнечной активности на состояние нижней атмосферы и метеопараметры // Геомагнетизм и аэронавигация. 1992. Т. 32. № 5. С. 1–10.
5. Пудовкин М.И., Морозова А.Л. (Дементьева). Вариации высотного профиля температуры в нижней атмосфере во время солнечных протонных событий // Геомагнетизм и аэронавигация. 1997. Т. 37. № 3. С. 84–89.
6. Клинго В.В. К уточнению расчета работы по образованию гетерогенного зародыша на сферической частице // Труды ГГО. 1991. Вып. 536. С. 19–24.
7. Клинго В.В. Кристаллизация облачных капель под влиянием адсорбированных ионов // Труды ГГО. 1991. Вып. 536. С. 25–33.
8. Хворостовский С.Н., Зеленкова Л.В. Прохождение протонного потока в верхней атмосфере. I. Расчет функции распределения тяжелых частиц // Геомагнетизм и аэронавигация. 1997. Т. 37. № 1. С. 104–112.
9. Хворостовский С.Н., Зеленкова Л.В. Прохождение протонного потока в верхней атмосфере. 2. Расчет функции распределения электронов и скорости ионообразования // Геомагнетизм и аэронавигация. 1997. Т. 37. № 1. С. 113–120.
10. Solomon S. et al. Mesospheric ozone depletion during the solar proton event of July, 13, 1982 // Geoph. Res. Lett. 1982. V. 10. № 4. P. 257–260.
11. Авдиев В.Г., Боголюбов Г.М. Механизм образования заряженных кластеров воды $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})$ и $(\text{H}_2\text{D})^+$ из льда под действием быстрых электронов // Геомагнетизм и аэронавигация. 1990. Т. 30. № 3. С. 463–468.
12. Pruppacher H.R., Klett J.D. Microphysics of Clouds and Precipitation. D. Reidel, Kingham, Mass., 1978. 650 p.
13. Fletcher N.H. The Physics of rainclouds. Cambridge. 1966. 387 p.
14. Авдиев Е.Г., Боголюбов Г.М., Ивлев Л.С. О возможности образования заряженных кластеров воды из кристаллов льда в мезосферных облаках // Тезисы докл. IV Всесоюз. конф. по аэрозолям. Ереван, 1982. С. 82.

L.S. Ivlev, S.N. Khvorostovskii. The investigation of cosmic radiation action on microstructural parameters and optical properties of lower atmosphere at the middle and high latitudes. 2. The heterogenic processes due to the action of high energy particle flux.

The action of high energy proton flux on the lower atmosphere is considered. The analytical expressions for the molecule ionization rate and aerosol particle ionization rate in the process of impact ionization and ambipolar diffusion are obtained. The aerosol particle ionization rates are calculated for some cases. The variations of atmospheric optical depth are estimated for heights of 8–10 km. The satisfactory agreement between the calculated values and the observational results is achieved.