

Гончаров А. И., Лагутин А. А., Мисаки А.

Электронно-фотонные ливни энергии $10^{19} - 10^{21}$ эВ в магнитосфере и атмосфере Земли

Приведены результаты численных расчетов характеристик электронно-фотонных ливней на уровне моря, развитие которых начинается в магнитосфере Земли

Введение

Развитие в атмосфере электронно-фотонного ливня энергии выше 10^{20} эВ в значительной степени определяется процессами взаимодействия электронов и фотонов с магнитным полем Земли (магнитотормозное излучение, рождение электрон-позитронных пар фотоном в магнитном поле) [1–6]

В [2] было показано, что при энергии первичного фотона выше 10^{20} эВ в магнитосфере Земли развивается электронно-фотонный ливень (ЭФЛ). На основе оценки энергетического спектра частиц ливня при входе его в атмосферу был сделан вывод о том, что полное число электронов в ЭФЛ на уровне моря будет значительно меньшим по сравнению с расчётом, не учитывающим взаимодействие частиц с полем; это приведёт к недооценке энергии ЭФЛ, если он не будет распознан как ливень от первичного фотона.

В настоящей работе приведён анализ характеристик ЭФЛ от первичного фотона энергии до 10^{21} эВ с учётом взаимодействия частиц с дипольным магнитным полем Земли и эффекта Ландау-Померанчука в процессах взаимодействия частиц с веществом; в результате делается вывод, противоположный выводу работы [2].

1. Взаимодействие фотонов и электронов с магнитным полем

Основными процессами, сопровождающими распространение фотонов и электронов в пространстве, содержащем магнитное поле, являются образование электрон-позитронных пар фотонами и магнитотормозное (синхротронное) излучение электронов.

Полные сечения обоих процессов и спектры вторичных частиц определяются одним и тем же

безразмерным параметром [7,8]:

$$\chi = \frac{|\vec{p} \times \vec{H}|}{H_0 mc} \approx \frac{H_{\perp}}{H_0} \frac{E}{mc^2}, \quad (1)$$

где \vec{p} , E — импульс и энергия первичной частицы, H_{\perp} — тангенциальная составляющая напряжённости магнитного поля, $H_0 = mc^2/2\mu_B = 4.41 \cdot 10^{13}$ Э — швингеровское магнитное поле, m — масса электрона.

Рассмотрим полное сечение образования пары $\sigma_p(H; E)$. Функция $\sigma_p(H; E)/H$, зависящая только от χ , имеет максимум при $\chi \approx 11$; при малых и больших значениях χ сечение может быть вычислено по асимптотическим формулам [8]

$$\sigma_p \approx \frac{3\sqrt{3}\pi\alpha H}{\lambda_c 8\sqrt{2}H_0} \exp(-8/3\chi), \chi \ll 1, \quad (2)$$

$$\sigma_p \approx \frac{5\pi\Gamma(5/6)(2/3)^{1/3}\alpha mc^2 \chi^{2/3}}{7\Gamma(7/6)\lambda_c E}, \chi \gg 1, \quad (3)$$

где α — постоянная тонкой структуры, λ_c — комптоновская длина волны электрона. В области $\chi < 1$ σ_p очень быстро убывает с уменьшением χ .

Согласно классической электродинамике, максимум интенсивности дискретного спектра синхротронного излучения приходится на узкую область частот вблизи

$$\omega \approx \omega_H (E/mc^2)^3, \quad (4)$$

где $\omega_H = ceH/E$ — расстояние между соседними частотами. При переходе к квантовомеханическому описанию излучения это означает, что основная доля интенсивности приходится на излучение фотонов с энергиями $E_{\gamma} = \hbar\omega$, удовлетворяющими условию

$$E_{\gamma}/E_e \sim \frac{H}{H_0} \frac{E_e}{mc^2}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что при $\chi(E_e) \geq 1$ излучаемые фотоны имеют энергию порядка энергии излучающего электрона.

При энергии первичной частицы, удовлетворяющей условию $\chi(E) \gg 1$, в магнитном поле возникает электронно-фотонный ливень.

Рассмотрим процессы более высоких порядков по α .

1. Образование электрон-позитронной пары электроном [8]:

$$\sigma_{e \rightarrow p} \approx \frac{13\sqrt{3}\alpha^2 mc^2}{9\lambda_c E} \chi \ln \chi, \quad \chi \gg 1. \quad (6)$$

Для оценки роли этого процесса, на основе средних потерь энергии электрона на синхротронное излучение [8]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{64\pi\Gamma(2/3)\alpha mc^2}{243\lambda_c} (3\chi)^{2/3}, \quad \chi \gg 1 \quad (7)$$

вычислим полный пробег электрона

$$R_e = -\int_0^E (dE/dx)^{-1} dE. \quad (8)$$

В области $\chi \leq 1$ формула (7) даёт заниженные значения потерь, поэтому (7), (8) дадут оценку пробега сверху:

$$R_e < 176\lambda_c \frac{H_o}{H} \chi^{1/3}. \quad (9)$$

Сравнивая (6) и (9), получим

$$R_e < 0,024(\chi^{1/3} \ln \chi) / \sigma_{e \rightarrow p}, \quad (10)$$

откуда следует, что при начальном параметре $\chi \leq 400$ полный пробег электрона меньше среднего пробега до образования пары. При энергии первичного фотона $E \leq 10^{21}$ эВ в условиях магнитного поля Земли ($H \leq 0,5\text{Э}$) $\chi \leq 20$; для полей звёзд ($H \simeq 100\text{Э}$) условие $\chi < 400$ выполняется при $E < 10^{20}$ эВ.

2. Расщепление фотона на два фотона в магнитном поле [8]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma \rightarrow 2\gamma} &\approx \frac{1}{\lambda_c} \frac{\alpha^3 mc^2}{9\pi E_\gamma} (3\chi)^{2/3} \Gamma^2(1/3) \approx \\ &\approx 1,2 \cdot 10^{-5} \sigma_p, \quad \chi \gg 1, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma \rightarrow 2\gamma} &\approx \frac{1}{\lambda_c} \frac{\alpha^3}{30\pi} \left(\frac{26}{315}\right)^2 \frac{mc^2}{E_\gamma} \chi^6 \approx \\ &\approx 2,7 \cdot 10^{-9} \chi^5 \exp(8/3\chi) \sigma_p, \quad \chi \ll 1. \end{aligned} \quad (12)$$

Согласно (12), при $\chi < 0,087$ расщепление фотона становится более существенным, чем образование пар фотоном. Однако при $\chi = 0,087$

средний пробег фотона до взаимодействия составляет $\sigma_\gamma^{-1} \approx (E/0,1\text{эВ})$ см, и при $E > 10^{10}$ эВ становится больше характерных размеров полей звёзд ($\sim 10^{11}$ см).

Таким образом, процессы порядков α^2 , α^3 не играют существенной роли в практически важной области энергий и напряжённости магнитного поля.

Согласно (4), при $E_e \gg mc^2$ излучаются частоты $\omega \gg \omega_H$, поэтому спектр синхротронного излучения можно считать непрерывным. В этом приближении и при условии $H \ll H_o$ дифференциальное сечение излучения имеет вид [7,8]

$$\begin{aligned} W_r(H; E, E') dE' &= \frac{2\alpha}{\sqrt{3}} \frac{mc^2}{\lambda_c} \frac{dE'}{E^2} \times \\ &\times \left[\frac{u^2}{1+u} K_{\frac{2}{3}}(\zeta) + \int_{\zeta}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(x) dx \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где $u = E'/(E - E')$, $\zeta = 2u/(3\chi)$; $K_{\frac{2}{3}}(x)$, $K_{\frac{5}{3}}(x)$ — функции Макдональда.

Дифференциальное сечение образования электрон-позитронной пары фотоном [7,8]:

$$\begin{aligned} W_p(H; E, E') dE' &= \frac{2\alpha}{\sqrt{3}} \frac{mc^2}{\lambda_c} \frac{dE'}{E^2} \times \\ &\times \left[\frac{3\chi}{2} \xi K_{\frac{2}{3}}(\xi) - \int_{\xi}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(x) dx \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\xi = \frac{2}{3\chi} \frac{E^2}{E'(E - E')}.$$

Для сечений (13), (14) выполняется следующее преобразование:

$$W(H; E, E') = a^{-2} W(aH; E/a, E'/a), \quad (15)$$

где a — любое положительное число.

2. Уравнения, описывающие каскадный процесс

Пусть $\Phi^{e,\gamma}(E_o, r|z, E)$ — среднее показание детектора, дифференциальное по расстоянию r от оси z и дифференциальное либо интегральное по энергии E_o частиц, регистрируемых детектором, в случае, если первичная частица типа e или γ с энергией E появилась на оси z на высоте z и первоначально двигалась вдоль оси z .

Чётные ($n = 2m$, где m — целое) моменты функции пространственного распределения

(ФПР) в приближении малых углов :

$$\begin{aligned} \Phi_n^{e,\gamma}(E_o|z, E) = \\ = 2\pi \int_0^\infty \Phi^{e,\gamma}(E_o, r|z, E) r^{n+1} dr. \end{aligned} \quad (16)$$

В приближении малых углов система сопряженных уравнений для моментов (16) имеет вид :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_n^e}{\partial z} + \hat{K}_1[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= R_n^e, \\ \frac{\partial \Phi_n^\gamma}{\partial z} + \hat{K}_2[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= R_n^\gamma, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{K}_1[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= \sigma_e(z, E) \Phi_n^e(E_o|z, E) - \\ &- \int_{E_o}^E W_{ee}(z, E, E') \Phi_n^e(E_o|z, E') dE' - \\ &- \int_{E_o}^E W_{e\gamma}(z, E, E') \Phi_n^\gamma(E_o|z, E') dE', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{K}_2[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= \sigma_\gamma(z, E) \Phi_n^\gamma(E_o|z, E) - \\ &- \int_{E_o}^E W_{\gamma e}(z, E, E') \Phi_n^e(E_o|z, E') dE' - \\ &- \int_{E_o}^E W_{\gamma\gamma}(z, E, E') \Phi_n^\gamma(E_o|z, E') dE'; \end{aligned}$$

$\sigma_e(z, E)$, $W_{ee}(z, E, E')$ — интегральное и дифференциальное по энергии E' вторичного электрона сечения, учитывающие ионизацию атомов вещества и тормозное излучение при взаимодействии электронов и позитронов с веществом и магнитным полем; $W_{e\gamma}(z, E, E')$ — сечение тормозного излучения, дифференциальное по энергии фотона; $\sigma_\gamma(z, E)$, $W_{\gamma e}(z, E, E')$ — интегральное сечение и сечение, дифференциальное по энергии E' вторичного электрона, учитывающие комптоновское рассеяние, фотоэффект в веществе и образование e^+e^- пар при взаимодействии фотонов с веществом и магнитным полем; $W_{\gamma\gamma}(z, E, E')$ — сечение комптоновского рассеяния, дифференциальное по энергии фотона.

Выражения для правых частей уравнений си-

стемы :

$$\begin{aligned} R_o^{e,\gamma} &= D^{e,\gamma}(z, E); \\ R_2^e &= z^2 < \theta_e^2(z, E) > \Phi_o^e(E_o|z, E); \\ R_2^\gamma &= z^2 \int_{E_o}^E < \theta_\gamma^2(z, E, E') > \Phi_o^\gamma(E_o|z, E') dE', \end{aligned}$$

где $< \theta_{e,\gamma}^2 >$ — средние квадраты углов кулоновского рассеяния (e) электронов и комптоновского рассеяния (γ) фотонов на единице пути в веществе, $D^{e,\gamma}(z, E)$ — функция чувствительности детектора по отношению к частице типа e, γ . Например, для детектора, измеряющего поток электронов с энергией выше пороговой E_o в плоскости $z = 0$ и не чувствительного к фотонам,

$$D^\gamma(z, E) = 0, \quad D^e(z, E) = \delta(z)H(E - E_o),$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция, $H(x)$ — ступенчатая функция; для детектора, измеряющего дифференциальный по энергии поток электронов,

$$D^e(z, E) = \delta(z)\delta(E - E_o).$$

3. Свойства ЭФЛ, развивающихся в однородном магнитном поле

Электронно-фотонные ливни в однородном магнитном поле во многом сходны с ливнями в фотонном поле, которые были подробно исследованы в [9-13].

Сначала рассмотрим, как в среднем распределяется энергия первичного фотона между электронами и фотонами ливня. На малых глубинах ($z \ll 1/\sigma_p$) средний поток энергии фотонов убывает по закону

$$\Phi_E = E \exp(-\sigma_p \cdot z). \quad (18)$$

Это объясняется тем, что при $\chi \geq 1$ длина, на которой электрон теряет существенную долю своей энергии, является величиной того же порядка, что и средний пробег фотона; на малых глубинах, где вероятность образования пары мала, тем более мала вероятность излучения, что и приводит к закону (18). По мере увеличения электронной компоненты становится существенным излучение, и убывание энергии фотонной компоненты замедляется. Излучаемые фотоны, в свою очередь, образуют электрон-позитронные пары; в результате этих процессов некоторое поколение фотонов оказывается с энергиями, удовлетворяющими условию $\chi(E) \leq 1$. Это приводит к затуханию электронной компоненты, при

Дифференциальный энергетический спектр фотонов пучка от первичного фотона энергии 10^{21} эВ в поле $H=0, 3Э$

| $E_o, \text{эВ}$ | $E_o(E_o/E)^{1/2}\Phi(E_o)$ | |
|---------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| | $z = 2 \cdot 10^9 \text{ см}$ | $z = 6 \cdot 10^9 \text{ см}$ |
| 10^{15} | 3,43 | 3,46 |
| 10^{16} | 3,70 | 3,70 |
| 10^{17} | 4,03 | 3,99 |
| 10^{18} | 4,05 | 4,43 |
| $3 \cdot 10^{18}$ | 3,55 | 3,37 |
| 10^{19} | 2,56 | 2,41 |
| $2 \cdot 10^{19}$ | 1,95 | 1,82 |
| $3 \cdot 10^{19}$ | 0,727 | $9,88 \cdot 10^{-2}$ |
| $3,5 \cdot 10^{19}$ | 0,183 | $2,06 \cdot 10^{-2}$ |
| $4 \cdot 10^{19}$ | 0,017 | $1,74 \cdot 10^{-6}$ |
| $5 \cdot 10^{19}$ | $1,34 \cdot 10^{-5}$ | — |

этом энергия электронной компоненты возвращается обратно в фотонную компоненту. Затухание происходит быстро, так как в классической области ($\chi \ll 1$) относительные потери энергии электронов в несколько раз больше, чем в квантовой области $\chi \geq 1$. В результате этого процесса формируется пучок фотонов, который далее распространяется на большие расстояния, претерпевая лишь незначительные изменения. Поэтому, а также ввиду большой протяжённости космических магнитных полей, область пучка представляет наибольший интерес.

Следует отметить, что в области глубин $z \leq 3/\sigma_p$ отдельные случайные ливни существенно отличаются от “среднего” ливня. В частности, первичный фотон с достаточно большой вероятностью может дойти до тех глубин, на которых уже заканчивается затухание электронной компоненты “среднего” ливня. Очевидно, флуктуации в продольном развитии ливня оказывают значительно меньшее влияние на характеристики ливня в области глубин, на которых ливень вырождается в пучок фотонов. Поэтому средние характеристики ливня в области пучка фотонов являются содержательными физическими величинами.

Проведённые расчёты позволяют предложить следующую эмпирическую формулу для глубин, на которых заканчивается затухание электронной компоненты ливня:

$$z^* = 1,6 \cdot 10^7 \frac{1\Theta}{H} \chi^{1/4} \text{ см.}$$

Рассмотрим некоторые свойства ливня в области $z \geq z^*$. Расчёты показывают, что дифференциальный по энергии поток числа фотонов, а также интегральные потоки числа фотонов и энергии фотонов пучка приблизительно линейно зависят от энергии первичной частицы. Дифференциальный энергетический спектр фотонов в пучке (табл. 1) в области $\chi(E_o) \ll 1$ довольно близко следует закону $\Phi(z > z^*) \sim E_o^{-3/2}$, а при $\chi(E_o) \approx 1$ происходит резкий спад по закону $\Phi \sim \exp(-kE_o^2)$. Интегральные спектры, строго говоря, подчиняются более сложным законам.

Постепенное изменение формы энергетического спектра фотонов по ходу развития ливня приводит к возможности использования спектра для оценок протяжённости магнитных полей. Из табл. 1 следует, что наиболее чувствительной к протяжённости поля z является высокоэнергетическая область спектра: $\chi(E_o) \simeq 1$.

4. Характеристики ливней в атмосфере Земли от первичных фотонов энергии $10^{19} \leq E_\gamma \leq 10^{21}$ эВ

Описание модели расчёта

При вычислении характеристик ливня в атмосфере от первичного фотона энергии $E_\gamma \geq 10^{19}$ эВ необходимо учитывать эффект Ландау-Померанчука-Мигдала (ЛПМ) [14] в процессах образования электронно-позитронных пар, тормозного излучения и взаимодействие электронов и фотонов с магнитным полем Земли. Моменты функции пространственного распределения электронов в ливне с учётом этих процессов подчиняются системе уравнений (17), причём сечения тормозного излучения и образования пар W_r и W_p , входящие в операторы \hat{K}_1, \hat{K}_2 , следует понимать как сумму сечений соответствующих взаимодействий частиц с веществом и с магнитным полем (обозначим их $W_{r,p}^B, W_{r,p}^N$).

Зависимость сечений Мигдала $W_{r,p}^B$ от плотности вещества, а следовательно, и от координаты z , не может быть исключена с помощью преобразования координат. Не существует такого преобразования и для сечений $W_{r,p}^N$. Поэтому зависящие от сечений константы являются функциями координаты z , что значительно усложняет решение задачи.

Решение системы уравнений (17) для полного числа электронов ($n = 0$) и второго момента ФПР электронов ($n = 2$) было проведено в следующей модели.

Магнитное поле Земли считалось дипольным. Действительно, на расстояниях от центра Земли $r \leq 3R$ магнитное поле имеет дипольный характер [15]:

$$\vec{H} = \frac{\vec{M}r^2 - 3\vec{r}(\vec{M}\vec{r})}{r^5}, \quad (19)$$

где \vec{M} – дипольный магнитный момент Земли, $M = 8,1 \cdot 10^{25} \text{ Э} \cdot \text{см}^3$. Рассмотрим случай нормального падения первичного фотона на геомагнитной широте α . Тогда, согласно (1), сечения взаимодействия частиц с полем зависят от

$$H_{\perp} = \frac{M \cos \alpha}{r^3} = \frac{M \cos \alpha}{(z + 6,4 \cdot 10^8 \text{ см})^3}. \quad (20)$$

Вследствие быстрого убывания H , при $r \geq 3R$ и $E_{\gamma} \leq 10^{21} \text{ эВ}$ выполняется условие $\chi \ll 1$, поэтому точка образования пары первичным фотоном практически всегда находится в области $r < 3R$, и усложнение структуры поля за пределами этой области не имеет значения.

Геомагнитная широта α может быть найдена, если известны географическая широта θ и долгота φ места расположения экспериментальной установки: $\cos \alpha = \sqrt{1 - \vec{\omega}\vec{\Omega}}$, где $\vec{\omega} = \{0,0734; -0,184; 0,980\}$ — вектор, задающий направление магнитного момента Земли; $\vec{\Omega} = \{\sin(\frac{\pi}{2} - \theta) \cos \varphi, \sin(\frac{\pi}{2} - \theta) \sin \varphi, \cos(\frac{\pi}{2} - \theta)\}$. Например, координаты установки ШАЛ-1000: $\theta = 43^\circ$ с.ш., $\varphi = 78^\circ$ в.д., тогда геомагнитная широта $\alpha = 33,3^\circ$, $\cos \alpha = 0,8362$.

Отклонением частиц магнитным полем внутри атмосферы пренебрегаем, так как угол отклонения электронов полем на пути в одну радиационную единицу вблизи уровня моря $\Theta = 2,6 \text{ МэВ}/E$ много меньше угла кулоновского рассеяния $\Theta_S = 21 \text{ МэВ}/E$.

В работе [6] показано, что можно не учитывать отклонение частиц и при развитии ливня в магнитосфере (до входа его в атмосферу).

Атмосфера, считавшаяся изотермической ($\rho = 1,2 \cdot 10^{-3} \exp(-z/8 \text{ км})$, $\text{г}/\text{см}^3$), была разбита на 100 слоёв, в пределах каждого из которых считалась однородной. При $z > 40 \text{ км}$ учитывалось только взаимодействие частиц с магнитным полем. Область $40 \text{ км} \leq z \leq 5000 \text{ км}$ была разбита на 60 слоёв, внутри которых поле считалось однородным. Указанные допущения позволяют вычислить характеристики ЭФЛ на уровне моря с ошибкой не более 15%.

Анализ результатов расчёта

Обозначим $\Phi_n^{\text{ЛПМ}+\text{П}}(E, z)$ n -й момент ФПР электронов на уровне моря в ливне от фото-

Таблица 2
 $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ для ливней, зародившихся на границе атмосферы и наблюдаемых на уровне моря

| $E_{\gamma}, \text{эВ}$ | $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ | $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ | | |
|-------------------------|----------------------------------|-------------------------|------|------|
| | наш расчёт | наш расчёт | [16] | [17] |
| 10^{19} | 1,00 | 1,00 | 1,05 | 1,40 |
| 10^{20} | 1,66 | 1,81 | 2,25 | 9,59 |
| 10^{21} | 10,0 | 18,9 | 24,6 | — |

Таблица 3
 $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ для ливней, зародившихся на глубине $\tau = 1,5$ р.е. и наблюдаемых на уровне моря

| $E_{\gamma}, \text{эВ}$ | $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ | $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ | | |
|-------------------------|----------------------------------|-------------------------|------|-------|
| | наш расчёт | наш расчёт | [18] | [19] |
| 10^{19} | 1,06 | 1,06 | 1,00 | 4,64 |
| 10^{20} | 2,44 | 2,63 | 3,30 | 21,5 |
| 10^{21} | 26,7 | 39,9 | 32,5 | 167,0 |

на энергии E , появившегося на высоте z над уровнем наблюдения, вычисленный с учётом эффекта ЛПМ и взаимодействия частиц с магнитным полем при $z \geq 0$; $\Phi_n^{\text{ЛПМ}}(E, z)$ — момент, вычисленный с учётом эффекта ЛПМ, но при включении поля лишь при $z > 40$; Φ_n^o — момент, вычисленный без учёта обоих эффектов. Рассмотрим отношения $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}} = \Phi_n^o / \Phi_n^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}} = \Phi_n^o / \Phi_n^{\text{ЛПМ}}$.

В [16,17] были вычислены $\Phi_o^{\text{ЛПМ}}$ для ливней, зародившихся на границе атмосферы. Из табл. 2 следует, что наши $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ близки к данным [16] (отличие не превышает 30%) и сильно отличаются от данных [17], что подтверждает вывод, сделанный в [16], о несправедливости результатов [17]. В то же время, при $E_{\gamma} = 10^{21}$ $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ почти вдвое меньше $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$, что говорит о том, что при расчёте ЭФЛ, зародившихся внутри атмосферы, наряду с эффектом ЛПМ необходимо учитывать взаимодействие частиц с магнитным полем.

В [18,19] для оценки влияния эффекта ЛПМ на электронную компоненту ШАЛ был вычислен поток электронов на уровне моря $\Phi_o^{\text{ЛПМ}}$ в ЭФЛ, зародившихся на глубине $\tau = 1,5$ р.е. Из табл. 3 следует, что наши $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ достаточно хорошо согласуются с данными [18] и не согласуются с [19]. Можно сделать вывод, что более ран-

Таблица 4

Зависимость $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ от высоты зарождения ливня

| z, км | $E_\gamma, \text{эВ}$ | | | | | | | | | |
|-------|-----------------------|------|----------------------|------|-----------|------|----------------------|------|-----------|-------|
| | 10^{19} | | $3,16 \cdot 10^{19}$ | | 10^{20} | | $3,16 \cdot 10^{20}$ | | 10^{21} | |
| | ЛПМ+П | ЛПМ | ЛПМ+П | ЛПМ | ЛПМ+П | ЛПМ | ЛПМ+П | ЛПМ | ЛПМ+П | ЛПМ |
| 10,5 | 1,70 | 1,69 | 3,35 | 3,40 | 9,87 | 10,5 | 39,7 | 45,3 | 196,8 | 242,4 |
| 20 | 1,10 | 1,10 | 1,49 | 1,51 | 2,96 | 3,18 | 8,87 | 10,9 | 37,5 | 53,6 |
| 30 | 1,02 | 1,02 | 1,20 | 1,22 | 1,92 | 2,07 | 4,52 | 5,86 | 15,8 | 25,9 |
| 40 | 1,00 | 1,00 | 1,14 | 1,15 | 1,66 | 1,81 | 3,35 | 4,63 | 10,0 | 18,9 |
| 50 | 1,00 | 1,00 | 1,14 | 1,15 | 1,65 | 1,79 | 3,09 | 4,18 | 8,34 | 14,8 |
| 100 | 1,00 | 1,00 | 1,14 | 1,15 | 1,57 | 1,70 | 2,16 | 2,62 | 4,05 | 5,61 |
| 300 | 1,00 | 1,00 | 1,14 | 1,15 | 1,35 | 1,44 | 1,26 | 1,32 | 1,42 | 1,55 |
| 1000 | 1,00 | 1,00 | 1,14 | 1,15 | 1,21 | 1,25 | 1,11 | 1,12 | 1,06 | 1,08 |
| 3000 | 1,00 | 1,00 | 1,14 | 1,15 | 1,18 | 1,21 | 1,10 | 1,10 | 1,05 | 1,06 |
| 5000 | 1,00 | 1,00 | 1,14 | 1,15 | 1,18 | 1,21 | 1,10 | 1,10 | 1,05 | 1,06 |

Таблица 5

Среднеквадратичные радиусы электронов в ливне на уровне моря (в метрах)

| z, км | | $E_\gamma, \text{эВ}$ | | | | |
|----------|------------|-----------------------|----------------------|-----------|----------------------|-----------|
| | | 10^{19} | $3,16 \cdot 10^{19}$ | 10^{20} | $3,16 \cdot 10^{20}$ | 10^{21} |
| 10,5 | r_{ck}^o | 52,9 | 50,5 | 48,3 | 46,4 | 44,6 |
| | ЛПМ+П | 48,4 | 44,8 | 42,4 | 40,8 | 39,9 |
| | ЛПМ | 48,6 | 44,9 | 42,4 | 40,9 | 40,1 |
| 20 | r_{ck}^o | 71,8 | 68,1 | 64,9 | 61,9 | 59,2 |
| | ЛПМ+П | 66,7 | 60,5 | 55,6 | 52,4 | 50,5 |
| | ЛПМ | 66,6 | 60,3 | 55,5 | 52,1 | 50,4 |
| 30 | r_{ck}^o | 78,4 | 74,4 | 70,8 | 67,4 | 64,4 |
| | ЛПМ+П | 74,1 | 67,5 | 61,8 | 57,9 | 55,5 |
| | ЛПМ | 73,9 | 67,1 | 61,1 | 57,0 | 54,8 |
| 40 | r_{ck}^o | 80,4 | 76,2 | 72,5 | 69,1 | 65,9 |
| | ЛПМ+П | 76,5 | 70,1 | 64,5 | 60,6 | 58,0 |
| | ЛПМ | 76,2 | 69,4 | 63,3 | 59,0 | 56,5 |
| ∞ | r_{ck}^o | 80,4 | 76,2 | 72,5 | 69,1 | 65,9 |
| | ЛПМ+П | 76,5 | 70,2 | 79,4 | 78,0 | 77,7 |
| | ЛПМ | 76,2 | 69,5 | 78,8 | 77,9 | 77,3 |

ний расчёт (и проведённый на его основе анализ ШАЛ) [18] является значительно более точным, чем последующий расчёт [19].

В табл. 4 приведены $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\Pi}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ при высотах зарождения $3 \leq z \leq 5000$ км (данные при $40 < z < 3000$ км, не представляющие практического интереса, приведены для иллюстрации сходимости $\Phi_o(E, z)$ к конечному пределу при $z \rightarrow \infty$; значения, близкие к предельному, достигаются уже при $z = 3000$ км). Анализ этой таблицы приводит к следующим выводам.

Таблица 6

Отношения $\delta_2^{\text{ЛПМ}+\Pi} = r_{ck}^o / r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\Pi}$ среднеквадратичных радиусов, приведенных в табл. 5

| z, км | $E_\gamma, \text{эВ}$ | | | | |
|----------|-----------------------|----------------------|-----------|----------------------|-----------|
| | 10^{19} | $3,16 \cdot 10^{19}$ | 10^{20} | $3,16 \cdot 10^{20}$ | 10^{21} |
| 10,5 | 1,09 | 1,13 | 1,14 | 1,14 | 1,12 |
| 20 | 1,08 | 1,13 | 1,17 | 1,18 | 1,17 |
| 30 | 1,06 | 1,10 | 1,15 | 1,16 | 1,16 |
| 40 | 1,05 | 1,09 | 1,12 | 1,14 | 1,14 |
| ∞ | 1,05 | 1,09 | 0,91 | 0,89 | 0,85 |

1.1 Взаимодействие частиц с магнитным полем становится существенным при $E_\gamma \geq 3 \cdot 10^{20}$ эВ для ливней, зародившихся внутри атмосферы и при $E_\gamma \geq 10^{20}$ эВ для ливней от фотонов, приходящих из космоса.

1.2 В случае фотонов, приходящих из космоса, в результате развития ливня в магнитосфере Земли происходит распределение энергии первичного фотона между частицами ливня; энергетический спектр частиц на границе атмосферы оказывается достаточно мягким для того, чтобы почти полностью исключить влияние эффекта ЛПМ на дальнейшее развитие ливня в атмосфере. Вместе с тем, спектр оказывается достаточно жёстким для того, чтобы не произошло значительного уменьшения числа электронов на уровне моря (по сравнению с Φ_o^o).

1.3 Вследствие мягкости спектра частиц ливня на границе атмосферы, различие между $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\Pi}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ практически исчезает при $z \rightarrow \infty$.

Рассмотрим влияние эффекта ЛПМ и магнитного поля на ширину ливня. В табл. 5 приведены среднеквадратичные радиусы $r_{ck} = (\Phi_2 / \Phi_o)^{1/2}$, а в табл. 6 — отношения $\delta_2 = r_{ck}^o / r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\Pi}$. На

основе этих данных можно сделать следующие выводы.

2.1 Эффект ЛПМ приводит к уменьшению r_{ck} ; наиболее существенное уменьшение (до 18%) происходит на высоте зарождения ливня вблизи $z = 20$ км. При меньших z влияние эффекта ЛПМ на r_{ck} оказывается меньшим (несмотря на большее влияние эффекта на полное число электронов).

2.2 Взаимодействие частиц с магнитным полем практически не влияет на r_{ck} ливней, зародившихся внутри атмосферы, даже при $z \simeq 40$ км (хотя влияние поля на полное число электронов значительно).

2.3 Взаимодействие частиц с полем за пределами атмосферы приводит к уширению ливня на уровне моря. $r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\Pi}$ в ливне от фотона энергии $10^{20} \leq E_\gamma \leq 10^{21}$ эВ, пришедшего из космоса, превышает на 25-35% $r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\Pi}$ в ливне от фотона, появившегося на границе атмосферы. Однако отличие ширины $r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\Pi}$ ливня от фотона, пришедшего из космоса, от ширины r_{ck}^o , вычисленной без учёта эффекта ЛПМ и взаимодействия с полем, оказывается менее значительным (см. табл. 6, строка $z = \infty$). В частности, при $E_\gamma = 10^{21}$ эВ $\delta_2^{\text{ЛПМ}+\Pi} = 0,85$; такое уширение ливня приводит к увеличению нормированной плотности электронов на 50-60% на расстоянии $r = 600$ м от оси ливня. Учитывая, что полное число электронов практически не изменилось ($\delta_o^{\text{ЛПМ}+\Pi} \approx 1$), можно утверждать, что вывод [2] о значительной недооценке энергии ливня при использовании $\Phi^o(r)$ не имеет основания; напротив, при $E_\gamma \simeq 10^{21}$ эВ возможна небольшая переоценка энергии. Что касается ливней энергии $E_\gamma \simeq 10^{20}$ эВ, то увеличение нормированной плотности электронов при $r = 600$ м вследствие 10-процентного увеличения r_{ck} почти полностью компенсируется 20-процентным уменьшением полного числа электронов.

Литература

1. Померанчук И. Я. // Журн. эксперим. и теор. физ., 1939, т.9, с.915.
2. McBreen B., Lambert C. J. // Proc. of 17-th Intern. Cosmic Ray Conf., 1981. v.6, p.70.
3. Гончаров А. И., Каневский Б. Л. Электронно-фотонные каскады, возникающие при взаимодействии электронов и фотонов с магнитным полем. Ред. журн. «Известия ВУЗов. Физика», Томск, 1988, Деп. в ВИНТИ-04.11.88, 7785-В88, 17с.
4. Каневский Б. Л., Гончаров А. И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1989, Вып.4/4, с.34.
5. Goncharov A. I., Kanevsky B. L. // 11-th Eur. Int. Cosm. Ray Conf., Abstract, 1988, HE-17.
6. Гончаров А. И. Автореферат дис. на соискание степени к.ф.-м.н., Томск, 1991.
7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989, 727с.
8. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. М.: Атомиздат, 1973, 376с.
9. Иваненко И. П., Сизов В. В., Трифонова С. В. Электронно-фотонный каскад в фотонном поле. Ч.1. Моноэнергетическое поле. Препринт НИИ ЯФ МГУ 88-011/32, М., 1988, 36с.
10. Иваненко И. П., Сизов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1989, Вып.4/4, с.20.
11. Aharonian F. A., Kirillov-Ugrumov V. G., Vardanian V. V. // Astrophys. Space Sci., 1985, v.115, p.201.
12. Иваненко И. П., Сизов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента., 1988, Вып.4/39, с.8.
13. Лагутин А. А., Литвинов В. А., Учайкин В. В. Теория чувствительности в физике космических лучей. Барнаул: Изд-во АГУ, 1995, 218с.
14. Померанчук И. Я. Собрание научных трудов. М.: Наука, 1972, т.2, с.114.
15. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978, 591с.
16. Dedenko L. G., Kolomatsky S. G. // Proc. of 20-th ICRC, 1987, v.5, p.409.
17. Kawaguchi S., Misaki A., Fujimaki N. // Proc. of 17-th ICRC, 1981, v.11, p.403.
18. Кулаковская В. П., Поманский А. А. // Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей. Часть 2, вып.2, М., 1964.
19. Красильников Д. Д., Кулаковская В. П., Никольский С. И. // Ядерная физика, 1972, т.15, с.81.