

## ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

УДК 537.591.15

**ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
ШАЛ НА ЧАСТОТЕ 32 МГц****О. В. Веденев**

(НИИЯФ)

E-mail: vov@eas.sinp.msu.ru

**Приведены результаты переобработки экспериментальных данных по радиоизлучению широких атмосферных ливней (ШАЛ), полученных ранее на установке ШАЛ МГУ. Из анализа ширины пространственного распределения радиоизлучения получено распределение по глубинам максимумов ливней. Среднее значение глубины максимума  $X_{max} = (655 \pm 8)$  г/см<sup>2</sup> при энергии первичных частиц  $E_0 \sim (3-4) \cdot 10^{17}$  эВ. Значения нормированной напряженности поля при  $E_0 = 10^{17}$  эВ составляют  $(3.2 \pm 0.60)$  и  $(2.8 \pm 0.4)$  мкв/м·МГц на расстояниях 50 и 100 м от оси соответственно. Точность определения  $E_0$  по напряженности поля радиоизлучения на расстоянии 50 м от оси составляет около 20%.**

Инициированные работами Аскарьяна [1] экспериментальные исследования радиоизлучения широких атмосферных ливней (ШАЛ), проведенные в начале 1970-х гг. на частотах 30–60 МГц в области энергий ШАЛ выше  $10^{17}$  эВ [2], показали, что ширина пространственного распределения радиоизлучения не превышает 300 м. Первоначально предполагалось, что это распределение существенно шире и радиоизлучение позволит создать эффективный и относительно дешевый метод регистрации сверхмощных ливней. К сожалению, в те годы на пути развития этого метода значительным препятствием явились как технические проблемы в исследовании радиоизлучения, так и трудности, связанные с проведением реалистичных расчетов радиоизлучения ШАЛ.

В исследованиях тех лет были однако получены результаты, которые указывали на возможность использования радиоизлучения для изучения ШАЛ. Были обнаружены корреляции формы пространственного распределения (ФПР) радиоизлучения с параметрами ШАЛ [2], что позволяло в принципе делать некоторые выводы о свойствах первичного космического излучения. Было найдено также, что нормированная на первичную энергию напряженность электрического поля радиоизлучения на расстоянии 50–100 м от оси ливня флуктуирует слабо и может служить мерой первичной энергии.

В последнее время возрождается интерес к исследованию радиоизлучения ШАЛ, о чем свидетельствует, например, реализация экспериментов LOPES [3] и CODALEMA [4]. Одновременно с развитием экспериментов выполняются расчеты радиоизлучения ШАЛ [5, 6]. Однако в проводимых в настоящее время исследованиях до сих пор отсут-

ствуют убедительные данные по одной из основных характеристик радиоизлучения — его ФПР. В связи с этим нам представляется интересным обратиться к полученным ранее экспериментальным данным установки ШАЛ МГУ [7] и провести их анализ с учетом результатов исследования ШАЛ, появившихся в последнее время.

Достаточно подробное изучение ФПР радиоизлучения ШАЛ на частоте 32 МГц было проведено начиная с 1970-х гг. и до настоящего времени на установках в Neverah Park (НР) (использовались две антенны) [8] и МГУ (использовались 11 антенн) [7]. В работе [8] отбирались сигналы с амплитудами, в 4 раза превышавшими любой другой импульс на развертке, использование только двух антенн не позволило изучать индивидуальные ФПР. В работах МГУ использование 11 антенн дало возможность получать ФПР радиоизлучения в индивидуальных ливнях, причем для уменьшения влияния помех рассматривались только ливни, в которых не менее чем в трех каналах регистрации наблюдались сигналы с амплитудой более 50 мкв, в 4–5 раз превышавшей уровень шумов. ФПР радиоизлучения на частотах 32 МГц (НР [8] и МГУ, 2007 г.) приведены на рис. 1. Распределения нормированы на единицу на расстоянии  $R = 100$  м от оси ливня. На установке МГУ средняя ФПР радиоизлучения получена путем усреднения показателей степени  $n$  ( $E_\nu \sim R^{-n}$ ) в отдельных интервалах расстояний в индивидуальных ливнях. Форма ФПР радиоизлучения коррелирует с параметрами ШАЛ [7], поэтому на рисунке приведены ФПР, относящиеся к совокупностям ливней с близкими ливневыми параметрами. Обе ФПР получены по ливням с зенитными углами  $\theta < 35^\circ$  и первичными энергиями  $E_0 > 1.5 \cdot 10^{17}$  эВ (НР)

и  $\langle E_0 \rangle = 3.5 \cdot 10^{17}$  эВ (МГУ). Из рис. 1 следует, что в диапазоне расстояний от 50 до 220 м, где имеются данные обоих экспериментов, ФПР, полученные в НР и МГУ, не противоречат друг другу. На рис. 1 приведена также часто цитируемая аппроксимация экспериментальной ФПР (НР [9]) в виде  $E_\nu \sim -R/R_0$  (где  $R_0 \sim 140$  м для частоты 32 МГц и  $\theta < 35^\circ$ ), которая справедлива [9] при  $E_0 = 10^{17} - 10^{18}$  эВ,  $\nu = 30 - 60$  МГц и  $R = 0 - 300$  м. Из рис. 1, однако, следует, что для частоты  $\nu \sim 30$  МГц о согласовании экспериментальных данных и аппроксимации можно говорить лишь для интервала  $R \sim 80 - 220$  м.

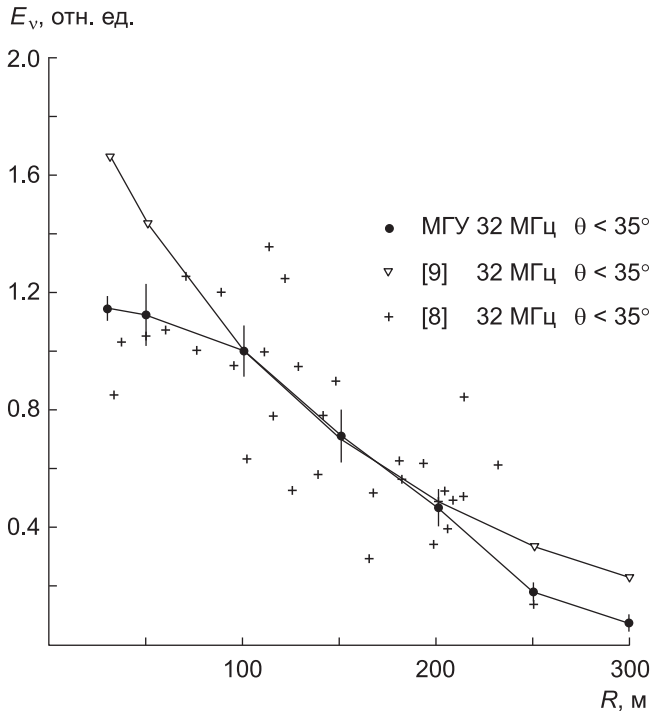


Рис. 1. ФПР радиоизлучения ШАЛ по данным МГУ и Neveral Park

Ливни, для которых получена ФПР радиоизлучения с  $\theta < 35^\circ$  (МГУ), имеют следующие параметры:  $\bar{\theta} = 25^\circ$ ,  $\bar{S} = 1.47$ ,  $\bar{\xi} = 1.97$ ,  $\bar{N}_\mu = 5.8 \cdot 10^5$ . Здесь  $S$  — параметр ФПР заряженных частиц в ливне,  $\xi = 10^2 \cdot N_\mu/N_e$  характеризует высоту максимума ливня,  $N_e$  и  $N_\mu$  — полное число заряженных частиц и число мюонов с энергией более 10 ГэВ на уровне наблюдения. Параметр  $N_\mu$  определялся на основании экспериментальных данных, приведенных в [10].

Анализ формы экспериментальной ФПР радиоизлучения, полученной в МГУ, показал, что она определяется не только средними параметрами ШАЛ, характеризующими ФПР в целом. При наличии корреляций формы ФПР с параметрами ШАЛ различие параметров ливней, вносящих вклад в ФПР на различных расстояниях от оси, приведет к искажению формы ФПР радиоизлучения по сравнению со случаем, когда параметры постоянны во всем диапазоне расстояний.

Для ФПР радиоизлучения, полученной в МГУ, наблюдается увеличение  $\theta$ ,  $S$ ,  $N_\mu$  и  $\xi$  на расстояниях  $R > 200 - 250$  м от оси. Этот эффект связан с отбором более пологих ФПР радиоизлучения и более мощных ливней на больших расстояниях вследствие наличия порога отбора по амплитудам импульсов. Для того чтобы привести ФПР к единым значениям параметров, была выполнена коррекция ФПР радиоизлучения (на рис. 1 ФПР приведены без коррекции), о которой будет сказано ниже. Для сравнения с расчетами предпочтительным является построение ФПР радиоизлучения для набора параметров ШАЛ в узких интервалах их значений, что требует, однако, значительной статистики.

Корреляции формы ФПР радиоизлучения с параметрами ШАЛ в принципе могут быть источником информации о характеристиках излучения, генерирующего ШАЛ. Экспериментальные данные МГУ подтверждают наличие зависимости ФПР радиоизлучения от параметров ШАЛ. На рис. 2 и 3 приведены ФПР для значений параметров  $\theta$  и  $\xi$  больше и меньше средних значений. Увеличению  $\xi$  соответствует увеличение высоты максимума ливней. Из рис. 3 следует, что при удалении максимума ливня от установки происходит расширение ФПР радиоизлучения.

В таблице приведены параметры ливней, в которых была определена ФПР радиоизлучения в каком-либо интервале расстояний (весь диапазон 30–300 м) для различных выборок по параметру  $\xi$  ( $N$  — число событий). Различие параметров ШАЛ в различных выборках по  $\xi$  связано не только с изменением положения максимума ливня относительно установки, вклад будет вносить различный массовый состав первичных частиц в этих выборках.

#### Значения параметров ШАЛ

	Все $\xi$	$\xi < \bar{\xi}$	$\xi > \bar{\xi}$
$\bar{N}_e/10^7$	3.4	4.0	1.25
$\bar{N}_\mu/10^5$	6.7	5.8	8.1
$\bar{\xi}$	4.1	1.7	7.5
$\bar{\theta}$	$35^\circ$	$28^\circ$	$44^\circ$
$N$	85	55	30

Для нахождения глубины максимума ливней по ФПР радиоизлучения и оценки изменения химического состава в различных выборках по  $\xi$  был проведен расчет прохождения ливней через атмосферу. Для каждого ливня разыгрывались массовое число  $A$  и энергия  $E_0$  первичной частицы, точка первого взаимодействия (сечения взаимодействий взяты согласно [11]). В качестве углового распределения по зенитному углу использовалось экспериментальное угловое распределение радиоливней, которое определяется геомагнитным механизмом

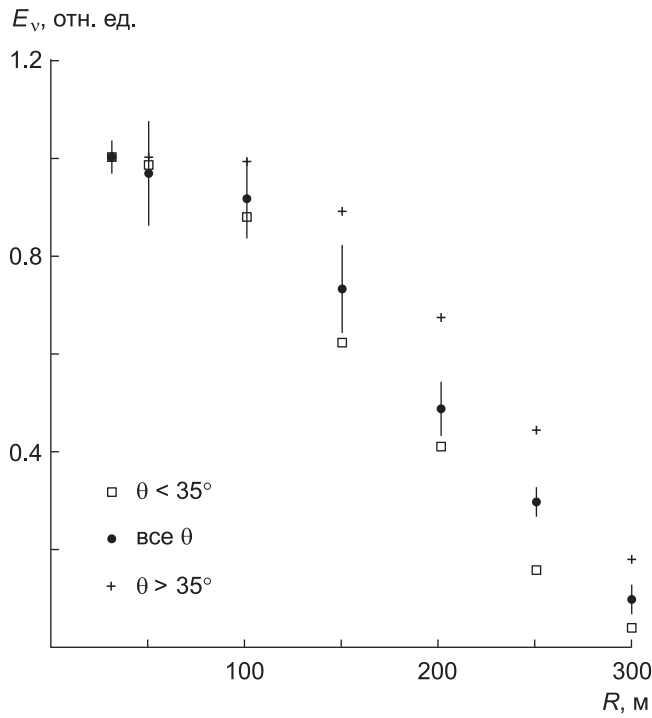


Рис. 2. ФПР радиоизлучения ШАЛ для различных выборок по  $\theta$

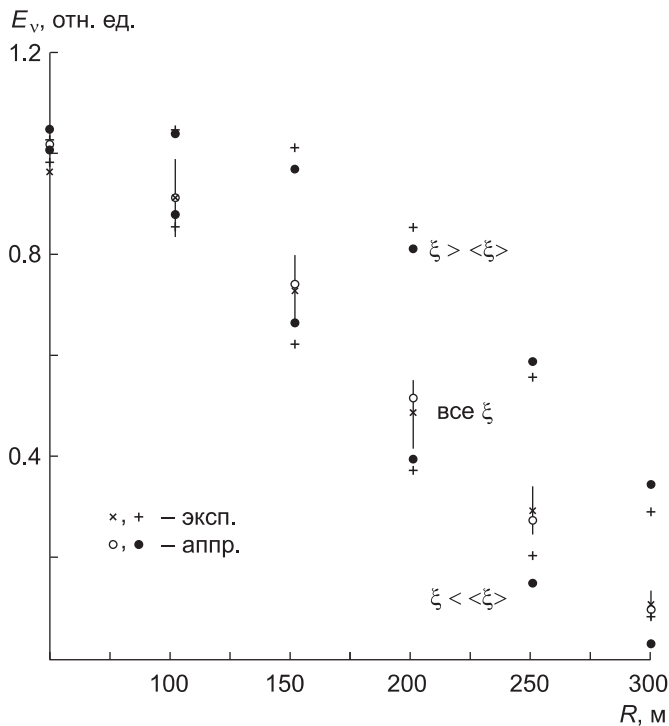


Рис. 3. ФПР радиоизлучения ШАЛ для различных выборок по  $\xi$

генерации радиоизлучения, угловым распределением ШАЛ и критерием отбора радиоливней. Продольное развитие ШАЛ описывалось аппроксимацией Грейзена–Ильиной–Линсли (ГИЛ; см., напр., [12]), которая хорошо согласуется с каскадной кривой, получаемой при моделировании ШАЛ с помощью пакета CORSIKA/QGSJET [12]. При выборе мас-

сового состава первичного излучения учитывалось утяжеление его в области  $E_0 > 10^{16}$  эВ. Согласно [13, 14] доля тяжелых ядер составляет около 65% в области  $E_0 \sim 10^{17}$  эВ и уменьшается приблизительно до 30% при  $E_0 \sim 10^{18}$  эВ. При этих же энергиях доля легких ядер увеличивается с 20% до 70% [15]. При энергии  $(3-4) \cdot 10^{17}$  эВ данные о составе первичных КЛ весьма неоднозначны. На основе [13–15] были взяты значения: легкие ядра — 40%, СНО — 15%, тяжелые ядра — 45%. Полное число мюонов с энергией больше 10 ГэВ определялось как  $(N_\mu/10^5) = k(E_0/10^{17})^{0.84}$  [13], где коэффициент  $k$  зависит от химического состава космических лучей:  $k = 1.30$  для протонов и 2.46 для железа. Для промежуточных значений  $A$  использовалось соотношение  $N_\mu \sim A^{0.16}$ . Для выбранного состава  $k = 1.8$ .

Расчет показал, что при выборке  $\xi > \bar{\xi}$  полученный набор ливней содержит приблизительно на 30% больше тяжелых ядер и в 2.5 раза меньше легких по сравнению с исходным составом. Если проводить отбор ливней одновременно по параметрам  $\xi$ ,  $N_e$  и  $N_\mu$ :  $\xi > \bar{\xi}$ ,  $N_\mu > \bar{N}_\mu$ ,  $N_e < \bar{N}_e$ , то в этой выборке содержание КЛ групп Н и VН будет почти в 2 раза выше, чем в исходном наборе, а протонов и гелия будет менее 10%. Такое изменение химического состава ведет к уменьшению глубины максимума ливней и уположиванию ФПР (рис. 3). Количественно изменение состава будет зависеть от критерия отбора радиоливней, но характер его изменения сохранится.

На основе зависимости формы ФПР радиоизлучения от высоты максимума ливней (рис. 3) была предпринята попытка получения информации о глубине максимума ШАЛ в атмосфере ( $X_{\max}$ ) из анализа экспериментально полученных ФПР радиоизлучения. Попытки получить подобную информацию предпринимались и ранее [17]. Однако осуществленные в 1970-е гг. расчеты развития ШАЛ и ФПР радиоизлучения привели к результатам (было получено  $X_{\max} = 700-800$  г/см<sup>2</sup> при  $E_0 \sim 10^{17}$  эВ), которые трудно согласовать с экспериментальными данными. Поскольку форма ФПР до настоящего времени изучена недостаточно, для ее описания в качестве первого приближения можно ввести один параметр. Таким параметром может быть, например, ширина ФПР на уровне 0.8 от значения ФПР на расстоянии 50–100 м от оси ливня  $R_{0.8}$ . Интервал 50–100 м выбран потому, что на этих расстояниях флуктуации нормированной напряженности поля ( $E_\nu / \sin(V, H)$ ) на частоте 32 МГц невелики  $\sigma \sim 0.2$ . Параметр  $R_{0.8}$  оказалось возможным определить в 41 ливне.

Отмеченную ранее зависимость формы ФПР радиоизлучения от параметра  $\xi$ , характеризующего высоту максимума ливня, подтверждает полученная экспериментально корреляция (рис. 4) между

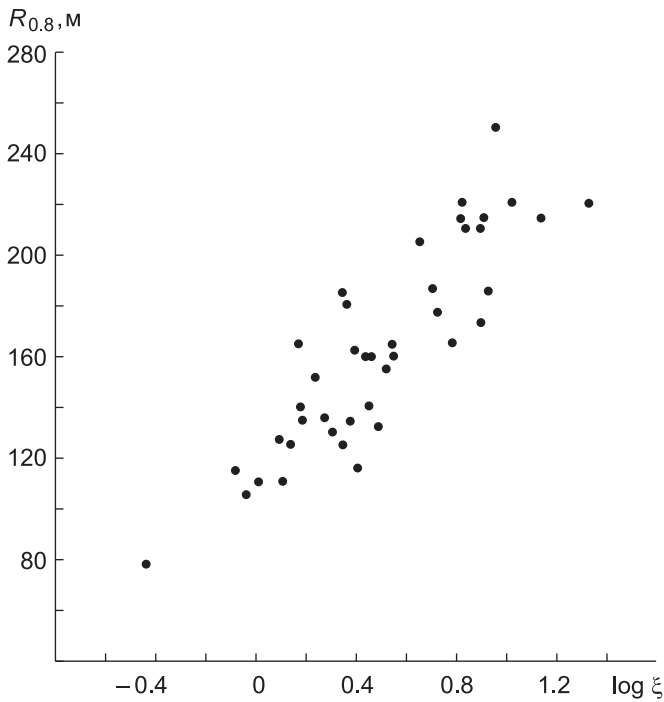


Рис. 4. Зависимость ширины ФПР радиоизлучения от параметра  $\xi$

величинами  $R_{0.8}$  и  $\lg \xi$  (коэффициент корреляции составляет 0.88, линия регрессии имеет вид  $R_{0.8} = (115.8 \pm 5.3) + (94.2 \pm 8.6) \cdot \lg \xi$ ). Для получения значений  $X_{\max}$  по экспериментальным величинам  $R_{0.8}$  из проведенного выше расчета был получен набор зависимостей глубины максимума ливня  $X_{\max}$  (и расстояния от установки до максимума ливня  $R_{\max}$  вдоль траектории ливня) от  $\lg \xi$  для фиксированных значений зенитных углов  $\theta$  в диапазоне  $\theta = 10-60^\circ$  с интервалом  $3^\circ$ . Использование корреляции экспериментальных значений  $R_{0.8}$  и  $\lg \xi$  позволяет для каждого ливня по наблюдаемому  $R_{0.8}$  найти соответствующее  $\lg \xi$  и затем по расчетным зависимостям  $X_{\max}(\lg \xi, \theta)$  определить  $X_{\max}$ . Эта процедура дает возможность перейти от распределения величины  $R_{0.8}$  к распределению  $X_{\max}$  (рис. 5). На рис. 5 приведено также распределение  $X_{\max}$  из работы [17]. В пределах ошибок распределения согласуются. Среднее значение составляет  $X_{\max} = (655 \pm 8)$  г/см<sup>2</sup>, что не противоречит результату работы [16] при первичной энергии  $E_0 = (3-4) \cdot 10^{17}$  эВ ( $X_{\max} \sim 650$  г/см<sup>2</sup>). Аналогичным образом для каждого ливня из зависимости  $R_{\max}(\lg \xi, \theta)$  можно определить  $R_{\max}$ . Отметим, что неопределенность в  $R_{\max}$  (при заданном  $\theta$ ) составляет  $\sim 0.5$  км, что соответствует неопределенности в  $X_{\max} \sim 30-40$  г/см<sup>2</sup>. Это указывает на возможность достаточно точного определения  $R_{\max}$  по  $R_{0.8}$ .

Попытаемся дать аппроксимацию экспериментальной ФПР радиоизлучения исходя из общих соображений. Напряженность электрического поля, создаваемого движущейся системой токов и заря-

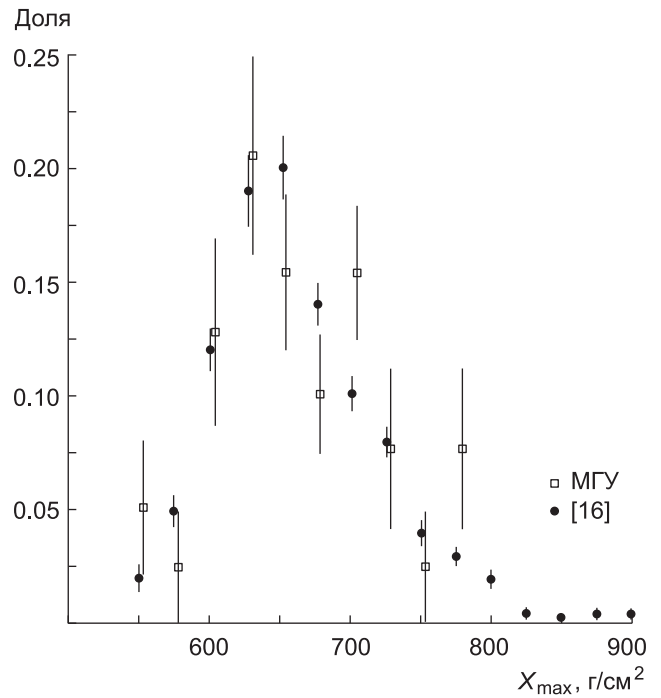


Рис. 5. Распределение глубин максимумов ШАЛ

дов, определяется из выражения [17]:

$$\mathbf{E}_\nu = (4\pi\epsilon_0)^{-1} \times \int \left[ i\omega c^{-2} \mathbf{j}_\nu + \epsilon^{-1} \rho_\nu (ik - r^{-1}) \text{grad } r \right] \frac{e^{ikr}}{r} dV,$$

где  $\mathbf{E}_\nu$ ,  $\rho_\nu$  и  $\mathbf{j}_\nu$  — фурье-компоненты напряженности поля и плотностей тока  $\mathbf{j}(t)$  и заряда  $\rho(t)$ ,  $k$  — волновое число,  $c$  — скорость света,  $\omega = k/n$ ,  $r$  — расстояние от источников излучения до точки наблюдения,  $\rho(t)$  — плотность избыточного отрицательного заряда в ливне,  $\mathbf{j}(t)$  — плотность тока, возникающего при движении электронов и позитронов в магнитном поле Земли.

Каскадная кривая аппроксимировалась функцией  $N(z) \sim z^\alpha e^{-\gamma z}$ . Путем подбора параметров  $\alpha$  и  $\gamma$  была достигнута точность аппроксимации около 10% за исключением начального участка каскадной кривой при  $N(t) < 0.2N_{\max}$ . Однако вклад этого участка в напряженность поля мал. Параметр  $\gamma$  принимался постоянным:  $\gamma = 0.0033$  м<sup>-1</sup>, параметр  $\alpha$  менялся в зависимости от высоты максимума ливня  $H_{\max}$  ( $\alpha = 66$  для  $H_{\max} = 5$  км и  $\alpha = 88$  для  $H_{\max} = 8$  км). Согласно существующим исследованиям [19] основной вклад в напряженность поля на уровне наблюдения дают поперечный ток и в меньшей степени дипольный момент. Пространственное распределение тока, полученное в [19] для ливня в максимуме развития, описывается функцией  $f(R) \sim R^{-1} e^{-R/b}$ , где  $b \sim 50$  м.

После интегрирования находим

$$E_\nu(R) \sim A(\psi) (1 + (kb \sin \psi)^2)^{-0.5} \times$$

$$\times \left(1 + [\omega\gamma^{-1}v^{-1}(1 - \beta n \cos \psi)]^2\right)^{-0.5(1+\alpha)} / R_{\max}$$

( $\psi$  — угол между вертикалью и линией, соединяющей точку источника и точку наблюдения,  $\sin \psi \sim R/R_{\max}$ ). Здесь  $A(\psi) \sim \sin \psi$  для избыточного заряда и диполя,  $A(\psi) \sim \cos \psi$  для поперечного тока,  $A(\psi) = \cos \psi + a \sin \psi \approx 1 + a \sin \psi$ . Второе слагаемое в этом выражении дает вклад механизмов генерации, отличных от токового. Если появление максимума в ФПР радиоизлучения на расстояниях 100–150 м связано с ними, то величина  $a$  должна иметь значение около 10, что соответствует 10–20%-ному вкладу этих механизмов [19].

После ряда упрощений получим

$$E_\nu(R) \sim R_{\max}^{-1} (1 + a \sin \psi) (1 + (kb \sin \psi)^2)^{-0.5} \times \left(1 + [k\gamma^{-1}(0.5\gamma_0^{-2} + 0.5\psi^2 - \varepsilon)]^2\right)^{-0.5(1+\alpha)}. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma_0$  — гамма-фактор частиц ( $\gamma_0 = 60$ ), показатель преломления воздуха  $n = 1 + \varepsilon$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_0 \times \exp(-H_{\max}/H_0)$ ,  $\varepsilon_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $H_0 = 7.5$  км. Форма функции  $E_\nu(R)$  определяется в значительной степени последним множителем, связанным с продольным развитием ливня.

На рис. 3 приведены экспериментальные ФПР, полученные в данной работе, и ФПР, вычисленные по формуле (1) для  $E_\nu(R)$ . Для экспериментальных ФПР по известным значениям  $\xi$  и  $\bar{\theta}$  на основе проведенного расчета определялось  $R_{\max}$ , которое использовалось затем при вычислении аппроксимирующей ФПР. В расчете принималось:  $\xi < \bar{\xi}$ :  $R_{\max} = 5.5$  км,  $\alpha = 66$ ,  $b = 70$  м; все  $\xi$ :  $R_{\max} = 6.5$  км,  $\alpha = 76$ ,  $b = 70$  м;  $\xi > \bar{\xi}$ :  $R_{\max} = 8.0$  км,  $\alpha = 88$ ,  $b = 50$  м. В экспериментальные ФПР внесены поправки, связанные с отличием параметров  $\xi$  и  $N_\mu$  в некоторых диапазонах расстояний от средних значений по всей ФПР. Поправки, связанные с  $\xi$ , оказались незначительными (5%), поправки по  $N_\mu$  были вычислены в соответствии с приведенной ниже зависимостью  $E_\nu \sim N_\mu$  (величина поправки для средней ФПР составляет 10% для 250 м и 30% для 300 м). Рис. 3 показывает хорошее согласие между экспериментальными и аппроксимирующими ФПР.

В работах 1970-х гг. МГУ и НР отмечались значительные расхождения в абсолютных значениях напряженности поля. Расхождение между значениями нормированной напряженности поля ( $E_{\nu \text{ норм}} = E_\nu/E_0 \sin(\mathbf{V}, \mathbf{H})$ ) на расстояниях 50–100 м от оси в ливнях с первичной энергией  $E_0 = 10^{17}$  эВ достигает 6 раз (3.4 мкв/м МГц [20] и 0.6 мкв/м МГц [9]). Причины расхождения детально рассматривались в [21], однако устранить их не удалось.

Мы вновь обратились к этому вопросу и рассмотрели зависимость напряженности поля  $E_\nu/\sin(\mathbf{V}, \mathbf{H})$  на расстояниях 50 и 100 м от  $N_\mu$ . Полученные

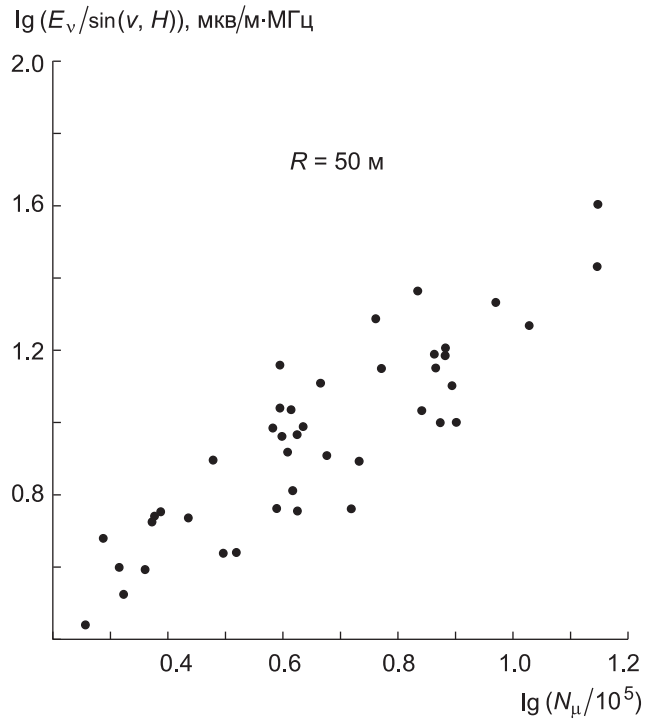


Рис. 6. Зависимость абсолютной величины напряженности поля радиоизлучения ШАЛ от числа мюонов

результаты для 50 м приведены на рис. 6. Рассматривались только те ливни, в которых поляризация не противоречила геомагнитному механизму. Зависимости имеют следующий вид: 50 м —  $E_\nu/\sin(\mathbf{V}, \mathbf{H}) = (1.85 \pm 0.40) \cdot (N_\mu/10^5)^{1.05 \pm 0.12}$ ; 100 м —  $E_\nu/\sin(\mathbf{V}, \mathbf{H}) = (1.62 \pm 0.25) \times (N_\mu/10^5)^{1.03 \pm 0.09}$ . Отсюда находим, что нормированная на  $N_\mu = 10^5$  напряженность поля имеет значения  $(1.85 \pm 0.40)$  мкв/м·МГц на 50 м и  $(1.62 \pm 0.25)$  мкв/м·МГц на 100 м от оси ШАЛ. Для перехода от  $N_\mu$  к  $E_0$  была использована зависимость  $N_\mu/10^5 = 1.8(E_0/10^{17})^{0.84}$  для принятого в расчете химического состава. Изменение  $k$  за счет изменения химического состава не превышает 25%.

С учетом этого находим  $E_\nu \sim E_0^{0.9 \pm 0.08}$ , что подтверждает предположение о когерентной природе радиоизлучения ШАЛ на частоте 30 МГц. В итоге получаем, что на расстоянии 100 м от оси ливень с первичной энергией  $E_0 = 10^{17}$  эВ создает напряженность поля  $E_\nu/\sin(\mathbf{V}, \mathbf{H}) = (2.8 \pm 0.4)$  мкв/м МГц. Таким образом, противоречие между значениями напряженности поля в [9] и в настоящей работе сохраняется.

Точность измерения  $E_\nu/\sin(\mathbf{V}, \mathbf{H})$  на 50 м от оси составляет около 20% (рис. 6). Можно считать, что приближенно  $E_\nu \sim E_0$ , тогда  $E_0$  определяется по  $E_\nu$  на 50 м с точностью 20%.

Использование корреляций формы ФПР радиоизлучения с данными о мюонной и электронной компонентах ШАЛ, а также результатами рас-

чета прохождения ШАЛ через атмосферу позволяет получить распределение глубин максимумов ШАЛ. Среднее значение  $X_{\max} = (655 \pm 8)$  г/см<sup>2</sup> при  $E_0 = (3-4) \cdot 10^{17}$  эВ и согласуется с данными экспериментов по регистрации флуоресцентного света. Таким образом, радиоизлучение ШАЛ дает возможность получать важную информацию о характеристиках первичного излучения. Актуальным в настоящее время представляется не только получение значительного объема надежных экспериментальных данных по радиоизлучению ШАЛ, но и расчеты его пространственного распределения.

В заключение автор выражает благодарность Н. Н. Калмыкову за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1961. **41**. С. 616; 1965. **48**. С. 988.
2. Atrashkevich V.B., Vedeneev O.V., Prosin V.V. et al. // Proc. 13th ICRC. Denver, 1973. **4**. P. 2399.
3. Falcke H., Apel W.D., Badea A.F. et al. // Nature. 2005. **435**. P. 313.
4. Ardouin D., Belletoile A., Charrier D. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. **555**. P. 148.
5. Falcke H., Gohram.P.W. // Astropart. Phys. 2003. **19**. P. 477.
6. Huege T., Falcke H. // Proc. 29th ICRC. Pune, 2005. **6**. P. 289.
7. Христиансен Г.Б., Атрашкевич В.Б., Веденеев О.В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1971. **35**, № 10. С. 2102.
8. Allan H.R., Jones J.K., N.Mandolesi et al. // Proc. 12th ICRC. Hobart, 1971. **3**. P. 1102.
9. Allan H.R., Clay R.W., Jones J.K. // Nature. 1970. **224**. P. 253.
10. Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Соловьева В.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. **68**, № 11. С. 1608.
11. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1997. **52B**. P. 17.
12. Catalano O., D'Ali Staiti G., Gabriele M. et al. // Proc. 27th ICRC. Hamburg, 2001. **1**. P. 498.
13. Вишневская Е.А., Калмыков В.Н., Калмыков Н.Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2004. № 1. С. 28 (Moscow University Phys. Bull. 2004. N. 1. P. 35).
14. Ulrich H, Antoni T., Apel W.D. et al. // Proc. 29th ICRC. Pune, 2005. **6**. P. 129.
15. Bergman D.R. for the HiRes Collaboration // Proc. 29th ICRC. Pune, 2005. **7**. P. 311.
16. Sokolsky P. and the HiRes Collaboration. // Proc. 29th ICRC. Pune, 2005. **7**. P. 381.
17. Allan H.R., Shutie P.F., Sun M.P. et al. // Proc. 13th ICRC. Denver, 1973. **4**. P. 2407.
18. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. М., 1963.
19. Fujii M., Nishimura J. // Proc. 13th ICRC. Denver, 1973. **4**. P. 2398.
20. Atrashkevich V.B., Vedeneev O.V., Khristiansen G.B. // Proc. 14th ICRC. München, 1975. **8**. P. 3086.
21. Атрашкевич В.Б., Веденеев О.В., Аллан Х.Р. и др. // Ядерная физика. 1978. **28**, № 3(9). С. 712.

Поступила в редакцию  
16.05.2007