

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д.В. Скобельцына

На правах рукописи

Константинов Андрей Алексеевич

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ КАК
МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва

2009

Работа выполнена в Отделе частиц сверхвысоких энергий Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына.

Научный руководитель:

Калмыков Николай Николаевич
доктор физико-математических наук,
профессор, НИИЯФ МГУ

Официальные оппоненты:

Галкин Владимир Игоревич
доктор физико-математических наук,
физический факультет МГУ
Лидванский Александр Сергеевич
кандидат физико-математических наук,
Институт ядерных исследований РАН

Ведущая организация:

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Защита диссертации состоится « 20 » марта 2009 г. в 15⁰⁰ час. на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 501.001.77 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5 («19-й корпус НИИЯФ МГУ»), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан « 19 » февраля 2009 г.

Ученый секретарь
совета по защите докторских и
кандидатских диссертаций,
профессор

С.И. Страхова

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена теоретическому исследованию радиоизлучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) в диапазоне частот $\sim 10\text{--}100$ МГц. В работе содержатся результаты расчета напряженности поля радиоизлучения ШАЛ с энергиями до 10^{17} эВ и установлено, к каким параметрам ливня чувствительно радиоизлучение.

Актуальность темы

Главной трудностью детектирования космических лучей высоких энергий является их крайне низкий поток. В области $> 10^{15}$ эВ уже исключена возможность прямых измерений, и приходится прибегать к регистрации вторичных частиц, образующих в земной атмосфере широкий атмосферный ливень. В настоящее время регистрация ШАЛ проводится путем непосредственного измерения потока заряженных частиц (главным образом, электронно-фотонной и мюонной компонент), а также путем детектирования оптических излучений (черенковский свет и флуоресценция), создаваемых ШАЛ на всех стадиях развития в атмосфере.

Вместе с тем, еще в 1961 г. Г.А. Аскарьяном было предложено регистрировать ШАЛ по когерентному радиоизлучению [1]. Всплеск когерентного на длинах волн > 1 м радиоизлучения обусловлен наличием избытка электронов в ШАЛ и поляризацией ливня в магнитном поле Земли [2]. Главными достоинствами регистрации радиоизлучения являются дешевизна радиоантенн, простота их эксплуатации, а также независимость от времени суток и погодных условий, существенных для регистрации оптического излучения (ясные безлунные ночи).

В начале 2000-х гг. начали работу два эксперимента CODALEMA (Франция) [3] и LOPES (Германия) [4], нацеленные на изучение радиоизлучения атмосферных ливней в диапазоне частот 30–80 МГц и разработку на его основе нового метода регистрации космических лучей с энергией выше $5 \cdot 10^{16}$ эВ. Для

восстановления параметров ШАЛ из экспериментальных данных по радиоизлучению необходимо проведение расчетов радиополя ШАЛ.

При проведении расчета с целью получения количественных соотношений между параметрами ШАЛ и характеристиками радиоизлучения при энергиях выше $5 \cdot 10^{16}$ эВ возникает серьезная проблема, поскольку при явном вычислении полей индивидуальных частиц ливня (что является наиболее точной схемой расчета) время моделирования радиоизлучения уже при энергиях $E_0 \sim 10^{14} - 10^{15}$ эВ становится слишком велико. Поэтому важной задачей является разработка приближенных методик, позволяющих проводить моделирование радиоизлучения от ШАЛ во всем диапазоне энергий космических лучей.

В диссертации реализуется и апробируется одна из таких методик на базе монте-карловского моделирования ШАЛ в рамках кода EGSnrc [5].

Целью диссертационной работы является разработка методики, позволяющей за разумное время моделировать радиоизлучение ШАЛ с энергией выше $5 \cdot 10^{16}$ эВ, а также выяснение перспектив практического использования радиоизлучения ШАЛ – какие параметры ШАЛ и с какой точностью можно восстанавливать из данных по радиоизлучению.

В диссертации получены следующие результаты:

- Реализован строгий микроскопический подход, в рамках которого радиоизлучение вычисляется от индивидуальных частиц ШАЛ. Результаты, полученные с применением этого подхода, могут быть использованы для верификации приближенных подходов к расчету радиоизлучения ШАЛ.
- Развита макроскопический подход, базирующийся на микроскопических функциях источника – электрическом токе и кривизне фронта ШАЛ. Названные функции находятся монте-карловским моделированием ливней, а радиоизлучение – численным интегрированием уравнений Максвелла

по этим функциям. Разработанный подход позволяет на несколько порядков сократить время вычисления радиоизлучения от ШАЛ.

- Установлено, что для расчета пространственного распределения главной компоненты радиоизлучения, связанной с поляризацией ШАЛ в геомагнитном поле, на расстояниях $< 300\text{--}400$ м и частотах $10\text{--}100$ МГц необходимо знать следующие характеристики ливня, являющиеся функциями глубины: вектор полного (перпендикулярного оси ливня) тока, среднеквадратичный радиус пространственного распределения этого тока и параметр, характеризующий кривизну фронта ШАЛ.
- В рамках надежной вычислительной схемы рассчитаны такие характеристики радиоизлучения ШАЛ с энергией $E_0 = 10^{12}\text{--}10^{17}$ эВ как пространственное распределение на расстояниях до 1 км от оси ШАЛ в интервале $40\text{--}80$ МГц, поляризация и частотный спектр в диапазоне 10 кГц– 10 ГГц. Из полученных результатов следует, что оптимальным для регистрации когерентного радиоизлучения ШАЛ является диапазон частот $10\text{--}100$ МГц, а размер экспериментальных установок, регистрирующих радиоизлучение, должен быть не меньше 300×300 м.
- В рамках адекватного подхода к расчету радиоизлучения исследована корреляция функции пространственного распределения (ФПР) радиоизлучения в интервале частот $40 \leq \nu \leq 80$ МГц с продольным развитием ливня, образованного первичным фотоном с энергией в интервале $E_0 = 10^{14}\text{--}10^{17}$ эВ. В случае вертикальных ливней неопределенность восстановления энергии первичной частицы по радиоизлучению минимальна в районе $50\text{--}100$ м и не превышает 5% , а неопределенность восстановления глубины максимума ШАЛ составляет $15\text{--}20$ г/см².

Научная новизна работы

В диссертации развит наиболее строгий в настоящее время подход к расчету радиоизлучения атмосферных ливней.

Впервые, в рамках монте-карловского моделирования ливней и точной вычислительной схемы расчета поля, установлена количественная связь ФПР радиоизлучения с энергией и положением максимума атмосферных ливней, образованных первичным фотоном.

Впервые установлено, что в диапазоне 10–100 МГц вклад частиц с энергией ниже черенковского порога составляет 20–30%. Тем самым показано, что радиоизлучение ШАЛ существенно отличается от излучения Вавилова–Черенкова, регистрируемого от тех же ливней в оптическом диапазоне длин волн.

Вклад автора

- Созданы программы для расчета радиоизлучения ШАЛ в рамках двух подходов: монте-карловский расчет радиоизлучения от отдельных частиц ШАЛ и решение уравнений Максвелла в представлении ливня как непрерывной системы токов.
- Проведен расчет радиоизлучения ШАЛ, образованного фотоном с энергией в диапазоне от 10^{12} до 10^{17} эВ.
- Выявлена и изучена связь ФПР радиоизлучения с энергией и положением максимума ШАЛ.
- Все публикации подготовлены автором.

Практическая значимость

Полученные результаты и разработанные методики расчета радиоизлучения ШАЛ сверхвысоких энергий могут быть использованы для анализа данных как проводимых в настоящее время [3,4], так и будущих экспериментов по регистрации радиоизлучения атмосферных ливней, а также как база для проведения расчетов в области предельно высоких энергий (выше 10^{19} эВ).

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на научных семинарах НИИЯФ МГУ и Ломоносовских чтениях 2006–2008 гг., а также на следующих конференциях:

1. International Workshop on Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities, May 17-19, 2005, DESY, Zeuthen, Germany;
2. 29th International Cosmic Ray Conference, August 3-10, 2005, Pune, India;
3. 30th International Cosmic Ray Conference, July 3-11, 2007, Merida, Mexico;
4. 1th Extensive Air Shower Radio Theory Meeting, September 10-12, 2007, Forschungszentrum Karlsruhe, Germany;
5. 30-я Всероссийская конференция по космическим лучам, С.-Петербург, 2-7 июля, 2008.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 5 статей в журналах и 2 доклада в трудах конференций. Список статей приведен в конце автореферата.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы; содержит 60 рисунков и 2 таблицы; список литературы включает 83 наименования. Объем диссертации – 135 страниц.

Во **введении** обосновывается актуальность темы, формулируются основные цели, новизна работы, а также перечисляются выносимые на защиту положения.

В **первой главе** кратко описываются основные принципы монте-карловского моделирования движения заряженных частиц в среде и на их основе выводятся общие требования, которым должна удовлетворять микроскопическая схема расчета радиоизлучения.

Как правило, в рамках метода Монте-Карло [6] движение частицы в среде представляет собой последовательность прямолинейных движений $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'$ с постоянной скоростью \mathbf{u} (треки) и мгновенных ($\mathbf{r}' = \mathbf{const}$) изменений скорости $\mathbf{u} \rightarrow \mathbf{u}'$ (изломы):

$$\Sigma_N = \underbrace{(\mathbf{r}_1, \mathbf{0} \rightarrow \mathbf{u}_1)}_{\text{рождение}} + \dots + \underbrace{(\mathbf{r}_s \rightarrow \mathbf{r}_{s+1}, \mathbf{u}_s)}_{\text{прямолинейное движение}} + \underbrace{(\mathbf{r}_{s+1}, \mathbf{u}_s \rightarrow \mathbf{u}_{s+1})}_{\text{отклонение}} + \dots + \underbrace{(\mathbf{r}_{N+1}, \mathbf{u}_N \rightarrow \mathbf{0})}_{\text{гибель}}. \quad (1)$$

В соответствии с (1) электрическое поле \mathbf{E} , создаваемое заряженной частицей, есть «сумма по трекам» плюс «сумма по изломам»:

$$\mathbf{E}(\Sigma_N) = \mathbf{E}^{(T)}(\Sigma_N) + \mathbf{E}^{(K)}(\Sigma_N),$$

$$\mathbf{E}^{(T)}(\Sigma_N) = \sum_{s=1}^N (\mathbf{r}_s \rightarrow \mathbf{r}_{s+1}, \mathbf{u}_s), \quad \mathbf{E}^{(K)}(\Sigma_N) = \sum_{s=0}^N (\mathbf{r}_{s+1}, \mathbf{u}_s \rightarrow \mathbf{u}_{s+1}),$$

где \mathbf{u}_0 и \mathbf{u}_{N+1} равны $\mathbf{0}$.

Общие требования, которым должна удовлетворять схема расчета электромагнитного поля от частиц, моделируемых методом Монте-Карло [6], заключаются в следующем:

С1. Поле излучения не должно зависеть от величины шага траектории частицы. Достаточным условием для этого является требование когерентности излучения на каждом шаге.

С2. В методе Монте-Карло каждый излом траектории ($\mathbf{r}_s, \mathbf{u}_{s-1} \rightarrow \mathbf{u}_s$) представляет собой «локализованный» результат **многих** взаимодействий (т.е. таких же изломов) на шаге ($\mathbf{r}_s \rightarrow \mathbf{r}_{s+1}, \mathbf{u}_s$). Поэтому, с физической точки зрения, важным оказывается ответить на вопрос: верно ли, что оба эти события тождественны в смысле

$$\mathbf{E}(\Sigma_N) \approx \mathbf{E}^{(T)}(\Sigma_N) \quad \text{или} \quad \mathbf{E}(\Sigma_N) \approx \mathbf{E}^{(K)}(\Sigma_N)?$$

С3. В методе Монте-Карло моделирование частиц происходит до определенной пороговой энергии E_{cut} , по достижении которой частица удаляется

из ливня. Порог E_{cut} надо выбрать таким, чтобы изъятие частицы из ливня было неотличимо от ситуации, в которой происходит внезапная ее остановка.

С4. Поскольку ни в одном современном монте-карловском коде, моделирующем ШАЛ на уровне отдельных частиц, ускорение частицы «не дано» (оно просто не рассчитывается), электрическое поле должно быть выражено в терминах только \mathbf{r} и \mathbf{u} .

Во **второй главе** описывается расчет радиоизлучения от ШАЛ.

В волновой зоне фурье-компонента электрического поля \mathbf{E}_ω , создаваемая данной системой токов \mathbf{j} [7], равна

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{x}) = \frac{i\omega}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int \mathbf{j}_{\perp\omega}(\mathbf{x}') \frac{e^{ik\cdot\mathbf{r}}}{r} d\mathbf{x}', \quad (2)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, c – скорость света в вакууме, \mathbf{k} – волновой вектор, направленный от элемента $d\mathbf{x}'$ излучающей системы к точке наблюдения \mathbf{x} , $\mathbf{j}_{\perp\omega} = -[\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{j}_\omega]]/|\mathbf{k}|^2$ и r – расстояние от $d\mathbf{x}'$ до \mathbf{x} .

Интеграл (2) вычислялся в рамках двух представлений ливня – как системы отдельных частиц (микроскопический подход) и как непрерывной системы токов (макроскопический подход).

В микроскопическом подходе поле радиоизлучения вычислялось от индивидуальных частиц ливня, а суммирование проводилось по прямолинейным трекам, на которые разбивалась траектория каждой частицы. В приближении Фраунгофера для частицы с зарядом e , движущейся с постоянной скоростью \mathbf{u} по траектории $\xi(t) = \xi_0 + \mathbf{u}(t - t_0)$, из (2) получаем:

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{x}) = \frac{e}{8\pi^2\epsilon_0 c} \frac{e^{ikR}}{R} e^{i\omega(t_0 - n\mathbf{e}_R \cdot \xi_0/c)} \left(\frac{e^{i\omega\Delta t(1 - n\mathbf{e}_R \cdot \boldsymbol{\beta})} - 1}{1 - n\mathbf{e}_R \cdot \boldsymbol{\beta}} \right) \boldsymbol{\beta}_\perp, \quad (3)$$

где Δt – время движения частицы, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{u}/c$, $\boldsymbol{\beta}_\perp = -[\mathbf{e}_R \times [\mathbf{e}_R \times \boldsymbol{\beta}]]$ – нормальная составляющая вектора $\boldsymbol{\beta}$ к направлению наблюдения, $\mathbf{e}_R = \mathbf{R}/R$, R – расстоя-

ние между частицей в момент времени t_0 и точкой наблюдения \mathbf{x} , n – показатель преломления воздуха.

Макроскопический расчет сводился к численному интегрированию (2). В предположении, что на частотах < 100 МГц распределением тока $\mathbf{j}(\mathbf{x}')$ по энергии частиц и толщиной ШАЛ можно пренебречь, из (2) имеем:

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{x}) = \frac{i\omega}{8\pi^2\varepsilon_0c^2} \iint \frac{\mathbf{j}_\perp(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)}{r} e^{i\omega t(1-n\mathbf{k}\cdot\mathbf{s}/k)} e^{-i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}_\perp} e^{-i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\zeta}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)} d\boldsymbol{\rho}_\perp dt, \quad (4)$$

$$\mathbf{j}_\perp(t, \boldsymbol{\rho}_\perp) = -\frac{1}{k^2} [\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{j}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)]],$$

где r – расстояние между элементом тока $\mathbf{j}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)d\boldsymbol{\rho}_\perp$ и точкой наблюдения \mathbf{x} в момент времени t , $d\boldsymbol{\rho}_\perp = \rho_\perp d\rho_\perp d\phi$, ρ_\perp и ϕ – полярные координаты элемента тока $\mathbf{j}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)d\boldsymbol{\rho}_\perp$, \mathbf{s} – единичный вектор, параллельный оси ливня, $\boldsymbol{\zeta}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)$ – кривизна фронта ШАЛ.

В отличие от суммы выражений типа (2) число элементов интегрирования в (4) не зависит от энергии ШАЛ и определяется только точностью вычисления интеграла, что дает колоссальный выигрыш во времени моделирования радиоизлучения. Напряженность поля, рассчитанная в рамках микроскопической схемы, была принята в качестве «точного решения», с которым сравнивались результаты макрорасчета в том интервале энергий ШАЛ, где это было возможно. Таким путем верифицировалась справедливость допущений, принятых в макроскопической схеме вычисления радиоизлучения.

В **третьей** главе описываются условия моделирования ШАЛ и исследуются вопросы устойчивости микроскопической схемы расчета радиоизлучения.

Монте-карловское моделирование ШАЛ проводилось для электроно-фотонной компоненты в рамках программы EGSnrc [5]. В качестве первичной частицы выбирался фотон. Величина и направление геомагнитного поля соответствуют значениям этих параметров в месте проведения эксперимента LOPES [4]. Основная масса расчетов радиоизлучения ШАЛ также была

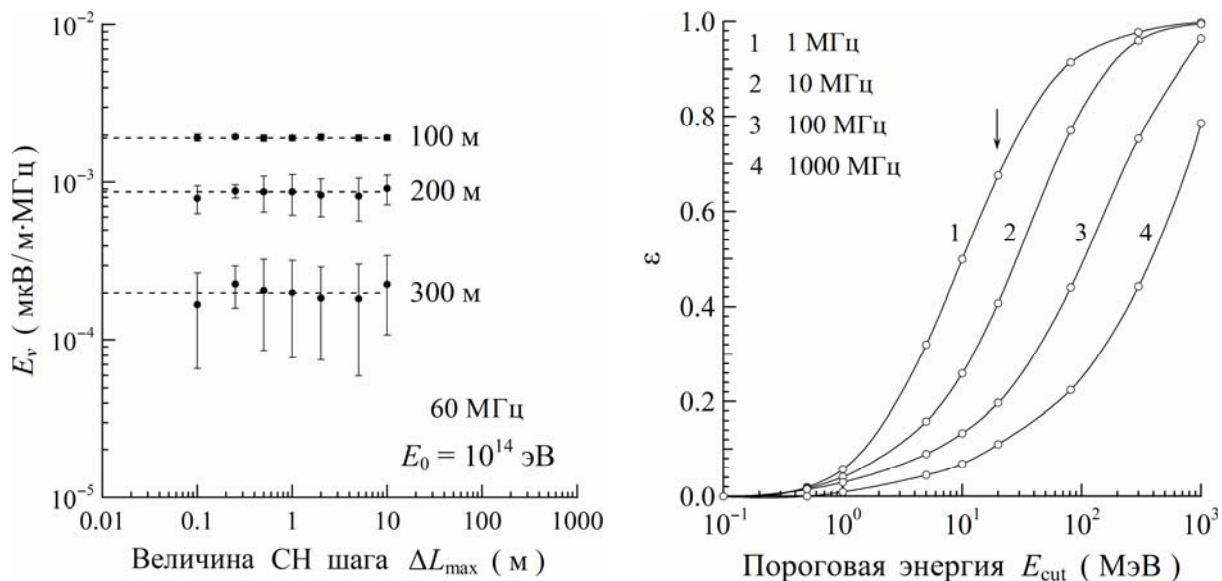


Рис. 1. **Левый рисунок:** Зависимость поля радиоизлучения на частоте 60 МГц, создаваемого вертикальным ШАЛ с энергией $E_0 = 10^{14}$ эВ, от величины шага ΔL_{\max} . Рядом с точками отмечены расстояния от оси ливня. Статистика – 10 ливней. **Правый рисунок:** Вклад электронов и позитронов с энергией ниже E_{cut} в поле радиоизлучения (E_v), создаваемого вертикальным ШАЛ с энергией $E_0 = 10^{15}$ эВ на расстоянии 100 м от его оси. $\varepsilon = (E_v(>100 \text{ кэВ}) - E_v(>E_{\text{cut}}))/E_v(>100 \text{ кэВ})$. Стрелкой показан черенковский порог для электронов на уровне моря

выполнена в частотном диапазоне LOPES (40–80 МГц). Для моделирования ливней с энергиями 10^{12} – 10^{17} эВ была осуществлена модификация программы EGSncs, изначально рассчитанной только на диапазон $< 10^{12}$ эВ [5].

Главными артефактами монте-карловского моделирования ливня являются пороговая энергия E_{cut} , до которой проводится моделирование судьбы частицы, и верхнее ограничение на величину прямолинейного шага траектории ΔL_{\max} . Чувствительность радиоизлучения к изменению этих двух параметров была исследована для энергий $E_0 \leq 10^{15}$ эВ (см. рис.1). Принятые значения: $\Delta L_{\max} = 1$ м и $E_{\text{cut}} = 100$ кэВ.

Из рис.1 также видно, что вклад частиц с энергией ниже черенковского порога $E_C \approx 0.511/(2(n-1))^{1/2}$ МэВ (≈ 20 МэВ на уровне моря) в поле радиоизлучения значителен. В частности, в диапазоне частот экспериментов [3,4] этот вклад достигает 20–30%. Физическая причина этого состоит в том, что в атмосфере Земли когерентная длина (или длина формирования) радиоизлучения превышает радиационную длину (≈ 300 м на уровне моря) [8].

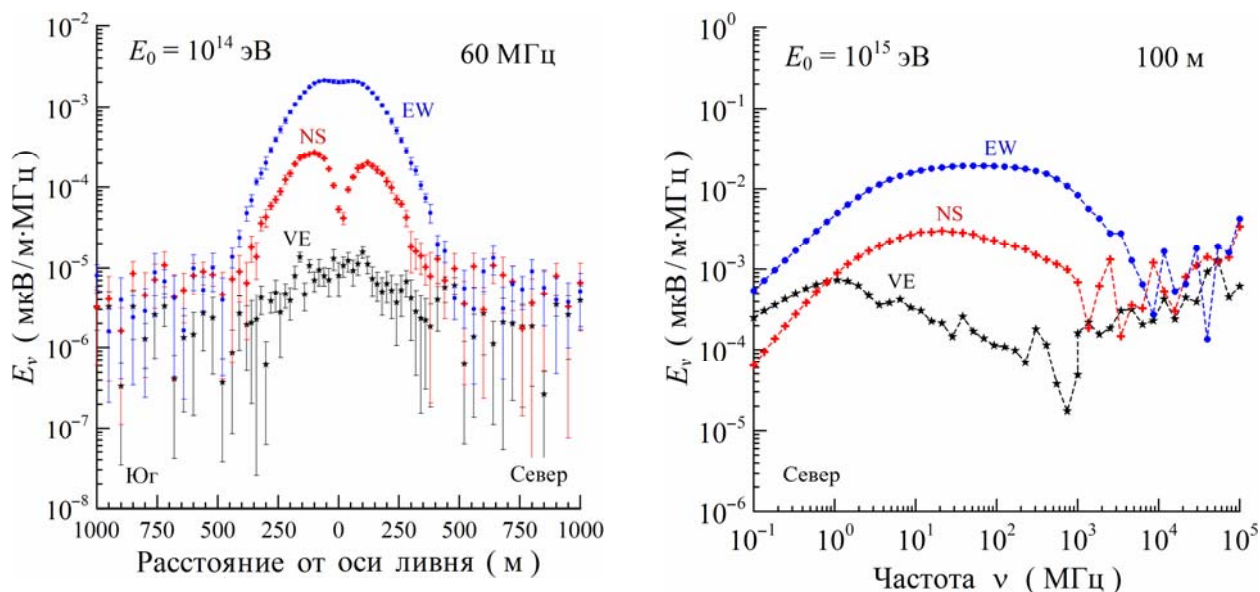


Рис. 2. Левый рисунок: Пространственное распределение радиоизлучения от вертикального ливня с энергией $E_0 = 10^{14}$ эВ. Проекция поля на направления: NS – север-юг, EW – восток-запад, VE – вертикальное направление (ось ливня). Статистика – 10 ливней. Правый рисунок: Частотный спектр радиоизлучения от вертикального ливня с энергией $E_0 = 10^{15}$ эВ. Статистика – 1 ливень

В четвертой главе обсуждаются общие характеристики (пространственное распределение, поляризация и частотный спектр) радиоизлучения ШАЛ, полученные в ходе микроскопического расчета при энергиях $\leq 10^{15}$ эВ, исследуется вопрос об относительной роли геомагнитного поля и электронного избытка в образовании радиоизлучения, а также чувствительность радиополя к флуктуациям коэффициента преломления воздуха.

На рис.2 представлена ФПР радиоизлучения на частоте 60 МГц для вертикального ливня с $E_0 = 10^{14}$ эВ. Как видно, на малых расстояниях от оси ФПР главной компоненты поля E_{EW} (проекция в направлении «восток-запад») меняется слабо, образуя плато с небольшим максимумом. В промежутке расстояний $100 < R < 300$ м поле быстро падает, однако при $R > 300$ –500 м спад замедляется, а флуктуации резко возрастают. Таким образом, для вертикальных ШАЛ «нормальная» ширина ФПР радиоизлучения ~ 600 м. Как показывается в

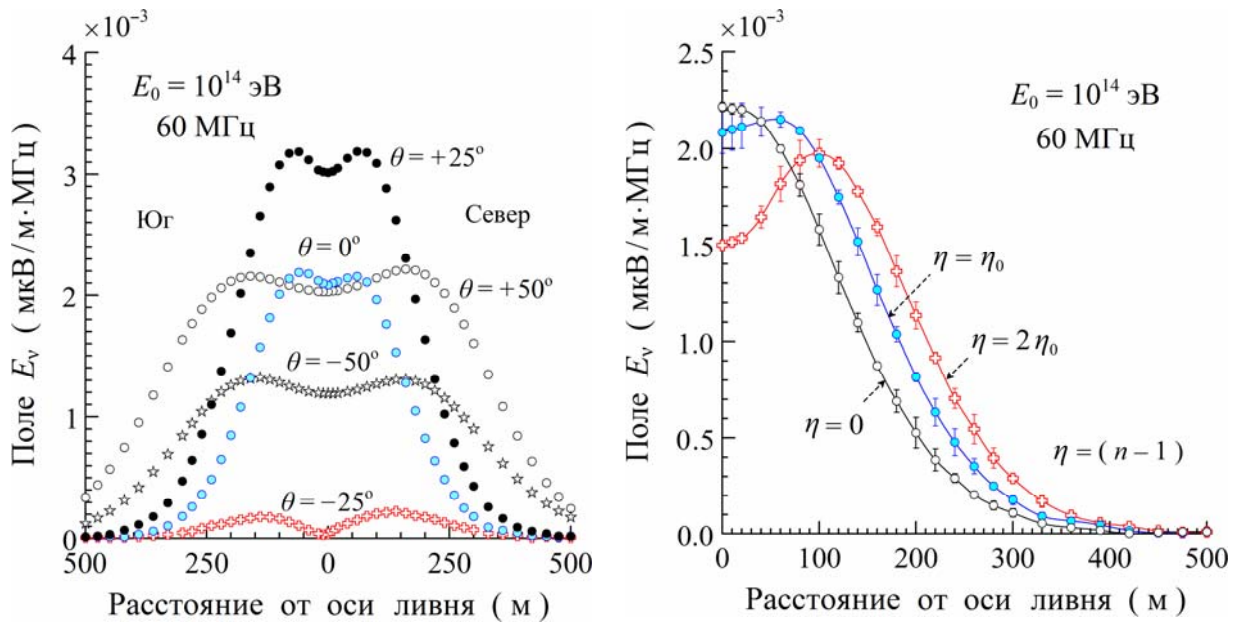


Рис. 3. **Левый рисунок:** Пространственное распределение радиоизлучения (полное поле) на частоте 60 МГц от ливней с энергией $E_0 = 10^{14}$ эВ и различными зенитными углами прихода θ . Положительные и отрицательные θ означают ливни, идущие соответственно с севера и юга. Для каждого θ статистика – 6 ливней. **Правый рисунок:** Пространственное распределение радиоизлучения (полное поле) в направлении на север на частоте 60 МГц. Исследуется чувствительность радиополя к вариациям коэффициента преломления земной атмосферы: $\eta_0 = (n - 1)$, где n – нормальный коэффициент преломления. Для каждой кривой статистика – 3 ливня

пятой главе, именно эта область (плато + область быстрого спада поля) важна для восстановления энергии и положения максимума ШАЛ.

На том же рис.2 показан частотный спектр радиоизлучения от вертикального ливня с энергией $E_0 = 10^{15}$ эВ. Видно, что, поскольку амплитуда радиоизлучения максимальна в диапазоне ≈ 10 –100 МГц, интервал 30–80 МГц, используемый в экспериментах [3,4], выбран вполне удачно.

В общем случае наклонных ливней поляризация, амплитуда и топология ФПР радиоизлучения существенно зависят от геомагнитного угла прихода ШАЛ α_B (рис.3). При малых углах $\alpha_B < 3$ –5° (ось ливня почти параллельна магнитному полю Земли), поляризация радиоизлучения – радиальная (вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} перпендикулярен направлению оси ливня \mathbf{s}), а пространственное распределение радиоизлучения имеет глубокий минимум в районе оси. В этом случае радиоизлучение обусловлено избытком

электронов в ШАЛ [1] (рис.3). При бóльших углах α_B механизм поляризации ШАЛ в магнитном поле Земли становится доминирующим [2]: вектор поля \mathbf{E} направлен преимущественно по силе Лоренца $\mathbf{F}_L \sim [\mathbf{s} \times \mathbf{B}]$ (\mathbf{B} – вектор магнитного поля Земли) на всех направлениях наблюдения.

Как известно, при регистрации излучения Вавилова–Черенкова атмосферных ливней одним из источников неопределенности восстановления параметров ШАЛ являются флуктуации величины коэффициента преломления земной атмосферы n (связанные главным образом с сезонными вариациями «зима–лето» плотности воздуха, на средних широтах $\sim 10\%$). Из рис.3 видно, что в случае радиоизлучения «потенциальная» неопределенность, возникающая при анализе экспериментальных данных за счет годичных флуктуаций коэффициента преломления, также $\sim 10\%$. В действующих экспериментах [3,4], однако, ошибки измерения поля радиоизлучения достигают 20–40%, что делает, по видимому, учет сезонных вариаций n преждевременным.

В **пятой главе** рассматриваются различные методики монте-карловского моделирования радиоизлучения ШАЛ при энергиях выше 10^{15} эВ. С их помощью исследуется корреляция радиоизлучения с энергией и положением максимума ливней, образованных фотонами с энергиями 10^{14} – 10^{17} эВ.

Серьезным недостатком микроскопической схемы расчета радиоизлучения является рост времени вычислений с ростом энергии ШАЛ E_0 : начиная с $E_0 \sim 10^{14}$ – 10^{15} эВ, это время становится слишком велико. Указанный предел далек не только от области предельно высоких энергий $E_0 \sim 10^{20}$ эВ, но и от нижнего энергетического порога регистрации радиосигналов от ШАЛ $E_0 \sim 5 \cdot 10^{16}$ эВ [3,4].

Традиционным средством повышения энергии монте-карловского моделирования ШАЛ является сегодня техника прореживания ливня [9]. Влияние прореживания ШАЛ на рассчитываемое от него радиоизлучение было исследовано для вертикальных ливней с энергиями 10^{12} – 10^{15} эВ на расстояниях до 1000 м от оси и на частотах от 10 до 100 МГц. Было показано, что при выборе опти-

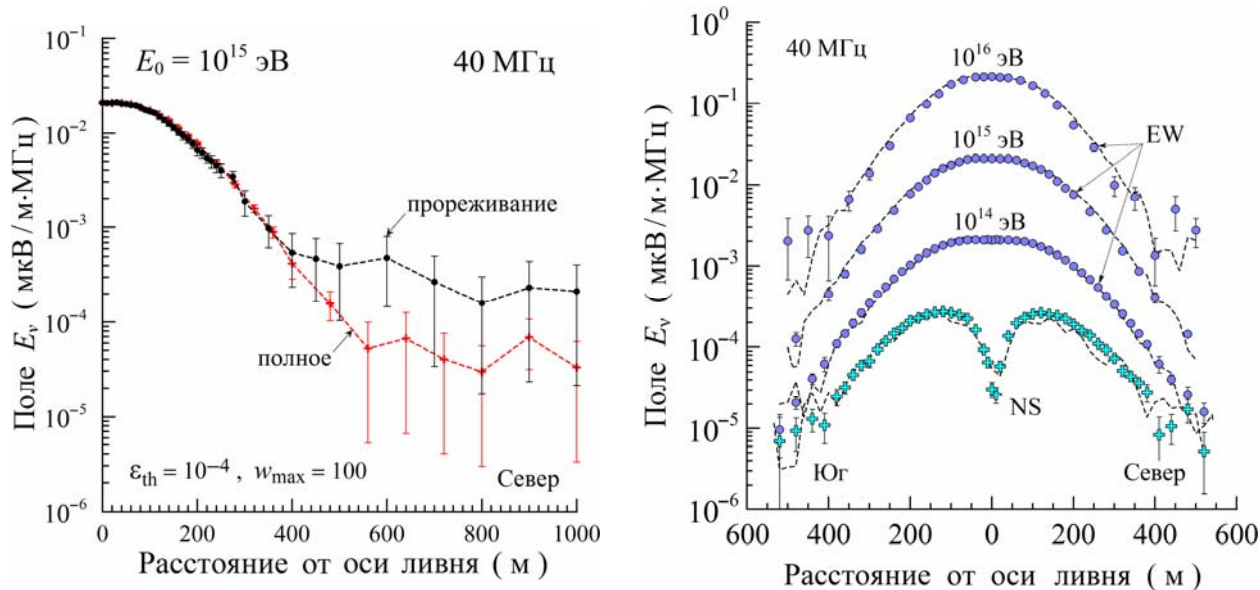


Рис. 4. **Левый рисунок:** «Полное» и «прореживание» – результаты расчета радиоизлучения соответственно без (статистика – 3 ливня) и с (статистика – 10 ливней) использованием опции прореживания ливня ($\varepsilon_{th} = E_{th}/E_0$, где E_0 – энергия первичной частицы и E_{th} – энергия, с которой запускается процесс прореживания). **Правый рисунок:** Сравниваются результаты микроскопического (кружки и кресты) и макроскопического (пунктир) расчетов радиоизлучения. В случае ливня с $E_0 = 10^{15}$ эВ при работе 30-ти процессоров (AMD 2GHz) моделирование радиоизлучения в рамках микро-подхода заняло один месяц, а макро-расчет (по известным функциям $\mathbf{j}(t, \mathbf{\rho}_\perp)$ и $\zeta(t, \mathbf{\rho}_\perp)$) – примерно 1 минуту на одном процессоре.

мального ограничения на максимальный статистический вес $w_{max} \approx \langle w \rangle$, где $\langle w \rangle$ – средний по глубине статистический вес частиц, в диапазоне расстояний $< 300\text{--}400$ м прореживание позволяет сократить время моделирования радиоизлучения в $10^2\text{--}10^3$ (см. рис.4).

Другой способ повысить энергию моделирования радиоизлучения ШАЛ – проведение макроскопического расчета по формуле (4). Результаты макроскопического расчета радиоизлучения на частоте 40 МГц от вертикальных ШАЛ с энергиями $E_0 = 10^{14}$, 10^{15} и 10^{16} эВ представлен на рис.4, где они сравнивается с расчетом, выполненным в рамках микроскопического подхода. Как видно, согласие – хорошее, что, в частности, подтверждает справедливость принятых в записи (4) допущений (пренебрежение толщиной ливня и распределением функций источника \mathbf{j} и ζ по энергии частиц).

Макроскопический подход открывает две возможности проводить расчеты радиоизлучения в области предельно высоких энергий ШАЛ: экстраполяция функций источника $\mathbf{j}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)$ и $\boldsymbol{\zeta}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)$ или нахождение $\mathbf{j}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)$ и $\boldsymbol{\zeta}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)$ путем решения каскадных уравнений. И то и другое, однако, достаточно трудно, поскольку $\mathbf{j}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)$ и $\boldsymbol{\zeta}(t, \boldsymbol{\rho}_\perp)$ являются функциями трех переменных. В этой связи крайне важным оказывается вопрос об истинной размерности задачи расчета радиоизлучения ШАЛ на частотах $\sim 10\text{--}100$ МГц.

В диссертации показывается, что для расчета главной компоненты радиоизлучения, связанной с поляризацией ШАЛ в геомагнитном поле, в указанном интервале частот необходимо знать всего три характеристики ливня, являющиеся функциями глубины: вектор полного (перпендикулярного оси ливня) тока j_\perp , среднеквадратичный радиус пространственного распределения этого тока a и параметр ζ_1 , характеризующий кривизну фронта ШАЛ:

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{x}) \approx -\frac{i\omega}{8\pi^2\epsilon_0c^2} \frac{1}{k^2} \int \left(1 + \frac{n^2\omega^2\zeta_1'^2 a^2}{2c^2}\right)^{-1/2} [\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{j}_\perp]] \frac{e^{i\omega t(1-n\mathbf{k}\cdot\mathbf{s}/k)}}{r} dt, \quad (5)$$

$$\mathbf{j}_\perp(t) = \int \mathbf{j}_\perp(t, \rho_\perp) \rho_\perp d\rho_\perp.$$

где $\zeta_1'(t) = \zeta_1(t)\cos\theta$ и θ – угол между осью ливня и направлением наблюдения в момент времени t . В диапазоне частот 30–80 МГц и на расстояниях $< 300\text{--}400$ м погрешность формулы (5) не превышает 5%.

Для вертикальных ливней одна из возможных параметризаций промоделированного в диапазоне энергий $E_0 = 10^{13}\text{--}10^{17}$ эВ, на расстояниях $R < 500$ м и частотах $40 \leq \nu \leq 80$ МГц среднего значения главной компоненты радиоизлучения E_{EW} дается следующей формулой:

$$E_{\text{EW}} = 2.0 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_0}{10^{15} \text{ эВ}}\right)^{(1.00 \pm 0.02)} \left(\exp\left(-\frac{R^2}{R_{\text{EW}}^2(E_0, \nu)}\right) + (1.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \right) \text{ мкВ/м} \cdot \text{МГц}, \quad (6)$$

$$R_{\text{EW}}(E_0, \nu) = \left(246 - 1.23 \frac{\nu}{1 \text{ МГц}} + \left(0.09 \frac{\nu}{1 \text{ МГц}} - 13.95 \right) \ln \frac{E_0}{10^{15} \text{ эВ}} \right) \text{ м}.$$

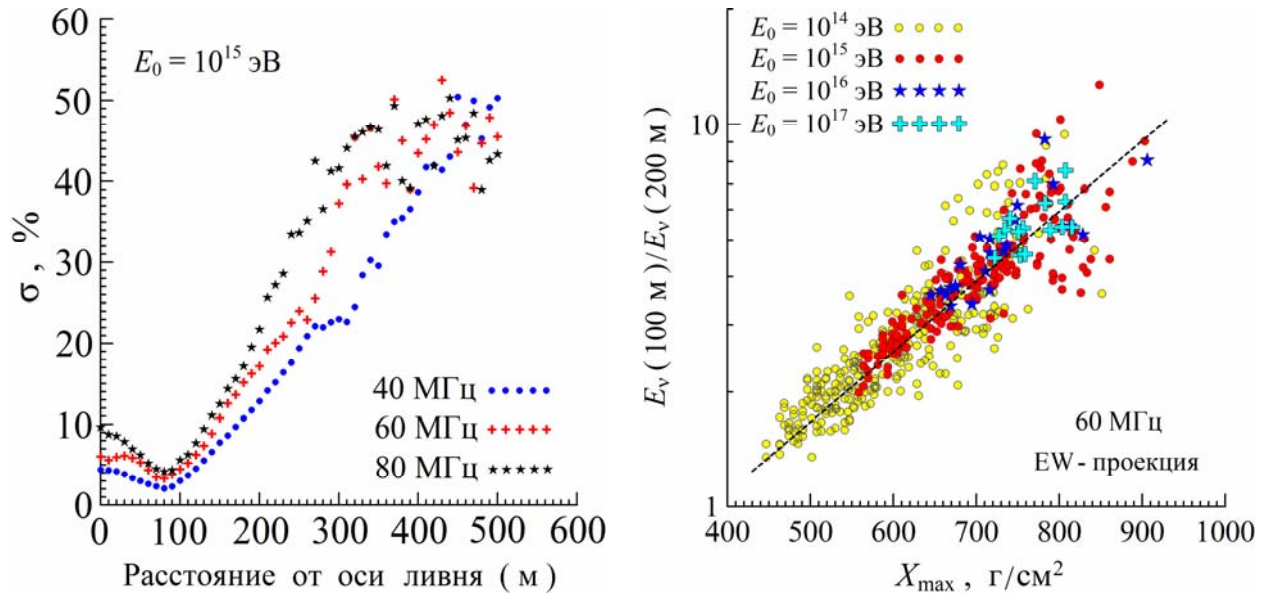


Рис. 5. Левый рисунок: Параметр σ в аппроксимации по Гауссу ($\sim \exp(-x^2/\sigma^2)$) распределения амплитуд радиоизлучения как функция расстояния от оси (вертикального) ШАЛ. **Правый рисунок:** Параметр $Q = E_v(100\text{м})/E_v(200\text{м})$ на частоте 60 МГц как функция положения максимума X_{max} вертикальных ливней с энергией $E_0 = 10^{14}-10^{17}$ эВ

Как видно из (6), на малых расстояниях от оси ($R < 100$ м) амплитуда поля растет линейно с энергией E_0 .

Из (5) следует, что, поскольку профиль тока $j_{\perp}(X)$ повторяет профиль кривой полного числа частиц в ливне $N(X)$, а функции $a(X)$ и $\zeta_1(X)$ в значительно меньшей степени зависят от глубины, чем $j_{\perp}(X)$, при решении обратной задачи по данным о радиоизлучении ШАЛ возможно восстановление $N(X)$, т.е. энергии и положения максимума ливня.

При сравнении ФПР радиоизлучения от индивидуальных ШАЛ было обнаружено, что наименее чувствительным к флуктуациям в продольном развитии вертикальных ливней является район расстояний $R \sim 100$ м (см. рис.5). Независимо от энергии ливня E_0 , величина флуктуаций радиоизлучения здесь минимальна и составляет $\sigma \approx 5\%$. На оси ШАЛ и в диапазоне расстояний $R \sim 100-300$ м поле в значительно большей степени коррелирует с глубиной максимума лив-

ня X_{\max} . Связь параметра $Q = E_{\nu}(100 \text{ м})/E_{\nu}(200 \text{ м})$ на частоте 60 МГц с глубиной X_{\max} представлена на рис.5, причем:

$$X_{\max}(\text{Г/см}^2) = A(\nu)(\ln Q + B(\nu)),$$
$$A(\nu) \approx 491 - 5.92\nu + 2.77 \cdot 10^{-2}\nu^2, \quad B(\nu) \approx 5.33 \cdot 10^{-1} + 1.75 \cdot 10^{-2}\nu. \quad (7)$$

где $40 \leq \nu \leq 80$ МГц и ν – частота в МГц.

В заключении приводятся основные результаты и выводы диссертационной работы.

Основные материалы диссертации опубликованы в следующих работах:

- R. ENGEL, N.N. KALMYKOV, A.A. KONSTANTINOV. “Simulation of Cherenkov and Synchrotron Radio Emission in EAS”. Proc. 29th ICRC. Pune. 2005. 6. P. 9–12.
- N.N. KALMYKOV, A.A. KONSTANTINOV, R. ENGEL. “EAS radio emission characteristics in the framework of the excess charge and synchrotron mechanisms”. Nucl. Phys. B. 2006. 151. P. 347–350.
- R. ENGEL, N.N. KALMYKOV, A.A. KONSTANTINOV. “Simulation of radio signals from 1-10 TeV air showers using EGSnrc”. Intern. J. Mod. Phys. A. 2006. 21. P. 65–69.
- Н.Н. Калмыков, А.А. Константинов, Р. Энгель. “Моделирование черенковского и геосинхротронного радиоизлучения атмосферных ливней с энергией 1 и 10 ТэВ”. Вестн. Мос. Унив. 2006. 5. С. 14–17.
- Н.Н. Калмыков, А.А. Константинов, Р. Энгель. “Моделирование радиоизлучения атмосферных ливней сверхвысоких энергий”. Вестн. Мос. Унив. 2007. 4. С. 67–68.
- N.N. KALMYKOV, A.A. KONSTANTINOV, R. ENGEL. “Calculation of Radio Emission from High Energy Air Showers”. Proc. 30th ICRC. Merida. 2007. 4. P. 633–636.
- Н.Н. Калмыков, А.А. Константинов, Р. Энгель. “Макроскопический расчет радиоизлучения атмосферных ливней”. Вестн. Мос. Унив. 2008. 4. С. 56–58.

Список цитируемой литературы:

1. Г.А. АСКАРЬЯН. “Избыточный отрицательный заряд электронно-фотонного ливня и когерентное радиоизлучение от него”. ЖЭТФ. 1961. **41**. С. 616–618.
2. F.D. KAHN, I. LERCHE. “Radiation from Cosmic Ray Air Showers”. Proc. Phys. Soc. A. 1966. **289**. P. 206–213.
3. D.A. ARDOUIN, A. BELLETOILE, D. CHARRIER *et al.* “Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the CODALEMA experiment”. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2005. **555**. P. 148–163.
4. A. NIGL, W.D. APEL, J.C. ARTEAGA *et al.* “Frequency spectra of cosmic ray air shower radio emission measured with LOPES”. Astropart. Phys. 2008. **26**. P. 807–817. // <http://www.lopes-project.org> .
5. I. KAWRAKOW, D.W.O. ROGERS. “The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport”. NRCC Report PIRS-701. 2002.
6. W.R. NELSON, A. RINDI. “Monte Carlo Transport of Electrons and Photons”. Plenum Press. New York, London. 1988.
7. В. ПАНОВСКИЙ, М. ФИЛИПС. “Классическая электродинамика”. ГИФМЛ, Москва. 1963.
8. И.М. ФРАНК. “Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории”. ИНФМЛ, Москва. 1988.
9. М. КОВАЛ. “A Thinning Method using Weight Limitation for Air-Shower Simulations”. Astropart. Phys. 2001. **15**. P. 259–273.

Константинов Андрей Алексеевич

Радиоизлучение широких атмосферных ливней как метод
регистрации космических лучей сверхвысоких энергий

Автореферат

Работа поступила в ОНТИ 02.02.2009

Тираж 100 экз.

Отпечатано в типографии КДУ

Тел./факс: (495) 939-57-32. E-mail: press@kdu.ru