

## ВОЗМОЖНО ЛИ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ЛУННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ “ЛОРД”?

Г. А. Гусев, Чжо Маунг

*Приведены результаты моделирования радиоизлучения каскадов от космических лучей ультравысоких энергий в лунном эксперименте “ЛОРД” с использованием циркулярно поляризованных антенн. Показано, что по характеристикам радиоизлучения, вызываемого каскадами от протонов и ядер железа в лунном реголите и выходящего в вакуум, различить эти каскады в области первичных энергий более  $10^{20}$  эВ невозможно.*

**Ключевые слова:** каскад, космические лучи, химический состав, излучение Вавилова–Черенкова, ультравысокие энергии, нейтрино, лунный реголит.

В настоящее время радиометод регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий (КЛУВЭ и НУВЭ) довольно успешно развивается (см., напр., [1]). Одна из интересных возможностей состоит в том, чтобы использовать Луну как мишень для регистрации космических частиц радиометодом с помощью орбитальных [2, 3] радиоволновых телескопов. В недалёком будущем планируется эксперимент “ЛОРД” (Лунный Орбитальный Радиоволновой Детектор) [2, 3], который позволит впервые оценить возможности новых космических технологий по сравнению с возможностями больших наземных установок. В настоящее время разрабатывается и конструируется реальная аппаратура для эксперимента “ЛОРД”, основные параметры которой, важные для моделирования, уже зафиксированы в контексте комплексного орбитального проекта “ЛУНАГЛОБ”.

В работе [4] было показано, что по радиосигналам возможно определять с некоторой точностью положение максимума широкого атмосферного ливня (ШАЛ) с тем, чтобы по этому параметру можно было различить ШАЛ, производимые протоном и более тяжёлыми ядрами. Естественно поставить этот вопрос и в условиях эксперимента

“ЛОРД”, этому и посвящена настоящая работа. Конечно, на первом этапе этого эксперимента мы будем располагать слишком ограниченной информацией о радиоизлучении каскада, чтобы уверенно говорить о возможности различения каскадов от протона и, например, от ядер железа, тем не менее, представляется интересным в рамках моделирования прямой задачи регистрации радиоизлучения от каскадов посмотреть, в какой мере это возможно или невозможно.

Моделирование эксперимента “ЛОРД” на основе метода Монте-Карло было проведено в работах [5, 6]. В частности, в работе [6] были даны формулы, которые позволяют провести моделирование регистрации частиц методом Монте-Карло, с учетом реальной диаграммы направленности (ДН), поляризации радиоизлучения и поляризации линейно-поляризованных антенн и попадания галактических шумов в боковые лепестки ДН. Это позволяет проследить основные особенности отклика реального детектора на излучение Вавилова–Черенкова, без учета которых решение многопараметрической обратной задачи восстановления энергии частицы будет содержать систематические ошибки. С другой стороны, это необходимо для оптимального выбора параметров аппаратуры в реальных условиях эксперимента.

В соответствии с соображениями, изложенными в [6], в настоящей работе мы проводим новое численное моделирование для широкополосной циркулярно поляризованной логопериодической спиральной антенны, которая реально будет использоваться в эксперименте. Это стало возможным, поскольку разработка и конструирование аппаратуры “ЛОРД” в настоящее время близки к завершению. Выбор циркулярной, а не линейной поляризации антенны [6] обусловлен как особенностями триггирования сигнала и требованием устойчивости регистрации излучения, так и конструкционными ограничениями используемой космической платформы. Еще одним преимуществом таких антенн является независимость амплитуды регистрируемого сигнала в обоих каналах от его линейной поляризации. Это связано с тем, что амплитуды лево- и правополяризованных компонент в  $\sqrt{2}$  раз меньше модуля сигнала и определяются только ДН антенны. Это и определяет устойчивость работы триггера, в отличие от триггера с линейно-поляризованными антеннами.

Пороги регистрации для поля излучения выбираются на уровне  $4\sigma$ , где  $\sigma$  есть среднеквадратичная амплитуда полного теплового шума системы, включающего температуру приемника  $T_{pr}$  (в основном, шумы антенного предусилителя) и эффективную температуру антенны  $T_{an}$  (с учетом ее ДН), которая, в свою очередь, включает тепловое излучение поверхности Луны, галактические шумы [7], солнечное радиоизлучение [8].

Для галактических шумов мы выбрали два варианта: больших и малых шумов согласно работе [6].

Согласно расчетам методом Монте-Карло радиоизлучения электромагнитных и адронных каскадов [2, 3, 5, 6], частотно-угловую зависимость фурье-компоненты напряженности поля излучения  $E_f$  в плотной среде вблизи черенковского угла  $\theta_C$  (где сосредоточена большая часть излучения) можно аппроксимировать выражением:

$$E_f(\theta_s, \varphi_n, \theta_n, W) = 0.5 \text{Norm} W \frac{f \exp[-\alpha(W)(\cos \theta_C - \cos \theta)^2]}{f_0 [1 + (f/f_0)^{1.44}]} \frac{T_s \sin \theta}{R_s \sin \theta_C}, \text{ мкВ/м/МГц}, \quad (1)$$

где

$$\text{Norm} \approx 0,232(\text{мкВ/ТэВ/МГц}), \quad f_0 \approx 3.3\text{ГГц}, \quad \alpha(W) = f^2(\text{ГГц}) \times [70 + 3.3 \ln(W(\text{ТэВ}))].$$

$$T_s(\theta_s) = \frac{2 \cos \theta_t}{n \cos \theta_t + \cos \theta_i}; \quad R_s(\theta_s) = (R_M \pm h) \sqrt{(1 + \cos^2 \theta_M - 2 \cos \theta_M \cos \theta_s)},$$

$$\sin \theta_t = \sin \theta_s (R_M + h) / R_s(\theta_s); \quad \sin \theta_i = n \sin \theta_s; \quad \cos \theta = -\cos \theta_n \cos \theta_s + \sin \theta_n \sin \theta_s \cos \varphi_n. \quad (2)$$

Здесь  $W$  – энергия первичной частицы,  $R_s(\theta_s)$  – расстояние от детектора (на высоте  $h$ ) до точки на поверхности,  $T_s(\theta_s)$  – коэффициент прохождения излучения при пересечении поверхности, а  $\theta_i$  и  $\theta_t$  – углы падения и преломления радиоволн на поверхности. Углы  $\theta_i$ ,  $\theta_t$ ,  $\theta$  выражаются через  $\theta_s$ ,  $\varphi_n$ ,  $\theta_n$  с помощью соотношений (2), где  $\theta$  – угол между нормалью, опущенной со спутника на поверхность Луны и радиусом, направленным из центра Луны в точку каскада,  $\theta_n$  – угол между нормалью к поверхности Луны и скоростью первичной частицы,  $\varphi_n$  – азимут каскада.

В эксперименте “ЛОРД” выбрана полоса частот регистрации 200–400 МГц. Для логопериодических спиралей ДН лишь приближённо не зависит от частоты в этой полосе, поэтому мы взяли среднюю по нескольким частотам ДН переднего лепестка и аппроксимировали её по методу наименьших квадратов, найдя её в виде следующей простой аналитической функции (в нашем случае ориентация антенны выбрана вдоль местной вертикали) надирного угла  $\theta_{nad}$ :

$$f(\theta_{nad}) = \cos^{3.4}(\theta_{nad}). \quad (3)$$

Далее, чтобы получить полное поле сигнала в полосе регистрации, выражение (1) следует проинтегрировать по частоте  $f$  регистрации, учтя главную экспоненциальную зависимость подынтегрального выражения от частоты, взяв по теореме о среднем для слабой зависимости знаменателя от частоты в формуле (1) среднее значение частоты в интервале частот. Тогда интегрирование может быть выполнено аналитически.

С помощью полученного выражения для электрического поля проводится расчёт электрического поля черенковского радиоизлучения для четырёх энергий  $10^{20}$ ,  $3 \cdot 10^{20}$ ,  $6 \cdot 10^{20}$ ,  $10^{21}$  эВ для протона и ядра железа. Мы полагаем, что каскад от ядра железа может рассматриваться как совокупность 56 каскадов от нуклонов с энергией в 56 раз меньше, чем энергия в случае каскада от первичного протона. Сначала мы рассчитываем амплитуду сигнала в случае протона и ядра железа для фиксированных углов падения частицы – угла места  $\theta_n = 90^\circ$  и азимута  $\varphi_n = 0^\circ$ , как функцию угла  $\theta_s$ , когда амплитуда сигнала максимальна. Затем при каждом указанном выше значении энергии каскада, и для данной высоты орбиты, и выбранного порога регистрации 100 мкВ находим такое значение угла  $\theta_s$ , при котором различие амплитуд сигналов от протона и ядра железа максимально (при условии, что превышен порог регистрации). По этим значениям в указанном диапазоне энергий строим графики зависимости амплитуды сигнала от энергии падающей частицы (каскада) для протона и для железа. Расчёт проводим для высоты орбиты спутника Луны 500 и 1000 км от поверхности Луны.

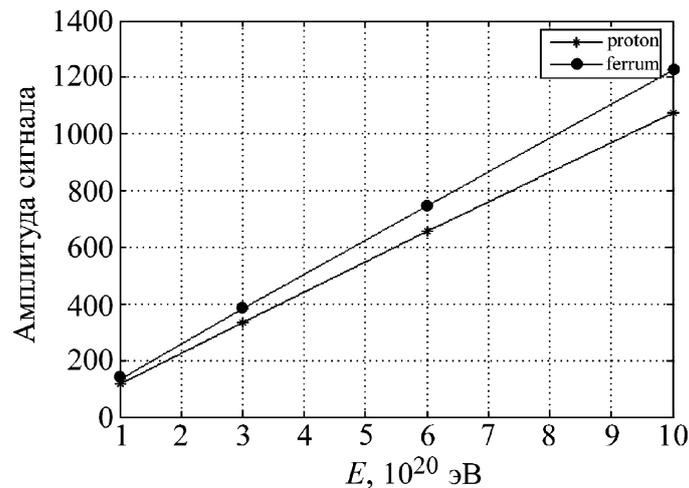


Рис. 1: Зависимости амплитуд полей сигналов для каскадов от протона и ядра железа от энергии первичного ядра для углов падения  $\theta_n = 90^\circ$ ,  $\varphi_n = 0^\circ$  и высоты спутника 500 км и полосы частот приёма 200–400 МГц.

Результат представлен на рис. 1, из которого видно, что с ростом энергии различие в электрических полях для каскадов от протонов и железа в абсолютных значениях увеличивается, но относительное различие уменьшается. Точно такой же расчёт проведен для углов падения первичной частицы  $\theta_n = 85^\circ$ ,  $\varphi_n = 20^\circ$ , результат представлен на рис. 2.

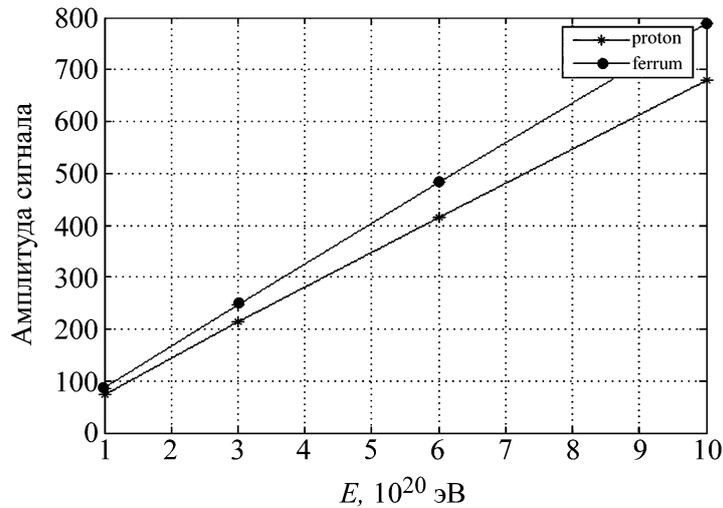


Рис. 2: Зависимости амплитуд полей сигналов для каскадов от протона и ядра железа от энергии первичного ядра для углов падения  $\theta_n = 85^\circ$ ,  $\varphi_n = 20^\circ$  и высоты спутника 500 км и полосы приёма 200–400 МГц.

Сравнение рисунков показывает, что условия для различения протонов и ядер железа с уменьшением угла места  $\theta_n$  и азимута  $\varphi_n$  улучшаются. Если относительная разность амплитуд сигналов от протонов и ядер железа составляет для энергии  $6 \cdot 10^{20}$  эВ около 15% (рис. 1), то рис. 2 для этой энергии даёт 45% прироста амплитуды сигнала для ядер железа по сравнению с протоном. При ещё больших отклонениях углов  $\theta_n$  и  $\varphi_n$  от  $90^\circ$  и  $0^\circ$  относительный прирост амплитуды сигнала будет ещё больше. Правда, при этом сам сигнал сильно уменьшается, так что это вряд ли может быть использовано практически, так как может реализоваться только для самых больших энергий, когда статистика мала. В результате можем сделать вывод, что случай углов падения частицы, когда угол места  $\theta_n = 90^\circ$  и азимут  $\varphi_n = 0^\circ$ , является наименее благоприятным для анализа химического состава КЛУВЭ, хотя амплитуда сигнала для таких направлений прихода первичной частицы максимальна.

Для полноты картины также следует рассмотреть зависимость этих результатов от полосы частот регистрации, именно, рассмотрим ещё полосу частот 500–800 МГц для случая углов падения частицы, соответствующего углам падения рис. 1. В этом диапазоне частот ДН нашей антенны несколько отличается от ДН в диапазоне частот 200–400 МГц и приближённо может быть представлена следующей простой функцией надирного угла  $\theta_{nad}$ :

$$f(\theta_{nad}) = \cos^{2.5}(\theta_{nad}). \quad (4)$$

Определяемая формулой (4) ДН в полосе частот 500–800 МГц несколько шире ДН в полосе 200–400 МГц, что несколько увеличивает угловую апертуру регистрации.

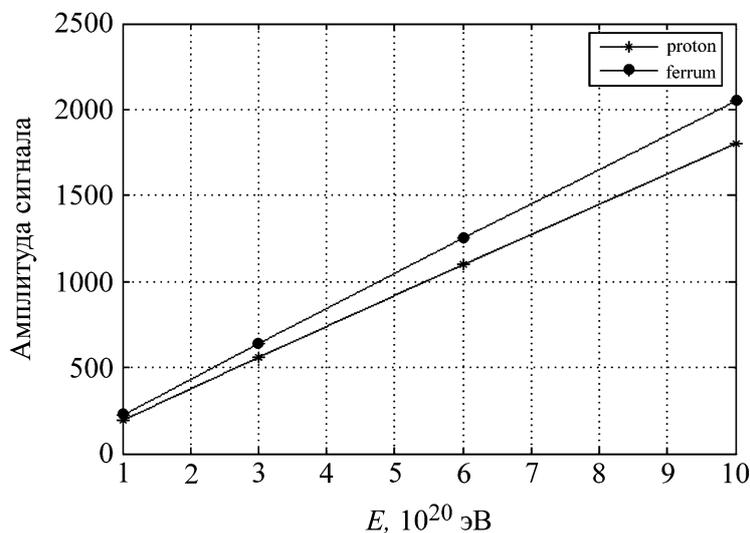


Рис. 3: Зависимости амплитуд полей сигналов для каскадов от протона и ядра железа от энергии первичного ядра для углов падения  $\theta_n = 90^\circ$ ,  $\varphi_n = 0^\circ$  и высоты спутника 500 км и полосы частот приёма 500–800 МГц.

Результат расчётов для несколько более широкой полосы 500–800 МГц и в более высокочастотном диапазоне для высоты орбиты 500 км и порога регистрации 100 мкВ представлен на рис. 3. Видно, что результат для этого диапазона частот практически тот же, что заранее не очевидно. Отметим, что в этом диапазоне частот чувствительность регистрации выше и порог может быть выбран ниже, так как галактические и солнечные шумы в этом диапазоне ниже.

Таким образом, проведенное моделирование показывает, что в эксперименте “ЛОРД”, определить химический состав КЛУВЭ невозможно, так как отличие амплитуд сигналов для каскадов от протонов и ядер железа весьма мало и требует высокой точности определения амплитуды сигналов, недостижимой для планируемого эксперимента “ЛОРД”. Учтем, что решение обратной задачи восстановления энергии в условиях эксперимента “ЛОРД” с точностью 50–100% следует признать весьма успешным, хотя и трудно достижимым в условиях высоких флуктуаций при низкой ожидаемой статистике. Очевидно, что такая точность недостаточна для определения химического состава КЛУВЭ предложенным методом. Вместе с тем, следует учитывать, что в случае преобладания ядер железа в спектре КЛУВЭ реальная статистика событий будет замет-

но превышать статистику событий в случае преобладания протонов. Это превышение может достигать до 100%, повышая шанс регистрации предельно обнаружимых энергий КЛУВЭ. Так что преобладание в спектре КЛУВЭ ядер железа увеличивает шанс наблюдения первичных частиц предельно высокой энергии по сравнению со случаем преобладания протонов.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика”.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. A. Tsarev, *J. Rad. Phys. Chem.*, **75**, 805, (2006).
- [2] Г. А. Гусев, Б. Н. Ломоносов, К. М. Пичхадзе и др., *Космические исследования* **44**, № 1, 1 (2006).
- [3] Г. А. Гусев, Б. Н. Ломоносов, К. М. Пичхадзе и др., *ДАН* **406**, № 3, 327 (2006).
- [4] K. D. de Vries, J. Scholten, K. Verner, *Astropart. Phys.* **45**, 23 (2013).
- [5] Г. А. Гусев, Б. Н. Ломоносов, К. М. Пичхадзе и др., *Математическое моделирование* **20**, № 6, 67 (2008).
- [6] Г. А. Гусев, И. А. Кроль, В. А. Царев, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **34**(10), 12 (2007).
- [7] F. G. Stremmler, *Introduction to Communication Systems* (Addison-Wesley Publishing Company, 1991), 3rd ed.
- [8] В. В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет* (М., 1964).

Поступила в редакцию 13 ноября 2013 г.