

Чудаков А.Е.

ВОЗМОЖНЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ШАЛ ПО ЧЕРЕНКОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ, ОТРАЖЕННОМУ ОТ ЗАСНЕЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ*

Экспериментальное изучение энергетического спектра первичных частиц космических лучей в области энергий 10^{18} - 10^{20} эВ, впервые начатое на установке Volcano Ranch (США) около 10 лет тому назад, к настоящему времени ведется все более широким фронтом. Методика при этом в основном остается прежней и опирается на процедуру восстановления первичной энергии из данных о плотности потока частиц широкого атмосферного ливня на уровне наблюдения (обычно уровень моря). Площадь установки, регистрирующей ШАЛ с энергией 10^{19} эВ из условия приемлемой статистики должна быть ~ 10 км² и более. Таковы установки Haverah Park (Англия), Narabri (Австралия), Якутск (СССР).

Особый интерес эти исследования вызывают в связи с ожидаемым обрезанием энергетического спектра при энергии выше 10^{19} эВ за счет взаимодействия с фотонами реликтового излучения. Однако, несмотря на большое внимание, уделяемое этой проблеме, и на то, что прошло уже несколько лет эксплуатации установок большой площади, ответа на поставленный вопрос об ожидаемом изломе спектра нет. И это несмотря на то, что уже зарегистрировано много ливней с $E > 10^{20}$ эВ. Более того, противоречивой является картина в области энергий 10^{18} - 10^{20} эВ, где статистика является достаточно богатой, и, тем не менее, показатель спектра в разных работах отличается примерно на единицу. Так, найденное еще в работе на Volcano Ranch уположивание спектра при энергии выше 10^{18} эВ не подтверждается последними данными Haverah Park [1], на основе которых приводится спектр с единым показателем $\gamma = 2.24$ вплоть до энергии 10^{19} эВ.

Такая ситуация, на наш взгляд, вызвана недостаточной достоверностью операции восстановления энергии первичной частицы по данным об индивидуальном ливне, получаемым с помощью больших установок. Из экономических соображений в больших установках приходится располагать детекторы на большом (~ 1 км и более) расстоянии друг от друга. При этом основная часть потока частиц ливня проходит вдали от детекторов, и восстановление полного числа частиц и положения оси ливня

* "Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысоких энергий", Материалы Всесоюзного симпозиума, Якутск, 1972, стр. 69.

зависит от предположений о функции пространственного распределения плотности частиц на больших расстояниях от оси.

Экспериментальное изучение функции пространственного распределения и ее флуктуаций требует практически нереального увеличения мощности имеющихся установок (если речь идет об энергии $\sim 10^{19}$ эВ). Кроме того, если даже измерить точно число частиц данного ливня на уровне моря, то восстановление энергии первичной частицы все еще будет довольно сильно зависеть от предполагаемой модели развития каскада в атмосфере.

В связи со значительной неопределенностью процедуры восстановления полной энергии больших ливней по показаниям небольшого количества детекторов плотности потока частиц, целесообразно дополнительно регистрировать черенковское излучение, создаваемое ливнем в атмосфере. Полный поток черенковского излучения с наименьшей зависимостью от предполагаемой модели ливня может быть использован как мера энергии, потерянной ливнем в атмосфере.

Детекторы черенковского излучения используются уже сейчас в Якутской установке, и могут дать весьма полезную информацию. Однако они вряд ли позволят определять полный поток черенковского излучения, поскольку будут, так же как и детекторы частиц, регистрировать интенсивность только на больших расстояниях от оси. Соответственно, вычисление полного потока будет зависеть от предполагаемой функции пространственного распределения черенковского света, то есть от модели развития ливня.

Целью настоящей заметки является обратить внимание на возможность прямого измерения полного потока черенковского света, создаваемого ливнем. Для этого надо светоприемник расположить на большой высоте, чтобы регистрировать свет, отраженный от поверхности, на которую падает ливень. Идеальные условия в смысле отражения черенковского света ливня от поверхности земли можно ожидать в условиях заснеженной тундры в северных районах СССР.

1. Аппаратура для регистрации отраженных черенковских вспышек должна быть установлена на борту самолета, или иного летательного аппарата. Далее предположим, что высота полета равна 10 км.

Для регистрации вспышки целесообразно применить не только фотоумножители, но и электронно-оптические преобразователи (ЭОПы). Получение фотографии светового пятна с помощью ЭОПов весьма существенно не только для увеличения достоверности идентификации события, но и для измерения угла α между вертикалью и направлением прихода света. Световые приемники предполагаются ориентированными вертикально вниз с углом зрения $\sim \pm 45^\circ$.

Предполагая, что отражение света от снега происходит по закону Ламберта, и что площадь светоприемника также $\sim \cos \alpha$, получаем, что интенсивность принимаемого сигнала $\sim \cos^4 \alpha$.

Измерение угла в каждом случае регистрации ливня позволяет достаточно точно учесть зависимость эффективности от α . Желательно применить два ФЭУ и два ЭОП с одним и тем же полем зрения. Регистрация светового пятна одновременно четырьмя детекторами даст возможность надежно исключить помехи. Управляющий сигнал, возникающий от двойных совпадений в ФЭУ должен управлять как электронным затвором ЭОПов, так и осциллографированием импульсов от ФЭУ. Аппаратуру также целесообразно дополнить импульсным световым источником для калибровки и контроля за стабильностью всей системы в целом. В качестве генератора световых импульсов можно использовать искру от разряда небольшого конденсатора и направлять свет узким пучком вниз, а также под различными углами α . Отраженный световой сигнал будет служить имитацией ливня. Интересно, что в этом методе осуществляется и контроль за прозрачностью атмосферы, что всегда затруднено при обычной регистрации черенковского излучения ШАЛ.

2. Длительность регистрируемых световых сигналов является существенной характеристикой при измерении черенковского излучения ШАЛ в атмосфере, так как регистрация происходит на фоне свечения ночного неба. В предлагаемом методе длительность вспышки меняется, удлиняясь значительно в зависимости от углов между осью ливня, вертикалью и направлением наблюдения. Это удлинение, связанное с геометрическими условиями наблюдения, настолько велико, что можно пренебречь толщиной фронта вспышки и считать этот фронт плоским, перпендикулярным оси ливня. Тогда форма светового сигнала будет определяться функцией пространственного распределения интенсивности черенковского света $f(r)$ и масштабным фактором K , зависящим от трех углов: α , θ и φ . Здесь α - угол между вертикалью и направлением, в котором видно световое пятно, θ - зенитный угол падающего ливня и φ - азимутальный угол между указанными направлениями.

$$K = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{\sin^2 \alpha + \sin^2 \theta - 2 \sin \alpha \sin \theta \cos \varphi - \sin^2 \alpha \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}.$$

Экстремальные значения K достигаются при $\varphi = 0$ и π и равны

$$K_{\min} = \frac{|\sin \alpha - \sin \theta|}{\cos \theta} \quad \text{и} \quad K_{\max} = \frac{\sin \alpha + \sin \theta}{\cos \theta}.$$

При любом α возможна регистрация вспышки “нулевой” длительности, когда $\theta = \alpha$ и $\varphi = 0$, но очевидно, что число таких событий мало.

Форма сигнала определяется функцией $f(r)$, точнее ее проекцией

$$\Phi(x) = 2 \int_0^{\infty} f(\sqrt{x^2 + y^2}) dy.$$

Функция $f(r)$, как известно, не является гауссовой и поэтому Φ несколько отличается от f , но не очень существенно.

Зависимость интенсивности светового потока от времени, отсчитываемого от момента прихода света от центра пятна получаем в виде:

$$J(t) \approx \frac{1}{K} \Phi\left(\frac{ct}{K}\right)$$

Поскольку функции распределения f и Φ зависят от модели развития ливня, а также от угла падения ливня θ целесообразно выбирать время интегрирования сигнала T достаточно большим, так чтобы величина

$$\int_{-T/2}^{T/2} J(t) dt$$

не составляла малую долю от

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J(t) dt.$$

Для дальнейших оценок мы воспользуемся характерным поперечным размером $x = 600\text{ м}$, где по-видимому должно быть в случае мощных ливней сосредоточено не менее 50% света [2]. Будем также считать, что этот размер увеличивается $\sim \text{Sec } \theta$. Примем также, что угол θ ограничен 45° , так же, как и угол α . Характерный интервал времени T , в котором лежит более половины интеграла от светового потока будет, в случае наименее благоприятных углов

$$T = \frac{\Delta x \text{ Sec } \theta (\sin \theta + \sin \alpha)}{c \cos \theta} = 5.6 \text{ } \mu\text{s}.$$

3. Энергетический порог регистрации ливней предлагаемым методом как всегда определяется площадью светоприемников, фоновым свечением ночного неба и необходимым временем интегрирования сигнала.

Доля всего черенковского света, попадающего в приемник

$$\Delta = \frac{S}{\pi H^2} \cos^4 \alpha,$$

где S - площадь светоприемника, H - высота полета. Число фотоэлектронов от сигнала

$$N \approx \frac{E \cdot \Delta}{2 \cdot 10^4} \cdot 0.1,$$

где E - энергия в эВ, растроченная ливнем в атмосфере, $2 \cdot 10^4$ эВ - энергия, приходящаяся на создание одного черенковского фотона в интервале длин волн 300-600 нм [2], 0.1 - квантовая эффективность фотокатода в указанном диапазоне длин волн. Флюктуация в числе фотоэлектронов от свечения ночного неба

$$\delta N \approx \sqrt{S \cdot T \cdot 0.3 \cdot 10^7},$$

где S в см^2 .

Возьмем для примера $S = 300 \text{ см}^2$, $H = 10 \text{ км}$, $\alpha = 0$, $E = 10^{18} \text{ эВ}$. Тогда

$$\Delta = \frac{300}{3.14 \cdot 10^{12}} \approx 10^{-10}; \quad N = 0.5 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-10} \cdot 10^{18} = 500;$$

$$\delta N = \sqrt{3 \cdot 10^2 \cdot 10^{-5} \cdot 0.3 \cdot 10^7} = 100 \quad (T = 10 \text{ с}).$$

Таким образом, отношение сигнала к фону в этом примере равно 5. При наличии совпадений возможно надежно регистрировать ливни с энергией $\geq 10^{18} \text{ эВ}$.

Величина $S = 300 \text{ см}^2$ реальна в случае фотоумножителей, но вряд ли реальна в случае ЭОП. Однако в этом нет необходимости. Объектив с внешним диаметром $\sim 7 \text{ см}$ является вполне достаточным, чтобы получить даже лучшее отношение сигнала к фону. При фотографировании пятна с помощью ЭОПа отношение сигнала к фону

$$\sim \frac{S}{\sqrt{ST \Omega}},$$

где Ω - относительный телесный угол источника. Считая, что размеры светового пятна меньше 1 км, получаем, что $\Omega < 10^{-2}$. Поэтому, несмотря на уменьшение приемной площади в 10 раз получаем выигрыш в отношении сигнал/фон в ~ 3 раза.

Не исключено, что наряду с определением координат светового пятна, фотография, получаемая с помощью ЭОПа даст возможность измерять интенсивность сигнала с большей точностью, чем ФЭУ.

4. Набор статистики в данном методе, как и в любом другом оптическом методе наблюдения ливней, осложняется выбором безоблачных и безлунных ночей, что в лучшем случае позволяет использовать 10% времени.

Светосила составляет $300 \text{ км}^2 \times 1.5 \text{ стер}$. Эта светосила реализуется при энергии в 4 раза выше пороговой. Если взять первичный спектр из [1] в форме

$$4.5 \cdot 10^{-10} \left(\frac{E}{10^{17}} \right)^{-2.2} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$$

то темп счета при пороге 10^{18} эВ будет

$$4.5 \cdot 10^{-10} \cdot (10)^{-2.2} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 1.5 \cdot \frac{1}{4} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$$

или ~ 1 в час (множитель $1/4$ учитывает изменение светосилы в припороговой области). Темп счета частиц с $E > 10^{19}$ эВ составит

$$4.5 \cdot 10^{-10} \cdot (100)^{-2.2} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 1.5 \approx 0.8 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$$

или 1 за 35 часов.

Литература

1. D. Andrews, D.M. Edge, A.C. Evans, R.J.O. Reid, R.M. Tennent, A.A. Watson, J.G. Wilson, and A.M. Wray, Proc. 12th Int. Cosm. Ray Conf. (Hobart), v. **3**, p. 995 (1971).
2. В.И.Зацепин и А.Е. Чудаков, ЖЭТФ, т. **42**, вып. 6, стр. 1622 (1962).