

УДК 537.591.15

И. И. Залюбовский, В. М. Карташев, В. Е. Ковтун,  
А. В. Лебедев, О. К. Минко, Е. С. Шматко

Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна

## Собственное электрическое поле избыточного заряда электронно-фотонных ливней и метод его детектирования на больших расстояниях

Надійшла до редакції 27.09.04

Зроблено короткий тематичний огляд наукових досліджень, що проводяться в галузі фізики космічних променів в Харківському національному університеті ім. В. Н. Каразіна з середини 1960-х рр. Методом математичного моделювання вирішено задачу про формування в точці спостереження імпульсу електричного поля рівномірно і релятивістськи рухомих надмірним негативним зарядом електронно-фотонної зливи, що розвивається в повітрі або галіті. Проведено математичне моделювання процесу реєстрації електричного поля приймальними пристроями. Показано, що власне електричне поле електронно-фотонної зливи надвисокої енергії може служити альтернативним об'єктом детектування в реальному експерименті.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования физики космических лучей в Харьковском национальном университете развиваются с 1965 г. Они начались с экспериментального обнаружения эффекта когерентного радиоизлучения широких атмосферных ливней [4, 5], теоретически предсказанного Г. А. Аскарьяном [2, 3]. Дальнейшее изучение этого эффекта как самостоятельного, так и совместно с Московским государственным университетом помогло харьковским исследователям освоить экспериментальные ядерно-физические методы физики космических лучей и дополнить их радиофизическими методами, ранее в ней практически не применявшимися [6, 11, 12, 32, 37]. На основе этих двух важнейших методов расширились возможности решения новых задач.

Путем использования метода детектирования атмосферных ливней, приходящих под большими зенитными углами, был исследован энергетический спектр атмосферных мюонов в интервале энергий 0.1—30 ТэВ [8—10]. Полученные результаты были новыми и расширили знания о рождении и взаимодействии атмосферных мюонов в области сверхвысоких энергий.

Знание традиционных радиофизических методов позволило направить исследования в область физики солнечно-земных связей. Объектом исследования были выбраны крупномасштабные солнечно-земные физические процессы, начинающиеся на Солнце, продолжающиеся в гелиосфере и магнитосфере и заканчивающиеся триггерными выпадениями заряженных частиц из внутреннего радиационного пояса в атмосферу Земли. Полученные данные стали основой для создания физической модели развития солнечно-земных триггерных процессов, которая еще проверяется и уточняется в современных исследованиях [1, 7, 15—19, 22, 24, 27, 33, 34].

Накопленные данные о рождении и развитии ливней заряженных частиц сверхвысоких энергий позволили трансформировать исследования в сферу поиска новых методов их детектирования. А затем ставить задачи о регистрации  $\gamma$ -квантов и нейтрино сверхвысоких энергий, которые рождаются в окрестности локальных галактических объектов, таких как Сверхновые и пульсары, а в атмосфере вещества Земли образуют электронно-фотонные ливни. В стадии разработки находится направленный метод регистрации  $\gamma$ -квантов сверхвысоких энергий с использованием высокочастотного радио-

излучения широких атмосферных ливней [28] и радиолографический метод детектирования сверхэнергичных космических заряженных частиц [29]. Практически завершена разработка магнитоиндукционного метода регистрации электронно-фотонных ливней, который можно использовать для детектирования космических частиц и нейтрино сверхвысоких энергий в атмосферном воздухе и больших толщах природных конденсированных диэлектрических сред, таких как пресная вода, лед и галит [21, 26, 35].

В настоящей работе рассматривается задача о формировании импульса электрического поля равномерно и релятивистски движущимся избыточным отрицательным зарядом электронно-фотонного ливня, развивающегося в атмосферном воздухе или галите (NaCl), а также проводится математическое моделирование процесса его регистрации приемными устройствами.

#### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Электронно-фотонный ливень развивается в процессах тормозного излучения электронов (позитронов) и образования электронно-позитронных пар тормозными  $\gamma$ -квантами. Эти процессы оставляют ливень электрически нейтральным, следовательно, он не должен обладать собственными электрическим и магнитным полями. В работе [2] Г. А. Аскарьян указал, что в результате аннигиляции позитронов на лету и вовлечения комптоновских и  $\delta$ -электронов в ливневую лавину в электронно-фотонных ливнях возникает избыточный отрицательный заряд. Дальнейшие исследования подтвердили этот вывод. Ситуация кардинально изменилась, и появилась возможность детектирования ливня не только традиционными методами, регистрируя энерговыделение заряженных частиц за счет ионизации или интенсивность их оптического черенковского излучения в прозрачных средах, но и путем фиксации быстрых изменений его собственных электрического или магнитного полей в точке наблюдения.

Дифференциальный энергетический спектр относительного электронного избытка в электронно-фотонном ливне приближенно может быть представлен как  $s(x)F_{ex}(E)$ . Здесь  $s(x)$  — возрастной параметр ливня, зависящий от глубины  $x$  его развития (см. ниже) и  $F_{ex}(E)$  — собственно энергетический спектр относительного избытка электронов при  $s = 1$  [35]. На рис. 1 показан дифференциальный энергетический спектр относительного избытка электронов в максимуме развития ливня ( $s = 1$ ) в воздухе и галите, который взят из работы [35]. Численные

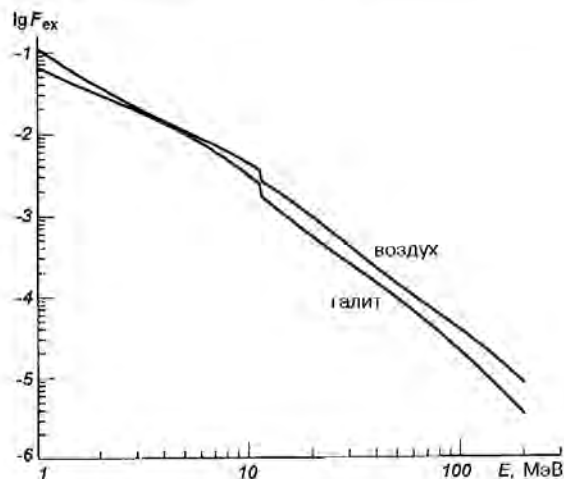


Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры относительного избытка ливневых электронов в воздухе и галите. Интегральный относительный избыток электронов с кинетической энергией  $E \geq 1$  МэВ равен соответственно 20 % и 15 % в максимуме развития ливней

значения этих спектров будут использованы в дальнейших вычислениях.

Электронно-фотонный ливень представляет собой релятивистски сжатый тонкий азимутально-симметричный диск, состоящий из релятивистских электронов, позитронов и  $\gamma$ -квантов, который движется в среде практически со скоростью света в вакууме. Число частиц и  $\gamma$ -квантов в нем непрерывно изменяется по мере увеличения толщины  $x$  пройденного вещества. Зависимость полного числа заряженных частиц от толщины  $x$  (каскадная кривая) описывается аппроксимацией Грейзена трехмерной структурной функции Нишимуры и Каматы [13]:

$$N(x) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0/E_{cr})}} \exp \left[ \frac{x}{x_0} (1 - 1.5 \ln s) \right], \quad (1)$$

$$s = 3x/x_0 + 2x_0 \ln(E_0/E_{cr}).$$

Здесь  $x \geq 0$  — текущая толщина вещества,  $s$  — возрастной параметр,  $x_0$  — радиационная длина для электронов, позитронов и  $\gamma$ -квантов в веществе, в котором развивается ливень (в воздухе  $x_0 = 37.1$  г/см<sup>2</sup>, в галите  $x_0 = 22.2$  г/см<sup>2</sup>);  $E_{cr}$  — критическая энергия, при которой средние потери энергии электронов на ионизацию и на тормозное излучение равны (в воздухе  $E_{cr} = 81$  МэВ, в галите  $E_{cr} = 36.2$  МэВ);  $E_0$  — первичная энергия электрона либо  $\gamma$ -кванта, образовавшего ливень ( $E_0 \gg E_{cr}$ ). Полное число частиц  $N(x)$  достигает максимума, когда  $s = 1$ , а  $x = x_{max} = x_0 \ln(E_0/E_{cr})$ :

$$N(x_{\max}) = N_{\max} = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0/E_{cr})}} \cdot \frac{E_0}{E_{cr}} \quad (2)$$

Радиальное относительно оси ливня распределение плотности числа заряженных частиц в ливневом диске (число частиц, отнесенное к единичной площадке) также принято описывать аппроксимацией Грейзена [13]

$$\rho(r, x) = \frac{0.443s^2(1.9 - s)}{2\pi r_m^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} N(x), \quad (3)$$

в которой  $R$  — текущее расстояние частиц от оси ливня,  $r_m = E_s x_0 / (E_{cr} \rho_{\text{sub}})$  — радиус Мольера,  $E_s = 21$  МэВ,  $\rho_{\text{sub}}$  — плотность вещества (плотность воздуха на уровне моря при нормальных условиях  $\rho_{\text{air}} = 1.225 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, плотность галита  $\rho_{\text{NaCl}} = 2.165$  г/см<sup>3</sup>),  $r_m = 78.9$  м для воздуха на уровне моря и  $r_m = 5.95$  см для галита.

Электронно-фотонный ливень с энергией выше 100 ТэВ, развивающийся в атмосферном воздухе, называется широким атмосферным ливнем. Он имеет особенности своего развития, связанные с тем, что первичными частицами для него в подавляющем большинстве случаев являются космические протоны или ядра. В первых ядерных взаимодействиях они дают начало ядерно-каскадному процессу, в котором в каждом первом и последующих взаимодействиях сохраняются первичные частицы, унося в среднем половину своей энергии, и происходит множественное каскадное рождение  $\pi^-$ ,  $\pi^+$  и  $\pi^0$ -мезонов. Каждый из  $\pi^0$ -мезонов очень быстро распадается на два  $\gamma$ -кванта, которые дают начало парциальным электронно-фотонным ливням. Поэтому широкий атмосферный ливень (ШАЛ) представляет собой суперпозицию парциальных ливней и подпитывается ядерно-каскадным процессом почти на протяжении всего пути своего развития и затухания. По этой причине его каскадная кривая и число частиц в максимуме не могут быть рассчитаны по формулам (1, 2). Для уровня моря экспериментальным путем была найдена связь полного числа частиц с энергией первичной частицы ШАЛ [20]:

$$E_0 = (7.7 \pm 2.5) \cdot 10^{17} \left(\frac{N}{10^8}\right)^{0.86 \pm 0.06}, \quad (4)$$

в которой  $E_0$  вычисляется в эВ, а  $N \geq 10^8$ .

Радиальное распределение плотности числа заряженных частиц ШАЛ описывается с использованием двух возрастных параметров  $s$ . На периферии распределения возрастной параметр изменяется с

толщиной  $x$  пройденного пути так же, как и для электронно-фотонного ливня (см. формулу (1)). На малых и средних расстояниях  $s$  остается близким к единице в широком интервале  $x$  из-за непрерывного обновления частиц за счет ядерно-каскадного процесса. Поэтому радиальную плотность числа частиц ШАЛ описывают видоизмененной аппроксимацией Грейзена, которая для энергии  $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18}$  эВ ( $N \geq 10^9$ ) и уровня моря имеет вид [20]:

$$\rho(r) = \frac{1.6}{2\pi r_m^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{-2.6} N. \quad (5)$$

### СОБСТВЕННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ШАЛ

Продольный релятивистский ток избыточных электронов ШАЛ создает в воздухе на уровне моря, на расстоянии  $R$  от его оси напряженность электрического поля, которая выражается интегралом

$$\tilde{E}_s(t, R) = 3 \cdot 10^4 \int_{E_{\text{min}}}^{E_0} dE \int_0^{\infty} r dr \int_0^{2\pi} F_{ev}(E) \rho(r) \times \\ \times \tilde{E}_s(t, R) \cos \alpha d\varphi_r, \quad (6)$$

$$\tilde{E}_s(t, R) = \frac{e(1 - \beta^2)}{\varepsilon_{\text{air}} L^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}},$$

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E + mc^2}\right)^2},$$

$$\sin \theta = \sqrt{1 - [\beta c(t - \tau)/L]^2},$$

$$L = \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \varphi_r + [\beta c(t - \tau)]^2},$$

$$\tau = \frac{n_{\text{air}}}{c} \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \varphi_r}.$$

Здесь  $\tilde{E}_s(t, R)$  — напряженность электрического поля равномерно движущегося электрона в воздухе [30],  $e$  — заряд электрона,  $\beta$  — отношение скорости частицы к скорости света в вакууме,  $mc^2$  и  $E$  — соответственно энергия покоя и кинетическая энергия электрона,  $\theta$  — угол между направлением скорости частицы и направлением ее электрического поля [35],  $\varepsilon_{\text{air}} \approx 1$  — диэлектрическая проницаемость воздуха,  $L$  — расстояние от точки наблюдения до ливневого электрона в момент времени  $t$  [35],  $\varphi_r$  — азимутальный угол радиуса-вектора ливневого электрона,  $\tau$  — время распространения в среде электрического поля от ливневого электрона до точки наблюдения, совпавшей с плоскостью ливневого диска [35],  $n_{\text{air}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{air}}} \approx 1$ ,  $\cos \alpha = (R - r \cos \varphi_r)/L$  —



проектирующий косинус, в котором угол  $\alpha$  отсчитывается между вектором напряженности электрического поля ливневого электрона и радиусом-вектором, направленным в плоскости ливневого диска от его оси до точки наблюдения.  $E_{\min} = 1$  МэВ. Функции  $F_{ex}(E)$  и  $\rho(r)$  (см. [35] и формулу (5)) определены ранее. Коэффициент  $3 \cdot 10^4$  осуществляет переход к системе единиц СИ, поэтому  $E(t, R)$  выражается в единицах В/м.

#### СОБСТВЕННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННОГО ЛИВНЯ В ГАЛИТЕ

В конденсированных плотных средах, таких как галит, длина развития и деградации ливня исчисляется несколькими метрами, поэтому вычисление напряженности поля отнесено к точке наблюдения, через которую проходит плоскость ливневого диска в максимуме своего развития. По этой же причине в точке наблюдения, находящейся на большом расстоянии от оси ливня, временной профиль импульса поля формируется не столько за счет релятивистских эффектов, сколько зависимостью каскадной кривой от времени. Поэтому начиная с некоторого расстояния форма импульса поля перестает видоизменяться и приблизительно повторяет временной профиль каскадной кривой. С учетом изложенного изменяется подынтегральное выражение в (6), куда множителем дополнительно вводится возрастной параметр  $s(x)$ ,  $\varepsilon_{air}$  и  $n_{air}$  заменяются на  $\varepsilon_{NaCl} = 5.6$  и  $n_{NaCl} = 2.3664$  в области радиочастот, плотность числа частиц  $\rho(r)$  заменяется на  $\rho(r, x)$  согласно (3), а  $x \rightarrow x'$  и представляется функцией текущего времени  $t$ :

$$x' = \left( \frac{x_0}{\rho_{NaCl}} \right) \ln \left( \frac{E_0}{E_{cr}} \right) + \beta c(t - \tau).$$

В результате для вычисления электрического поля в галите получаем несколько иной интеграл:

$$\begin{aligned} \tilde{E}(t, R) = 3 \cdot 10^4 \int_{E_{\min}}^{E_0} dE \int_0^{\infty} r dr \int_0^{2\pi} s(t) F_{ex}(E) \times \\ \times \rho(r) \tilde{E}(t, R) \cos \alpha d\varphi, \end{aligned} \quad (7)$$

в котором исходной для  $\rho(r, t)$  служит формула (3). Следует заметить, что поле (7) не лежит в плоскости ливневого диска, а составляет с нею угол  $65^\circ$ . На рис. 2, а и 3, а показаны результаты расчетов по формулам (6) и (7) напряженности собственного электрического поля ШАЛ и ливня в галите.

#### ТЕХНИКА РЕГИСТРАЦИИ

Детектирование собственного электрического поля электронно-фотонных ливней в галите и ШАЛ в воздухе наиболее эффективно осуществлять с помощью линейных вибраторных антенн с широкой полосой пропускания. Последняя необходима для формирования достаточно короткого выходного импульса напряжения на клеммах антенны. Вибратор должен обладать также минимальной геометрической длиной при прочих равных условиях, так как импульс напряжения на его клеммах возникает после прохождения электрического поля вдоль оси его обоих плеч. На наш взгляд, такой антенной может быть широкополосный одинарный квадрат, который можно представить как два синфазных полуволновых вибратора, находящихся на расстоянии  $\lambda_0/4$  друг от друга ( $\lambda_0$  — резонансная длина волны в вакууме). Действующая длина одинарного квадрата  $l_a \approx 2\lambda_0/\pi$ , а входное сопротивление  $R_{in} \approx 120$  Ом. Выбор резонансной (рабочей) частоты одинарного квадрата  $f_0 = c/\lambda_0$  осуществляется в пределах спектрального распределения импульсов напряженности электрического поля ливней на больших расстояниях. В принципе оптимизация рабочей частоты с целью получения импульсов напряженности с максимальной амплитудой и минимальной длительностью невозможна. Причина в том, что максимальные амплитуды спектральных составляющих соответствуют низким частотам, для которых, во-первых, габариты одинарного квадрата становятся слишком большими и, во-вторых, нельзя обеспечить достаточно широкую его полосу пропускания. На рис. 2, б и 3, б приведены спектральные распределения импульсов напряженности электрического поля, изображенных на рис. 2, а и 3, а. Опираясь на результаты расчетов спектральных распределений напряженности электрического поля, можно привести возможные параметры одинарных квадратов. Для регистрации ШАЛ:  $f_0 = 2$  МГц,  $2\Delta f/f_0 = 0.5$  — относительная полоса пропускания, сторона квадрата между осями вибраторов  $l_0 = 38$  м, диаметр вибратора  $d = 4.8$  м. Для регистрации ливней в галите:  $f_0 = 50$  МГц,  $2\Delta f/f_0 = 0.5$ , диаметр вибратора  $d = 0.19$  м, сторона квадрата между осями вибраторов  $l_0 = 1.52$  м. Структурные схемы радиочастотных трактов представлены на рис. 4. Размеры одинарного квадрата в галите приведены для случая, когда он помещен во внутреннюю воздушную полость. Электрическое поле в воздушной полости по сравнению с полем в галите (см. (7)) больше в  $\varepsilon_{NaCl} = 5.6$  раза, так как в ней практически нет влияния поляризации среды. В

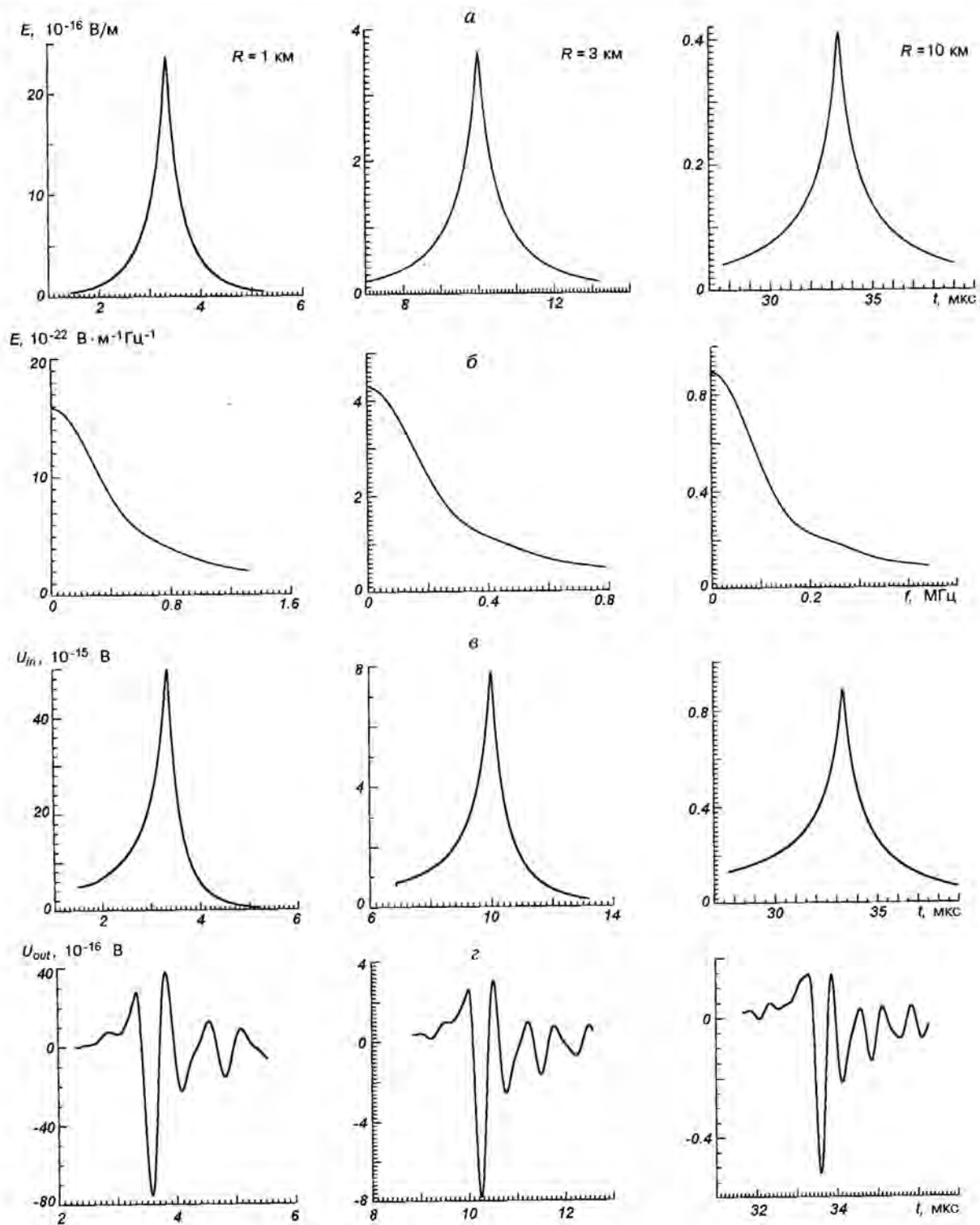


Рис. 2. Напряженность электрического поля на одну частицу ШАЛ, модуль спектрального распределения импульсов напряженности электрического поля ШАЛ, входные и выходные импульсы напряжения на клеммах одинарного квадрата, рассчитанные на одну частицу ШАЛ

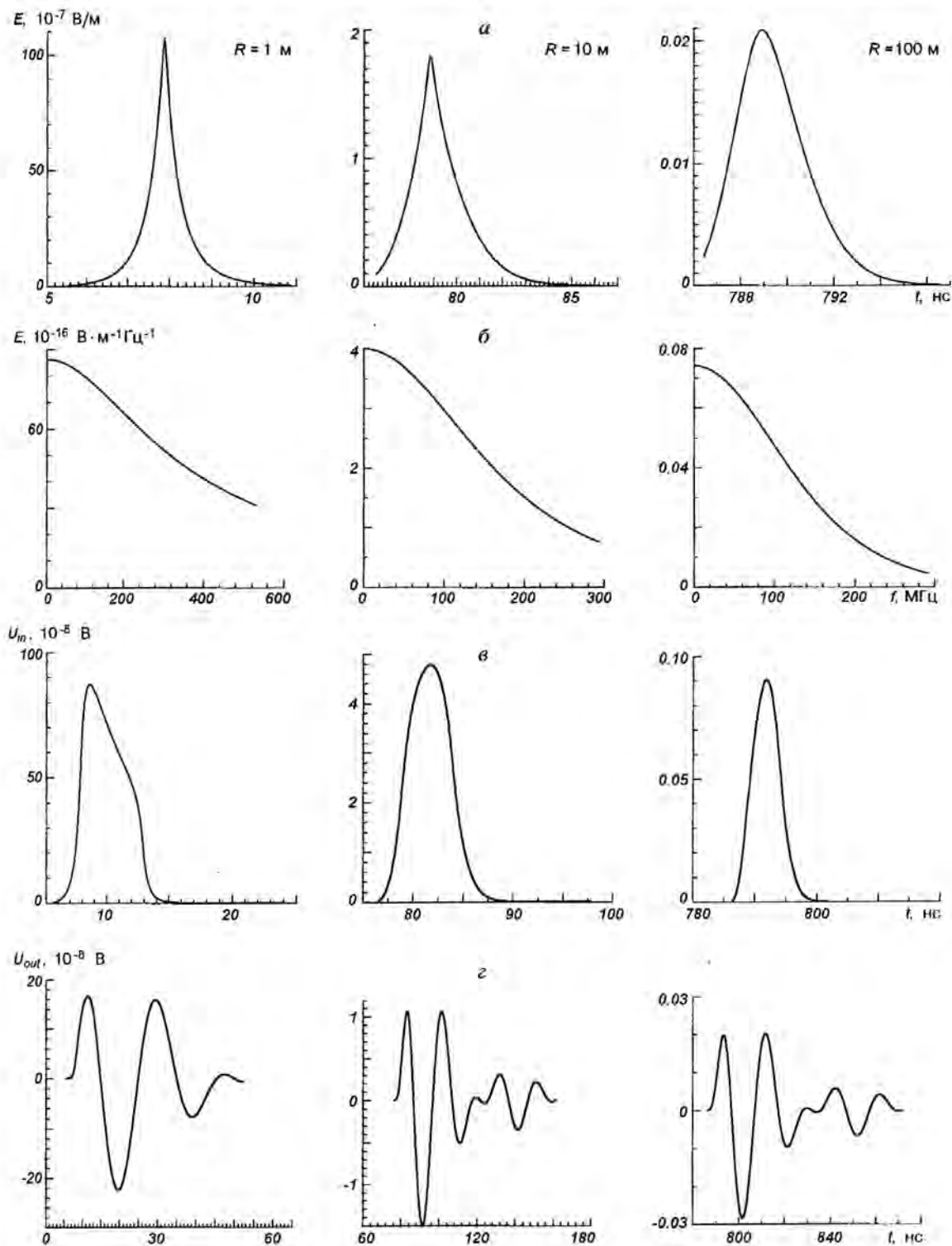


Рис. 3. Напряженность электрического поля электронно-фотонного ливня с энергией  $E_0 = 10^8 \text{ МэВ}$  в галите, модуль спектрального распределения импульсов напряженности, входные и выходные импульсы напряжения на клеммах одинарного квадрата. Предполагается, что антенна вмонтирована в галит без воздушного промежутка

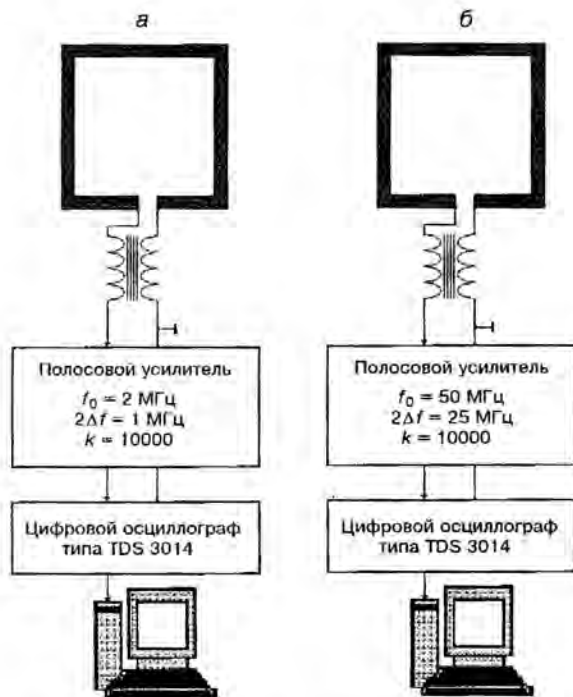


Рис. 4. Структурные схемы радиочастотных трактов для регистрации собственной напряженности электрического поля ливней: а — для ШАЛ, б — для ливней в галите

том случае, когда эта антенна вмонтирована в галит без воздушного промежутка, ее габариты уменьшаются в  $n_{\text{NaCl}} = 2.3664$  раза вследствие сокращения резонансной длины волны, и составят  $l'_0 = 0.64 \text{ м}$ ,  $d = 0.08 \text{ м}$ . Резонансная частота при этом изменяться не будет.

Антенны, имеющие входное сопротивление  $R_{\text{in}} \approx 120 \text{ Ом}$ , соединены с усилителями через широкополосные симметрирующие трансформаторы Рутрофа [36] с волновым сопротивлением  $120 \text{ Ом}$ . Усилители вместе с трансформаторами должны крепиться непосредственно на одинарных квадратах. Амплитудное детектирование сигналов не предусматривается. В реальном эксперименте возможно его введение в целях борьбы с помехами от радиовещательных станций, так как в этом случае удобно применить фильтрацию полезных импульсов на фоне амплитудной модуляции звуковой частоты. Выходной сигнал по линии передачи поступает на окончательную регистрацию, где происходит запись информации на жесткий диск компьютера.

Диаграмма направленности вибраторных антенн пропорциональна косинусу пространственного угла (в расчетах он полагается равным нулю) между

осью вибратора и направлением электрического поля ливня. Максимум чувствительности совпадает с направлением оси вибратора, в отличие от случая приема радиоволн, при котором он сдвинут на угол  $\pi/2$  и лежит в перпендикулярной плоскости.

#### ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ ИМПУЛЬСЫ НАПРЯЖЕНИЯ НА КЛЕММАХ АНТЕННЫ

Импульс напряженности электрического поля ливня, прежде чем вызвать ток в вибраторе и выделиться на его клеммах в виде импульса напряжения, должен пройти по его длине. Этот процесс описывается сверткой напряженности электрического поля  $\vec{E}(t, R)$  с элементом действующей длины двойного вибратора  $l_a dt/t_0$ , где  $l_a = 2\lambda_0/\pi$  — его действующая длина,  $t_0 = l_0/c$  — время прохождения полем его геометрической (резонансной) длины  $l_0$ ,  $\lambda_0 = c/f_0$ . На относительно малых, сравнимых с длиной вибратора расстояниях следует учитывать изменение напряженности электрического поля как  $\vec{E}(t, R) \propto R^{-2}$ . Таким образом, входной импульс напряжения равен

$$U_{\text{in}}(t, R) = \frac{2R^2}{\pi l_0 f_0 t^2} \int_{t-t_0}^t \vec{E}(t-t', R) dt', \quad (8)$$

в котором  $t' \leq t$ . В среде галита длина волны  $\lambda'_{\text{г}} = \lambda_0/n_{\text{NaCl}}$ , длина вибратора  $l'_0 = l_0/n_{\text{NaCl}}$ , и фазовая скорость распространения электрического поля  $c' = c/n_{\text{NaCl}}$ , поэтому коэффициент перед интегралом (8) не изменяется, если резонансная длина вибратора  $l_0$  определена в воздухе. На рис. 2, в и 3, в показаны входные импульсы напряжения на клеммах антенн, вызванные ШАЛ и электронно-фотонным ливнем в галите.

Входной импульс напряжения, прежде чем появиться на клеммах антенны как выходной импульс, должен пройти через ее резонансный колебательный контур. Математическое моделирование этого процесса состоит в вычислении свертки входного импульса  $U_{\text{in}}(t, R)$  с импульсной характеристикой резонансного колебательного контура антенны  $h(t)$ :

$$U_{\text{out}}(t, R) = \int_0^t U_{\text{in}}(t', R) \cdot h(t-t') dt'. \quad (9)$$

$$h(t) = \frac{\sin[\pi(f_{+1} - f_{-1})t]}{t} \cos[\pi(f_{+1} + f_{-1})t],$$

Здесь  $f_{-1}$  и  $f_{+1}$  — соответственно нижняя и верхняя частоты среза частотной характеристики антенны



В рамках структурной схемы, изображенной на рис. 4,  $f_{-1} = 1.5$  МГц, и  $f_{+1} = 2.5$  МГц (вариант а) и  $f_{-1} = 37.5$  МГц, и  $f_{+1} = 62.5$  МГц (вариант б). Результат вычисления свертки (9) показан на рис. 2, з и 3, з.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде всего следует заметить, что обозрение расчетных выходных данных, показанных на рис. 2, з и 3, з, не дает повода для большого оптимизма. Тем не менее, предлагаемый метод детектирования ливней в воздухе и галите в области сверхвысоких энергий может оказаться весьма полезным.

**Детектирование широких атмосферных ливней.** На частоте 2 МГц уровень атмосферных помех в течение суток в случае приема полуволновым вибратором изменяется от 1 мкВ/МГц до 20 мВ/МГц [14]. Это значит, что регистрация ШАЛ возможна только после прохождения утреннего и до наступления вечернего терминаторов, так как средние волны в дневное время испытывают сильное поглощение в D-слое при отражении от E-слоя ионосферы, и сигналы помех и радиостанций распространяются только в зоне прямой видимости. Исключением являются высокие широты в зимние месяцы, для которых характерно слабое поглощение ионосферных волн в дневные часы. Устанавливая порог детектирования по напряжению на клеммах одинарного квадрата 7 мкВ, приведем данные о ШАЛ, которые можно зарегистрировать на больших расстояниях от оси (таблица).

Полное число  $N$  частиц на уровне моря, энергия  $E_0$  и максимальное расстояние  $R$  от оси ШАЛ при их детектировании по собственному электрическому полю

$N$	$E_0$ , эВ	$R$ , м
$10^8$	$7.7 \cdot 10^{17}$	300
$10^9$	$5.6 \cdot 10^{18}$	1000
$10^{10}$	$4 \cdot 10^{19}$	3000
$3 \cdot 10^{10}$	$10^{20}$	5000

Ясно, что обсуждаемый метод может быть применен только на действующих экспериментальных установках ШАЛ, таких как Якутская (Российская Федерация) и AGASA (Япония) или на строящихся: ШАЛ-1000 (Российская Федерация), Pierre Auger (США, Аргентина). Цель использования этого ме-

тода — альтернативное измерение полного числа частиц ШАЛ. Оно основывается на пропорциональности амплитуды регистрируемого сигнала числу частиц ШАЛ и обратной ее пропорциональности квадрату расстояния от оси. Появляется независимый дополнительный метод измерения полного числа частиц ШАЛ, который легко реализовать в установках, где определяются координаты следа его оси в плоскости расположения ионизационных детекторов и ее угловые координаты, то есть зенитный и азимутальный углы. В тех случаях, когда ось ливня проходит за пределами расположения экспериментальной установки, и ее координаты с достаточной точностью не определяются, метод позволяет найти расстояние до оси ШАЛ по запаздыванию регистрируемого импульса собственного электрического поля относительно момента времени детектирования частиц. Надо сказать, что антенна, регистрирующая поле ШАЛ, будет регистрировать и его когерентное радиоизлучение (обзор механизмов радиоизлучения ШАЛ можно найти в монографии [31]). Однако регистрируемые импульсы радиоизлучения и импульсы от собственного электрического поля будут разделены во времени и каждый из них будет содержать информацию о ШАЛ.

**Детектирование электронно-фотонных ливней в галите.** Ливни в галите вызываются атмосферными мюонами и космическими нейтрино сверхвысоких энергий. Месторождения галита расположены под достаточно толстыми слоями почвы. Уровень космических, атмосферных и антропогенных помех в них достаточно низок, следовательно, регистрация собственного электрического поля ливня будет происходить в благоприятных фоновых условиях. Энергетический порог детектирования ливней — не ниже  $10^{15}$  эВ. Поскольку детектирование ливней в галите ионизационными детекторами практически невозможно, а глубина их зарождения и направление их развития произвольны, то датчики собственного электрического поля должны быть собраны в вертикальные гирлянды. Расстояние между датчиками в гирлянде несколько больше или порядка размеров датчика, а расстояние между гирляндами определяется заданной пороговой энергией детектирования ливней. Датчики в гирлянде располагаются в трех взаимно-перпендикулярных плоскостях для определения угловых координат осей ливней и полной напряженности электрического поля (или напряжения на клеммах антенны), а сигналы должны появиться по крайней мере в двух гирляндах. В таком случае по амплитудам сигналов и их относительному запаздыванию становится возможным определение угловых и пространственных координат осей ливней и полного



числа частиц в них. В Закарпатской области Украины расположено Солотвинское массивное месторождение галита, в толще которого сооружена низкофоновая лаборатория Института ядерных исследований НАН Украины [25]. Это один из наиболее перспективных солевых рудников на Земле, в котором можно проводить исследование энергетических спектров атмосферных мюонов и космических нейтрино сверхвысоких энергий. Сам солевой рудник выполняет функцию гигантской мишени для их электромагнитных и электрослабых взаимодействий.

Антенны, собранные в гирлянды, помимо собственных электрических полей ливней будут регистрировать когерентное черенковское радиоизлучение их электронного избытка, а также когерентное радиоизлучение изменяющегося во времени избыточного электронного тока частиц. Импульсы радиоизлучения и электрического поля имеют разные геометрические условия регистрации в пространстве, они разделены во времени и имеют различные оптимальные спектральные диапазоны. Более детальной информацией об этих излучениях авторы не владеют, так как аналогичные изложенным здесь расчеты для этих механизмов радиоизлучения в галите не проводились.

Настоящая статья является расширенным вариантом доклада, прочитанного на международной научной конференции «Каразинские естественнонаучные студии» (14—16 июня 2004 г., Харьков, Украина), посвященной 200-летию основания Харьковского императорского университета [23].

1. Абросимов А. Т., Гусев А. А., Дудник А. В. и др. Динамика захваченных частиц и спорадического радиоизлучения Земли после вспышки 20 ноября 1986 г. // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1991.—55, № 10.—С. 1915—1919.
2. Аскарьян Г. А. Избыточный отрицательный заряд электроно-фотонного ливня и когерентное излучение от него // Журн. эксперим. и теор. физ.—1961.—41, № 2.—С. 616—618.
3. Аскарьян Г. А. Когерентное радиоизлучение от космических ливней в воздухе и плотных средах // Журн. эксперим. и теор. физ.—1965.—1, № 1.—С. 9—15.
4. Боршковский И. А., Воловик В. Д., Кобизской В. И. и др. Измерение поляризации когерентного радиоизлучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) // Письма в Журн. эксперим. и теор. физ.—1966.—3.—С. 186.
5. Боршковский И. А., Воловик В. Д., Шматко Е. С. Измерение когерентного радиоизлучения широких атмосферных ливней // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1966.—30, № 10.—С. 1705.
6. Вернов С. Н., Христиансен Г. Б., Залюбовский И. И. и др. Наблюдение радиоизлучения широких атмосферных ливней // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1968.—32.—С. 467—469.
7. Власенко В. П., Залюбовский И. И., Карташев В. М. и др. Перспективы исследования солнечно-земных связей // Космічна наука і технологія. Додаток.—2003.—9, № 2.—С. 7—19.

8. Воловик В. Д., Залюбовский И. И., Иванов А. Д. и др. Установка для изучения горизонтальных атмосферных ливней. Первые результаты // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1973.—37, № 7.—С. 1421—1426.
9. Воловик В. Д., Залюбовский И. И., Иванов А. Д. и др. Энергетический спектр  $\mu$ -мезонов и атмосферные ливни под большими зенитными углами // Письма в Журн. эксперим. и теор. физ.—1976.—24, вып. 7.—С. 443—446.
10. Воловик В. Д., Залюбовский И. И., Иванов А. Д. и др. Расширенная установка для регистрации горизонтальных атмосферных ливней // Приборы и техника эксперимента.—1977.—№ 2.—С. 45—48.
11. Воловик В. Д., Залюбовский И. И., Левченко В. Н. и др. Спектральное распределение радиоизлучения ШАЛ // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1974.—38.—С. 1013—1016.
12. Воловик В. Д., Залюбовский И. И., Шматко Е. С. Особенности спектрального распределения радиоизлучения широких атмосферных ливней // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1976.—40.—С. 1026—1032.
13. Грейзен К. Широкие атмосферные ливни // Физика космических лучей / Под ред. Дж. Вильсона. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1958.—Т. 3.—С. 7—141.
14. Долуханов М. П. Распространение радиоволн. — М.: Связь, 1965.—400 с.
15. Дудник А. В., Залюбовский И. И., Карташев В. М. и др. Высококоротный поток солнечного ветра, зарегистрированный в средних широтах 1—3 апреля 1985 г. по околоземному спорадическому радиоизлучению // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1988.—52, № 12.—С. 2457—2459.
16. Дудник А. В., Карташев В. М., Лазарев А. В. и др. Спорадические радиовсплески как проявление солнечной активности в околоземном космическом пространстве // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1982.—51, № 10.—С. 1839—1841.
17. Дудник А. В., Карташев В. М., Лазарев А. В. и др. Суточный ход спорадического радиоизлучения околоземного космического пространства // Геомагнетизм и аэронаука.—1988.—28, № 5.—С. 733—737.
18. Дудник А. В., Карташев В. М., Лазарев А. В. и др. О механизме околоземного спорадического радиоизлучения, вызванного космическими лучами солнечных изолированных вспышек // Проблемы ядерной физ. и космич. лучей.—1989.—Вып. 31.—С. 9—13.
19. Дудник А. В., Карташев В. М., Лазарев А. В. и др. Околоземное спорадическое радиоизлучение, вызванное космическими лучами изолированных солнечных вспышек // Геомагнетизм и аэронаука.—1990.—30, № 1.—С. 132—134.
20. Дьяконов М. Н., Егоров Т. А., Ефимов Н. Н. и др. Космическое излучение предельно высокой энергии. — Новосибирск: Наука, 1991.—251 с.
21. Залюбовский И. И., Карташев В. М., Ковтун В. Е. и др. Магнитноиндукционный эффект электроно-фотонных ливней, развивающихся в больших толщах льда // Радиофизика и радиоастрономия.—2002.—7, № 3.—С. 254—264.
22. Залюбовский И. И., Карташев В. М., Ковтун В. Е. и др. Всплески потока быстрых нейтронов на поверхности Земли как завершение процесса высыпания энергичных протонов из зон захваченной радиации // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 106—110.
23. Залюбовський І. І., Карташов В. М., Ковтун В. С. та інші. Новий метод детектування електроно-фотонних ливнів, які розвиваються в природних конденсованих діелектричних середовищах // Каразінські природознавчі студії: Матеріалів міжнар. наук. конф. 14—16 червня 2004 р., Харків. — Харків: Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, 2004.—С. 49.—(Секція 1. «Фізика та астрономія». Підсекція «Прикладна фізика»).

24. Залюбовский И. И., Карташев В. М., Шматко Е. С. Установка для исследования спорадического радиоизлучения ионосферы Земли // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1982.—46, № 9.—С. 1749—1751.
25. Здесенко Ю. Г., Крапивянский Б. Н., Куц В. Н. и др. Изучение фонов сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов в подземной низкофоновой лаборатории ИЯИ АН УССР. — Киев, 1985.—(Препринт КИЯИ—85—28).
26. Карташев В. М., Ковтун В. Е., Шматко Е. С. Магнитоиндукционный метод детектирования широких атмосферных ливней предельно высоких энергий // Радиофизика и радиоастрономия.—1999.—4, № 1.—С. 61—68.
27. Карташев В. М., Лазарев А. В., Сорока Д. В. и др. Всплески синхротронного радиоизлучения электронов, высыпавшихся из внутреннего радиационного пояса Земли // Радиофизика и радиоастрономия.—1997.—2, № 2.—С. 165—174.
28. Карташев В. М., Шматко Е. С. Метод наблюдения космических гамма-квантов сверхвысоких энергий посредством регистрации импульсов когерентного радиоизлучения широких атмосферных ливней // Радиофизика и радиоастрономия.—1997.—2, № 2.—С. 165—174.
29. Карташев В. М., Шматко Е. С. Радиологический метод определения ядерного состава потока первичных космических частиц сверхвысоких энергий // Радиофизика и радиоастрономия.—1998.—3, № 3.—С. 299—311.
30. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М: Наука, 1988.—510 с.
31. Филоенко А. Д. Радиоэмиссия каскадных ливней и детектирование космических лучей сверхвысоких энергий. — Луганск: Изд-во Восточноукраинского нац. ун-та им. В. Даля, 2002.—280 с.
32. Borshkovskiy I. A., Volovik V. D., Zalyubovskiy I. I., et al. On the pulse shape of the radio emission of extensive air showers // Acta phys. hung.—1970.—29, N 3.—P. 757—761.
33. Dudnik A. V., Zalyubovskiy I. I., Kartashev V. M., et al. Sporadic radio emission connected with a definite manifestation of Solar activity in the near Earth space // Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, La Jolla.—1985.—5.—P. 538—541.
34. Dudnik A. V., Zalyubovskiy I. I., Kartashev V. M., et al. Near Earth space sporadic radio emission burst occurring during sunrise // Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, La Jolla.—1985.—5.—P. 542—547.
35. Kartashev V. M., Kovtun V. E., Minko O. K., et al. Possibility to detect cosmic particles and neutrino of super-high energies in atmospheric air and condensed media using magnetoinductive method // Вісник Харк. ун-ту. Сер. Ядра, частинки, поля.—2004.—№ 628, вип. 2 (24).—С. 23—34.
36. Ruthroff C. L. Some broad-band transformers // Proc. IRE.—1959.—47.—P. 1337—1342.
37. Vernov S. N., Christiansen G. B., Abrosimov A. T., et al. Detection of radio emission from extensive air showers with a system of single half-wave dipoles // Can. J. Phys.—1968.—46 S.—P. 241—242.

---

#### SELF-ELECTRIC FIELD OF THE ELECTRON-PHOTON SHOWER EXCESS CHARGE AND THE TECHNIQUE FOR ITS DETECTION AT LONG DISTANCES

*I. I. Zalyubovskiy, V. M. Kartashev, V. E. Kovtun,  
A. V. Lebedev, O. K. Minko, E. S. Shmatko*

The paper presents a brief topical survey on scientific researches carried out in cosmic ray physics since the 1960s at the V. N. Karazin Kharkiv National University. Based on a technique of mathematical simulation, we solved the problem on the generation of an electric field pulse in the point of an observation using an excess negative charge moving uniformly and relativistically in the electron-photon shower developed in the air or halite. The process of electric field detection with some detectors is simulated. It is illustrated that the self-electric field of the electron-photon shower of super-high energy can serve as an alternative object to be detected in a real experiment.