

## Магнитоиндукционный эффект электронно-фотонных ливней, развивающихся в больших толщах льда

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

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,  
61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4  
E-mail: shmatko@pem.kharkov.ua*

*Статья поступила в редакцию 3 апреля 2002 г.*

Проведена оценка дифференциального энергетического спектра электронного избытка электронно-фотонных ливней, развивающихся в толще льда. Рассчитан эффект, вызываемый магнитной индукцией избытка электронов ливня в реальном регистрирующем датчике. Показано, что магнитоиндукционный эффект дает возможность регистрации ливней с энергией порядка и более  $10^{12}$  эВ в среде из льда или пресной воды. Указано на возможное применение эффекта для регистрации нейтрино сверхвысоких энергий.

Проведено оцінку диференціального енергетичного спектра електронного надлишку електронно-фотонних злив, які розвиваються в товщі льоду. Розраховано ефект, що викликається магнітною індукцією надлишку електронів зливи в реальному реєструючому датчику. Показано, що магнітоіндукційний ефект дає можливість реєстрації злив з енергією порядку і понад  $10^{12}$  еВ у середовищі з льоду або прісної води. Вказано на можливе застосування ефекту для реєстрації нейтрино надвисоких енергій.

### Введение

В нескольких работах с участием авторов [1-3], а также в работах других авторов (см., например, статью [4] и ссылки в ней) рассчитывался магнитоиндукционный эффект широких атмосферных ливней (ШАЛ). Было показано, что эффект может быть зарегистрирован экспериментально и использован для изучения энергетического спектра первичного космического излучения в области сверхвысоких энергий. В том случае, когда электронно-фотонные ливни развиваются в естественных диэлектрических конденсированных средах, таких как пресная вода, лед и галит, их магнитная индукция, при прочих равных условиях, возраста-

ет. Так как величины электронного избытка ливней в этих средах и в воздухе сравнимы, то увеличение эффекта связано исключительно со значительным ( $\sim 10^3$  раз) сокращением их среднеквадратического радиуса. Образование электронно-фотонных ливней в них происходит под действием проникающих лептонов сверхвысоких энергий: мюонов и нейтрино, а сами природные среды могут служить полигоном как для изучения магнитоиндукционного эффекта, так и для решения задач физики и астрофизики космических лучей.

Ниже приводится расчет магнитоиндукционного эффекта в толще льда. Метод расчета подобен методу, примененному в работе [3].

## 1. Избыток электронов в электронно-фотонном ливне

Впервые о существовании электронного избытка в электронно-фотонном ливне ( $N_- - N_+$ , где  $N_-$  и  $N_+$  соответственно число электронов и число позитронов) заявил и произвел соответствующие оценки для атмосферных ливней Г. Аскарьян [5]. Он же предложил использовать конденсированные слабо проводящие среды, включая лед [5-8], для регистрации проникающих частиц по когерентному черенковскому радиоизлучению избыточного заряда ливней. После работ Г. Аскарьяна в [9] с помощью численного расчета была получена зависимость электронного избытка от первичной энергии электронов и позитронов ливня в воздушной среде. Интегральный избыток электронов электронно-фотонного ливня, развивающегося в большой толще льда, вычислен в работе [10] методом Монте-Карло. Численные значения избыточного заряда получены для ливней с разными полными энергиями и на различных глубинах их развития. Для выполнения расчетов магнитоиндукционного эффекта необходимо предварительно получить энергетический спектр избыточных электронов ливня, образованного первичным электроном или первичным гамма-квантом большой энергии в толще льда. Необходимость таких вычислений следует из зависимости величины и углового распределения индукции магнитного поля от скорости (энергии) порождающих ее заряженных частиц.

### 1.1. Энергетические спектры частиц и фотонов в максимуме развития ливня

В качестве основы используется равновесный интегральный энергетический спектр ливневых частиц Тамма-Беленького (см. монографию [11] и ссылки в ней). Этот спектр нашел многочисленные подтверждения как в расчетах других авторов, так и в экспериментальных исследованиях. Из спектра Тамма-Беленького был получен равновесный интегральный энергетический спектр ливневых фотонов [11]. Оба равновесных спектра совпадают со спектрами частиц и фотонов в максимуме развития ливня. Дифференциальный

энергетический спектр электронов (позитронов) и интегральный спектр фотонов при малых энергиях логарифмически расходятся. Дифференциальный спектр фотонов расходится еще быстрее: растет обратно пропорционально энергии. Происходит это потому, что в ливневой теории не учитываются процессы диссипации при малых значениях энергии частиц и фотонов. Появляется необходимость использовать в дальнейших расчетах аппроксимационные спектры, не имеющие расходимости, в которых есть удовлетворительное согласие с численными расчетами и экспериментальными данными.

Аппроксимация нормированного дифференциального спектра электронов в максимуме развития ливня взята из работы [12]:

$$\Phi_e^{\max}(E)dE = \frac{2.29}{E_{cr}} \frac{dE}{\left(1 + \frac{2.29}{E_{cr}} E\right)^2}. \quad (1)$$

Здесь  $E$  – кинетическая энергия ливневых электронов (позитронов), МэВ;  $E_{cr} = 73$  МэВ – критическая энергия ливневых частиц для льда с учетом эффекта плотности.

Используя связь между интегральными спектрами электронов и фотонов [11] и формулу (1), авторы предлагают аппроксимацию дифференциального спектра фотонов в максимуме развития ливня в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_\gamma^{\max}(E_\gamma)dE_\gamma &= \frac{2.29}{E_{cr}} \times \\ &\times \left\{ 2\varepsilon^3 - 2\varepsilon^2 \left[ 2\ln(e^{-1} + \varepsilon) - (1 + e^{-1}) \right] - \right. \\ &\left. - \varepsilon \left[ 4e^{-1} \ln(e^{-1} + \varepsilon) + 3 \right] + 3(1 - e^{-1}) \right\} \times \\ &\times \left[ 3\mu_0 (e^{-1} + \varepsilon) \left( 1 + \frac{2}{3} \varepsilon^2 \right)^2 \right]^{-1} dE_\gamma. \quad (2) \end{aligned}$$

В этой формуле  $\varepsilon = \frac{2.29}{E_{cr}} E_\gamma$ ;  $E_\gamma$  – энергия фотона;  $\mu_0 \approx 0.7$  – коэффициент поглощения

фотонов в легких веществах при высоких энергиях, рассчитанный на одну радиационную длину [11];  $e$  – основание натурального логарифма. Спектр (2) уже не является нормированным, но он основан на нормированном спектре (1). Неточность аппроксимаций (1) и (2) в интегральных спектрах при низких и средних энергиях достигает 20 %. Проведение более точных, но и более громоздких вычислений последует после обнаружения магнитоиндукционного эффекта ливней. Сейчас важнее показать принципиальную возможность его существования. Чтобы получить дифференциальные энергетические спектры электронов и фотонов в максимуме развития реального ливня, необходимо спектры (1) и (2) умножить на число частиц в ливне [11]:

$$N_{\max} = \frac{0.31}{\sqrt{\ln\left(\frac{E_0}{E_{\text{cr}}}\right)}} \frac{E_0}{E_{\text{cr}}}, \quad (3)$$

где  $E_0$  – энергия первичного электрона или фотона, вызвавшего ливень.

### 1.2. Избыток ливневых электронов в результате аннигиляции позитронов на лету

Дифференциальный энергетический спектр электронного избытка, образующегося вследствие аннигиляции позитронов ливня и электронов среды, записывается следующим образом:

$$N_{\text{ан}}(E)dE = 0.5N_{\max}\Delta x \left\{ n_{\text{H}} \left[ \sigma_{\text{ан1}}^{\text{H}}(E) + \sigma_{\text{ан2}}^{\text{H}}(E) \right] + n_{\text{O}} \left[ \sigma_{\text{ан1}}^{\text{O}}(E) + \sigma_{\text{ан2}}^{\text{O}}(E) \right] \right\} \varphi_e^{\max}(E)dE. \quad (4)$$

Здесь  $n_{\text{H}} = 2\rho_{\text{H}_2\text{O}} \frac{N_{\text{A}}}{A_{\text{H}_2\text{O}}} = 6.13 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  – концентрация атомов водорода во льду,  $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 0.917 \text{ г/см}^3$  – плотность льда [13],  $N_{\text{A}}$  – число Авогадро,  $A_{\text{H}_2\text{O}}$  – масса одного моля льда;  $n_{\text{O}} = 3.065 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  – концентрация атомов кислорода во льду;  $\sigma_{\text{ан1}}^{\text{H}}(E)$  и  $\sigma_{\text{ан2}}^{\text{H}}(E)$  –

полные сечения аннигиляции позитрона соответственно со свободными и связанными покоящимися электронами [14] в атомах водорода;  $\sigma_{\text{ан1}}^{\text{O}}(E)$  и  $\sigma_{\text{ан2}}^{\text{O}}(E)$  – то же в атомах кислорода;  $\Delta x \approx \frac{0.06E}{dE/dx}$  – средняя толщина, на которой взаимодействия позитрона можно считать однократными (приближение тонкой мишени),  $dE/dx$  – полные потери энергии позитрона на единице пути. Таким образом, делается естественное предположение, что кратные столкновения не дают существенного вклада в электронный избыток. Авторы отдают себе отчет в том, что прямые вычисления электронного избытка, описываемые выражением (4), содержат некоторую неопределенность, которая, в частности, вытекает из неопределенности в выборе  $\Delta x$ .

### 1.3. Избыток $\delta$ -электронов в результате рассеяния ливневых позитронов на атомных электронах

Дифференциальный энергетический спектр избыточных  $\delta$ -электронов в максимуме развития ливня, образовавшихся при рассеянии ливневых позитронов на атомных электронах, выражается интегралом по всем энергиям позитрона, превосходящим энергию выбитого  $\delta$ -электрона:

$$N_{\delta}(E)dE = 0.5N_{\max} \left\{ \int_{E_+ = E}^{E_0} \left[ n_{\text{H}} \sigma_{\delta}^{\text{H}}(E_+, E) + n_{\text{O}} \sigma_{\delta}^{\text{O}}(E_+, E) \right] \times \Delta x \varphi_e^{\max}(E_+) dE_+ \right\} dE. \quad (5)$$

Формулы для дифференциальных по энергии  $\delta$ -электронов сечений рассеяния позитронов  $\sigma_{\delta}(E_+, E)$  содержатся в [14, 15] ( $E_+$  – энергия налетающих позитронов). Все остальные обозначения в выражении (5) совпадают по смыслу и величине с примененными в (4).

Следует обратить внимание на следующее обстоятельство. Вычисление избытка  $\delta$ -электронов не учитывает потерь энергии и уменьшения числа первичных ливневых позитронов. Между тем, их число уменьшается, что ана-

логично еще большему увеличению отрицательного заряда ливня. По этой причине рассеяние ливневых электронов на электронах среды как вносящее вклад в отрицательный избыток не рассматривается, а вклад от рассеяния позитронов удваивается.

#### 1.4. Избыток комптоновских электронов в результате рассеяния ливневых фотонов на электронах среды

Дифференциальный энергетический спектр избыточных комптоновских электронов в максимуме развития ливня дается выражением:

$$N_{\text{comp}}(E)dE = N_{\text{max}} \left\{ \int_{E_{\gamma}^{\text{min}}}^{E_0} [n_{\text{H}}\sigma_{\text{comp}}^{\text{H}}(E_{\gamma}, E) + n_{\text{O}}\sigma_{\text{comp}}^{\text{O}}(E_{\gamma}, E)] \Delta x \phi_{\gamma}^{\text{max}}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \right\} dE. \quad (6)$$

Здесь  $\sigma_{\text{comp}}^{\text{H}}(E_{\gamma}, E)$  и  $\sigma_{\text{comp}}^{\text{O}}(E_{\gamma}, E)$  – дифференциальные сечения (по энергии выбитых электронов) комптоновского рассеяния [14, 15] на атомах водорода и кислорода;

$\Delta x \approx \frac{0.1}{\mu(E_{\gamma})}$  – средняя толщина, на которой происходят однократные комптоновские взаимодействия ливневых фотонов с веществом льда;  $\mu(E_{\gamma})$  – линейный коэффициент ослабления интенсивности гамма-излучения в веществе льда ( $\text{H}_2\text{O}$ ); нижний предел интегрирования  $E_{\gamma}^{\text{min}} = 0.5(E + \sqrt{E^2 + 2mc^2E})$ , МэВ, где  $mc^2 = 0.511$  МэВ.

#### 1.5. Суммарный энергетический спектр избытка электронов

Дифференциальный энергетический спектр избыточных электронов, просуммированный по всем рассмотренным эффектам и нормированный на полное число частиц в максимуме развития ливня,

$$F_{\text{ex}}(E)dE = \frac{N_{\text{an}}(E) + 2N_{\delta}(E) + N_{\text{comp}}(E)}{N_{\text{max}}} dE,$$

также может быть представлен в виде простой аппроксимации:

$$F_{\text{ex}}(E) = \begin{cases} C_1 E^{-0.65}, & 1, 0 \leq E \leq \left(\frac{C_2}{C_1}\right)^{2/3}, & C_1 = 0.05; \\ C_2 E^{-2.15}, & E > \left(\frac{C_2}{C_1}\right)^{2/3}, & C_2 = 1.0. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь  $E$  измеряется в МэВ. Размерности постоянных коэффициентов  $C_1$  и  $C_2$  таковы, что  $F_{\text{ex}}(E)$  измеряется в МэВ<sup>-1</sup>. Для электронов с кинетической энергией  $E \ll 1$  МэВ избыток не вычислялся, так как ливневые частицы с такой энергией в экспериментах не регистрируются ввиду их короткого пробега в веществе. Интересно, что в интервале  $1 \text{ МэВ} \leq E \leq 3 \text{ МэВ}$  максимальный вклад в избыток вносят комптоновские электроны. При энергии  $E > 3$  МэВ основной вклад в избыток дают  $\delta$ -электроны, выбитые из среды ливневыми позитронами. Относительная доля ливневых электронов, оставшихся в избытке в результате аннигиляции ливневых позитронов, повышается с энергией, но существенно на форму выражения (7) не влияет. В конечном итоге выражение (7) было проинтегрировано в пределах от 1 МэВ до  $\infty$  для сравнения с интегральным избытком, полученным в работе [10], и корректировки средних толщин для однократных взаимодействий  $\Delta x$ , входящих в формулы (4-6). Следует заметить, что число частиц в ливнях с одной и той же энергией  $E_0$  значительно флуктуирует, а относительный масштаб флуктуаций числа избыточных электронов – еще выше.

Еще одно замечание. Комптоновские и  $\delta$ -электроны, рассеивающиеся при малых энергиях под большими углами к оси ливня, будут вносить небольшой вклад в магнитную индукцию избытка электронов. Это до некоторой степени учтено уменьшением крутизны спектра (7) по сравнению с расчетом при низких энергиях.

## 2. Магнитная индукция электронно-фотонного ливня

Электронно-фотонный ливень представляет собой тонкий азимутально-симметричный диск из релятивистских электронов и позитронов, а также гамма-квантов, движущийся в среде практически со скоростью света в вакууме. Плотность числа заряженных частиц распределена в плоскости вокруг его оси согласно функции пространственного распределения, которую для простоты обычно описывают в виде аппроксимации Грейзена [16]:

$$\rho(r) = \frac{5}{4\pi r_m^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{-3.5} N_{\max}. \quad (8)$$

Формула (8) записана для максимума развития ливня в любой среде. Для вещества льда

$$r_m = \frac{E_s}{E_{\text{cr}}} \frac{x_0}{\rho_{\text{H}_2\text{O}}} = 11.3 \text{ см (радиус Мольер),}$$

$E_s = 21 \text{ МэВ}$  – энергия рассеяния,  $x_0 = 36.08 \text{ г/см}^2$  – радиационная длина во льду;  $r$  – расстояние частицы от оси ливневого диска. Полное число частиц, проинтегрированное по всем расстояниям  $r$  и азимутальному углу равно  $N_{\max}$  (см. формулу (3)). Предполагается, что электронный избыток распределен в диске точно так же, как и все частицы, т. е. согласно формуле (8). Продольный релятивистский ток избыточных электронов создает в среде в плоскости ливневого диска на расстоянии  $R$  от его оси магнитное поле  $B(t, \tau, R)$ , которое есть функция текущего времени  $t$  и времени распространения магнитного поля от частицы до точки наблюдения  $\tau$  в той же плоскости:

$$B(t, \tau, R) = 10^{-4} \mu \int_{E_{\min}}^{\infty} dE \int_0^{\infty} r dr \int_0^{2\pi} F_{\text{ex}}(E) \rho(r) H(t, R) \cos \alpha d\varphi_r, \quad (9)$$

где  $\alpha$  – угол между вектором  $\vec{H}$  и направлением, перпендикулярным оси ливня

и радиус-вектору  $\vec{R}$  точки наблюдения ( $\cos \alpha = (R - r \cos \varphi_r)/L$ );  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость среды, в которой измеряется магнитная индукция.

В подынтегральное выражение входят функции  $E_{\text{ex}}$  и  $\rho(r)$ , которые уже описаны формулами (7) и (8), а  $H(t, R)$  есть магнитное поле, создаваемое избыточным ливневым электроном в точке наблюдения [17]:

$$H(t, R) = \frac{q\beta(1-\beta^2)\sin\gamma}{L^2(1-\beta^2\sin^2\gamma)^{3/2}}. \quad (10)$$

Здесь  $q$  – заряд электрона;  $\beta$  – отношение скорости частицы к скорости света в вакууме;

$L = \sqrt{R^2 + r^2 - 2rR \cos \varphi_r + [\beta c(t - \tau)]^2}$  – расстояние от точки наблюдения до ливневого электрона в момент времени  $t$ ;

$\sin \gamma = \sqrt{1 - [\beta c(t - \tau)/L]^2}$ ,  $\gamma$  – угол между направлением скорости частицы и направлением

электрического поля,  $\tau = \frac{n}{c} \sqrt{R^2 + r^2 - 2rR \cos \varphi_r}$ ,

$\varphi_r$  – азимутальный угол радиус вектора  $\vec{r}$  электрона в ливневом диске,  $n \approx 1.3$  – показатель преломления льда [13] в области радиочастот. Магнитное поле  $H(t, R)$  в формуле (10) вычисляется в системе единиц СГСМ в гауссах. Коэффициент  $10^{-4}$  в (9) появляется при переходе к системе СИ. Нижний предел интегрирования  $E_{\min} = 1 \text{ МэВ}$ . Суммарное магнитоиндукционное поле ливневого сгустка в продольном направлении сжато заметно сильнее, чем магнитное поле одиночных ливневых релятивистских электронов. Это естественно, особенно при небольших поперечных размерах диска ливневых частиц. Поскольку магнитное поле распространяется в среде с показателем преломления радиоволн  $n \approx 1.3$ , оно запаздывает относительно частиц, его порождающих, и поэтому движется за ливнем под черенковскими углами  $35 \div 40^\circ$  к его оси.

### 3. Эффект, вызываемый магнитной индукцией ливня в реальном регистрирующем датчике

В качестве магнитоиндукционного датчика применяется один виток коаксиального кабеля в форме квадрата или окружности. Площадь датчика полагается равной  $1 \text{ м}^2$ . Внешний проводник кабеля следует посередине разрезать, чтобы предотвратить протекание по нему замкнутых электрических токов. Он будет служить электрическим экраном для внутреннего проводника. Целесообразно использовать коаксиальный кабель с волновым сопротивлением  $\rho_0 = 50 \text{ Ом}$  в миниатюрном исполнении. Для усиления магнитной индукции ливня площадь витка следует заполнить высокочастотным, термостабильным ферромагнитным материалом. До некоторой степени этим требованиям удовлетворяют магнитомягкие никель-цинковые ферриты марки 150 ВЧ, относительная магнитная проницаемость которых,  $\mu = 130 \div 170$ , не изменяется вплоть до 25 МГц. Миниатюрный кабель укладывается в канавку, расположенную в торце ферритовой пластины. Авторы пока не рассматривают технологическую возможность изготовления пластины столь большой площади из названного материала.

Петля из коаксиального кабеля имеет паразитный параллельный колебательный контур с резонансной частотой

$$f_{\text{res}} = \frac{1}{2\pi\lambda\rho_0 C\sqrt{\mu}}, \quad (11)$$

где  $\lambda$ ,  $\rho_0$  и  $C$  – соответственно длина, волновое сопротивление и погонная емкость контура. Произведение  $\rho_0 C = 5 \cdot 10^{-9} \text{ Ом} \cdot \text{Ф}$  для общепринятых коаксиальных кабелей. Для датчика в форме окружности площадью  $S = 1 \text{ м}^2$   $\lambda \approx 3.55 \text{ м}$ . Полагая в (11)  $\mu = 150$ , получим  $f_{\text{res}} = 7.32 \cdot 10^5 \text{ Гц}$ .

Магнитный поток через площадь  $S$  не заполненного ферритом датчика  $\Phi_m = SB(t, \tau, R)$ . Электродвижущая сила (ЭДС) электромагнит-

ной индукции в любой точке площади датчика вычисляется по формуле:

$$U(t, \tau, R) = -\frac{d\Phi_m}{Sdt} \quad (12)$$

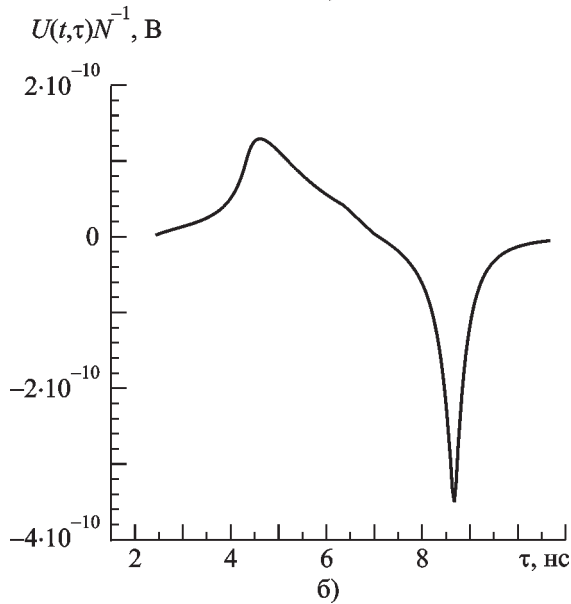
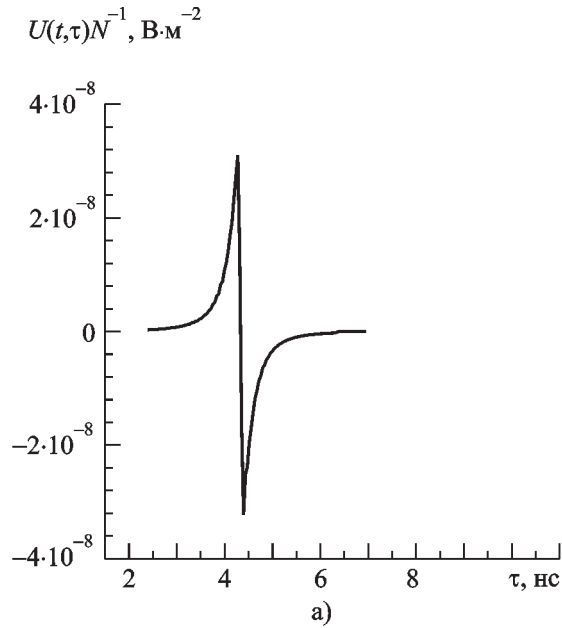
и измеряется в В/м<sup>2</sup>. Но магнитный поток  $\Phi_m$  не охватывает всю площадь датчика, а движется по ней в продольном и поперечном направлениях. Поэтому электродвижущая сила на клеммах датчика, поступающая на вход его паразитного параллельного колебательного контура, будет представлять собой свертку ЭДС (12) и переменной величины площади, которую в данный момент времени пронизывает магнитное поле ливня:

$$u(t) = \frac{2c^2}{n^2} \frac{\tau_0^2}{t^2} \int_{t-\tau_0}^t U(t, \tau, R)(t-\tau) d\tau. \quad (13)$$

Формула (13) получена для витка в форме квадрата со стороной  $d = 1 \text{ м}$ . Виток расположен в плоскости, образованной осью ливня и радиус-вектором  $\vec{R}$  точки наблюдения. Ближайшая к ливню сторона квадрата проходит через точку наблюдения и направлена к оси ливня под черенковским углом. Время прохождения магнитным полем площади рамки  $t_0 = nd/c$  ( $c$  – скорость света в вакууме), время запаздывания магнитного поля  $\tau_0 = Rn/c$ . Множитель перед интегралом учитывает, что индукционное магнитное поле ливня падает обратно пропорционально квадрату расстояния. Амплитуда импульса  $u(t)$  измеряется в вольтах.

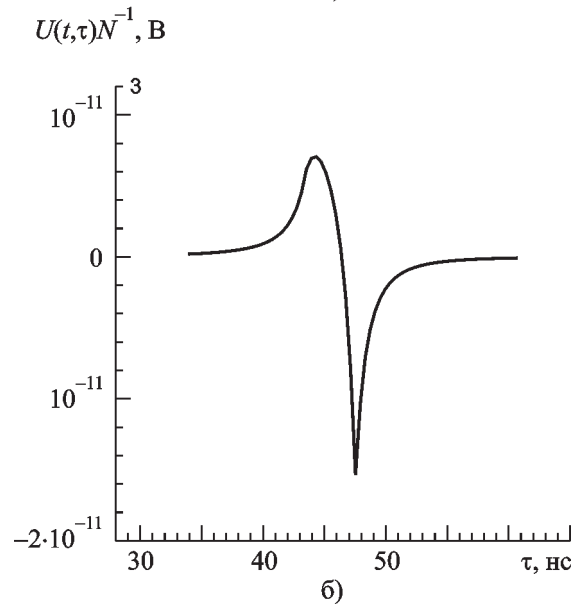
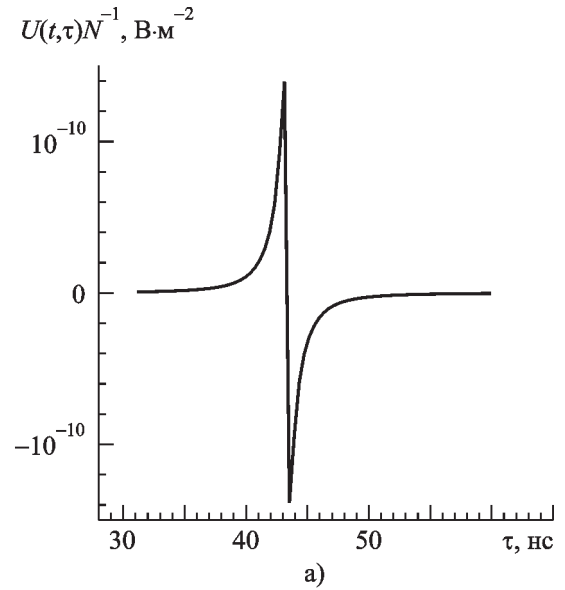
На рис. 1-3 попарно показаны эпюры магнитоиндукционных импульсов в точке  $\vec{R}$  (вверху) и на клеммах индукционного датчика (внизу) на расстояниях 1, 10 и 100 м от оси ливня без учета влияния на сигнал паразитного колебательного контура. Амплитуда импульсов нормирована на одну ливневую частицу. Площадь датчика не заполнена ферритом.

Теперь возвратимся к датчику в форме окружности, заполненному ферритом, с резо-



**Рис. 1.** Магнитоиндукционный импульс, нормированный на одну ливневую частицу, на расстоянии  $R = 1$  м от оси ливня в точке  $\vec{R}$  (вверху) и на клеммах датчика с площадью  $S = 1$  м<sup>2</sup> до входа в его паразитный колебательный контур (внизу). Площадь датчика ферритом не заполнена

нансной частотой паразитного колебательного контура  $f_{\text{res}} = 7.32 \cdot 10^5$  Гц. Биполярные импульсы типа приведенных на рис. 1-3 имеют линейно нарастающую с частотой спектральную характеристику [2]. Ясно, что взаимодей-



**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, для расстояния  $R = 10$  м

ствие этих импульсов с узкополосным фильтром, которым является датчик, приведет к значительному уменьшению их амплитуды, увеличению длительности и появлению сравнительно медленно затухающих колебаний. Уменьшится информативность этих импульсов. Для расширения полосы пропускания регистрации магнитоиндукционных сигналов можно воспользоваться полосовым фильтром

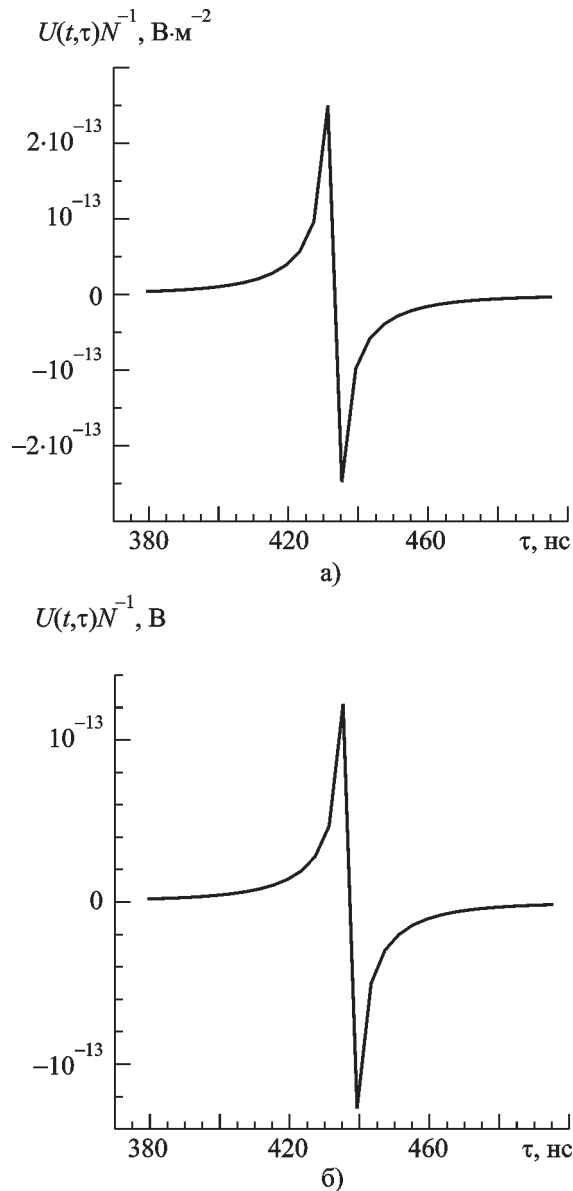


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для расстояния  $R = 100$  м

лестничного типа [18], входным звеном которого будет служить паразитный параллельный колебательный контур датчика. Один из вариантов такой системы регистрации представлен на рис. 4. Параметры фильтра следующие: волновое сопротивление  $\rho_1 = \rho_0 \sqrt{\mu} = 612$  Ом; максимально достижимая полоса пропускания  $\sim 20$  МГц; нижняя частота среза полосы пропускания фильтра  $f_{-1} = 2.5 \cdot 10^4$  Гц, верхняя частота среза

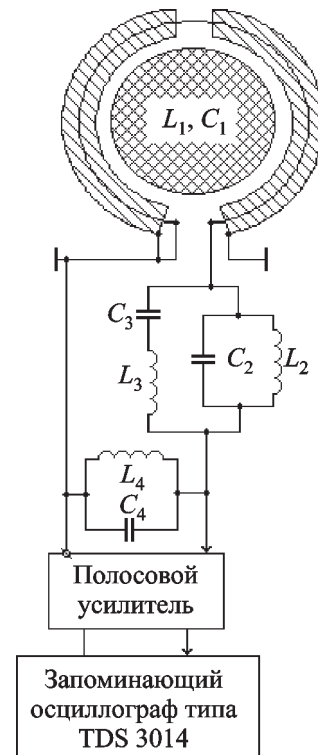


Рис. 4. Структурная схема устройства, регистрирующего магнитоиндукционный эффект электронно-фотонного ливня. Площадь датчика заполнена высокочастотным термостабильным ферритом

$f_{+1} = 2.144 \cdot 10^7$  Гц,  $\Delta f = f_{+1} - f_{-1} = 21.44$  МГц;  $C_1 = C_4 = 355$  пФ,  $L_1 = L_4 = 133$  мкГн,  $C_2 = 532$  пФ,  $L_2 = 88.8$  мкГн,  $C_3 \approx 0.61$  мкФ,  $L_3 = 0.0778$  мкГн.

Расчет оптимального фильтра – это отдельная задача, которую авторы перед собой не ставили. Но если полоса пропускания  $\Delta f \sim 20$  МГц достижима, то необходимо вычислить величину и форму магнитоиндукционных импульсов на выходе фильтра (без учета затухания в полосе пропускания). Выходной сигнал  $u_{out}(t)$  представляет собой свертку магнитоиндукционного импульса  $u(t)$  и нормированной импульсной характеристики полосового фильтра  $h(t)$ :

$$u_{out}(t) = \mu \int_0^t u(t') h(t-t') dt', \quad t' \leq t. \quad (14)$$

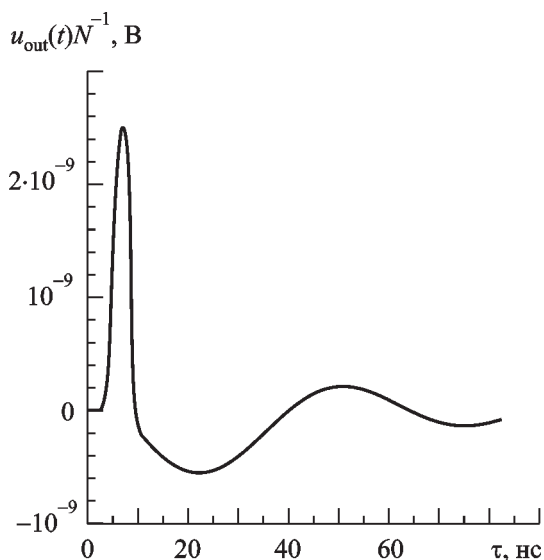


Здесь

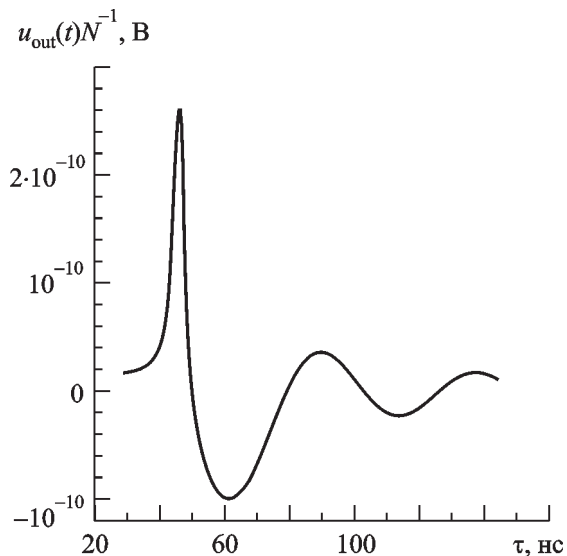
$$h(t) = \frac{\sin[\pi(f_{+1} - f_{-1})t]}{t} \cos[\pi(f_{+1} + f_{-1})t].$$

Условие нормировки:  $\int_{-\infty}^{\infty} h(t)dt = 1.$

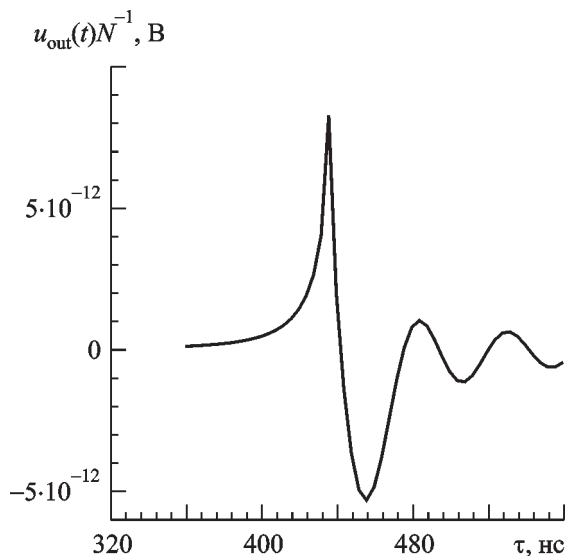
На рис. 5-7 показаны эпюры выходных импульсов, рассчитанных по формуле (14), амплитуда которых нормирована на одну частицу. Видно, что на больших расстояниях от оси ливня выходной магнитоиндукционный импульс практически не видоизменяется фильтром. В заключение на рис. 8 приведены графики зависимости амплитуды магнитоиндукционных импульсов от расстояния до оси ливня в точке наблюдения с  $\mu = 1$  (кривая 1), на клеммах не заполненного ферритом датчика до входа в фильтр (кривая 2), на выходе фильтра с датчиком, заполненным ферритом (кривая 3). Более пологий ход кривой 3 по сравнению с кривой 1 связан с уменьшением амплитуды импульсов на малых расстояниях из-за ограничения фильтром спектра их частот.



**Рис. 5.** Магнитоиндукционный импульс, нормированный на одну ливневую частицу, на выходе полосового фильтра (см. рис. 4). Расстояние до оси ливня  $R = 1$  м. Площадь датчика заполнена высокочастотным термостабильным ферритом. Площадь датчика  $S = 1$  м<sup>2</sup>



**Рис. 6.** То же, что на рис. 5, для  $R = 10$  м

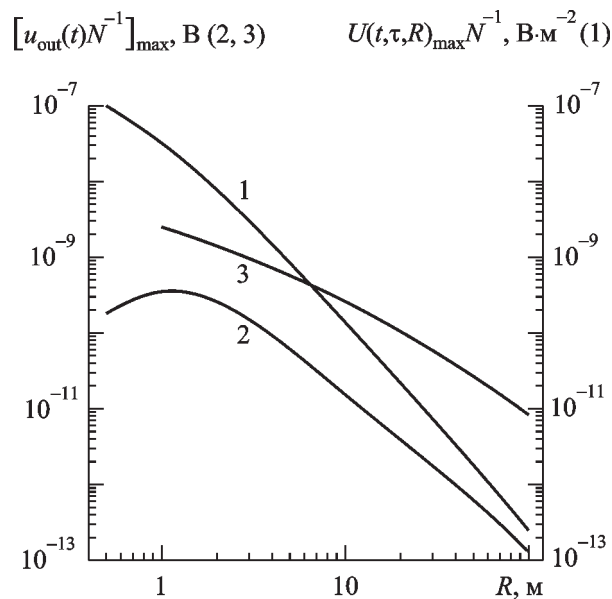


**Рис. 7.** То же, что на рис. 5, для  $R = 100$  м

#### 4. Возможные применения эффекта

В настоящее время в разных районах земного шара проводятся или планируются крупномасштабные исследования космических нейтрино сверхвысоких энергий. В части этих экспериментов в качестве среды,

в которой можно наблюдать их взаимодействия с последующим развитием ливней заряженных частиц, используют пресную воду или антарктический лед. Регистрация ливней осуществляется: 1) оптическими методами (по их черенковскому излучению), 2) радиофизическими методами (по их когерентному черенковскому радиоизлучению), 3) акустическими методами (по их термоакустическому эффекту). В качестве примера можно привести Байкальский глубоководный эксперимент, в котором используется нейтринный телескоп НТ-200 [19] на основе оптического черенковского метода. Проводятся испытания гидрофонов, предназначенных для регистрации термоакустических импульсов. Крупномасштабный нейтринный детектор AMANDA (Antarctic muon and neutrino detector array) [20] расположен в Антарктиде. Базовый метод регистрации – оптический черенковский. В каждом из упомянутых экспериментов может быть применен рассматриваемый магнитоиндукционный метод. Антарктический проект RAMAND (Radiowave muon and neutrino detector) [21], в котором предполагается использовать метод когерентного черенковского радиоизлучения ливней, также может быть дополнен магнитоиндукционным методом детектирования. Для того чтобы регистрация ливней не зависела от направления их распространения, в каждом пункте наблюдения необходимо располагать по три магнитоиндукционных датчика в трех взаимно-перпендикулярных плоскостях. Для повышения чувствительности метода в каждой из плоскостей можно располагать несколько параллельных датчиков, работающих на общую нагрузку. Толщина льда или воды, в пределах которой датчик может зарегистрировать ливень, зависит от его энергии и расстояния до оси. Как минимум она равна одной радиационной длине, т. е.  $36 \div 40$  см, и может достигать  $\sim 200$  см. Максимальное расстояние до оси, при котором магнитоиндукционный эффект еще наблюдается, также есть функция энергии ливня (см. рис. 8) и может меняться от единиц до сотен метров. Минимальная энергия ливней,



**Рис. 8.** Зависимость нормированной на одну ливневую частицу амплитуды магнитоиндукционных импульсов от расстояния до оси ливня:

- 1 – в точке наблюдения с относительной магнитной проницаемостью  $\mu = 1$ ;
- 2 – на клеммах не заполненного ферритом датчика до входа в фильтр (площадь датчика  $S = 1 \text{ м}^2$ );
- 3 – на выходе полосового фильтра (см. рис. 4) (площадь датчика  $S = 1 \text{ м}^2$ , датчик заполнен ферритом)

которые могут быть зарегистрированы на расстояниях  $\sim 1$  м, составляет  $10^{12}$  эВ ( $N_{\text{max}} \sim 10^3$ ). Индукционные импульсы от ливней, распространяющихся из нижней полусферы, будут иметь зеркальный вид по сравнению с изображенными на рис. 5-7.

Предварительное исследование магнитоиндукционного эффекта в лабораторных условиях, к сожалению, провести сложно. Это связано с тем, что электронно-фотонный ливень и энергетический спектр его электронного избытка вряд ли поддаются адекватному моделированию на пучках заряженных частиц современных ускорителей. Поэтому магнитоиндукционный эффект должен исследоваться в реальных экспериментах. Это не исключает проведения модельных измерений с целью изучения работы магнитоиндукционного датчика в комбинации с полосовым фильтром.

## Заключение

Рассмотренный магнитоиндукционный эффект и соответствующий метод регистрации электронно-фотонных ливней в больших толщах льда ранее в исследованиях космических лучей не применялся. Вероятно, существует психологический барьер, который будет удерживать исследователей от постановки поисковых экспериментов. Вполне естественно, что действующие детекторы космических нейтрино сверхвысоких энергий и планируемые эксперименты базируются на традиционном оптическом черенковском методе, который в изучении не нуждается. Тем не менее серьезно рассматриваются термоакустический и радиофизический методы, которые выше уже упоминались. Авторы надеются, что в будущем найдет свою нишу в исследованиях космических лучей и описанный в настоящей статье магнитоиндукционный эффект.

## Литература

1. Е. С. Шматко. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Харьков, ХГУ, 1978, 121 с.
2. Е. С. Шматко, С. П. Молотко, В. М. Каргашев, А. В. Лазарев, А. В. Дудник. Проблемы ядерной физики и космических лучей. 1988, вып. 30, с. 3-11.
3. В. М. Каргашев, В. Е. Ковтун, Е. С. Шматко. Радиофизика и радиоастрономия. 1999, 4, №1, с. 61-68.
4. П. И. Голубничий, А. Д. Филоненко, В. А. Царев. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991, 55, №4, с. 727-729.
5. Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ. 1961, 41, вып. 2(8), с. 616-618.
6. Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ. 1965, 48, №3, с. 988-990.
7. Г. А. Аскарьян. Письма в ЖЭТФ. 1984, 39, вып. 7, с. 334-336.
8. Г. А. Аскарьян. Письма в ЖЭТФ. 1989, 50, вып. 11, с. 446-447.
9. V. V. Guzavin, I. P. Ivanenko, A. E. Levitin. Canad. J. Phys. 1968, 46, pp. 5209-5211.
10. E. Zas, F. Halzen, T. Stanev. Phys. Rev. D. 1992, 45, №1, pp. 362-375.
11. С. З. Бельский. Лавинные процессы в космических лучах. ОГИЗ, Гостехиздат, 1948, 244 с.

12. В. И. Зацепин, А. Е. Чудаков. ЖЭТФ. 1962, 42, с. 1622-1628.
13. Физические величины. Справочник. Под редакцией И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. Москва, Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
14. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Москва, Наука, 1969, 624 с.
15. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Квантовая электродинамика. Москва, Наука, 1989, 724 с.
16. К. Грейзен. Широкие атмосферные ливни. В кн.: Физика космических лучей. Под редакцией Дж. Вильсона. Москва, ИЛ, 1958, 3, с. 7-141.
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. Москва, Наука, 1967, 504 с.
18. Т. М. Сахарова. Расчет частотных характеристик рабочего затухания электрических фильтров. Москва, Связь, 1968, 327 с.
19. В. А. Балканов и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2001, 65, №11, с. 1655-1658.
20. E. Anders, P. Askebjerg, S. Barvik at all. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1999, 75A, p. 412.
21. A. V. Butkevich, L. G. Dedenko, S. Kh. Karaevsky at all. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1998, 29, вып. 3, с. 659-676.

## Magnetoinductive Effect of Electron-Photon Showers Developing in Large Thickness Ice

**I. I. Zalyubovsky, V. M. Kartashev,  
V. E. Kovtun, O. K. Minko, E. S. Shmatko**

The estimation is carried out of the differential energy spectrum of electron surplus in electron-photon showers taking place in ice thickness. The effect is calculated induced by magnetic induction of shower electron surplus in real recording sensor. It is shown that magnetoinductive effect enables registration of showers with energy of an order of  $10^{12}$  eV and more in ice or sweet water. The possibility of the application of the effect is stated to the registration of ultrahigh energy neutrino.