

Автор выражает благодарность А. В. Жаринову за ценные обсуждения данной работы.

Поступила 16 IX 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Alfven H. On the motion of cosmic rays in interstellar space.— «Phys. Rev.», 1939, vol. 55, p. 425.

УДК 538.561

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ТОКОВ КОМПТОНОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

*Г. М. Гандельман, В. В. Иванов, Ю. А. Медведев,  
Б. М. Степанов, Г. В. Федорович*

*(Москва)*

1. Результаты теоретических исследований электромагнитного излучения, генерируемого токами комптоновских электронов, которые образуются в воздухе вблизи импульсного источника  $\gamma$ -излучения, освещены в многочисленных работах (см., например, [1—3]). С другой стороны, вопросу сопоставления теоретических и экспериментальных данных уделено значительно меньше внимания, по-видимому, потому что такое сопоставление демонстрирует, на первый взгляд, существенные расхождения между теорией и экспериментом по форме и длительности сигналов. Так, теоретически рассчитанный импульс имеет два полупериода, длительность которых составляет единицы микросекунд, в то время как экспериментально регистрируется [4] трехполупериодный сигнал длительностью в десятки и сотни микросекунд. Аналогичное расхождение наблюдается и в величинах отношений амплитуд поля в различных полупериодах — порядок для теоретического импульса и единица для экспериментального. Новые возможности для сопоставления теоретических и экспериментальных результатов появляются, если предположить, что реально регистрируемый электромагнитный импульс есть сумма двух сигналов различной природы. Подтверждение этому состоит в том, что удалось провести разделение суммарного сигнала на два, параметры одного из которых близки к предсказываемым теорией излучения токов комптоновских электронов, а параметры другого могут быть объяснены на основе достаточно общих физических соображений.

Для достоверного подтверждения выводов теории излучения токов комптоновских электронов целесообразно выявить достаточно общее свойство сигнала, не связанное с детальными характеристиками токов, которые меняются при расчетах в зависимости от сделанных предположений, а реально — от опыта к опыту. Результат проверки наличия такого свойства у экспериментального сигнала и является критерием справедливости теории.

Так как опубликованные количественные результаты, относящиеся к излученным полям (см., например, [2, 5]), получены при численном интегрировании системы уравнений Максвелла, а для выявления общих свойств сигналов удобнее использовать аналитические выражения для полей, ниже рассмотрен вопрос об аналитическом описании характеристик излученного сигнала. Рассмотрим сигнал, связанный с разрушением симметрии токов комптоновских электронов при достижении ими поверхности Земли.

2. Будем предполагать, что излучают радиальные токи, возбуждаемые при сферически-симметричном выходе  $\gamma$ -квантов в воздух, источник квантов находится на высоте  $h$  над подстилающей поверхностью с бесконечной проводимостью, асимметрия, обеспечивающая излучение волновых полей, связана с влиянием подстилающей поверхности. О свойствах излучающих токов сделаем следующие предположения: в области над подстилающей поверхностью они симметричны, их временная зависимость представляет собой движущийся со скоростью света импульс длительностью  $\tau_0$  (реально  $\tau_0 \sim 10^{-7} - 10^{-6}$  с [5]), амплитуда которого на больших расстояниях от источника спадает достаточно быстро, так что обеспечивается сходимость рассматриваемых ниже интегралов. Как было отмечено выше, теоретическое определение излучающих токов представляет собой самостоятельную задачу, стоящую вне рамок данной работы.

При сделанных предположениях вертикальная компонента  $A_B$  векторного потенциала  $A$  на подстилающей поверхности в волновой зоне может быть определена через интеграл по объему  $V$ , занятому токами [6],

$$(2.1) \quad A_B = \frac{2}{Rc} \int_V j_B \left( r, t - \frac{R - (\mathbf{n}, \mathbf{r})}{c} \right) dV,$$

где  $R$  — среднее расстояние;  $\mathbf{n}$  — единичный вектор направления от излучающего объема до точки детектирования;  $j_B$  — вертикальная компонента радиальных токов; коэффициент 2 отражает вклад в излучение токов, индуцированных в подстилающей поверхности. Если пренебречь небольшим отклонением вектора  $\mathbf{n}$  от горизонтального направления, то в сферической системе координат  $(r, \vartheta, \varphi)$  с осью  $z$  вдоль  $\mathbf{n}$  (фиг. 1, где  $A$  — источник,  $O$  — эпицентр источника,  $B$  — точка детектирования) и аксиальным углом  $\varphi$ , отсчитываемым от направления вертикально вверх, имеем  $(\mathbf{n}, \mathbf{r}) = r \cos \vartheta$ , уравнение подстилающей поверхности

$$r \sin \vartheta \cos(\pi - \varphi) = h$$

и, кроме того (см. фиг. 1),

$$j_B = j \sin \vartheta \cos \varphi,$$

где  $j$  — абсолютная величина токов. Выражение (2.1) в этой системе координат запишется в виде

$$(2.2) \quad A_B = \frac{2}{Rc} \int_0^\pi \sin^2 \vartheta \left\{ \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \varphi d\varphi \int_0^\infty r^2 j dr + \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} \cos \varphi d\varphi \int_0^{h/\sin \vartheta \cos(\pi - \varphi)} r^2 j dr \right\} d\vartheta.$$

Добавление к сумме в фигурной скобке члена

$$(2.3) \quad \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} \cos \varphi d\varphi \int_{\frac{h/\sin \vartheta \cos(\pi-\varphi)}{\infty}}^{\infty} r^2 j dr$$

(отсутствие которого в (2.2) обусловлено «обрезанием» токов подстилающей поверхностью) приводит к равенству нулю выражения для  $A_B$ . Этот результат есть следствие физически очевидного факта: сферически-симметричная система токов в однородной среде не излучает электромагнитных волн. Поэтому выражение (2.2) можно записать (прибавляя и отнимая выражение (2.3) к сумме, стоящей в фигурной скобке в (2.2)) в виде

$$(2.4) \quad A_B = -\frac{2}{Rc} \int_0^{\pi} \sin^2 \vartheta d\vartheta \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} \cos \varphi d\varphi \int_{-h/\sin \vartheta \cos \varphi}^{\infty} j r^2 dr.$$

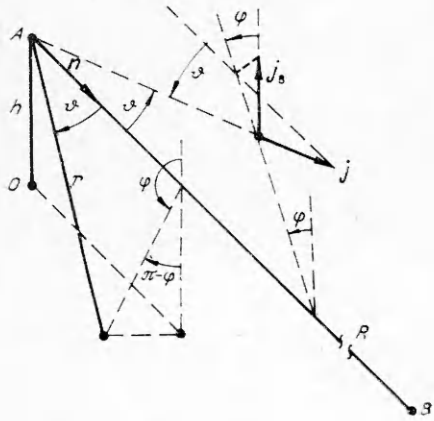
Заметим также, что движущийся со скоростью света импульс токов целесообразно описывать функцией, зависящей не от  $r$  и  $t$ , а от  $r$  и  $t - r/c$  (при этом зависимость от первого аргумента описывает изменения амплитуды импульса и относительно медленные вариации его формы с расстоянием, зависимость от второго аргумента описывает форму импульса). В этом случае аргументами функции  $j$  в выражениях (2.1)–(2.4) будут  $r$  и  $\tau - r(1 - \cos \vartheta)/c$ , где  $\tau \equiv t - R/c$  — время, отсчитываемое от момента прихода сигнала в точку детектирования.

Проинтегрировав по углу  $\varphi$ , от которого  $j$  не зависит, и вводя вместо  $\vartheta$  новую переменную  $\tau' = \tau - r(1 - \cos \vartheta)/c$ , окончательно получим

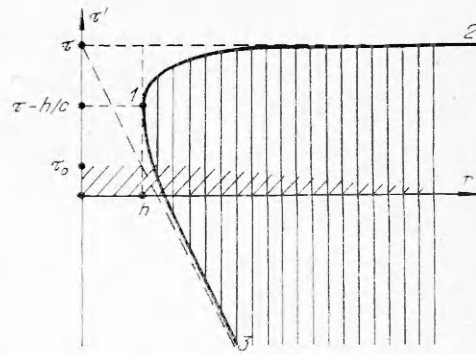
$$(2.5) \quad A_B = \frac{4c}{R} \int_h^{\infty} dr \int_{\tau_+}^{\tau_-} d\tau' j(r, \tau') V(\tau_- - \tau') (\tau' - \tau_+),$$

$$\tau_{\pm} = \tau - \frac{r}{c} (1 \pm \sqrt{1 - (h/r)^2}).$$

Область интегрирования на плоскости  $(r, \tau')$  представлена на фиг. 2, где вертикально заштрихована область интегрирования в (2.5), косо заштрихована область, где отличны от нуля излучающие токи, линия 1–2 описывается уравнением  $\tau' = \tau_-(r)$ , линия 1–3 — уравнением  $\tau' =$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

$= \tau_+(r)$ . Для дальнейшего существенно, что при достаточно малых  $\tau$  ( $\tau < \tau_0$ ) верхний предел в интеграле (2.5) проходит по области, где токи отличны от нуля. При этом временная зависимость  $A_B$  и соответственно временная зависимость излученного поля определяются временной структурой токов. В последующие моменты времени, т. е. при  $\tau > \tau_0$ , верхний предел в интеграле (2.5) выходит из зоны токов и временная зависимость излученного поля определяется пространственной зависимостью интегральных по времени характеристик токов. Отметим, что аналогичным свойством обладает излучение поперечных токов, обусловленных искривлением траектории комптоновских электронов во внешнем магнитном поле [7].

При  $\tau > \tau_0$  выражение (2.5) можно приближенно записать в виде

$$(2.6) \quad A_B = \frac{4\sqrt{2c}}{R} \int_{\rho}^{\infty} dr I(r) \sqrt{r - \rho},$$

где

$$I(r) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} j(r, \tau') d\tau'; \quad \rho(\tau) \equiv \frac{h}{2} \left( \frac{h}{c\tau} + \frac{c\tau}{h} \right).$$

Сигнал, описанный выражением (2.6), обладает свойством, инвариантным относительно пространственной зависимости излучающих токов. Отношение  $A_B/\sqrt{\tau}$  имеет одно и то же значение при  $\tau = \tau_1$  и  $\tau = \tau_2$ , если  $\tau_1 \pm \tau_2$ , но

$$h/c\tau_1 + c\tau_1/h = h/c\tau_2 + c\tau_2/h,$$

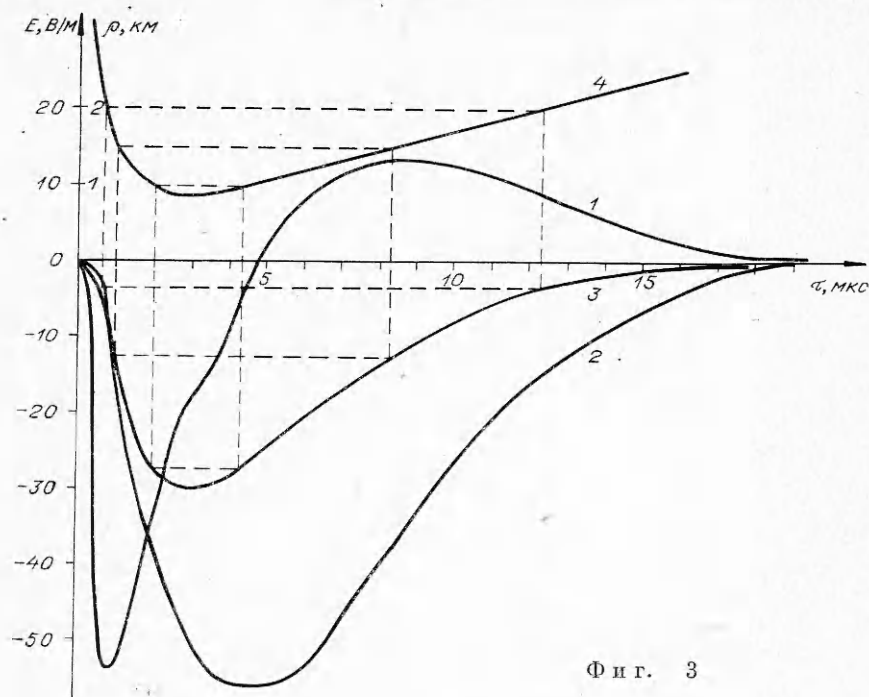
т. е. если  $\rho(\tau_1) = \rho(\tau_2)$ . Факт зависимости величины  $A_B/\sqrt{\tau}$  только от величины  $\rho$  можно проверить по экспериментальной записи сигнала, если известна высота  $h$  источника.

В ряде случаев априорная информация о высоте отсутствует. Этот параметр, однако, можно определить непосредственно по записи сигнала. Метод определения высоты  $h$  основывается на том, что в момент времени  $\tau = h/c$  функция  $A_B/\sqrt{\tau}$  должна быть максимальной. Действительно, при  $\tau = h/c$  производная

$$\frac{d}{d\tau} [A_B(\tau)/\sqrt{\tau}] = \frac{4\sqrt{2c}}{R} \frac{d\rho}{d\tau} \frac{d}{d\rho} \left\{ \int_{\rho}^{\infty} dr I(r) \sqrt{r - \rho} \right\}$$

равна нулю, так как при этом равна нулю производная  $d\rho/d\tau$ . Кроме возможности проверки зависимости величины  $A_B/\sqrt{\tau}$  только от  $\rho(\tau)$ , указанное свойство сигнала дает возможность определить высоту источника, что в ряде случаев представляет самостоятельный интерес.

3. Для экспериментальной проверки теории излучения токов комптоновских электронов была использована экспериментальная запись волнового сигнала, приведенная в работе [4]. Выделенный сигнал комптоновских токов представлен на фиг. 3 (кривая 1). Здесь же представлена временная зависимость векторного потенциала  $A_B(\tau)$  (кривая 2) и функции  $A_B/\sqrt{\tau}$  (кривая 3). Так как в работе [4] сведений о высоте источника не приводится, то для определения величины  $h$  использовано свойство экстремальности функции  $A_B/\sqrt{\tau}$  при  $\tau = h/c$ . В результате получено значение  $h$ , равное примерно 0,9 км. С использованием этого значения  $h$  вычислена функция  $\rho(\tau)$ , график которой представлен на фиг. 3 кривой 4. Непосредственно из графиков видно, что одним и тем же значениям  $\rho$  отвечают



Ф и г. 3

одинаковые значения функции  $A_B/\sqrt{t}$ ; на фиг. 3 отмечены точки, соответствующие значениям  $\rho = 1; 1,5$  и  $2$  км.

Таким образом, произведенная проверка демонстрирует применимость теории излучения токов комптоновских электронов для описания электромагнитных эффектов импульсного  $\gamma$ -излучения в воздухе.

Поступила 5 VIII 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Давыдов С. Л. Ядерный взрыв в космосе, на Земле и под Землей. М., Воениздат, 1974.
2. Виленская Г. Г., Имшеник В. С., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Феоктистов Л. П. Электромагнитное поле, возбуждаемое в воздухе нестационарным источником гамма-излучения, находящимся на идеально проводящей плоскости.— ПМТФ, 1975, № 3.
3. Sandmeier H. A., Dupree S. A., Hansen G. E. Electromagnetic pulse and time-dependent escape of neutrons and gamma rays from a nuclear explosion.— «Nucl. Sci. and Engng», 1972, vol. 48, N 3.
4. Jöhler J. R., Morgenstern J. C. Propagation of the ground wave electromagnetic signal with particular reference to a pulse of nuclear origin.— «Proc. IEEE», 1965, vol. 53, p. 2043.
5. Gilinsky V. Kompaneets model for radio emission from a nuclear explosion.— «Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 1 A.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля М., Физматгиз, 1962.
7. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Радиоизлучение нестационарным источником гамма-квантов, сопровождающее возмущение геомагнитного поля.— «Геомагн. и аэронавигация», 1972, т. 12, № 2, с. 291.