

ВОЗМУЩЕНИЕ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ВОЗДУХА ИМПУЛЬСНЫМ ИСТОЧНИКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов, Г. В. Федорович,
Л. П. Феоктистов
(Москва)

В настоящее время в опубликованных работах весьма подробно теоретически исследовано электромагнитное поле, возникающее при облучении воздуха импульсом γ -излучения в отсутствие внешних полей [1—3], а также при возмущении источником внешнего магнитного поля [4—7]. На основе решения этих задач в [8] интерпретирован опубликованный американскими авторами экспериментально зарегистрированный импульс электрического поля [9], возбуждаемый таким источником. При интерпретации данных, полученных в реальных условиях, необходимо учитывать эффекты возмущения геоэлектрического поля вследствие ионизации воздуха в окрестности источника. О том, что такие эффекты могут быть существенны, свидетельствуют экспериментальные результаты, приведенные в [10].

Ряд обстоятельств заставляет предположить, что эти результаты связаны с возмущением геоэлектрического поля. Одно из наиболее существенных — трудность интерпретации результатов на основе модели, предложенной в работе [10], где наблюдаемые вариации геоэлектрического поля связываются с образованием в окрестности источника электрического дипольного момента M и с последующим увеличением высоты этого момента при всплывании в атмосфере. Этому противоречит необходимость (в рамках предложенной в [10] интерпретации) предположить, что с течением времени, когда интенсивность всех процессов, сопровождающих явление, в том числе и приводящих к образованию момента M , должна затухать, наблюдаемый момент возрастает более чем в 2,5 раза. Отметим также, что расчетная (в принятой в [10] модели явления) величина начального момента примерно на порядок меньше наблюдаемой и проявляет иную тенденцию изменения с высотой источника h , чем наблюдаемая. Предложенное ниже объяснение наблюдаемых вариаций как результата возмущения геоэлектрического поля более естественно описывает экспериментальные данные и не сталкивается с упомянутыми трудностями, присущими модели явления [10].

Кроме необходимости интерпретации результатов наблюдений медленных вариаций типа приведенных в [10], эффекты возмущения геоэлектрического поля необходимо учитывать и при интерпретации микросекундных импульсов типа приведенных в [9], так как эти эффекты могут приводить к вполне заметному вкладу в суммарный сигнал. Действительно, если под действием источника γ -излучения начальное поле E^0 существенно ослаблено в объеме размером r , то, приравняв энергию начального электростатического поля энергии излученного импульса, получим, что на расстоянии s от источника импульс излучения с характерной длительностью τ будет иметь амплитуду

$$E \sim E^0 r^{1/2} (c\tau)^{-1/2} s^{-1}.$$

Для геоэлектрического поля $E^0 \approx 200$ В/м при $r \approx c\tau \approx 1$ км и $s \approx 10^2$ км имеем $E \sim 2$ В/м. Эта оценка свидетельствует об измеримом вкладе эффектов возмущения геоэлектрического поля в суммарный сигнал и о необходимости более детального изучения этого явления.

1. Прежде чем перейти к рассмотрению эффектов возмущения геоэлектрического поля импульсным источником γ -излучения, опишем кратко те характеристики среды и геоэлектрического поля в приземном слое атмосферы, которые в значительной мере определяют выбор анализируемой ниже модели. Известно [11], что вертикальное электрическое поле (его знак соответствует отрицательному заряду земной поверхности) величиной 50—180 В/м существует лишь на высотах, меньших, чем $h_0 \approx 2$ —3 км. На больших высотах это поле быстро спадает (примерно на порядок

в интервале высот 2—2,5 км), что связано с наличием на этой высоте слоя положительных зарядов плотностью ≈ 20 зарядов электрона в см^3 , толщина слоя $\Delta \approx 0,5$ км. На этой же высоте h_0 резко меняется проводимость σ воздуха: если при $h < h_0$ проводимость постоянна и составляет величину $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{CGSE}$, то на больших высотах проводимость быстро растет, так что уже на высоте ≈ 3 км величина $\sigma \approx 10^{-3} \text{CGSE}$. По проводящему воздуху в слое $h < h_0$ текут токи, разряжающие положительные заряды слоя на высоте h_0 . Плотность этих токов $E^0 \sigma_0 \approx 10^{-6} \text{CGSE}$ примерно равна средней по земной поверхности плотности токов молниевых разрядов, которые по существующим представлениям [12] «подзаряжают» слой на высоте h_0 .

Если в этих условиях в момент времени $t = 0$ на высоте $h < h_0$ включается импульсный изотропный источник γ -излучения, то от него по пространству со скоростью света c распространяется сферический фронт γ -излучения, за которым развивается проводимость воздуха $\sigma(r, t - r/c)$. Проводящий объем поляризуется во внешнем поле, и внутри него возникает нестационарное электрическое поле. При $0 < h < h_0$ до моментов времени $t_1 = \min\{h/c; (h_0 - h)/c\}$, рассматривая электродинамику явления, можно считать внешнюю среду и геоэлектрическое поле однородными. В более поздние моменты времени это приближение несправедливо. Так, при $t > t_2 = \max\{h/c; (h_0 - h)/c\}$ проводящий объем «замыкает» слой повышенной концентрации зарядов на высоте h_0 на землю, что приводит к уменьшению плотности зарядов в части слоя, расположенной над источником. В последующие моменты времени в эту область из соседних начинают натекают избыточные заряды и волна компенсирующих токов расходится от центра, вызывая сравнительно медленное изменение геоэлектрического поля на расстояниях, больших, чем размеры начальной области уменьшенной плотности заряда в слое на высоте h_0 . Очевидно, что при $t > t_2$ эффекты существенно связаны с неоднородностью среды и геоэлектрического поля.

Из сказанного следует, что процесс возмущения геоэлектрического поля импульсным источником γ -излучения может быть разбит на три стадии, каждую из которых характеризуют свои временные масштабы и (как следствие) свои особенности протекания явления. Первая из этих стадий — расширение со скоростью света сферы, внутри которой в воздухе инициируется проводимость. На этой стадии, длящейся до 10 мкс и характеризующейся масштабами времени $\sim 0,1$ мкс, существенны токи смещения и возбуждение индукционного магнитного поля. Поэтому на этой стадии происходит наиболее интенсивное излучение волновых сигналов. При исследовании явлений в эти моменты времени можно пренебречь неоднородностью среды и геоэлектрического поля.

На второй стадии (при стекании зарядов из слоя на высоте h_0 на землю через область повышенной проводимости), длящейся, пока действует источник квантов (до единиц секунд), существенны токи проводимости, текущие в объеме вблизи источника.

В моменты времени порядка десятков секунд и минут можно полагать, что проводимость воздуха вблизи источника уменьшилась настолько, что токи вблизи него становятся значительно меньше, чем токи, связанные с компенсацией стекшего на землю заряда части слоя на высоте h_0 зарядами из соседних областей. При этом становятся существенными токи проводимости, текущие по слою на высоте h_0 . На двух последних стадиях неоднородность среды и геоэлектрического поля существенны. Относительная медленность процессов дает возможность пренебречь влиянием индуцированного токами магнитного поля и эффектами излучения волновых сигналов.

Перейдем к более подробному изучению процесса на описанных стадиях.

2. Поляризация расширяющейся со скоростью света проводящей области приводит к появлению в ней нестационарного электромагнитного поля с компонентами $E_r(r, \vartheta, t)$, $E_\vartheta(r, \vartheta, t)$ и $H_\varphi(r, \vartheta, t)$. Импульс γ -излучения одновременно возбуждает в воздухе волну токов комптоновских электронов, приводящую к возбуждению тех же компонент полей (см., например, [1—3]), однако в силу линейности задачи эффекты, связанные с начальным полем и сторонними токами, могут рассматриваться отдельно. Специфика данной задачи, обуславливающая и трудности ее решения, состоит в том, что излучающие токи не заданы и должны находиться вместе с полями из системы уравнений Максвелла.

Пространственно-временное распределение поля, возмущенного разрывающейся под действием γ -излучения проводимостью $\sigma(r, t - r/c)$, удовлетворяет уравнениям Максвелла

$$(2.1) \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sigma \mathbf{E}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

для компонент поля E_ϑ , E_r , H_φ с начальными условиями

$$E_\vartheta(r, \vartheta, 0) = E_\vartheta^0(r, \vartheta), \quad E_r(r, \vartheta, 0) = E_r^0(r, \vartheta), \quad H_\varphi(r, \vartheta, 0) = 0.$$

В качестве граничных условий потребуем, чтобы на поверхности сферы достаточно малого радиуса a выполнялось условие $E_\vartheta(a, \vartheta, t) = 0$ (считаем, что источник окружен идеально проводящей сферой радиуса a), а вне зоны проводимости на достаточно больших расстояниях $E_\vartheta(r, \vartheta, t) = E_\vartheta^0(r, \vartheta) = H_\varphi(r, \vartheta, t)$. Как и в задаче, рассмотренной в [4], эти условия определяют единственное решение задачи. При заданных начальных условиях уравнения Максвелла содержат независимые переменные r , ϑ , t . Угловые зависимости отделяются в уравнениях и граничных условиях, если распределения полей (в том числе и начальные), как и в [3], представить в виде

$$(2.2) \quad E_r(r, \vartheta, t) = \sum_l E_{rl}(r, t) \cdot P_l(\cos \vartheta), \quad E_\vartheta(r, \vartheta, t) = \sum_l \frac{1}{r} E_{\vartheta l}(r, t) \cdot P_l^{(1)}(\cos \vartheta),$$

$$H_\varphi(r, \vartheta, t) = \sum_l \frac{1}{r} H_{\varphi l}(r, t) \cdot P_l^{(1)}(\cos \vartheta),$$

где $P_l(x)$ — полиномы, а $P_l^{(1)}(x) = (1-x^2)^{1/2} \frac{dP_l(x)}{dx}$ —присоединенные полиномы Лежандра. Коэффициенты разложений полей по полиномам удовлетворяют одномерным нестационарным уравнениям отдельно для каждого l

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_{rl}}{\partial t} = \frac{l(l+1)}{r^2} H_{\varphi l} - \frac{4\pi}{c} \sigma E_{rl}, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial E_{\vartheta l}}{\partial t} = -\frac{\partial H_{\varphi l}}{\partial r} - \frac{4\pi}{c} \sigma E_{\vartheta l},$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial H_{\varphi l}}{\partial t} = \frac{\partial E_{\vartheta l}}{\partial r} - E_{rl}.$$

Использование разложений угловых зависимостей полей (2.2) позволяет отделить угловую зависимость и в задаче о возмущении начального поля источником, расположенным на границе воздуха и идеально проводящего полупространства. Поскольку эффект есть и в случае однородного пространства, влияние добавочной асимметрии, вносимой подстилающей

поверхностью на характеристики возмущенных полей, ниже не учитывается.

Рассмотрим задачу о возмущении начального электрического поля, которое описывается решением статической задачи о проводящей сфере радиуса a во внешнем однородном поле:

$$E_{\vartheta}(r, \vartheta, 0) = E_0(1 - a^3/r^3)\sin \vartheta, \\ E_r(r, \vartheta, 0) = -E_0(1 + 2a^3/r^3)\cos \vartheta, \quad r \geq a.$$

Вначале, как и в [3], будем учитывать только электронную проводимость воздуха (она преобладает над ионной проводимостью в течение времени порядка микросекунд с начала облучения воздуха)

$$\sigma(r, t) = ek\mu^3vNe^{-x}x^{-2}r(y-x)/4\pi,$$

где безразмерная функция $r(y)$ находится из уравнения

$$dr/dy + (\gamma/\mu c)r = \varphi(y), \quad r(0) = 0, \\ \varphi(y) = ye^{2y}/I \cdot [A + e^{(\Omega+\Delta)y}], \quad I = \int_0^{\infty} dy ye^{2y}/[A + e^{(\Omega+\Delta)y}], \\ y = \mu ct, \quad x = \mu r$$

(эти и остальные обозначения совпадают с обозначениями работы [3]). В качестве масштаба поля выберем величину начального поля E^0 , тогда разложения (2.2) приобретают вид

$$E_r(x, y, \vartheta) = E^0 E(x, y) \cos \vartheta, \quad E_{\vartheta}(x, y, \vartheta) = E^0 (1/x) \varepsilon(x, y) \sin \vartheta, \\ H_{\varphi}(x, y, \vartheta) = E^0 (1/x) h(x, y) \sin \vartheta,$$

где безразмерные функции E , ε и h определяются как решения системы уравнений

$$\partial E / \partial \tau = (2/x^2)h - \sigma'(x, \tau)E, \quad \partial \varepsilon / \partial \tau = -\partial h / \partial x + \partial h / \partial \tau - \sigma'(x, \tau)\varepsilon, \\ \partial h / \partial \tau = -\partial \varepsilon / \partial x + \partial \varepsilon / \partial \tau - E$$

при начальных условиях

$$h(x, 0) = 0, \quad \varepsilon(x, 0) = x - x_0^3/x^2, \quad E(x, 0) = -1 - 2x_0^3/x^3, \quad x_0 \equiv \mu a$$

и граничных

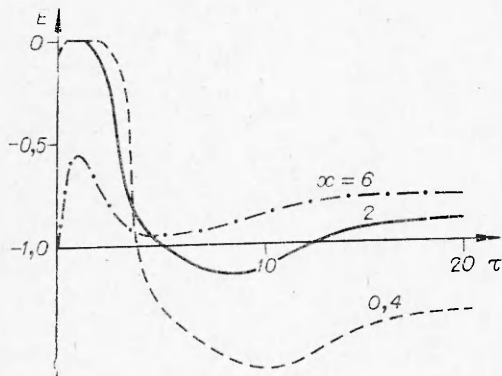
$$\varepsilon(x_0, \tau) = 0, \quad \varepsilon(x_1, \tau) - \varepsilon(x_1, 0) = h(x_1, \tau), \quad x_1 \gg 1, \\ \sigma'(x, \tau) = 4\pi/\mu c \cdot \sigma(x, \tau) = Rx^{-2}e^{-x}r(\tau), \quad R \equiv ek\mu^2vN/c.$$

При решении этой задачи использовались те же значения физических констант и тот же алгоритм, что и в работе [3].

Результаты численного интегрирования представлены на фиг. 1—4. На фиг. 1—3 изображены зависимости компонент полей для $R = 1,54 \cdot 10^5$ от «местного» времени $\tau = (y-x)$ на различных расстояниях от центра, на фиг. 4 — пространственные распределения компоненты E_{ϑ} для того же источника в моменты времени, когда фронт возмущения достиг соответственно расстояний 5; 10; 15; 20.

Обсудим кратко полученные результаты. Из фиг. 1—3 можно видеть, что на малых расстояниях ($x \leq 2$) в начальные моменты обе компоненты электрического поля по абсолютной величине убывают до нуля (из числен-

ного счета при $x = 0,4$ для $R = 1,54 \cdot 10^6$ время затухания поля $\sim 0,06$, оно уменьшается с увеличением интенсивности источника) и в течение времени $\sim 1,5-2 E \approx 0$ и $\varepsilon \approx 0$, в то время как магнитное поле за то же время нарастает от нуля до величины, равной начальному полю, и $h \sim x$, пока $E \approx \varepsilon \approx 0$. Эти особенности поведения полей в зоне действия источника уже ясны из свойств решения модельной задачи [13] о расширении со скоростью света области ионизации с конечной проводимостью во



Ф и г. 1

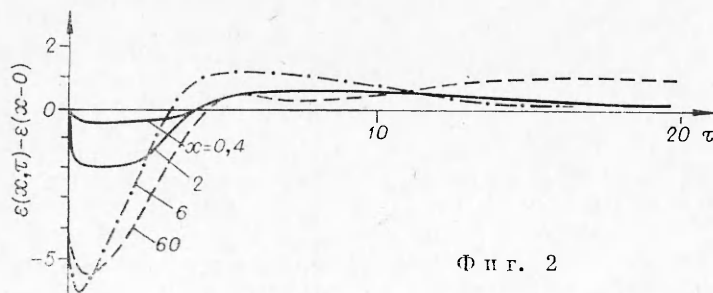
внешнем электрическом поле. Как показано в [13], в случае достаточно большой проводимости электрическая энергия начального поля преобразуется в энергию магнитного поля внутри области ионизации.

Можно убедиться, что на расстояниях порядка нескольких единиц поверхности, соответствующая какому-либо достаточно большому значению проводимости, движется со скоростью, весьма близкой к скорости света, а на расстояниях $x \approx 1$, например, при $R = 1,54 \cdot 10^5$ условие большой

проводимости ($\sigma \tau \gg 1$) выполнено при $\tau \approx 1-2$, так что условия работы [13] в данном конкретном случае выполнены при $x \leq 1-2$, $\tau \leq 1-2$. При больших τ условие сильной проводимости перестает выполняться, магнитное поле на малых расстояниях начинает затухать, появляются компоненты E_r и E_ϕ индукционного электрического поля.

Трансформация формы импульса с расстоянием наглядно показана на фиг. 4. Видно, что первая полуволна импульса сформирована в пределах расстояний $x \approx 10$, при $x > 10 E_\phi \approx H_\phi \sim x^{-1}$.

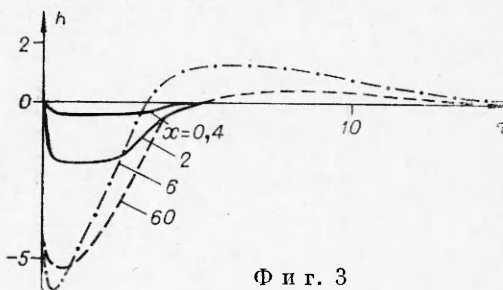
Видно также, что, когда излученный импульс «ушел» на большое расстояние, на относительно малых расстояниях ($x \sim 1-10$) остается возмущенное электрическое поле дипольного типа. Это есть следствие того, что в нестационарной проводящей среде в зоне источника возникает объемный заряд из-за поляризации неоднородного проводящего объема и этот заряд не исчезает при $\sigma \rightarrow 0$, поэтому в зоне источника, где была проводимость, при больших t остается статическое распределение электрического поля. Пространственное распределение магнитного поля для тех же моментов времени близко к распределению E_ϕ, H_0 в отличие от электрического, после прохождения импульса магнитное поле вблизи источника не остается. Этот факт — следствие исходной модели, в которой источник затухает со временем. В другой какой-либо модели, напри-



Ф и г. 2

мер, когда интенсивность подобного источника спадает не до нуля, а до конечной величины, остаточные поля от нестационарного импульса γ -излучения будут исчезать со временем, но в зоне токов при больших t возникает другое распределение полей, рассмотренное в работе [14].

Из фиг. 5 (на которой представлен излученный сигнал ($x = 60$) для разных интенсивностей источника (1 — $R = 7,7 \cdot 10^2$; 2 — $R = 7,7 \cdot 10^3$; 3 — $R = 1,5 \cdot 10^5$; 4 — $R = 1,5 \cdot 10^6$; 5 — $R = 1,5 \cdot 10^7$; 6 — $R = 1,5 \cdot 10^8$)) видно, что амплитуда и длительность излученного сигнала логарифмически зависят от интенсивности источника, что объясняется логарифмической зависимостью от N эффективного

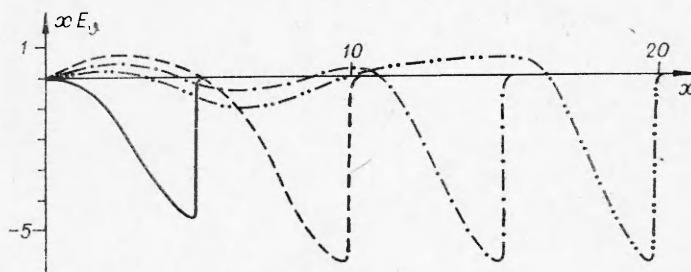


Ф и г. 3

размера зоны ионизации, в которой сильно возмущено начальное поле.

3. Приведенное выше решение, как было отмечено в п. 1, описывает явление лишь до того времени, пока внешнюю среду и геоэлектрическое поле можно считать однородными, т. е. реально до моментов $\tau \leq 3-5$ мкс. Для решения уравнений в поздние моменты времени использование разложений (2.2) не облегчает задачи и определение угловой зависимости полей следует производить одновременно с зависимостью от расстояния и времени, т. е. задача становится многомерной. Решение (даже численное) многомерной задачи представляет значительно большие трудности, чем приведенное в п. 2 решение одномерной задачи, однако характер явления в поздние моменты можно выяснить на основе достаточно простых оценок.

Предположим, что в описанных в п. 1 условиях, соответствующих нижней атмосфере, на высоте $h < h_0$ включается источник γ -излучения достаточно высокой активности, так что проводимость воздуха между слоем положительных зарядов и поверхностью земли существенно возрастает. Это приводит к быстрому стеканию зарядов из части слоя, расположенной под источником, на землю через область повышенной проводимости. После образования в слое на высоте h_0 области с пониженной концентрацией зарядов в нее из соседних областей начинают натекать избыточные заряды и волна компенсирующих токов расходится от центра, вызы-

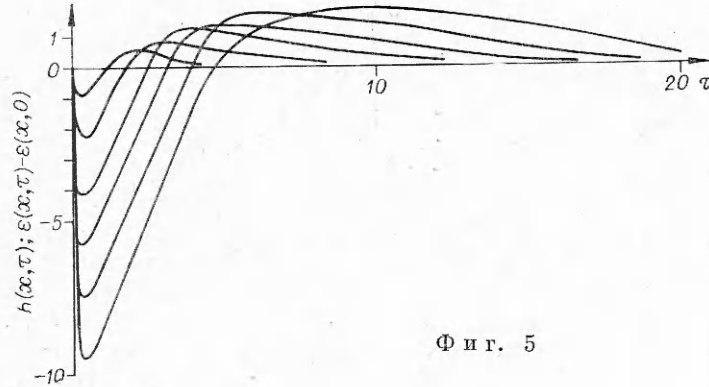


Ф и г. 4

вая изменение геоэлектрического поля на больших расстояниях. Такое разделение процесса на две стадии возможно при достаточно большом различии величин проводимости вблизи источника и естественной проводимости воздуха, поэтому при рассмотрении первой стадии процесса (перетекания зарядов на землю) можно пренебречь эффектами компенсации

зарядов в слое за счет тока из соседних областей, а при рассмотрении второй стадии процесса (волны компенсирующих токов) можно пренебречь изменением естественной проводимости воздуха, полагая, что в интересные при этом моменты времени (порядка секунд и минут) дополнительная ионизация воздуха источником прекратилась.

Оценим размер области, заряд которой переносится на землю током σE . Величину поля E можно оценить из уравнений Максвелла. При этом



Ф и г. 5

в моменты времени $t \sim h_0/c$, когда зона повышенной проводимости достигает размеров $\sim h_0$, на расстояниях $\sim h_0$ от источника можно не учитывать влияния магнитного поля, это видно из результатов, приведенных в п. 2. Из первого уравнения системы (2.4) в этом случае следует

$$dE/dt \approx -4\pi\sigma E,$$

откуда получается оценка для поля E

$$E \approx E^0 \exp\left(-4\pi \int_0^+ \sigma dt'\right).$$

Подстановка E^0 в этом решении допустима, так как искажения внешнего поля, вызванные кратковременным импульсом γ -излучения на расстояниях $\sim h_0$ столь же малы, как и добавочное магнитное поле (см. п. 2). Так как величина наведенной проводимости σ зависит от расстояния r от источника

$$r = \sqrt{R^2 + (h_0 - h)^2},$$

где R — расстояние от оси симметрии, то плотность тока из слоя положительных зарядов равна

$$j(R, t) = E^0 \sigma(r(R), t) \exp\left\{-4\pi \int_0^+ \sigma(r(R), t') dt'\right\},$$

поэтому суммарное изменение поверхностной плотности заряда в слое $\delta\Sigma(R)$ описывается выражением

$$(3.1) \quad \delta\Sigma(R) = \int_0^\infty dt j(R, t) \approx \Sigma^0 \left\{1 - \exp\left(-4\pi \int_0^\infty \sigma dt\right)\right\},$$

где $\Sigma^0 = E^0/4\pi$ — начальная поверхностная плотность зарядов. На малых расстояниях R показатель экспоненты в (3.1) может быть большим (при достаточно большой активности источника) и $\delta\Sigma \approx \Sigma^0$, т. е. заряд из слоя полностью переходит на землю. На больших расстояниях R показатель мал и $\delta\Sigma \ll \Sigma^0$, т. е. заряд меняется мало. Граница области R_0 , из которой заряд практически полностью перешел на землю, определяется условием

$$(3.2) \quad 4\pi \int_0^{\infty} \sigma(r(R_0), t) dt = 1,$$

т. е. зависит как от активности источника, так и от его высоты.

На достаточно больших расстояниях ($R \gg R_0$) возмущение электрического поля E , связанное с «разрядкой» слоя, эквивалентно полю электрического диполя величиной

$$M = 2\pi R_0^2 \Sigma^0 h_0 = \frac{1}{2} E^0 R_0^2 h$$

с отрицательным зарядом в верхней части.

Рассмотрим динамику движения компенсирующих зарядов в моменты времени порядка единиц секунд и позже. Отвлекаясь от деталей высотного распределения зарядов, можно считать их сосредоточенными на некоторой плоскости, находящейся на высоте h_0 , поверхностную плотность зарядов будем обозначать через Σ . Равновесное состояние системы зарядов соответствует постоянной величине $\Sigma = \Sigma^0$ на всей плоскости.

В начальный момент времени равновесное состояние нарушено, так как из области внутри круга радиуса R_0 заряд полностью изъят. Вместо движения компенсирующих положительных зарядов можно рассматривать «расплывание» некоторого эквивалентного отрицательного заряда, сосредоточенного в круге радиуса $R^*(t)$ и первоначально распределенного с поверхностной плотностью Σ^0 в круге радиуса R_0 . Плотность эквивалентного заряда изменяется по закону

$$(3.3) \quad \partial\Sigma/\partial t = (\sigma\Delta/R) \cdot \partial[RE_R]/\partial R,$$

где E_R — касательная к плоскости компонента электрического поля. Для качественных оценок можно полагать, что равномерное распределение заряда внутри круга $R^*(t)$ сохраняется в течение всего времени растекания. При этом сохраняется полный заряд $\pi \Sigma [R^*(t)]^2 = \pi \Sigma^0 R_0^2$, а величина электрического поля E_R меняется по закону

$$(3.4) \quad E_R = \begin{cases} -\pi \Sigma R/R^* & \text{при } R < R^*, \\ -\pi \Sigma (R^*/R)^2 & \text{при } R > R^*. \end{cases}$$

Подставляя (3.4) в (3.3), получим, что при $R < R^*$

$$\partial\Sigma/\partial t = -2\pi\sigma\Delta \cdot \Sigma/R^*(t),$$

что при использовании закона сохранения дает возможность записать решение в виде

$$\Sigma(R < R^*, t) = \Sigma^0 (R_0/R^*)^2, \quad R^* = R_0 + \pi\sigma\Delta t.$$

Таким образом, растекание эффективного заряда происходит с постоянной скоростью $D = \pi\sigma\Delta$, его плотность при $t \gg R_0/\pi\Delta\sigma$ убывает как t^{-2} .

Описанная динамика компенсирующих токов приводит к немонотонной зависимости вертикального электрического поля на расстоянии R от оси симметрии от времени. Действительно, в начальные моменты времени после скачкообразного спада поля, обусловленного быстрым «разрядом» части поверхностного заряда на землю, поле продолжает убывать за счет приближения «края» области пониженной концентрации зарядов к точке детектирования. Лишь после того, как с течением времени R^* станет больше, чем R , поле начнет спадать по мере убывания плотности заряда. Для вертикального поля E_B на поверхности земли справедливо выражение

$$E_B(R) = 2h_0 \int_0^\infty R' \sum (R', t) dR' \int_0^\pi d\varphi [h_0^2 + R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \varphi]^{-3/2},$$

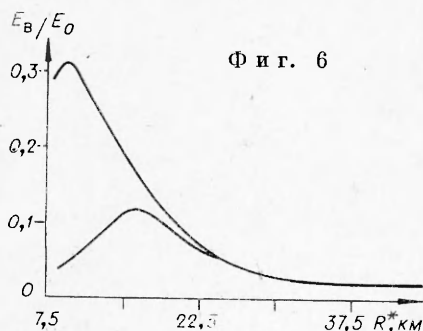
которое для равномерного распределения зарядов в круге радиуса $R^*(t)$ имеет вид
(3.5)

$$E_B(R) = E^0 \frac{h_0}{\pi} \left(\frac{R_0}{R^*} \right)^2 \int_0^\pi \frac{d\varphi}{h_0^2 + R^2 \sin^2 \varphi} \left[\sqrt{h_0^2 + R^2} - \frac{h_0^2 + R^2 - RR^* \cos \varphi}{\sqrt{h_0^2 + R^2 + R^{*2} - 2RR^* \cos \varphi}} \right].$$

Зависимость поля от времени связана с изменением $R^* = R^*(t)$, согласно (3.5). Функция E_B/E_0 в зависимости от R^* представлена на фиг. 6 для двух расстояний $R = 7,8$ и $14,3$ км (кривые 1 и 2 соответственно, принято $h_0 = 3$ км, $R_0 = 7,5$ км). Видно, что максимальной величины поле достигает тем позже, чем дальше расположена точка детектирования. Величина максимума уменьшается с расстоянием.

4. Сопоставим полученные результаты с имеющимися экспериментальными данными. Рассмотрим вначале короткопериодные возмущения геоэлектрического поля, проанализированные в п. 2. Из фиг. 5 видно, что для $R = 1,54 \cdot 10^5$ на расстоянии $x = 40$ амплитуда сигнала составляет $\approx 10^{-2} E^0$. Полагая величину E^0 равной среднему значению геоэлектрического поля на нулевой высоте, $E^0 \approx 180$ В/м [11], получаем в соответствии с качественной оценкой, что величина сигнала при этом расстоянии составляет ≈ 2 В/м, что хотя и заметно ниже наблюдаемого уровня сигнала, генерируемого коротким импульсом γ -излучения (согласно результатам [9], амплитуда этого сигнала в ≈ 15 раз выше), но тем не менее вполне измеримо. Эффекты возмущения геоэлектрического поля могут стать определяющими, когда при осадках, бурях, метелях величина геоэлектрического поля возрастает в сотни и тысячи раз. При этом возможна смена полярности излучаемого импульса вместе со сменой знака геоэлектрического поля.

Сопоставим результаты приближенного рассмотрения медленно меняющихся полей, обусловленных перетеканием положительных зарядов в слое на высоте h_0 в область пониженной концентрации с результатами экспериментальных наблюдений медленных вариаций геоэлектрического поля, приведенными в [10]. Определим прежде всего размер R_0 области пониженной концентрации, задаваемый соотношением (3.2). Для вычисле-



Ф и г. 6

ния интеграла будем использовать данные об источнике работы [10]. Используя выражения (8), (10) работы [10], запишем интеграл (3.2) в виде

$$(4.1) \quad 4\pi \int_0^{\infty} \sigma dt = \frac{4e\mu_{\pm}}{r} \sqrt{\frac{\pi N v}{\beta \lambda}} \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^r \lambda^{-1} dr \right] \int_0^{\infty} f^{1/2}(t) dt$$

(здесь и ниже обозначения и значения величин те же, что и в работе [10]). Относительно нормированной функции $f(t)$ известно, что она меняется как $t^{-1,2}$. Для возможности нормировки необходимо предположить, что $f(t < t_1) = 0$. При этом $f(t)$ можно записать в виде $0,2t_1^{0,2}t^{-1,2}$. Для того чтобы интеграл по t в (4.1) имел конечную величину, необходимо предположить, что $f(t > t_2) = 0$. При этом

$$\int_0^{\infty} f^{1/2}(t) dt \approx \sqrt{1,25} t_1^{0,1} t_2^{0,4}.$$

Зависимость конечных результатов от величин t_1 и t_2 весьма слабая, для определенности ниже принято $t_1 = 10^{-6}$ с, $t_2 = 10^{-2}$ с. Изменения t_1 и t_2 на один-два порядка меняют результат на 2–5%. Подставляя в (4.1) численные значения величин из [10], получим

$$(4.2) \quad 4\pi \int_0^{\infty} \sigma dt = 10^5 r^{-1} \exp(-1,7 \xi r),$$

где r следует подставлять в километрах; ξ — средняя плотность воздуха в слое между h и h_0 (отнесенная к плотности воздуха на нулевой высоте). Согласно [10] (следует учитывать приподнятость земной поверхности над уровнем моря), $0,8 \geq \xi \geq 0,6$ (ниже принято $\xi = 0,7$). Функция (4.2) равна единице при $r = 8$ км, что, например, при $h = 0,3$ км и $h_0 = 3$ км приводит к значению $R_0 = 7,5$ км.

Дипольный момент, связанный с «разрядкой» слоя, составляет величину $M \approx 0,4$ Кл·км (принято $E_0 = 40$ В/м), что сопоставимо с приведенной в [10]. Здесь следует отметить, что величина M в работе [10] вычислялась на основе результатов измерений поля E_B и принятой в [10] модели явления, согласно которой диполь образует заряжающийся источник и его отражение в земле. Для более корректного сопоставления теоретических и экспериментальных результатов следует обратиться непосредственно к экспериментальным данным, приведенным в работе [10].

Обращает на себя внимание сложная зависимость поля от времени на расстоянии 7,8 км и более простая — на расстоянии 14,3 км. На расстоянии 7,8 км был зарегистрирован начальный узкий (длительностью < 10 с) пик, в котором возмущение превосходило начальное поле, после чего следовал более плавный сигнал также с максимумом при $t \approx 30$ с. Амплитуда возмущения поля во втором максимуме также сравнима с начальным полем. На расстоянии 14,3 км начальный узкий пик отсутствует и возмущение после начального скачка продолжает нарастать, достигая к моменту времени $\approx 1,5$ мин максимума, после чего спадает с характерным временем ≈ 5 мин. Эти результаты можно сопоставить с результатами расчета вертикального электрического поля, приведенными в п. 3, если полагать, что величина R^* менялась от 7,5 км при $t = 0$ со скоростью ≈ 6 км/мин. При этом величина R^* достигает значения ≈ 9 км, при котором возмущение поля на расстоянии 7,8 км максимально в момент времени ≈ 30 с, что совпадает с наблюдаемым значением.

Значения 17 км, при котором максимально возмущение поля на расстоянии 14,3 км, величина R^* достигает при $t \approx 1,5$ мин, что также совпадает с наблюдаемым моментом. Расчетные амплитуды возмущений поля сопоставимы с наблюдаемыми (отличия не превышают двукратных).

Начальный узкий пик, наблюдавшийся на расстоянии 7,8 км, не объясняется в рамках модели п. 3. Его природа, по-видимому, связана с возрастанием проводимости воздуха в непосредственной окрестности точки детектирования под действием γ -излучения. Локальный характер такого эффекта (он отсутствует на расстоянии 14,3 км) подтверждает эту точку зрения.

Следует отметить, что для обеспечения наблюдаемой скорости волны компенсирующих токов необходимо принять величину проводимости в слое, где текут эти токи, равной $\approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, что примерно на порядок превышает естественную проводимость на рассматриваемых высотах ($\approx 3-4$ км). По-видимому, такие значения проводимости связаны с облучением воздуха. Для уточнения модели п. 3 следовало бы рассмотреть трехмерное движение волны компенсирующих токов в среде с проводимостью, меняющейся со временем и с расстоянием, что, однако, выводит проблему за пределы простых оценок.

Авторы выражают благодарность Г. Г. Виленской, выполнившей численные расчеты.

Поступила 14 II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанец А. С. Радиоизлучение атомного взрыва.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, № 6 (12).
2. Cilinsky V. Kompaneets model for radio emission from a nuclear explosion.—«Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 1, A.
3. Виленская Г. Г., Имшенник 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.
4. Karzas W. J., Latter R. The electromagnetic signal due to the interaction, of nuclear explosions with the earth's magnetic field.—«J. Geophys. Res.», 1962, vol. 67, p. 4655.
5. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Быстропеременные возмущения геомагнитного поля нестационарным источником гамма-квантов.— «Геомагнетизм и аэронавигация», 1974, № 1, с. 281.
6. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Радиоизлучение, сопровождающее возмущение геомагнитного поля нестационарным источником гамма-излучения.— «Геомагнетизм и аэронавигация», 1972, № 2, с. 191.
7. Виленская Г. Г., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Возмущение магнитного поля нестационарным источником гамма-квантов.— ПМТФ, 1975, № 2.
8. Иванов В. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. К вопросу о природе сигнала, выделяемого из суммарного электромагнитного импульса.— ПМТФ, 1977, № 1.
9. Jöhler J. K., Morgenstern J. C. Propagation of the ground wave electromagnetic signal with particular reference to a pulse nuclear origin.—«Proc. IEEE», 1965, N 53, p. 2043.
10. Holzer R. E. Atmospheric electrical effects of nuclear explosions.—«J. Geophys. Res.», 1972, vol. 77, N 30, p. 5845.
11. Справочник по геофизике. М., «Наука», 1965.
12. Фейнман Р. Лекции по физике. Т. 5. М., «Мир», 1963.
13. Бодулинский В. К., Медведев Ю. А., Федорович Г. В. Возмущение внешних полей проводящими областями, расширяющимися со скоростью света.—«Радиотехника и электроника», 1972, т. 17, № 2, с. 283.
14. Гутто Ю. В., Медведев Ю. А. Об электромагнитном поле, возникающем при ионизации воздуха точечным источником гамма-излучения в электрическом поле Земли.—«Радиофизика», 1969, т. 12, № 10, с. 1573.