

УДК 550.388.2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

B. M. Сорокин, Г. В. Федорович

Проведен анализ записей короткопериодных колебаний геомагнитного поля. Показано, что в нижней ионосфере распространяются короткопериодные волны со скоростью порядка 20 км/с. Найдена и проанализирована импульсная функция этих волн. Выводы теории сопоставлены с результатами наблюдения колебаний геомагнитного поля.

1. В ряде работ (см., например, [1, 2]) приведены данные, свидетельствующие о том, что колебания геомагнитного поля с периодами в десятки секунд могут распространяться вдоль поверхности Земли со скоростью порядка десятков км/с. В этих работах анализировались характеристики горизонтального распространения пульсаций геомагнитного поля, и было показано, в частности, что длины волн пульсаций значительно меньше радиуса Земли, скорости составляют 15—20 км/с, причем, имели место случаи распространения пульсаций с юга на север. Отмеченные свойства объясняются влиянием ионосферы на характеристики пульсаций при их распространении от магнитосферы к Земле. Именно пульсации трансформируются в короткопериодные электромагнитные волны в ионосфере. Выделение таких волн и исследование их характеристик наиболее эффективно, если их источник известен. Таким источником может служить акустическая волна землетрясения, которая при входе в ионосферу генерирует колебания геомагнитного поля. С целью проверки этого предположения, а также исследования характеристик распространения короткопериодных волн в ионосфере были проанализированы записи геомагнитного поля, полученные на различных геомагнитных обсерваториях в интервале времени порядка 30 минут после нескольких сильных землетрясений. Так, были выбраны землетрясения: 28.03. 1964 г., 03.36 UT (эпицентр в Анкоридже, Аляска, США) [3], 16.05. 1968 г., 00.48 UT (эпицентр с координатами 40°,8 с. ш., 153°,4 в. д., Япония, магнитуда 8,25) [4], 11.08. 1969 г., 21.27 UT (эпицентр с координатами 43°,1 с. ш. 147°,7 в. д., Курильские о-ва, магнитуда 7,8) [5].

Были проанализированы записи геомагнитного поля, полученные на обсерваториях, расположенных в районах Тихого океана и США (см. табл. 1), хранящиеся в МЦД-2. Пример записей компонент D , H и Z магнитного поля, полученных в обсерватории Фредериксбург 28.03. 1964 г., приведен на рис. 1. Эпицентр землетрясения находился на расстоянии 5000 км от обсерватории. Из рис. 1 видно, что спустя 14 минут после землетрясения были зарегистрированы вариации D - и H -компонент магнитного поля, период которых растет от значений менее 10 с на фронте до значений 1 мин спустя 5 минут после прихода сигнала. Амплитуда вариаций составляла величину $\sim 12 \mu T$ и $8 \mu T$ в D - и H -компонентах соответственно.

Что касается Z -компоненты, то амплитуда ее вариаций составляла величину менее $3 \mu T$ до момента времени около 17 минут после земле-

трясения. Начиная с этого момента времени во всех трех компонентах наблюдались аналогичные сигналы, сравнимой амплитуды и, примерно одинаковой формы. Аналогичные результаты были получены на других обсерваториях и при других землетрясениях. Следует отметить, что на обсерваториях, расположенных на расстоянии, не превышающем 1000 км от эпицентра, вариации геомагнитного поля регистрируются одновременно во всех компонентах, имеют сопоставимые амплитуды и примерно одинаковые формы, т. е. сразу же регистрируется сигнал, который на удаленных обсерваториях регистрируется с запозданием относительно начала вариаций в D- и H-компонентах.

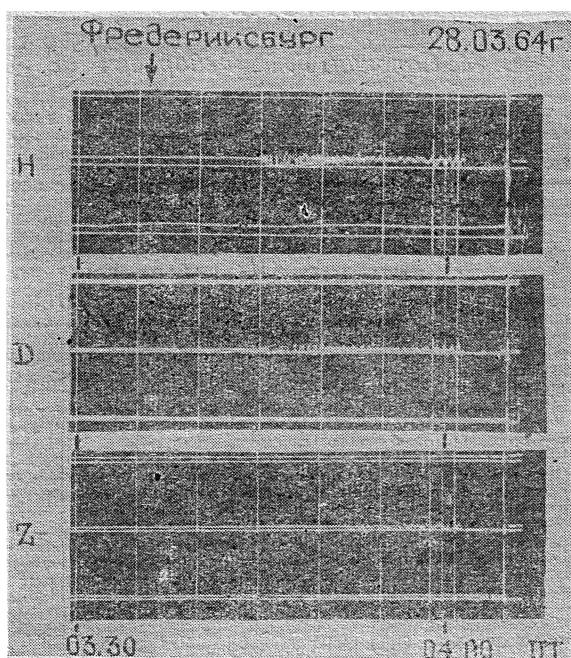


Рис. 1. Пример записей компонент H , D и Z магнитного поля во время землетрясения 28.03.1964 г.

2. Анализ совокупности данных, полученных на различных обсерваториях, показал, что интервал времени между землетрясениями и началом регистрации вариаций растет с удалением от эпицентра. Отмеченную закономерность иллюстрирует рис. 2. На рисунке представлены магнитограммы, полученные на различных расстояниях от эпицентра. Видно, что колебания регистрируются тем позже, чем больше эпизентральное расстояние. На рис. 3 приведены экспериментальные результаты по длительности интервала времени между землетрясениями и началом регистрации колебаний в зависимости от эпизентрального расстояния (кружки, квадраты и треугольники относятся к землетрясениям 28.03.64 г., 16.05.68 г. и 11.08.69 г. соответственно). Так как на записях, полученных на удаленных ($r \geq 10^3$ км) обсерваториях, наблюдаются сигналы двух типов — приходящие раньше, у которых амплитуда вариаций в Z -компоненте значительно меньше, чем в D - и H -компонентах, и приходящие позже, у которых амплитуда вариаций во всех трех компонентах сопоставима, то на графике рис. 3 для этих обсерваторий отмечены времена прихода сигналов обоих типов, причем, время прихода сигнала первого типа указано соответствующим знаком со штрихом-

кой. На рис. 1 приведен пример записи вариаций геомагнитного поля, иллюстрирующий отмеченную структуру сигнала.

Скорости распространения сигналов каждого типа определялись

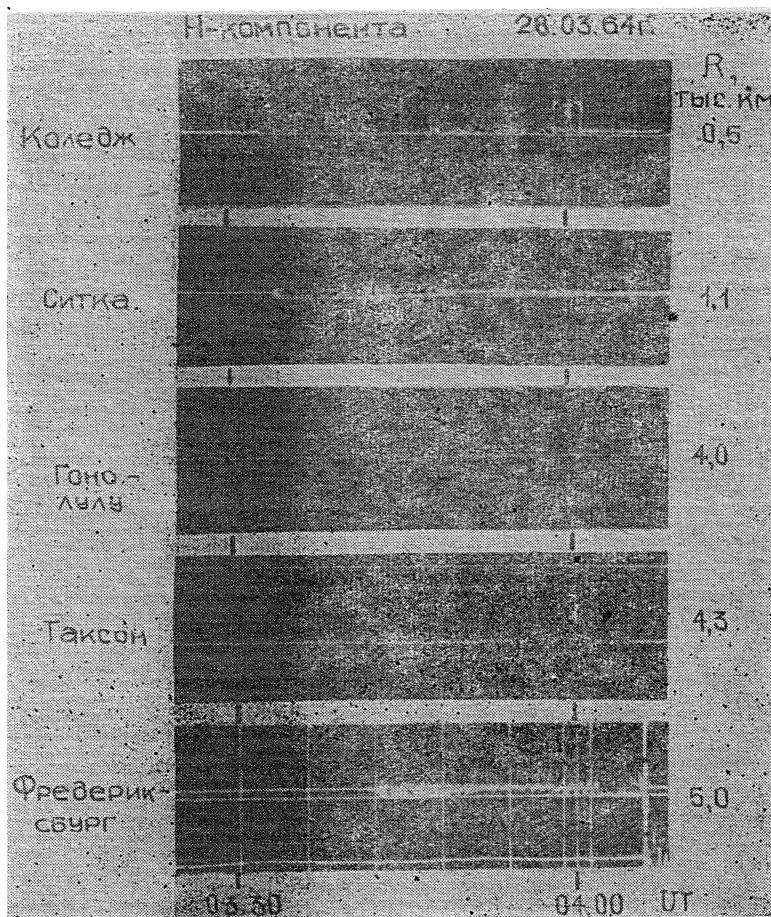


Рис. 2. Магнитограммы, полученные на различных расстояниях от эпицентра.

как наклон прямой, проведенной через соответствующие точки методом наименьших квадратов. Выяснилось, что сигналы первого типа распространяются со скоростью порядка 20 км/с (линия 1), однако соответствующая прямая проходит через точку $r = 0, T = 5 \text{ мин}$ на графике рис. 3. Это свидетельствует о том, что сигналы первого типа генерируются спустя 5 минут после землетрясения. Сигналы второго типа распространяются со скоростью 5 км/с и генерируются непосредственно в момент землетрясения (линия 2 проходит через начало координат).

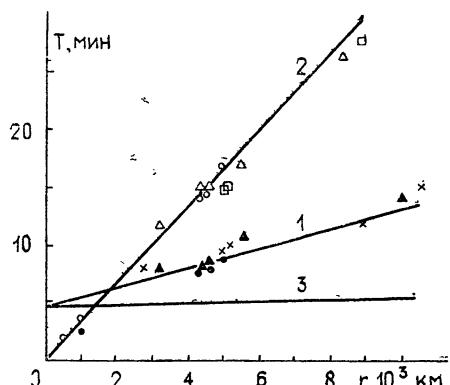


Рис. 3. Зависимость длительности интервала времени между землетрясениями и началом регистрации колебаний от эпицентрального расстояния.

Таблица I

Обсерватория	Координаты		Чувствительность, нТ/мм			Расстояние до эпицентра, тыс. км				
	φ	λ	D	H	Z	28.03.64 г.	16.05.68 г.	11.08.69 г.		
Барроу	71°18'	с. ш.	156°45'	з. д.	2,85	5,00	6,20	0,6	5,0	4,4
Коледж	64°51'	с. ш.	147°50'	з. д.	3,41	4,50	5,10	0,5	5,1	4,6
Ситка	57°03'	с. ш.	135°19'	з. д.	3,45	4,60	6,20	1,1	5,9	5,7
Таксон	32°14'	с. ш.	110°50'	з. д.	2,85	2,70	2,70	4,3	9,1	8,6
Болдер	40°08'	с. ш.	105°14'	з. д.	3,11	1,40	1,50	3,7	8,8	8,3
Фредериксбург	38°12'	с. ш.	77°22'	з. д.	2,85	1,50	2,00	5,0	10,6	10,0
Гонолулу	21°19'	с. ш.	158°00'	з. д.	4,08	2,80	4,60	4,0	5,5	5,4
Гуам	13°35'	с. ш.	144°52'	з. д.	5,20	1,60	3,20	8,0	2,7	3,2

3. Результаты проведенного анализа позволяют, на наш взгляд, сделать ряд выводов относительно природы регистрируемых сигналов.

Оба типа вариаций распространяются как волны с различными скоростями.

Что касается сигналов второго типа, то они, по-видимому, связаны с прохождением сейсмической волны землетрясения по району расположения обсерватории. Об этом свидетельствует совпадение скорости их распространения со скоростью сейсмических волн и генерация их в момент землетрясения. Возможно, они связаны с механическим воздействием сейсмических колебаний на регистрирующую аппаратуру (об этом свидетельствует то обстоятельство, что амплитуда вариаций Z -компоненты сопоставима с амплитудами вариаций D - и H -компонент, хотя для наблюдаемых частот из-за высокой проводимости Земли возмущения Z -компоненты должны быть много меньше, чем возмущения D - и H -компонент, аналогично тому, как это наблюдается в сигналах первого типа), хотя не исключена возможность и более сложного характера генерации возмущений сейсмическими колебаниями.

Сигналы первого типа, по-видимому, не связаны с сейсмическими волнами, так как скорость распространения этих сигналов существенно выше. Это же соображение позволяет исключить эффекты, связанные с прохождением акустогравитационных волн по району расположения обсерватории. Следует также исключить связь наблюдаемых сигналов с МГД волнами, распространяющимися по электронно-ионной компоненте ионосферной плазмы, скорость распространения которых 10^2 — 10^3 км/с (см., например, [6, 7]). Прямая Z , соответствующая скорости 200 км/с, приведена на графике рис. 3. Видно, что наблюдаемые времена прихода вариаций значительно больше, чем времена, соответствующие скорости распространения этой волны. Тем не менее, наблюдающиеся вариации, по-видимому, связаны с волнами, распространяющимися в ионосфере, о чем свидетельствует пятиминутная задержка времени их генерации. Эта задержка соответствует времени распространения акустической волны, генерируемой при землетрясении, до высот ионосферы. Можно предположить, что рассматриваемые сигналы первого типа представляют собой магнитные поля волн, распространяющихся в E -слое ионосферы. Такое предположение основано на сходстве характеристик наблюдаемых сигналов, таких, как величина скорости, дисперсия, с соответствующими характеристиками волн в E -слое.

4. Исследования динамики ионосферной плазмы показали, что учет столкновений ионов с молекулами при распространении альфеновских волн с частотами, меньше соответствующих частот столкновения, приводит к дисперсии и затуханию волн, а также к уменьшению их фазовой скорости по сравнению с более высокочастотной волной. Основу

для исследования таких волн положила работа [8], в которой было показано, что ионосфера ведет себя как анизотропно проводящая среда по отношению к электромагнитным волнам с частотами, меньше частоты столкновения ионов с молекулами. Закон дисперсии такой волны совпадает с законом дисперсии электромагнитной волны в проводнике. К такому же закону дисперсии приводит исследование процесса распространения волн с микроскопической точки зрения, основанное на кинетических уравнениях для компонент плазмы, проведенное в работе [9]. Исследование высотной зависимости фазовой скорости волн в интервале частот $1-10^{-3}$ Гц при распространении их вниз в горизонтальном магнитном поле проведено в работе [10]. Показано, что как для дневных, так и для ночных условий распространения фазовая скорость и коэффициент поглощения имеют минимум в Е-области ионосферы. В этой работе делается вывод о возможности волноводного распространения энергии в горизонтальном направлении. Возможность такого распространения обсуждалась в работах [11, 12]. Кроме исследования эффектов распространения в ряде работ изучалась генерация геомагнитных вариаций при возмущении ионосферы. Так, в [13, 14] исследовались возбуждение вариаций геомагнитного поля произвольной системой токов и распространение этих вариаций. В работах [15, 16] рассмотрен частный случай возбуждения вариаций токами, возникающими при входе акустической волны в ионосферу. В работе [17] прослеживалась связь вариаций с сейсмическими явлениями. Основное внимание в этих работах уделялось вариациям геомагнитного поля с периодами единицы и десятки минут. Однако проведенный выше анализ выявил существование короткопериодных (периоды $T \leq 1$ мин) волн в ионосфере, инициированных акустической волной землетрясения, характеристики которых отличаются от предсказанных в работах [13-17]. Именно, обнаружено существование вариаций, распространяющихся в виде цуга волн, характеризующихся частотами от 1 Гц до 10^{-2} Гц. Фронт сигнала образуют наиболее высокочастотные составляющие, распространяющиеся со скоростью 20 км/с. С течением времени частота осцилляций убывает. Суммарная длительность сигнала растет с расстоянием так, что на эпицентральных расстояниях $\sim 10^3$ км она составляет $\sim 10^2$ с, а на расстояниях $\sim 5 \cdot 10^3$ км — величину $\sim 10^3$ с. Иллюстрацией сказанного могут служить записи магнитного поля, полученные на эпицентральных рас-

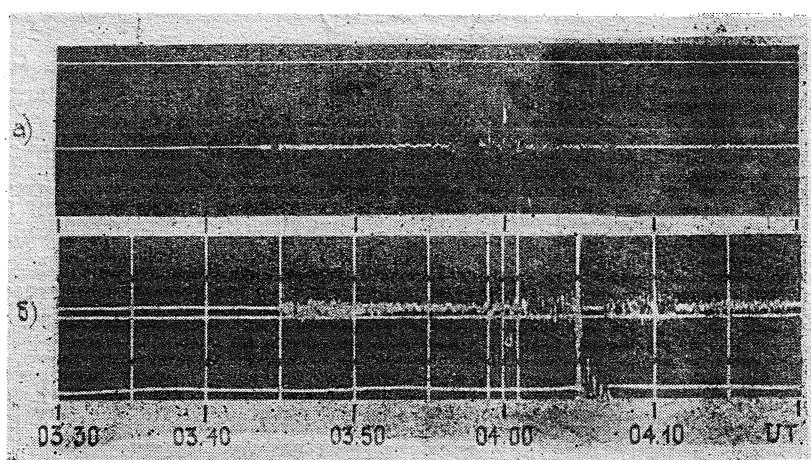


Рис. 4. Вариации геомагнитного поля, инициированные акустической волной землетрясения на расстояниях 4300 км (а) и 5000 км (б). Стрелкой отмечен момент начала землетрясения.

стояниях 4,3 и 5,0 тыс. км от аляскинского землетрясения (28.08.64 г.), приведенные на рис. 4а и 4б соответственно. Наблюдающиеся сигналы не описываются в рамках теории, развитой в работах [18, 17], поэтому ниже будет рассмотрен вопрос об их возможной природе.

5. Для описания волн в ионосферной плазме, генерируемых сторонним током \mathbf{j}_{ct} , воспользуемся уравнениями Максвелла для электрического поля \mathbf{E} , возмущения \mathbf{b} геомагнитного поля \mathbf{B} , дополненными системой уравнений квазигидродинамики для трехкомпонентной ионосферной плазмы (см., например, [18], там же обозначения). Для представляющего интерес интервала частот (10^{-2} — 1 Гц) в ионосферной плазме на высотах ниже 300 км хорошо выполняются неравенства $\omega \ll v_{in}$, $\omega \gg v_{ni} \equiv v_{in} N/N_n$. Как показано в работе [18], из этих неравенств следует, что влияние движения молекул на распространение волны незначительно. Следовательно, можно пренебречь динамо-полем по сравнению с полем \mathbf{E} , а уравнения квазигидродинамики свести к закону Ома в виде [18]

$$\gamma_e j - \frac{\omega_e}{B} [\mathbf{j}\mathbf{B}] - \frac{\omega_e \omega_i}{B^2 \gamma_{ln}} [[\mathbf{j}\mathbf{B}] \mathbf{B}] = \frac{e^2 N}{m} \mathbf{E}.$$

Исключая из уравнения Максвелла и закона Ома \mathbf{b} и j , получаем уравнение для исследуемых волн в неоднородной ионосферной плазме:

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{\omega_l}{u_a^2} \hat{G} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}_{ct}}{\partial t}, \quad (1)$$

где $u_a^2 = B^2/4\pi MN$.

В декартовой системе координат с осью z , направленной вертикально вверх, и магнитным полем \mathbf{B} вдоль оси x матрица \hat{G} имеет следующие компоненты:

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} G_0 & 0 & 0 \\ 0 & G_1 & G_2 \\ 0 & -G_2 & G_1 \end{pmatrix},$$

где $G_0 = \omega_e/v_e$, $G_1 = g/(1+g^2)$, $G_2 = 1/(1+g^2)$, $g \equiv (v_e/\omega_e) + (\omega_i/v_{in})$. Зависимости функций g , G_1 и G_2 от высоты приведены на рис. 5.

Как будет показано ниже, уравнения (1) описывают распространение волн в ионосфере, отличающихся от классических МГД волн, хотя их существование обусловлено замагниченностю ионосферной плазмы. Именно при распространении в среде без затухания эти волны диспергируют, скорость их распространения определяется помимо прочего также и характерными частотами плазмы (ларморовскими частотами электронов и ионов, частотами их соударений с нейтральными молекулами), ее зависимость от напряженности магнитного поля гораздо сложнее степенной.

Следует отметить, что при пренебрежении в матрице \hat{G} недиагональными элементами (в негиротропной среде) уравнение (1) описывает затухание электрического поля в среде с анизотропной проводимостью. Существование волн обусловлено наличием недиагональных элементов у матрицы \hat{G} , т. е. гиротропией среды. Таким образом, эти волны могут быть названы гиротропными. При пренебрежении диагональными

нальными элементами матрицы \hat{G} гиротропные волны распространяются без поглощения*.

6. Рассмотрим распространение волны в плоскости x, z , возбуждаемой током, направленным вдоль оси y . Спроектируем уравнение (1) на оси координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} - \frac{\omega_i}{u_a^2} G_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \frac{\omega_i}{u_a^2} \left(G_1 \frac{\partial E_y}{\partial t} + G_2 \frac{\partial E_z}{\partial t} \right) &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_{ct}}{\partial t}, \\ \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{\omega_i}{u_a^2} \left(G_2 \frac{\partial E_y}{\partial t} - G_1 \frac{\partial E_z}{\partial t} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Оценим соотношение между величинами компонент полей в системе (2). В ионосферной плазме $\omega_e \sim 10^7 \text{ c}^{-1}$, $v_e \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$, $G_0 \sim 10^4$. Получаем $E_y \sim E_z$, $E_x \sim (G_1/G_0)E_z \sim 10^{-4}E_z$. Ниже будем пренебрегать членами с E_x в системе (2). На высотах 90–120 км выполняется неравенство $G_1/G_2 = g \ll 1$ (см. график на рис. 5). Из системы (2) получаем для E_y и E_z в рассматриваемом интервале высот:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{\omega_i G_2}{u_a^2} \right)^2 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial j_{ct}}{\partial t}, \\ \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} &= - \frac{\omega_i G_2}{u_a^2} \frac{\partial E_y}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3)$$

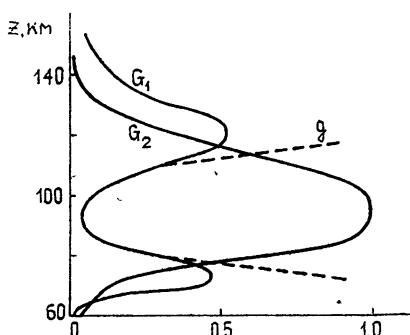


Рис. 5.

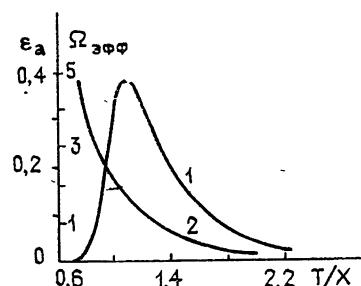


Рис. 6.

Рис. 5. Зависимость элементов матрицы \hat{G} от высоты.
Рис. 6. Амплитуда (1) и динамический спектр (2) осцилляций в гиротропной волне в зависимости от параметра T/X

В слоях выше и ниже рассматриваемого интервала происходит поглощение гиротропных волн (см. график на рис. 5). Оценки толщины скрин-слоя, однако, показывают, что его толщина превосходит поперечные размеры поглощающих слоев. С целью выявления основных законов

* При обсуждении работы Б. Н. Гершманом было отмечено, что дисперсионные характеристики гиротропных волн совпадают с известными дисперсионными соотношениями для свистов, однако, в отличие от высокочастотных ($\omega \gg \omega_i$) свистов, низкочастотные ($\omega \ll \omega_i$) гиротропные волны распространяются без поглощения только в E -области ионосферы.

номерностей распространения гиротропных волн ниже эффектами их поглощения на краях слоя, в котором они распространяются, будем пренебрегать.

Для величин, зависящих от времени t и координаты x по закону $\exp(-i\omega t + ikx)$, из уравнения (3) получим

$$\frac{d^2E_y}{dz^2} - \left\{ k^2 - \left(\frac{\omega\omega_l G_2}{ku_a^2} \right)^2 \right\} E_y = -i\omega \frac{4\pi}{c^2} j_{ct}, \quad (4)$$

где

$$j_{ct}(k, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} dx j_{ct}(x, z, t) \exp(i\omega t - ikx).$$

В уравнении (4) величина $G_2(z)/u_a^2(z)$ имеет максимум на высоте порядка 100 км, причем быстро стремится к нулю вне слоя толщиной $l \approx 30$ км.

Интегрирование уравнения (4) возможно при некоторых специальных видах зависимости величины G_2^2/u_a^4 от высоты z , однако получающиеся при этом результаты громоздки и малоподобны. Для исследования общих закономерностей изменения поля E_y воспользуемся следующим математическим приемом. Будем считать слой, где $G_2^2/u_a^4 \neq 0$, сколь угодно тонким, но при этом зафиксируем интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz G_2^2/u_a^4. \quad \text{Сопоставление различного типа особенностей в уравнении}$$

напоминает (член G_2^2/u_a^4 при таком подходе считается имеющим δ -образную особенность), что при переходе вдоль координаты z через слой функция $E_y(z)$ должна оставаться непрерывной, а производная dE_y/dz может иметь разрыв. Для определения связи между значениями dE_y/dz выше и ниже исследуемого слоя проинтегрируем уравнение (4) по слою. Помещая начало координат в точке максимума функции G_2^2/u_a^4 и полагая, что ток j_{ct} отличен от нуля в тонком слое вблизи плоскости xy , получим уравнение для поля выше и ниже этой плоскости и граничные условия на плоскости $z = 0$:

$$(d^2E_y/dz^2) - k^2 E_y = 0, \quad z \neq 0, \quad \{E_y(+0) - E_y(-0)\} = 0,$$

$$\left\{ \frac{dE_y(+0)}{dz} - \frac{dE_y(-0)}{dz} \right\} + E_y(0) \left(\frac{\omega\omega_l}{k} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dz \left[\frac{G_2(z)}{u_a^2(z)} \right]^2 =$$

$$= -i \frac{4\pi\omega}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz j_{ct}(k, z, \omega).$$

Решение первого уравнения, убывающее на бесконечности, равно

$$E_y = E_y(0) e^{-kz}, \quad z > 0,$$

$$E_y = E_y(0) e^{kz}, \quad z < 0.$$

Подставляя это решение в граничное условие, получим

$$\left\{ \left(\frac{\omega\omega_l}{k} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dz \left[\frac{G_2(z)}{u_a^2(z)} \right]^2 - 2k \right\} E_y(k, 0, \omega) = -i(4\pi\omega/c^2) \int_{-\infty}^{\infty} dz j_{ct}(k, z, \omega). \quad (5)$$

Рассмотрим собственные волны в слое. Для этого полагаем $j_{ct} = 0$. Равенство нулю коэффициента перед $E_y(k, 0, \omega)$ в равенстве (5) приводит к дисперсионному соотношению для собственных волн:

$$\omega^2 = 2u_a^2/lk^3, \quad (6)$$

где обозначено $u_0 = u_a^2(0)/\omega_il$. Интеграл в левой части уравнения (5) имеет значение

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz \left[\frac{G_2(z)}{u_a^2(z)} \right]^2 \approx \left[\frac{G_2(0)}{u_a^2(0)} \right]^2 l \approx \frac{l}{u_a^4(0)}.$$

Из дисперсионного соотношения (6) получаем выражения для фазовой и групповой скоростей волн:

$$v_\phi = u_0^{2/3}(2l)^{1/3}\omega^{1/3}, \quad v_{gp} = 3v_\phi/2.$$

Следовательно, волны в тонком слое распространяются без поглощения и обладают дисперсией, которая приводит к отставанию низких частот.

Рассмотрим влияние земной поверхности на характеристики этих волн. Как отмечалось в работе [19], такое влияние в ряде случаев может оказаться существенным. Будем полагать, что плоскость $z = -z_1$ совпадает с идеально проводящей поверхностью Земли. Решение уравнения

$$(d^2E_y/dz^2) - k^2E_y = 0$$

в слое от $-z_1$ до 0 с граничными условиями $\{E_y(+0) - E_y(-0)\} = 0$ и $E_y(-z_1) = 0$ имеет вид

$$E_y = E_y(0) \operatorname{sh}[k(z + z_1)]/\operatorname{sh}(kz_1).$$

Подставляя это решение в выражение для поля при $z > 0$, $E_y = E_y(0)e^{-kz}$ в граничное условие (5) при $j_{ct} = 0$, получим

$$\frac{2k^3 \exp(kz_1)}{\exp(kz_1) - \exp(-kz_1)} = \left[\frac{\omega\omega_i}{u_a^2(0)} \right]^2 l. \quad (7)$$

В случае $kz_1 \gg 1$ дисперсионное уравнение (7) переходит в выражение (6), описывающее волны в слое $z = 0$ без учета влияния Земли. В другом предельном случае $kz_1 \ll 1$ из уравнения (7) получим дисперсионное соотношение

$$k^2 = [\omega\omega_i/u_a^2(0)]^2 lz_1$$

и выражение для фазовой скорости

$$v_\phi = u_a^2(0)/\omega_i \sqrt{lz_1}. \quad (8)$$

Полагая (подробнее см. ниже) $u_a(0) = 275 \text{ км/с}$, $\omega_i = 3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$, $l = 30 \text{ км}$, $z_1 = 95 \text{ км}$, получим согласно (8) значение фазовой скорости $v_\phi = 4,5 \text{ км/с}$.

Найдем критический период T_{kp} , такой, что волны с периодами $T > T_{kp}$ испытывают существенное влияние земной поверхности; T_{kp} определяется из условия $kz_1 = 1$: $T_{kp} = 2\pi/kv_\phi = 2\pi z_1/v_\phi = 133 \text{ с} \approx 2 \text{ мин}$. Таким образом, при описании волн с периодами $T < T_{kp}$ можно пренебречь влиянием Земли на их характеристики распространения. Эти волны распространяются с дисперсией, определяемой соотношением (6).

Влияние земной поверхности необходимо учитывать для волн с периодами $T > T_{kp}$. Это влияние приводит, в частности, к тому, что волны распространяются без дисперсии с фазовой скоростью, определяемой выражением (8). Так как в работе исследуются волны с периодами мень-

ше минуты (см. рис. 4), то везде ниже будем пренебрегать влиянием Земли на их свойства.

7. Рассмотрим волны, возбуждаемые сторонним током. Будем полагать, что ток генерируется при входе акустической волны землетрясения в ионосферу. Частотный спектр стороннего тока в этом случае определяется, в основном, процессами распространения акустической волны в атмосфере. Известно (см., например, [20]), что затухание волн описывается множителем $\exp(-\omega^2/\omega_b^2)$. Интеграл в правой части уравнения (5) представим в виде

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz j_{ct}(k, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dt j_{ct}(x, z, t) \exp(i\omega t - ikx) \approx \\ \approx x_0 t_0 \exp(-\omega^2/\omega_b^2) \int_{-\infty}^{\infty} dz j_{ct}(z).$$

Обозначая $I_0 = x_0 \int_{-\infty}^{\infty} dz j_{ct}(z)$ — полный ток, прошедший за время t_0

через сечение с горизонтальным размером x_0 , получим выражение для пространственно-временного распределения поля, возбуждаемого этим током, в плоскости $z = 0$:

$$E_y(x, 0, t) = -i(I_0 t_0 z_1 u_0^2 / \pi c^2) \int_{-\infty}^{\infty} dk k^2 \exp(ikx) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \{ \omega \exp[-i\omega t - (\omega/\omega_b)^2] / (\omega^2 - 2z_1 u_0^2 k^3) \}.$$

В комплексной плоскости ω расположены два полюса первого порядка $\omega = \pm u_0 (2z_1)^{1/2} k^{3/2}$ подынтегральной функции интеграла по частотам. Смещающая путь интегрирования в нижнюю полуплоскость и замена интеграл по частотам суммой вычетов в полюсах отдельно для $k < 0$ и $k > 0$, получим

$$E_y(x, 0, t) = -i \frac{2I_0 t_0 z_1 u_0^2}{\pi c^2} \int_0^{\infty} dk k^2 \exp\left(-\frac{2z_1 u_0^2 k^3}{\omega_b^2}\right) \times \\ \times [\cos[kx - u_0 t (2z_1)^{1/2} k^{3/2}] + \cos[kx + u_0 t (2z_1)^{1/2} k^{3/2}]]. \quad (9)$$

При больших x и t в подынтегральном выражении стоит быстро осциллирующая функция, поэтому значение интеграла (9) оценим методом стационарной фазы. Точка стационарной фазы k_0 определяется из условия $df_{\pm}/dk = 0$, где $f_{\pm} = kx \pm u_0 t (2z_1)^{1/2} k^{3/2}$:

$$k_0 = (2x)^{2/3} / (3u_0 t)^{2/3} z_1^{1/3}.$$

Функцию $f_{\pm}(k)$ представим в виде ряда вблизи k_0 , опуская члены третьего порядка малости и выше:

$$f_{\pm}(k) \approx f(k_0) + (1/2) f''(k_0) (k - k_0)^2,$$

где $f(k_0) = 2x^3/3^3 u_0^2 t^2 z_1$, $f''(k_0) = -(3u_0 t)^2 z_1 / 4x$. Применяя метод стационарной фазы для оценки интеграла (9), получим

$$\int_0^{\infty} dk k^2 \exp(-2z_1 u_0^2 k^3 / \omega_b^2) \{ \cos[f_{-}(k)] + \cos[f_{+}(k)] \} \approx$$

$$\approx 2k_0^2 \exp(-2z_1 u_0^2 k_0^3/\omega_b^2) \int_0^\infty d\xi \cos [f(k_0) + (1/2)f''(k_0)\xi^2] = \\ = k_0^2 \exp(-2z_1 u_0^2 k_0^3/\omega_b^2) \sqrt{2\pi/f''(k_0)} \cos[f(k_0) + \pi/4].$$

Приведенная оценка интеграла позволяет получить в явном виде пространственно-временное распределение поля:

$$E_y(x, t) = \frac{2^{9/2}}{3^5 \pi^{1/2}} \frac{I_0 t_0 x^{9/2}}{c^2 z_1^{3/2} u_0^3 t^{5/2}} \exp\left(-\frac{2^4 x^6}{3^6 z_1^2 \omega_b^2 u_0^4 t^6}\right) \cos\left(\frac{2x^3}{3^3 u_0^2 t^2 z_1} + \frac{\pi}{4}\right). \quad (10)$$

Перепишем выражение (10) для безразмерной функции $\epsilon = E_y \sqrt{3\pi c^2} \times (2I_0 t_0 \omega_b^2)^{-1}$ в зависимости от безразмерных координат $X = x/x_*$ и времени $T = t/t_*$:

$$\epsilon = \frac{X^{9/2}}{T^5} \exp\left(-\frac{X^6}{T^6}\right) \cos\left(\frac{X^3}{T^2} + \frac{\pi}{4}\right) = X^{-1/2} \epsilon_a \cos\left(\frac{X^6}{T^2} + \frac{\pi}{4}\right), \quad (11)$$

где $x_* = 3(2z_1)^{1/3} u_0^{2/3} / \omega_b^{2/3}$, $t_* = 2/\omega_b$.

8. Обсудим кратко полученные результаты. Сигнал на больших расстояниях представляет собой цуг волн с монотонно убывающей (от ω_b в начале до $0,1 \text{ rad/s}$ в конце сигнала) частотой колебаний. Амплитуда колебаний нарастает на переднем фронте сигнала по экспоненциальному закону $\exp[-(X/T)^6]$, а спадает на заднем фронте по степенному $-(X/T)^5$. Зависимость амплитуды колебаний от безразмерного параметра (X/T) приведена на рис. 6 (кривая 1). На этом же рис. 6 представлен график (кривая 2) зависимости эффективной частоты колебаний

$$\Omega_{\text{эфф}} = -\frac{d}{dT} \arg \left[\cos\left(\frac{X^3}{T^2} + \frac{\pi}{4}\right) \right] = 2 \left(\frac{X}{T}\right)^3.$$

Из приведенных графиков и формулы (11) следует, что с течением времени цуг волн движется вдоль координаты x , так, что его передний фронт распространяется с постоянной скоростью u_Φ , суммарная длительность растет пропорционально расстоянию, амплитуда осцилляций убывает, как $x^{-1/2}$, с расстоянием.

Для перехода к реальным масштабам времени и расстояний используем следующие значения констант: $\omega_b = 300 \text{ c}^{-1}$, $B = 0,3 \text{ Гс}$, $M = 4,8 \cdot 10^{-23} \text{ г}$, $N = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Частота ω_b зависит от пройденного волнной расстояния. Для определения ее величины используем данные по затуханию акустических волн в атмосфере [20]. Согласно этим данным наибольшее затухание составляет примерно $8,8 \text{ дБ/км}$. Это приводит к значению $\omega_b = 0,67 \text{ c}^{-1}$ (при распространении до высоты нижней границы ионосферы — около 95 км). При выбранных значениях констант $u_a = 275 \text{ км/с}$, и если в качестве начала сигнала брать точку, где амплитуда осцилляций составляет $0,1$ от максимальной ($T/X = 0,8$ согласно графику 1 на рис. 6), то скорость фронта определяется формулой

$$u_\Phi = \frac{3}{1,6} \left[\frac{2u_a^4 \omega_b}{\omega_b^2 z_1} \right]^{1/3} = 25 \text{ км/с.}$$

Значения параметров ионосферы могут отличаться от принятых, поэтому целесообразно использовать значение $u_\Phi = 20 \text{ км/с}$, полученное выше при обработке экспериментальных данных. В этом случае

масштаб времени составляет величину $t_* = 2/\omega_b = 3\text{ с}$, а масштаб длины — величину $x_* = 1,6u_{\phi}/\omega_b = 50 \text{ км}$.

В реальном масштабе времени, отсчитываемом от момента инициирования возмущения, сигнал на расстоянии 4500 км от эпицентра изображен на рис. 7. Осцилляции на фронте сигнала неразличимы в масштабе графика.

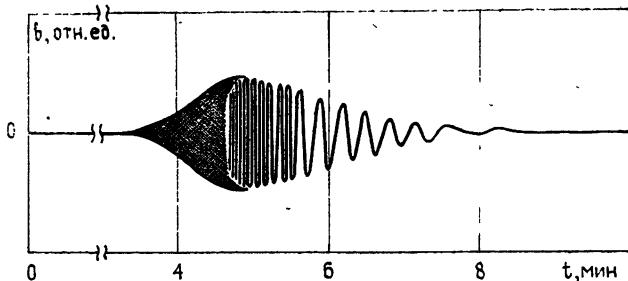


Рис. 7. Гиротропная волна на расстоянии 4500 км от эпицентра землетрясения (время отсчитывается от момента прихода акустической волны в ионосферу).

При выделении из экспериментальных записей вариаций геомагнитного поля, инициированных землетрясениями, следует учитывать, что реально на магнитографы воздействует сейсмическая волна, распространяющаяся со скоростью $V \approx 5 \text{ км/с}$. Времена прихода различных волн на различные расстояния приведены на графике рис. 8. Этот график построен с учетом задержки инициирования вариаций геомагнитного поля на время распространения акустической волны до ионосферы (порядка 5 мин). Из графика следует, что до расстояния 1500 км фронт сейсмической волны (прямая 1) приходит в точку детектирования раньше короткопериодных волн. В интервале расстояний от 1,5 до 6 тыс. км передний фронт короткопериодных волн (прямая 3) опережает фронт сейсмической волны, но задний фронт приходит позже, т. е. короткопериодные волны не отделяются от сигнала, обусловленного непосредственным воздействием сейсмической волны на магнитометр. Начиная с расстояний 6 тыс. км колебания геомагнитного поля короткопериодных волн заканчиваются до того момента времени, когда в точку детектирования приходит сейсмическая волна, т. е. колебания полностью выделяются.

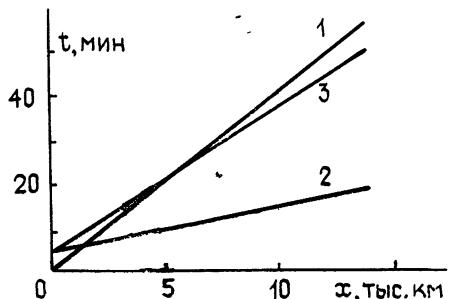


Рис. 8. Времена прихода сейсмической волны (1), переднего (2) и заднего (3) фронтов гиротропной волны в зависимости от эпицентralного расстояния.

Перечисленные выше свойства теоретически рассчитанной короткопериодной волны возмущений геомагнитного поля находятся в полном согласии с результатами, полученными выше при анализе экспериментальных данных.

Авторы благодарят С. В. Полякова за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Herron T. J.—J. Geophys. Res., 1966, 71, p. 871.
2. Гогатишвили Я. М.—Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, с. 382.
3. Row R. V.—J. Geophys. Res., 1966, 71, p. 343.
4. Yuen P. C., Weaver P. F., Suzuki R. K.—J. Geophys. Res., 1969, 74, p. 2256.
5. Weaver P. F., Yuen P. C., Prölss G. W.—Nature, 1970, 226, p. 1239.
6. Akasofu S.—Rep. Jpnos. Res. Japan, 1956, 10, p. 227.
7. Dungey J. W.—Cosmic Electrodynamics.—Cam. Univ. Press., 1958.
8. Piddington J. H.—Geophys. J., 1959, 2, p. 173.
9. Rostoker G.—J. Geophys. Res., 1965, 70, p. 4388.
10. Prince C. E., Bostick F. X.—J. Geophys. Res., 1964, 69, p. 3213.
11. Jakobs J. A., Rostoker G., Watson J.—Nature, 1965, 205, p. 61.
12. Lehmann H. R., Treumann R.—Geophys. Beitr., 1975, 84, p. 499.
13. Сорокин В. М., Федорович Г. В.—Геомагнетизм и аэрономия, 1973, 13, с. 866.
14. Сорокин В. М., Федорович Г. В.—Геомагнетизм и аэрономия, 1975, 15, с. 241.
15. Савченко Ю. Н.—Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, с. 518.
16. Горбачев Л. П., Лазарев В. М.—Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, с. 115.
17. Альперович Л. С., Гохберг М. Б., Сорокин В. М., Федорович Г. В.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1979, № 3, с. 58.
18. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.—М.: Наука, 1967.
19. Беляев П. П., Поляков С. В.—Геомагнетизм и аэрономия, 1980, 20, с. 637.
20. Справочник по геофизике.—М.: Наука, 1965.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт оптико-физических измерений

Поступила в редакцию
21 апреля 1981 г.

PROPAGATION OF SHORT-PERIODIC WAVES IN THE IONOSPHERE

V. M. Sorokin, G. V. Fedorovich

An analysis of records is made of short-periodic oscillations of the geomagnetic field. It is shown that short-periodic waves propagate in the low ionosphere with a velocity of the order of 20 km/s. The pulse function of these waves has been found and analysed. The theory conclusions are compared with observation results of the geomagnetic field oscillations.

Аннотации депонированных статей

УДК 537.874.7

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКИХ ГИДРОМЕТЕОРАХ

A. С. Захаров, A. Г. Клейн, B. П. Фролов

В работе приведены результаты измерений ослабления электромагнитного излучения с $\lambda = 8,6 \text{ мм}$ в дождях интенсивностью до 10 мм/час . Эксперименты были выполнены на базе метеорадиолокатора МРЛ-1 по методике, заключающейся в сравнении сигналов, рассеянных двумя, следующими друг за другом объемами осадков. Установлено, что ослабление ММВ в наиболее распространенных в центральных районах Европейской части страны дождях составляет 1–3 dB/km. Показано, что наблюдается некоторое расхождение с данными теоретического расчета по теории Ми при распределении размеров капель по Бесту, уменьшающееся при увеличении интенсивности дождя.

Статья депонирована в ВИНИТИ,
регистр. № 1800-82. Деп. от 13 апреля 1982 г.