

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МОЛНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЫ

Я. Л. Альперт

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение сверхдлинных волн, частоты которых лежат в начале шкалы электромагнитных волн, до последнего времени изучено мало. Речь идёт о волнах длиной от нескольких сотен до нескольких десятков километров, т. е. о волнах звуковой частоты. Вместе с тем исследование структуры поля этих волн над земной поверхностью представляет интерес с разных точек зрения. С одной стороны, так называемые длинные радиоволны, используемые практически, лежат примерно в диапазоне от 10 до 30 $\mu\text{гц}$. С другой стороны, спектр так называемых атмосферриков — электромагнитных возмущений, возбуждаемых грозowymi разрядами, — имеет большие интенсивности, уже начиная от частот в 300—500 $\mu\text{гц}$ и вплоть до 30 $\mu\text{гц}$ и выше.

Основные трудности изучения волн столь низкой частоты состоят в следующем. Теоретически в общем случае возникает задача о расчёте электромагнитного поля в сферическом волноводе. Одна из его границ — земная поверхность — может рассматриваться на этих частотах как бесконечно проводящая стенка. Структура другой границы волновода — ионосферы — значительно сложнее. Для получения правильной картины необходимо, во-первых, учитывать её «размытость», т. е. изменение электрических свойств ионосферы с высотой, и, во-вторых, зависимость её проводимости от частоты. Весьма существенным усложняющим обстоятельством для расчётов является при этом то, что рассматриваемые длины волн λ соизмеримы с расстоянием h между границами волновода ($\lambda \sim 0,1 \div 10h$); это исключает возможность приближённого рассмотрения этой задачи с помощью геометрической оптики, а требует строгого электродинамического решения. Следует отме-

тить, что для полного исследования вопроса необходимо также учесть анизотропию ионосферы и «шероховатость» границ, т. е. наличие в ионосфере и на земной поверхности как геометрических, так и электрических неоднородностей в горизонтальных направлениях. В такой общей постановке математические трудности чрезвычайно велики. Рассмотрение простых случаев, как, например, сферической задачи с однородными гладкими границами¹, попытки учёта вертикальной слоистости ионосферы^{2,3} или другие решения^{4,5,6}, не привели авторов к формулам, более или менее удобным для расчётов; используемые приближённые формулы^{3,6} не дают правильных результатов.

Однако для истолкования наблюдаемых экспериментальных результатов и получения правильных количественных данных возможно рассмотрение более простой задачи, формулируемой ниже. Доведённое до численных результатов решение⁷ дало большее согласие с результатами измерений, чем можно было ожидать.

С экспериментальной стороны главная трудность, возникающая при изучении интересующего нас диапазона электромагнитных волн, обусловлена сложностью создания источников излучения. На столь низких частотах, для получения достаточных для наблюдений мощностей, необходимо сооружение весьма дорогостоящих передающих устройств с громоздкими антеннами. Поэтому, несмотря на то, что развитие радио началось именно со связи на длинных радиоволнах, до настоящего времени проведены подробно только некоторые измерения напряжённости поля в диапазоне 12—30 кгц ⁸ и лишь единичные, более детальные исследования структуры амплитуды поля над земной поверхностью на одной частоте (16 кгц)^{9,10}, тогда как какие-либо измерения фазовой структуры или скорости этих волн вообще отсутствуют.

Вместе с тем в природе существует даровой источник, излучающий электромагнитные волны в широком спектре частот, причём большая часть энергии его излучения лежит именно в области низких частот. Этот источник — молниевый разряд. В любую точку над земным шаром приходит ежесекундно с различных расстояний и направлений множество возбуждённых молниями электромагнитных возмущений в виде единичных сигналов, называемых на расстояниях, удалённых от их источников, атмосфериками. Так, например, в Москве можно регистрировать при средней чувствительности соответствующего устройства не менее 5—10 сигналов в секунду. Поэтому вполне естественным является стремление использовать атмосферика для изучения распространения электромагнитных волн низкой частоты. На первый взгляд кажется невероятной возможность получения таким путём сколько-нибудь точных не только количественных, но и качественных результатов. Главная причина насторожённости к подобным экспериментам состоит в следующем. Ясно, что нет каких-либо принципиальных трудностей в создании

аппаратуры для более или менее неискажённой регистрации единичного атмосферика или определения с той или иной точностью направления его прихода и расстояния до источника. Однако принципиально невозможно точно знать временную развёртку-форму или, иначе говоря, частотную характеристику излучённого сигнала, вызвавшего регистрируемый атмосферик. Тем не менее результаты множества наблюдений показали, что источники атмосфериков обладают универсальными свойствами и применение метода полного гармонического анализа принимаемого единичного сигнала¹¹ позволяет при последовательном его использовании получить много важных сведений о свойствах электромагнитных волн и осуществить таким путём довольно чистые эксперименты. Наиболее показательным в этом отношении является то, что в этих опытах удаётся получить не только амплитудные характеристики поля, но впервые этим способом были измерены (по существу, очень простыми средствами) фазовые скорости и электромагнитных волн в диапазоне звуковых частот на расстояниях, изменяющихся от нескольких сотен до 2000—3000 км. Вместе с тем хорошо известно, что измерения скорости электромагнитных волн в любом участке частот относятся к разряду сложных и тонких экспериментов. Теоретический анализ соответствующих экспериментальных данных показывает, что из их обработки, повидимому, можно будет получать важные данные о структуре ионосферы.

Ниже излагается ряд результатов экспериментальных исследований электромагнитных волн звуковой частоты, полученных, в частности, из исследований атмосфериков. Описана кратко методика соответствующих опытов и изложены общие свойства электромагнитных волн низкой частоты, вытекающие из теоретических расчётов.

2. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЁТОВ И ИЗМЕРЕНИЙ НА ДЛИННЫХ РАДИОВОЛНАХ

Общую задачу о распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью можно существенно упростить; при этом, как уже указывалось, полученное решение описывает довольно точно основные особенности наблюдаемых на опыте явлений.

Во-первых, можно а priori предполагать, учитывая высокую проводимость земной поверхности (её принимают равной бесконечности), и то, что рассматриваемые длины волн и эффективные высоты нижней границы ионосферы малы по сравнению с радиусом Земли, что сферичность Земли проявляется лишь как геометрический фактор всюду, за исключением ближней окрестности излучателя и некоторой окрестности точки, антиподной к источнику. Нетрудно

показать, что в таком волноводе, начиная с области, где сформировались цилиндрические волны (расстояния порядка нескольких высот ионосферы), учёт того, что общий поток энергии идёт через цилиндрическую, а не сферическую поверхность, приводит к изменению напряжённости поля на множитель $\sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}}$, где ϑ — угол, охватывающий из центра сферы расстояние между источником и точкой наблюдения.

В той мере, в какой в настоящее время проанализировано решение общей сферической задачи, эти качественные соображения подтверждаются и более строго^{6,7}.

Во-вторых, в указанном диапазоне частот учёт влияния магнитного поля Земли, т. е. анизотропии ионосферы, не приводит, как показано, например, в¹⁰, к существенному изменению результатов расчёта поля.

Наконец, «шероховатость» как ионосферы, так и земной поверхности, несомненно, должна сказываться на результатах расчётов. Однако учёт их в общей теории чрезвычайно затруднителен и вряд ли необходим. Действие этих факторов на трассе распространения сказывается в основном осредняющим образом, и их учёт должен в ряде случаев приводить к введению вместо истинных значений параметров, характеризующих среду, некоторых их эффективных значений, которые можно рассчитать, решая специально задачи соответствующего типа. То же касается локальных возмущений поля, которые следует теоретически рассчитывать для конкретного вида неоднородностей.

Таким образом, интересующую нас задачу можно свести к рассмотрению вопроса о распространении электромагнитных волн между двумя плоскими границами, одна из которых резкая, а вторая — «размытая» и представляет собой отражающую неоднородную по вертикали диспергирующую среду. В такой постановке эта задача была теоретически рассмотрена и доведена до численных результатов в работе⁷ с учётом конкретных свойств нижней ионосферы.

При этом было использовано общее решение «плоской» задачи, полученное ранее в работах^{12,13}.

В волноводе, благодаря его резонансным свойствам, должна возбуждаться источником бесконечная дискретная совокупность волн заданной частоты, закон изменения волновых чисел которых (т. е. фазовых скоростей и коэффициентов затухания отдельных составляющих) зависит от геометрических и электрических свойств волновода. В данном случае, естественно, соответствующие волны должны быть цилиндрическими, т. е. их амплитуды пропорциональными $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Общее решение сформулированной выше задачи действительно приводит к бесконечной сумме цилиндрических волн для магнитного и электрического полей. Соответствующие формулы на расстояниях, на которых функции Ханкеля можно заменить их

асимптотическими представлениями, имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{120\pi J z_D}{h \sqrt{\lambda} \sqrt{r}} \sum_{n=0}^{\infty} S_n^{\frac{1}{2}} p(C_n) e^{-i \left(k_0 S_n r - \frac{3\pi}{4} \right)}, \\ E &= \frac{120\pi J z_D}{h \sqrt{\lambda} \sqrt{r}} \sum_{n=0}^{\infty} S_n^{\frac{3}{2}} p(C_n) e^{-i \left(k_0 S_n r - \frac{\pi}{4} \right)} = \\ &= \frac{120\pi J z_D}{h \sqrt{\lambda} \sqrt{r}} B(\omega, r) e^{-i \Phi(\omega, r)} = \\ &= E(\omega, r) e^{-i \Phi(\omega, r)}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $B(\omega, r) e^{-i \Phi(\omega, r)}$ можно назвать интерференционным множителем; волновые числа равны

$$\left. \begin{aligned} k_0 S_n &= k_0 (S_{n1} + i S_{n2}) \\ (C_n &= \sqrt{1 - S_n^2}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

E и H выражены в милливольтх на метр, ток J в амперах и действующая высота z_D в километрах характеризуют излучательные свойства источника; эффективная высота h ионосферы и расстояние r выражены в километрах,

$$p(C_n) = \left[1 + i \frac{\partial \rho}{\partial c} \frac{1}{2 h k_0 \rho} \right]_{(c_n)}^{-1},$$

а $\rho(C_n, \dots)$ — коэффициент отражения от ионосферы, зависящий от его электрических свойств и от так называемого комплексного «косинуса угла падения» C_n плоской волны.

Определение волновых чисел S_n составляет основную и наиболее сложную часть расчётов. Мы не останавливаемся здесь на деталях этих расчётов, которые сводятся к необходимости решения уравнения полюсов некоторой функции, интеграл которой определяет ряд вычетов — дискретный спектр волн. Для решения этого уравнения потребовалось выбрать модель ионосферы таким образом, чтобы учитывались её отражательные свойства на разных частотах. С этой целью нижняя часть ионосферы описывается уравнением переходного слоя, максимальная проводимость которого характеризуется параметром $\frac{N}{v} = 10^{-4}$ (где N — концентрация электронов и v — эффективное число их соударений). Рассчитывается коэффициент отражения от этого слоя и затем «методом припасовки» определяется новая величина $(N/v)_{\text{эфф}}$, зависящая от частоты таким образом, чтобы коэффициент отражения от однородного слоя с резкой границей, характеризуемого параметром $(N/v)_{\text{эфф}}$, имел для каждой частоты то же значение коэффициента отражения, что и от выбранного

переходного слоя. Уравнение полюсов, имеющее вид

$$2hk_0C_n + i \ln p(C_n) = 2n\pi,$$

решалось подстановкой в него френелевского коэффициента отражения $p(C_n)$ и значений $(N/\nu)_{\text{эфф}}$. При этом выбиралась эффективная высота h слоя из экспериментальных данных.

В итоге были получены значения комплексных волновых чисел (2), позволившие изучить ожидаемое поведение амплитуды и фазы электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью и сравнить их с известными из литературы результатами измерений напряжённости поля длинных радиоволн. Значения $(N/\nu)_{\text{эфф}}$, S_n и $p(C_n)$ для волн с номерами $n=0$ и $n=1$ приведены в таблице I.

Таблица I

Значения $S_n = (S_{n1} + iS_{n2})$ и $p(C_n)$ для $h_{\text{эфф}} = 70$ км
 $n = 0$

$f, \text{гц}$	$(N/\nu)_{\text{эфф}}$	S_{n1}	S_{n2}	$ p(C_n) $	$\arg \{p(C_n)\}$
500	$7 \cdot 10^{-5}$	1,060	0,0690	0,4880	$0^\circ 54$
1 000	$3 \cdot 10^{-5}$	1,055	0,0960	0,4510	$7^\circ 17$
3 000	$1 \cdot 10^{-5}$	0,9544	0,0499	0,9764	$30^\circ 43$
5 000	$4 \cdot 10^{-6}$	0,9830	0,0079	0,9275	$13^\circ 57$
7 000	$3 \cdot 10^{-6}$	0,9915	0,0031	0,8830	$9^\circ 46$
10 000	$2 \cdot 10^{-6}$	0,9959	0,0012	0,8713	$8^\circ 49$
15 000	$1 \cdot 10^{-6}$	0,9983	$5,65 \cdot 10^{-4}$	0,8478	$9^\circ 25$
$(h_{\text{эфф}} = 60 \text{ км}) \rightarrow$		0,9978	$8,32 \cdot 10^{-4}$	0,8256	$10^\circ 56$
20 000	$7 \cdot 10^{-7}$	0,9990	$3,15 \cdot 10^{-4}$	0,8410	$9^\circ 32$
$(h_{\text{эфф}} = 50 \text{ км}) \rightarrow$		0,9984	$7,00 \cdot 10^{-4}$	0,7820	$13^\circ 00$
30 000	$5 \cdot 10^{-7}$	0,9996	$1,36 \cdot 10^{-4}$	0,8456	$9^\circ 07$
$(h_{\text{эфф}} = 50 \text{ км}) \rightarrow$		0,9993	$3,07 \cdot 10^{-4}$	0,7940	$12^\circ 39$
$n = 1$					
5 000	$4 \cdot 10^{-6}$	0,8685	0,1088	0,7175	$28^\circ 09$
7 000	$3 \cdot 10^{-6}$	0,9235	0,0388	0,8752	$15^\circ 04$
10 000	$2 \cdot 10^{-6}$	0,9621	0,0128	0,9014	$12^\circ 05$
15 000	$1 \cdot 10^{-6}$	0,9840	0,0062	0,9116	$12^\circ 31$
$(h_{\text{эфф}} = 60 \text{ км}) \rightarrow$		0,9800	0,0093	0,9000	$13^\circ 30$
20 000	$7 \cdot 10^{-7}$	0,9911	0,0035	0,9195	$12^\circ 26$
$(h_{\text{эфф}} = 50 \text{ км}) \rightarrow$		0,9800	0,0078	0,9000	$13^\circ 18$
30 000	$5 \cdot 10^{-7}$	0,9960	0,0015	0,9147	$11^\circ 52$
$(h_{\text{эфф}} = 50 \text{ км}) \rightarrow$		0,9980	0,0035	0,8600	$15^\circ 00$

Из рис. 1, на котором изображены кривые зависимости модуля интерференционного множителя $B(\omega, r)$ и отношений средней \bar{v} и дифференциальной v фазовых скоростей к c от расстояния r для

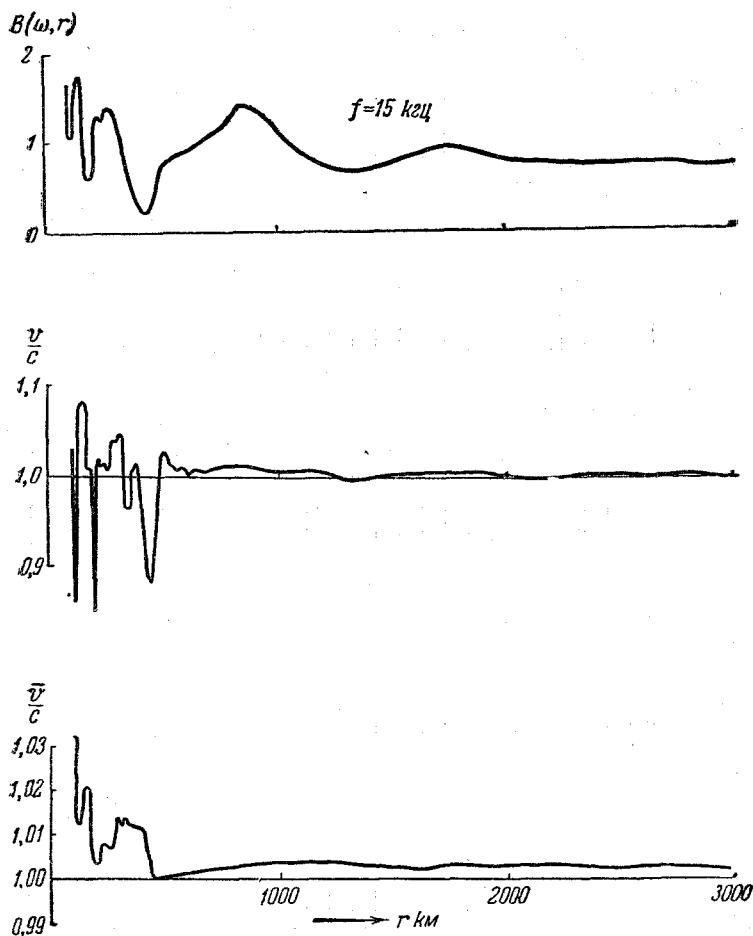


Рис. 1. Зависимость интерференционного множителя $B(\omega, r)$ и отношений средней и дифференциальной фазовых скоростей к c от расстояния на частоте $f = 15 \text{ кГц}$.

частоты $f = 15 \text{ кГц}$, видно, что на близких расстояниях от излучателя все эти величины изменяются нерегулярным образом. Это обусловлено сложной интерференцией различных составляющих волн, распространяющихся с различной скоростью и различным

затуханием. По мере увеличения расстояния роль волн более высокого порядка ($n > 1,2$), затухающих сильнее, всё более умень-

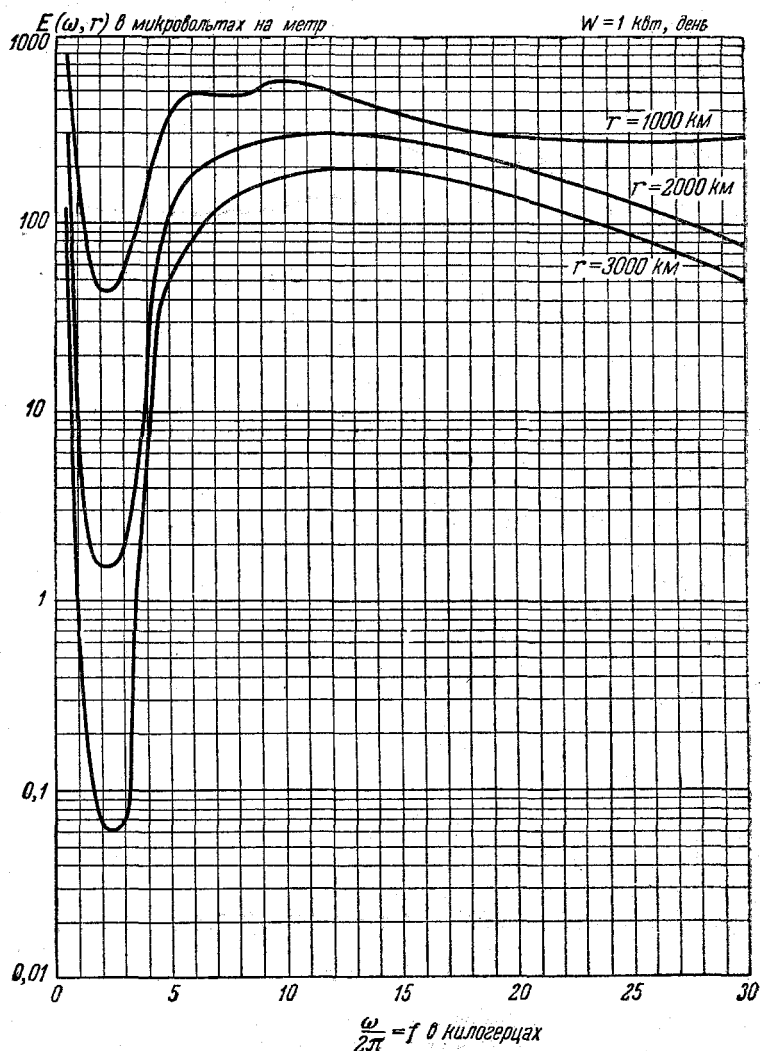


Рис. 2. Кривые напряжённости поля $E(\omega, r)$ на расстояниях $r = 1000, 2000$ и 3000 км для мощности излучения w в 1 квт $\left(Jz_d \approx \frac{10\lambda \text{ км}}{2\pi\sqrt{2}} \sqrt{w \text{ квт}} \right)$.

шается, что приводит к уменьшению нерегулярности и глубины колебаний амплитуды и фазы поля. И, наконец, на тех расстояниях,

где ощутима лишь одна волна спектра, соответствующая номеру $n=0$, амплитуда поля должна убывать с расстоянием экспоненциально ($E \cdot \sqrt{r} \sim e^{-k_0 S_{00} r}$), а фазовая скорость $\bar{v} \cong \frac{c}{S_{01}}$ не должна зависеть от расстояния.

Характер зависимости амплитуды электромагнитной волны от частоты виден из рис. 2, на котором для различных фиксированных расстояний изображены сглаженные кривые напряжённости поля E . Теоретическая зависимость отношения средней фазовой скорости \bar{v} к c от частоты для $r=1000$ км представлена на

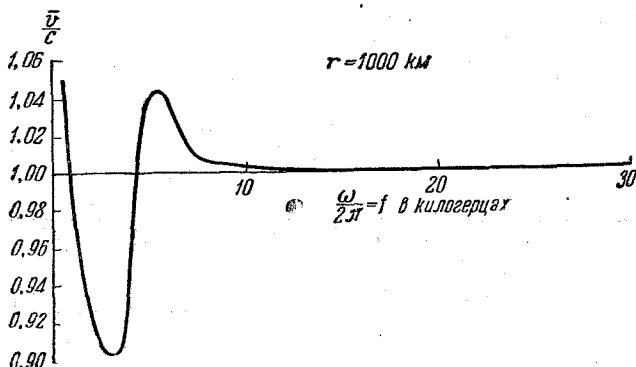


Рис. 3. Зависимость $\frac{\bar{v}}{c}$ от частоты для $r=1000$ км.

рис. 3. Как и на рис. 2, кривая сглажена в том смысле, что на ней не отражены неглубокие нерегулярности в её ходе, обусловленные некоторым влиянием на этом расстоянии, кроме волны нулевого порядка ($n=0$), волн с номерами $n=1$ и $n=2$. По этой причине при $f \gg 5$ кГц $\frac{\bar{v}}{c}$ всюду больше единицы, хотя на самом деле $\frac{\bar{v}}{c}$ принимает значения и меньше единицы.

Из рис. 2 и 3 видно, что в окрестности $f \sim 2-3$ кГц (соответствующих $\lambda \sim 2h$) амплитуда поля имеет минимум, глубина которого увеличивается с расстоянием; в этой же области частот средняя фазовая скорость также проходит через минимум, принимая значения, меньшие c , а затем, увеличиваясь с ростом частоты, достигает максимума, после чего, убывая, стремится к c .

Сравнение результатов измерений напряжённости поля радиоволн, проводившихся в различных условиях⁸, вплоть до расстояний в 10 000 км с теоретическими кривыми даёт согласие⁷ и показывает, что выбранная модель (средней для различных условий) ионосферы (см. таблицу I) в общем пригодна для расчётов. Хоро-

шее согласие между экспериментальными и теоретическими кривыми, построенными для соответствующим образом подобранных $(N/\nu)_{\text{эфф}}$, даже в ряде деталей видно, например, из рис. 4 и 5, на

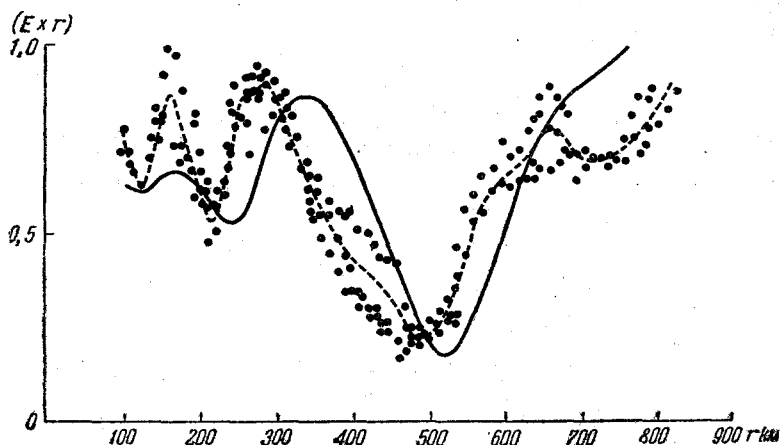


Рис. 4. Сравнение результатов измерений (пунктир и точки) и результатов теоретических расчётов (сплошная линия) на частоте 16 кгц до расстояния $r \sim 800$ км.

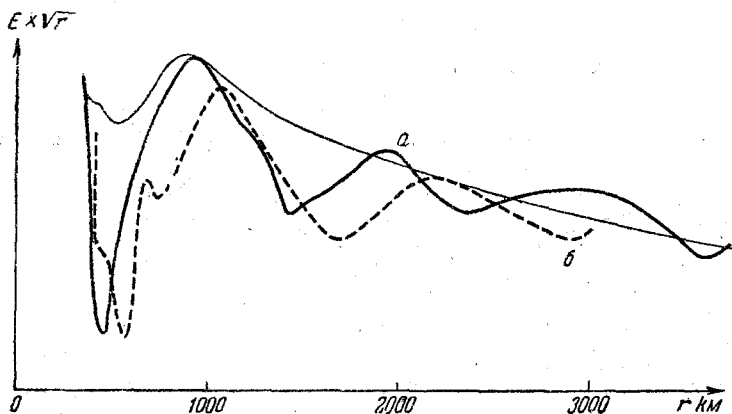


Рис. 5. Сравнение результатов измерений (а) и результатов теоретических расчётов (б) на частоте 16 кгц до расстояния $r \sim 3600$ км.

которых приводятся результаты непрерывных измерений напряжённости поля, проводившихся в Англии на самолёте на частоте 16 кгц, в одном опыте летавшем до расстояния порядка 800 км⁹, а в другом¹⁰ — по направлению в Каир до расстояния в 3640 км.

Из рис. 5 можно видеть, что, начиная с $r > 1000$ км, на экспериментальной кривой наблюдается периодичность (расстояния между максимумами и минимумами примерно одинаковы), что свидетельствует о том, что в рассматриваемом опыте основную роль играли две волны ($n=0$ и $n=1$). Соответствующая теоретическая обработка кривой¹⁰, основанная на этом предположении, позволяет оценить $(S_{01} - S_{11})$, S_{02} и S_{12} . Получаемые значения несколько расходятся с приводимыми в таблице I значениями S_0 и S_1 . Так, из эксперимента следует, что $(S_{01} - S_{11}) \approx 0,018$ вместо 0,014; $S_{02} \sim 5 \cdot 10^{-4}$ вместо $5,6 \cdot 10^{-4}$ и $S_{12} \sim 2,7 \cdot 10^{-3}$ вместо $6,2 \cdot 10^{-3}$. Если, далее, определить на основе этих данных эффективную модель ионосферы, имевшей место в условиях полёта¹⁰, то получаются значения $h \sim 69$ км и $(N/\nu)_{эфф} = (40 \div 4) \cdot 10^{-6}$, в то время как в использованной модели слоя⁷ $h = 70$ км, а $(N/\nu)_{эфф} = 10^{-6}$. Из этого видно, что основанную на теоретических расчётах обработку экспериментальных данных, повидимому, можно использовать в ряде случаев для определения эффективной модели ионосферы, имеющей место в условиях опыта.

Приведённые выше экспериментальные данные по исследованию длинных радиоволн фактически исчерпывают основные результаты, которые можно извлечь из литературы, и убедительно свидетельствуют об их скудости и неполноте. Совершенно отсутствуют, например, фазовые измерения. Выше указывалось, что можно существенно расширить диапазон этих исследований, если использовать естественные источники электромагнитных волн низкой частоты, именно молниевые разряды. Ниже описываются полученные до настоящего времени результаты подобных исследований, которые также сравниваются с теоретическими расчётами. Сначала описана в общих чертах методика исследования.

3. МОЛНИЯ КАК ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ

В любую точку Земли непрерывно приходят со всевозможных направлений и расстояний сигналы — электромагнитные пакеты волн, вызванные грозовыми разрядами. В летнее время часто эти сигналы образованы ближними грозами. Можно добиться того, чтобы в приёмном пункте регистрировались лишь единичные сигналы, а регулировка порога чувствительности соответствующих приборов позволяет принимать лишь несколько атмосфериков в секунду. Анализ форм этих атмосфериков, т. е. их временных функций $E(t, r)$, показал, что они бывают различного вида и изменяются с расстоянием. Так, из наблюдений в Москве¹¹ следует, что в 70—75% случаев регистрируются атмосферники квазипериодической гладкой формы, типа изображённых на рис. 6, а, б, или цепочка таких сигналов — два,

три и более (примерно в 5% случаев, см. рис. 6, в); в остальное же время атмосферика более сложного типа, например, типа изобращённого на рис. 6, з.

Допустим теперь, что пакет волн, составляющих принимаемый сигнал $E(t, r)$ и приходящих с расстояния r , описывается комплексной спектральной плотностью

$$Q_r = Q(\omega, r) = A(\omega, r) e^{-i\varphi(\omega, r)} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t, r) e^{-i\omega t} dt. \quad (3)$$

Тогда вид этой функции $Q(\omega, r)$ естественно зависит от спектральной плотности $Q_0(\omega, 0)$ излучённого источником сигнала

$$\begin{aligned} E_0 = E(t, 0) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega, 0) e^{i\omega t} d\omega = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega) e^{-i[\varphi_0(\omega) + \omega t]} d\omega, \end{aligned} \quad (4)$$

т. е. от частотной характеристики (Jz_d) (см. формулу (1)) и от функции, характеризующей закон распространения волн разной частоты. Последняя может быть записана в виде (см. (1))

$$P(\omega, r) = E(\omega, r) e^{-i\Phi(\omega, r)}, \quad (5)$$

где $E(\omega, r)$ — амплитуда, а $\Phi(\omega, r)$ — полная фаза волны частоты $\frac{\omega}{2\pi}$, исходящей от источника. Можно переписать $\Phi(\omega, r)$ в виде

$$\Phi(\omega, r) = \omega \int_0^r \frac{dr}{v(\omega, r)} = \frac{\omega r}{\bar{v}(\omega, r)} = \frac{\omega r}{c} + \psi(\omega, r). \quad (6)$$

По определению v и \bar{v} соответственно суть дифференциальная и средняя фазовые скорости волны, а $\psi(\omega, r)$ — так называемая дополнительная фаза, характеризующая отклонение фазы и скорости волны от их значений в свободном пространстве, где скорость волны равна c .

Таким образом, спектральная плотность принимаемого сигнала равна *)

$$Q_r = Q_0 p = A_0(\omega) E(\omega, r) e^{-i\left\{\left[\omega \frac{r}{c} + \psi(\omega, r)\right] + \varphi_0(\omega)\right\}}, \quad (7)$$

*) Мы не записываем в нижеследующей формуле (7) множитель, характеризующий спектральную функцию приёмного устройства, которую, естественно, необходимо учесть при обработке результатов измерений.

и если известны Q_r и Q_0 , то $E(\omega, r) \cdot e^{-i\Phi(\omega, r)}$ определяется из уравнения

$$E(\omega, r) e^{-i\left[\omega \frac{r}{c} + \Phi(\omega, r)\right]} = \frac{A(\omega, r)}{A_0(\omega)} e^{-i[\varphi(\omega, r) - \varphi_0(\omega)]}. \quad (8)$$

Важно иметь в виду, что, так как

$$\begin{aligned} E(t, r) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega, r) e^{i[\omega t + \varphi(\omega, r)]} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_0 E e^{i\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) - \varphi + \varphi_0\right]} d\omega, \end{aligned} \quad (9)$$

то вид принимаемого сигнала не зависит от линейного члена $\frac{\omega r}{c}$, приводящего лишь к подобному смещению $E(t, r)$ вдоль оси времени. Физически это означает самоочевидный факт, что форма принимаемого сигнала не зависит от времени $t_0 = \frac{r}{c}$ распространения волны в отсутствии дисперсии, а лишь от разностей времён (или, что то же, от разностей дополнительных фаз) распространения волн разной частоты до точки наблюдения. Поэтому из Фурье-анализа можно вычислить значение фазы лишь с точностью до члена $\omega \frac{r}{c}$, т. е.

$$\varphi(\omega, r) = \psi(\omega, r) + \varphi_0(\omega). \quad (10)$$

Если теперь определить с помощью гармонического анализа сигнала $E(t, r)$ зависимость приведённого к какой-либо частоте ω_0 модуля $A(\omega, r)$ от частоты и (с точностью до $n\pi$) ход аргумента $\varphi(\omega, r)$ спектральной плотности сигнала, тогда при условии, что известны $A_0(\omega)$ и $\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\omega}$, можно непосредственно получить из экспериментальных данных (см. (6) и (8)) значения относительной амплитуды поля

$$\frac{E(\omega, r)}{E(\omega_0, r)} = \frac{A(\omega, r)}{A(\omega_0, r)} \frac{A_0(\omega_0)}{A_0(\omega)} \quad (11)$$

и средней фазовой скорости

$$\bar{v} = \frac{c}{1 + \frac{\Delta\varphi - \Delta\varphi_0}{\Delta\omega} \frac{c}{r}}. \quad (12)$$

Из предыдущего видно, что принципиально гармонический анализ атмосферика позволяет изучать в различных условиях амплитуды электромагнитных волн, составляющих его спектр, а также

измерять их среднюю фазовую скорость в зависимости от частоты и расстояния. Для этого, однако, необходимо прежде всего знать модуль и производную аргумента $\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\omega}$ спектральной плотности источника атмосферика (т. е. молниевых разрядов) и расстояние r до него. Таким образом, точность подобных измерений существенным образом зависит от правильности выбора формы молниевых разрядов и от её изменчивости от опыта к опыту.

Ряд исследований ^{11, 14-17} показал, что в непосредственной близости от молниевых разрядов форма возбуждаемых ими сигналов имеет преимущественно вид, подобный изображённому на осциллограммах рис. 7. При этом τ_1 изменяется в пределах нескольких десятков микросекунд, а τ_2 — нескольких миллисекунд. Такие сигналы хорошо аппроксимируются выражением вида

$$E_0(t) \approx e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}, \quad (13)$$

где, по данным наблюдений в различных условиях,

$$\left. \begin{aligned} \alpha &\sim (0,5 - 1) \cdot 10^3, \\ \beta &\sim (0,5 - 20) \cdot 10^4. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

При изменении коэффициентов α и β в указанных пределах модуль спектральной плотности A_0 сигнала (13) значительно изменяется. Интересующая же нас производная аргумента спектральной плотности $\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\omega}$ колеблется лишь в пределах $(5-7) \cdot 10^{-5}$. Таким образом, большинство молниевых разрядов обладает достаточно подобными свойствами, и можно выбрать для обработки результатов измерений «стандартный» источник, характеризуемый выражением (13) со значениями $\alpha = 10^3$ и $\beta = 10^5$. Амплитудная и фазовая характеристики такого сигнала изображены на рис. 8. При осреднении достаточно большого числа результатов измерений, в обработке которых используются характеристики стандартного источника, можно достичь высокой точности получаемых величин; из различных опытов видно, что даже единичные измерения дают часто довольно точные результаты.

Из предыдущего видно, что в основу описанного метода исследований поля электромагнитных волн положен полный гармонический анализ атмосферика $E(t, r)$. При этом, если для получения его амплитудных характеристик $A(\omega, r)$ практически вполне достаточно знать значения соответствующих величин в ряде дискретных точек (например, при значениях частоты, соответствующих гармоникам ряда Фурье), то для построения фазовой характеристики $\varphi(\omega, r)$ необходимо иметь значения фазы в значительно большем числе точек, поскольку при переходе от одного значения частоты к другому может быть пропущено неизвестное число π , что приведёт к

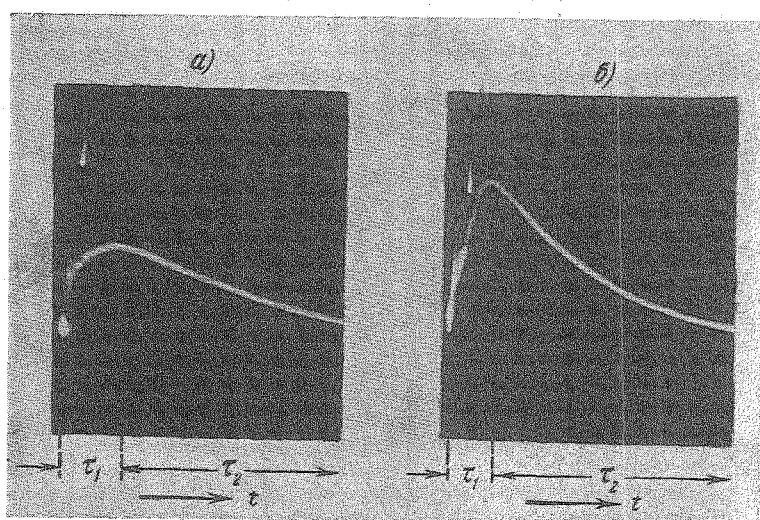


Рис. 7. Фотоосциллограммы ближних атмосфериков $E(t, 0)$.

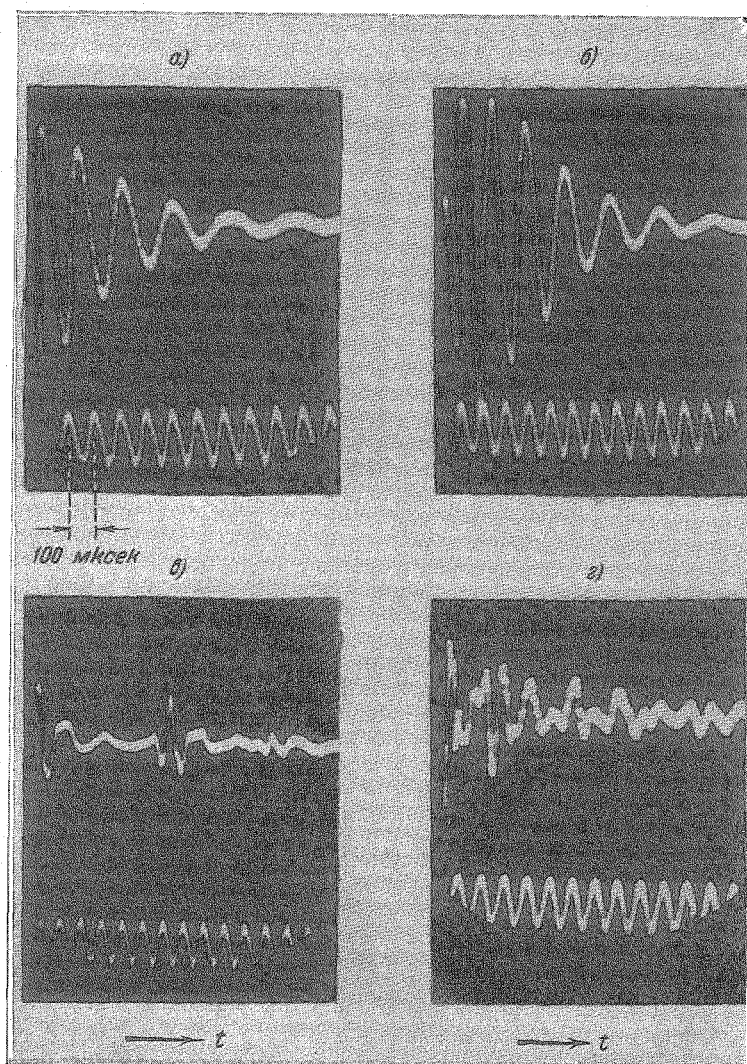


Рис. 6. Фотоосциллограммы дальних атмосфериков $E(t, r)$ различного типа.

искажению кривой $\varphi(\omega, r)$ и неправильному определению $\frac{\Delta\varphi}{\Delta\omega}$. Можно, однако, получить ход $A(\omega, r)$ и $\varphi(\omega, r)$ с любой степенью подробности следующим образом.

Пусть сигнал $E(t, r)$ занимает на осциллограмме (в пределах точности отсчёта значения $E(t)$) интервал времени T , тогда, исполь-

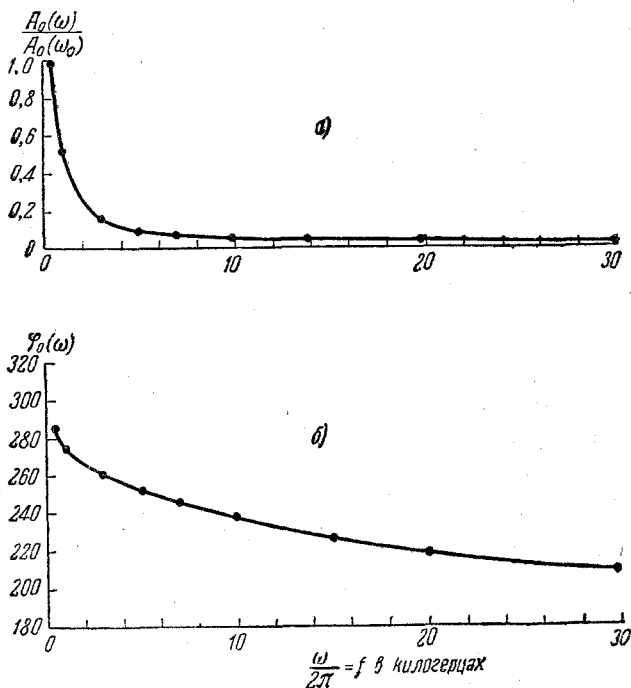


Рис. 8. Модуль $A_0(\omega)$ и аргумент $\varphi_0(\omega)$ спектральной плотности «стандартного» ближнего атмосферика — молниевое разряда.

зуя тот или иной метод Фурье-анализа, можно определить для конечного числа фиксированных значений частоты $\omega_k = \frac{2\pi k}{T}$ коэффициенты Фурье для сигнала

$$E(t, r) = \sum_{k=0} a_k \cos \omega_k t + \sum_{k=1} b_k \sin \omega_k t \quad (15)$$

и соответственно

$$A(\omega_k) = \frac{2}{T} \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \quad (16)$$

и с точностью до $\pi\pi$

$$\varphi(\omega_k) = \operatorname{arctg} \frac{b_k}{a_k}. \quad (17)$$

Само собой разумеется, что ряд $A(\omega_k)$ и $\varphi(\omega_k)$ обрывается для тех номеров k , при которых a_k и b_k лежат в пределах точности измерений.

Если теперь подставить в интеграл Фурье ряд (15) с известными значениями a_k и b_k , то нетрудно получить формулы, определяющие $A(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ в любой точке интересующего нас диапазона частот ω , а не только при значениях ω_k . Учитывая, что заданная функция $E(t, r)$ занимает конечный интервал $(0-T)$ и описывается конечным числом членов n_0 , из интеграла

$$Q(\omega, r) = \int_0^{\infty} E(t, r) e^{-i\omega t} dt = A(\omega) e^{-i\varphi(\omega)}, \quad (18)$$

получаем, что

$$A^2(\omega) = \left\{ \sum_{k=0}^{n_0} a_k \int_0^T \cos \omega_k t \cos \omega t dt + \sum_{k=1}^{n_0} b_k \int_0^T \sin \omega_k t \cos \omega t dt \right\}^2 + \\ + \left\{ \sum_{k=0}^{n_0} a_k \int_0^T \cos \omega_k t \sin \omega t dt + \sum_{k=1}^{n_0} b_k \int_0^T \sin \omega_k t \sin \omega t dt \right\}^2, \quad (19)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sum_{k=0}^{n_0} a_k \int_0^T \cos \omega_k t \sin \omega t dt + \sum_{k=1}^{n_0} b_k \int_0^T \sin \omega_k t \sin \omega t dt}{\sum_{k=0}^{n_0} a_k \int_0^T \cos \omega_k t \cos \omega t dt + \sum_{k=1}^{n_0} b_k \int_0^T \sin \omega_k t \cos \omega t dt}, \quad (20)$$

и

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arctg} \frac{-\omega(\cos \omega t - 1) \sum_{k=0}^{n_0} \frac{a_k}{\omega^2 - \omega_k^2} + \sin \omega t \sum_{k=1}^{n_0} \frac{b_k \omega_k}{\omega^2 - \omega_k^2}}{\omega \sin \omega t \sum_{k=0}^{n_0} \frac{a_k}{\omega^2 - \omega_k^2} + (\cos \omega t - 1) \sum_{k=1}^{n_0} \frac{b_k \omega_k}{\omega^2 - \omega_k^2}}; \quad (21)$$

при $\omega \rightarrow \omega_k$ (18) и (21) естественно переходят в (16) и (17).

4. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ФОРМ АТМОСФЕРИКОВ.

Для того чтобы обеспечить неискажённый приём атмосфериков, используются широкополосные усилители; выход усилителей подводится к осциллографу, с которого и фотографируются сигналы на киноплёнку. Развёртка осциллографа «запускается» принимаемым сигналом, одновременно блокирующим установку, что обеспечивает регистрацию единичного «запускающего» атмосферика. В момент фоторегистрации принимаемый сигнал управляет также осциллографом катодного пеленгатора, определяющего направление прихода сигнала в точке наблюдений, и одновременно с помощью вспомога-

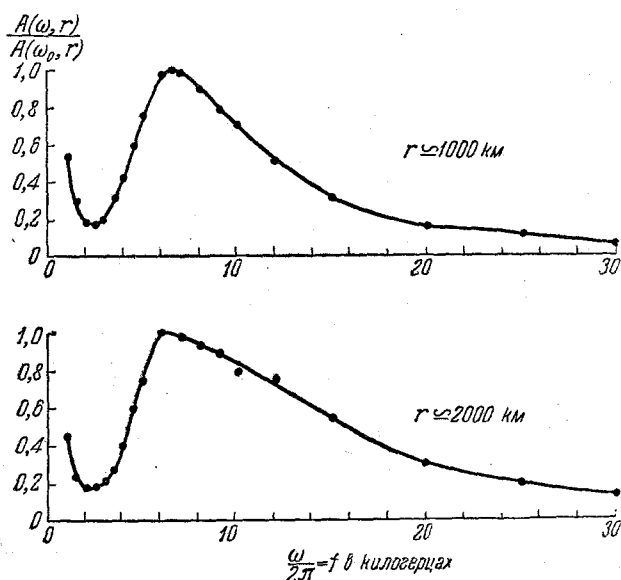


Рис. 9. Осреднённые относительные значения амплитуд $\frac{A(\omega, r)}{A(\omega_0, r)}$ атмосфериков на расстояниях $r \approx 1000$ и 2000 км.

тельной радиостанции запускаются ещё два катодных пеленгатора, лежащих в двух других вершинах треугольника со сторонами в несколько сот километров, также регистрирующих значения пеленга атмосферика. По трём значениям пеленгов определяется местоположение и расстояние до источника атмосферика.

Некоторые результаты гармонического анализа наблюдаемых в Москве атмосфериков типа, изображённого на рис. 6, а, б, приведены на рис. 9.

Осреднённые экспериментальные кривые для расстояний в 1000 и 2000 км характеризуют ход относительной амплитуды $\frac{A(\omega, r)}{A_0(\omega_0, r)}$

спектров принимаемых атмосфериков. Если разделить ординаты этих кривых на относительные значения $\frac{A_0(\omega)}{A_0(\omega_0)}$ (см. рис. 8), то получаются искомые кривые относительной амплитуды поля $\frac{E(\omega, r)}{E(\omega_0, r)}$

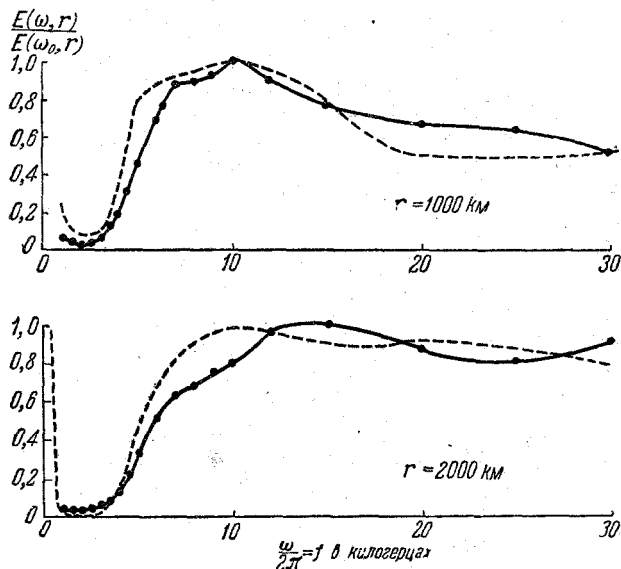


Рис. 10. Сравнение теоретических кривых $\frac{E(\omega, r)}{E(\omega_0, r)}$ (пунктир) с экспериментальными, получаемыми из анализа атмосфериков для расстояний $r = 1000$ и 2000 км.

(см. рис. 10). Сравнение с теоретическими значениями $E(\omega, r)$ (пунктир на рис. 10) показывает, что экспериментальные и теоретические данные в общем хорошо согласуются между собой. На рассматриваемых расстояниях относительные амплитуды $\frac{E(\omega, r)}{E(\omega_0, r)}$ мало зависят от r . Так как здесь поле формируется главным образом одной волной (номера $n = 0$), то приведённое к одинаковой мощности W значение

$$\frac{E(\omega, r)}{E(\omega_0, r)} \sim e^{-\frac{r}{c}(S_{02\omega} \cdot \omega - S_{02\omega_0} \cdot \omega_0)},$$

а так как $S_{02\omega} \frac{r}{c} \ll 1$, то

$$\frac{E(\omega, r)}{E(\omega_0, r)} \sim \text{const.}$$

Поэтому анализ экспериментальных кривых подобного типа мало пригоден для определения эффективных параметров ионосферы, тем более, что он даёт лишь значение разностей произведений ωS_{02} на различных парах фиксированных частот.

5. СКОРОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЫ

Анализ фазовых характеристик атмосфериков позволяет, как уже было показано выше, определять средние фазовые скорости электромагнитных волн, а также, повидимому, получать данные о средних эффективных параметрах нижней части ионосферы.

Значения средней скорости, полученные в результате обработки результатов некоторых опытов методом, описанным выше, приводятся в таблице II.

Таблица II
Значения средней фазовой скорости \bar{v} в км/сек

$f, \text{гц}$ \ $r, \text{км}$	1000	2000	3000
1 000	—	304 500	291 900
2 000	—	298 200	300 900
3 000	287 400	297 300	293 700
5 000	291 900	292 800	295 800
8 000	288 600	299 400	290 100
10 000	299 910	300 000	299 400
15 000	298 500	299 700	300 600
20 000	301 800	309 600	301 500

Из таблицы видно, что скорость \bar{v} изменяется нерегулярным образом в окрестности величины c . С увеличением расстояния и частоты глубина колебаний \bar{v} уменьшается. В общем \bar{v} отклоняется от c на 1—3%. Среднее же из всех значений \bar{v} отличается от c примерно на 0,5%.

6. ФОРМА АТМОСФЕРИКОВ

В заключение целесообразно остановиться ещё на одном вопросе.

Выше описаны метод и некоторые результаты исследований электромагнитных волн звуковой частоты, основанные на полном гармоническом анализе временной функции $E(t, r)$ — формы атмосфериков. Результаты этих опытов, а также исследований распространения длинных радиоволн показали, что экспериментальные результаты довольно хорошо согласуются с теоретическими данными. Расхождение между ними, повидимому, является в основном результатом неточного соответствия используемых в конкретных расчётах значений параметров ионосферы с их значениями в реальных условиях опыта. Интересно в этой связи проверить теоретически, каковы ожидаемые формы атмосфериков при различных параметрах ионосферы и насколько общие характерные особенности функции

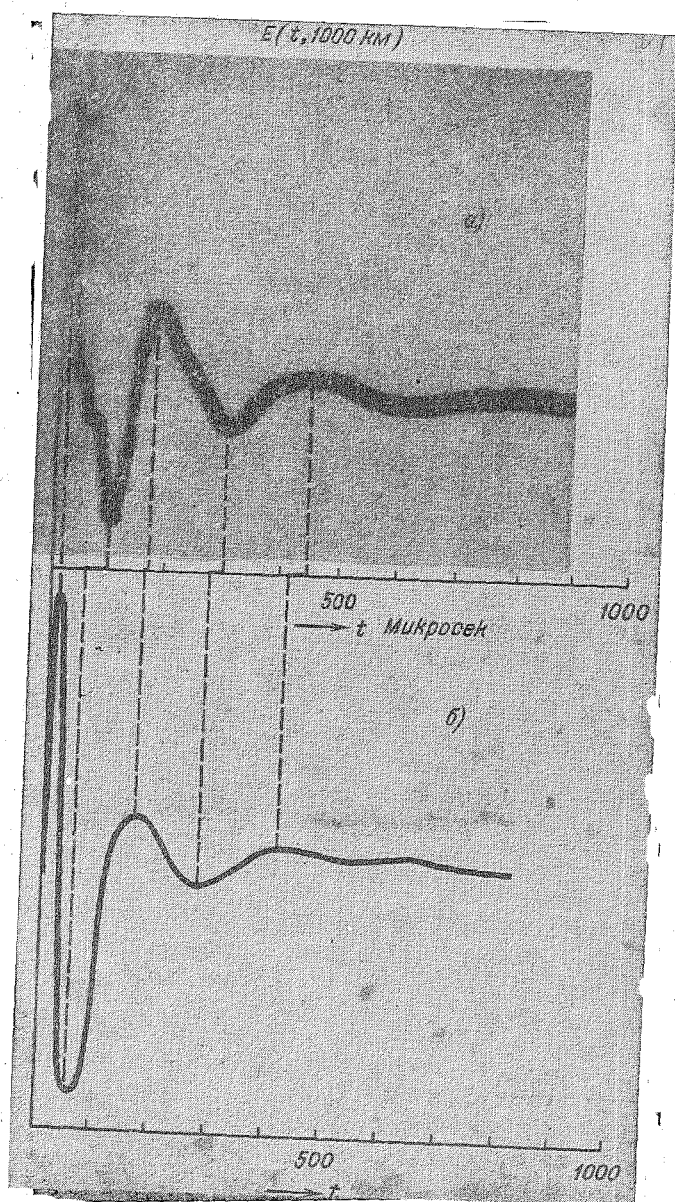


Рис. 11. Сигнал, рассчитанный теоретически (б) для $r \approx 1000 \text{ км}$, и фото-
осциллограмма атмосфера (а), принятого с расстояния $r \approx 1200 \text{ км}$.

$E(t, r)$ чувствительны к изменению этих параметров. Задача, таким образом, сводится к «синтезу» полученных выше формул для расчёта поля и к исследованию зависимости функции

$$E(t, r) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega, r) e^{i[\varphi(\omega) + \omega t]} d\omega = \\ = \frac{120\pi}{h\sqrt{r}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_z d}{V_k} \sum_{n=0}^{\infty} S_n^{\frac{3}{2}} p(c_n) e^{-i(k_0 S_n r - \frac{\pi}{4})} e^{i\omega t} d\omega \quad (22)$$

от $S_n(\omega, \frac{N}{v}, h)$ и r . В качестве иллюстрации приведём один пример подобного расчёта ожидаемой формы атмосферика для использованных теоретических значений эффективных параметров ионосферы (таблица 1).

На рис. 11, б изображена кривая $E(t, r)$, рассчитанная для расстояния $r = 1000$ км с помощью формулы (22). На этом же рисунке приведена осциллограмма одного из атмосфериков (рис. 11, а), принятого примерно на таком же расстоянии от источника. Форма этого атмосферика очень близка даже в деталях (длительность сигнала, ход огибающей, значения периодов, число переходов через нуль) к рассчитанному теоретически сигналу. Подобные атмосферика наблюдались в ряде случаев (но не преимущественно); это свидетельствует о том, что в условиях, когда принимались подобные сигналы, состояние ионосферы было близко к выбранному в расчётах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. N. Watson, Proc. Roy. Soc. **95**, 546 (1919).
2. O. E. Rydbeck, Trans. Chalmers Univ., № 34 (1944).
3. H. Bremmer, Terrestrial Radio Waves, Amsterdam (1949).
4. А. Г. Гринберг, Изв. АН, сер. физ. **1**, 99 (1943).
5. П. Е. Краснушкин, Изд. МГУ, Москва (1947).
6. W. Shumann, Zeits. f. Angew. Phys. **4**, 474 (1952), **6**, 35, 225, 267, 346 (1954).
7. Я. Л. Альперт, Изд. АН СССР, Москва (1955).
8. F. Kitchen, B. Bressy and K. Trebmelen, Proc. J. E. E., часть III, **100**, 100 (1953); Marconi Review **13**, 153 (1950).
9. K. Weeks, Proc. J. E. E., часть III, **94**, 893 (1950).
10. K. G. Budden, Phil. Mag. **44**, 504 (1953).
11. Я. Л. Альперт и С. В. Бородин, Радиотехника и радиоэлектроника, № 3 (1955).
12. Л. М. Бреховских, Докторская диссертация, ФИАН (1946), Изв. АН, сер. физ. **8**, 505; **13**, 515, 534 (1949).
13. K. G. Budden, Phil. Mag. **43**, 1179 (1952); **42**, 1 (1951).
14. F. E. Lutnin, Proc. Roy. Soc. **171**, 2 (1939).
15. H. Norinder, Arciv für Mat. Astr. Phys. **13**—32A, № 5 (1947).
16. R. B. Morrison, Phil. Mag. **44**, 980 (1953).
17. T. S. Barlow, G. W. Frey and T. B. Newman, Journ. Frankl. Inst. **258**, 187 (1954).