

УДК 621.396.24

СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ОТ ДАЛЬНОСТИ ДЛЯ ТРАССЫ ХИРОИСО (ЯПОНИЯ)—КОРАБЛЬ (АНТАРКТИДА)

И. А. Тушенцова, Е. Е. Цедилина

Проводится сопоставление расчетных и экспериментальных зависимостей амплитуды напряженности поля коротковолновых сигналов от дальности на трассе Хироисо (Япония) — корабль (Антарктида), близкой к меридиональной. Объяснен ряд особенностей в изменении напряженности поля.

Теория дальнего распространения коротких радиоволн интенсивно развивалась последние 10—15 лет. В результате развития теоретических представлений созданы новые методы расчета параметров сигналов на протяженных радиотрассах дальностью $D \geq 6$ Мм. Однако в связи с недостатком хорошо поставленных экспериментов на дальних трассах многие вопросы остаются невыясненными. Например, непонятны роль различных механизмов распространения и их вклад при формировании амплитуды поля сигнала и других его параметров. До сих пор неясно, какова роль скачкового механизма распространения радиоволн и других факторов, как, например, просачивания энергии в ионосферный канал и выход из него за счет рассеяния на ионосферных неоднородностях, фокусирования и дефокусирования энергии на крупномасштабных неоднородностях, образования сложных каустических зон в реальной ионосфере, содержащей неоднородности разных масштабов.

Поэтому актуальной задачей является тщательное сопоставление теоретических представлений, воплощенных в новых методах расчета дальних радиотрасс, с данными экспериментов. Этому вопросу посвящена настоящая работа.

В 1981—1982 гг. с помощью ионозонда FMCW с частотной модуляцией, установленного в качестве передатчика на корабле, движущемся от пункта Хироисо (Япония), в котором был установлен приемник, в Антарктиду по трассе, близкой к меридиональной, проводился эксперимент по наклонному зондированию ионосферы [1]. На приемном пункте в Хироисо регистрировались ионограммы наклонного зондирования и напряженность поля сигнала. В результате на ряде частот коротковолнового диапазона была получена зависимость изменения амплитуды напряженности электрического поля от дальности до расстояний $D \leq 11$ Мм.

В [2] для условий эксперимента [1] проведен расчет напряженности поля и получены соответствующие приведенным в [1] теоретические зависимости изменения амплитуды поля. Расчеты в [2] выполнены адиабатическим методом при использовании глобальной модели ионосферы РМИ-81.

В настоящей работе проводится сопоставление экспериментальных результатов, полученных в [1], с теоретическими, приведенными в [2].

Изменение с дальностью амплитуды электрического поля \mathcal{E} в децибелах. На рис. 1, 2 соответственно для моментов времени $t = 12$ ч 40 мин и 20 ч 40 мин показаны расчетные кривые изменения максимальной амплитуды $\mathcal{E}_m \equiv 20 \lg \mathcal{E}$ в дБ, где \mathcal{E} в мкВ/м (штрихо-

вые линии) или амплитуды модов в ионосферном скачковом канале $F(F_c)$ с максимальной напряженностью поля, от дальности по трассе D для частот $f=10, 20, 30$ МГц и двух моментов времени (см. также [2]). В расчете были учтены потери при отражении от поверхности Земли. Поскольку в эксперименте отражение происходило от морской поверхности, был принят коэффициент $F=1$ дБ при каждом отражении от Земли. На рис. 1, 2 сплошными кривыми также показано расчетное изменение амплитуды некогерентного сигнала $\mathcal{E}_\Sigma = \sqrt{\mathcal{E}_n^2 + \mathcal{E}_{n+1}^2 + \dots + \mathcal{E}_k^2}$, полученной путем суммирования квадратов амплитуд отдельных модов с числом скачков $P = n, n+1, \dots, k$. Амплитуда \mathcal{E}_Σ может превышать \mathcal{E}_m на величину, не превышающую 5 дБ.

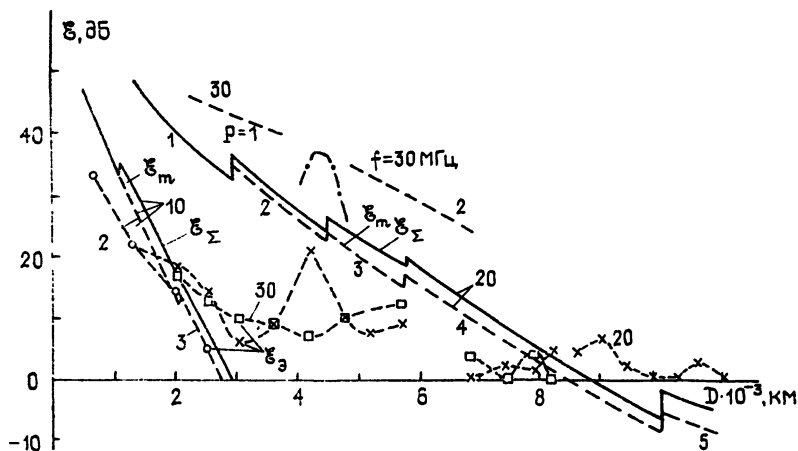


Рис. 1. Изменение вдоль трассы расчетной напряженности поля модов с максимальной амплитудой \mathcal{E}_m (штриховые кривые) и амплитуды некогерентного сигнала \mathcal{E}_Σ (сплошные кривые) для $t=12$ ч 40 мин. Указаны частота волны f и число осциллирующий луча P . Штриховыми линиями с точками показано изменение экспериментальной напряженности поля \mathcal{E}_0 из [1].

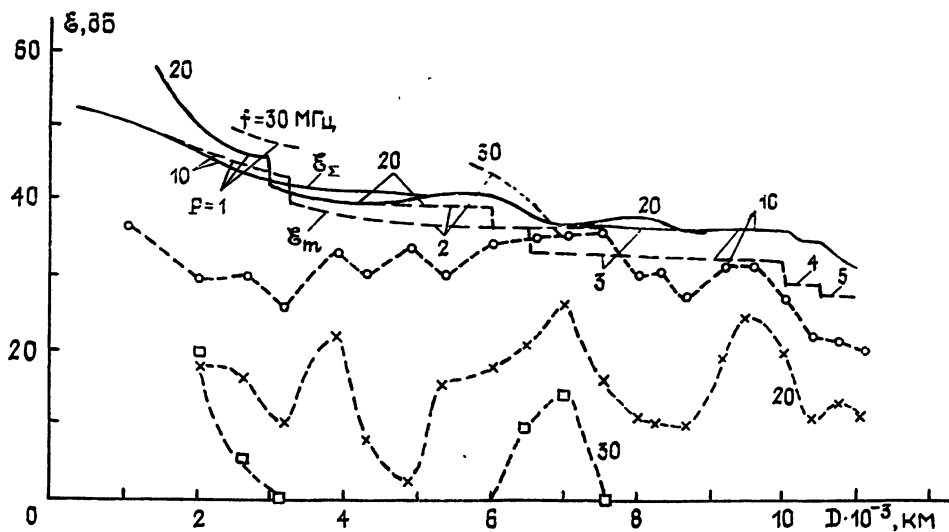


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для $t=20$ ч 40 мин.

На рис. 1, 2, кроме расчетных кривых \mathcal{E}_m и \mathcal{E}_Σ , приведены экспериментальные результаты согласно [1]. Результаты измерений амплитуды \mathcal{E}_0 показаны на рис. 1, 2 штриховыми кривыми с точками. Экспериментальные значения \mathcal{E}_0 в [1] даны в относительных единицах. На рис. 1, 2 шкалы в децибелах для экспериментальных [1] и расчетных

[2] значений \mathcal{E} совмещены, что необходимо учитывать при сопоставлении результатов.

Из рис. 1, 2 видно, что в ряде случаев имеется неплохое согласие расчетных и экспериментальных кривых. Так, днем, для $t=12$ ч 40 мин JST (или LT в пункте приема Хироисо) расчетные и экспериментальные кривые для $f=10$ МГц близки друг другу, рис. 1. Они отличаются незначительно даже по абсолютной величине. Причем нулевое значение \mathcal{E} в децибелах практически наблюдается на одном и том же расстоянии от начальной точки.

Амплитуда напряженности поля на частоте $f=20$ МГц, $t=12$ ч 40 мин (рис. 1) удовлетворительно совпадает только при $D > 7$ Мм. При $D < 7$ Мм различия весьма существенны как по величине, так и по относительному ходу кривых. Резкое увеличение амплитуды поля в эксперименте в интервале 3,5—4 Мм для $f=20$ МГц можно объяснить прохождением радиоволн не в скачковом канале F^c , а в канале $F^c(FE)F^c$ (см. рис. 5 в [1]). Распространяясь в этом канале, приэкваториальную область ($D \sim 3$ Мм) радиоволны проходят на рикошетирующих траекториях и спускаются на поверхность Земли на расстоянии $D \sim 4$ Мм. Вследствие уменьшения поглощения на рикошетирующих траекториях по сравнению со скачковыми и увеличения фокусировки напряженность поля радиоволн, распространяющихся в канале $F^c(FE)F^c$, существенно возрастает на расстоянии $D \sim 4$ —4,5 Мм. На больших расстояниях напряженность поля модов из этого канала становится меньше величин \mathcal{E}_m и \mathcal{E}_2 , поскольку они распространяются под малыми углами к горизонту и их поглощение в канале F велико по сравнению с верхними скачковыми модами, которые и определяют величину амплитуды поля на этих расстояниях (подробнее см. [2]). Расчет поглощения в канале $F^c(FE)F^c$ показывает, что при выходе из канала F^c на дальности $D \approx 4$ —5 Мм поглощение, испытываемое волной на трассе, примерно на 10 дБ меньше, чем поглощение в канале F^c для такого же расстояния. Напряженность поля для этого канала (штрихпунктирная кривая на рис. 1) соответственно увеличивается по сравнению с напряженностью поля в канале F^c в 2—4 раза, что соответствует экспериментальным измерениям на этом расстоянии.

Отметим, что канал $F^c(FE)F^c$, кроме указанного случая, существует в это же время и на частоте $f=10$ МГц (см. рис. 2, траектория 1 в [2]). Однако на частоте $f=10$ МГц поглощение велико, и поэтому величина напряженности поля с увеличением расстояния спадает весьма быстро (до нуля децибел при $D \approx 3$ Мм, рис. 1), так что роль этого канала в эксперименте на $f=10$ МГц не обнаруживается, хотя увеличение напряженности поля, связанное с этим каналом, должно происходить на дальности $D \gtrsim 4$ Мм.

Кроме указанного выше совпадения величины \mathcal{E} для $f=10$ МГц на рис. 1 отметим удовлетворительное совпадение изменения напряженности поля в децибелах как по величине, так и по интервалу расстояний и по общему ходу кривых для $f=10$ МГц в 20 ч 40 мин (рис. 2) и в 4 ч. 40 мин [2].

Таким образом, можно резюмировать, что на $f=10$ МГц наблюдается удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных величин амплитуды поля в децибелах. Заметим, что на рис. 1, 2 расчетные кривые приведены для ненаправленной антенны излучения. Учет диаграммы излучения, применявшейся в [1], должен внести изменения в распределение энергии по модам и привести к уменьшению амплитуды поля нижних модов, а следовательно, изменить величину \mathcal{E}_2 . Однако учет этого обстоятельства в расчете невозможен, поскольку диаграммы направленности применявшихся в эксперименте антенн в [1] не приведены.

Далее отметим следующий факт. Для $f=30$ МГц в 20 ч 40 мин (рис. 2) общие зависимости от дальности расчетной и экспериментальной величин напряженности поля соответствуют друг другу; практически зона молчания, или зона отсутствия сигнала, наблюдается в од-

ном и том же интервале по дальности $3,5 \text{ Мм} \leq D \leq 6 \text{ Мм}$, а две зоны приема, или присутствия сигнала, соответствуют друг другу по дальности.

В 12 ч 40 мин на частоте $f=30 \text{ МГц}$ согласно расчету также должна наблюдаться зона молчания на дальности $3,5 \text{ Мм} < D < 4,5 \text{ Мм}$ (рис. 1). В эксперименте же на этих расстояниях сигнал наблюдался. Однако величина напряженности поля в этом интервале расстояний меньше, чем при $D \leq 3,5 \text{ Мм}$ и $D \geq 4,5 \text{ Мм}$. Отсутствие зоны молчания для $t=12 \text{ ч } 40 \text{ мин}$ в отличие от аналогичного случая для $t=20 \text{ ч } 40 \text{ мин}$, по-видимому, можно объяснить тем, что в 12 ч 40 мин расчетная протяженность зоны молчания в два раза меньше, вследствие чего существует большая вероятность просачивания сигнала в эту зону, чем в 20 ч 40 мин.

Интервал наблюдения сигнала по дальности в эксперименте на рассматриваемых частотах, в основном, совпадает с интервалом, удовлетворяющим расчетному условию $f < \text{МПЧ}$ [2], но его дальняя граница всегда несколько больше предельной расчетной дальности, на которой еще должны наблюдаться скачковые моды. Увеличение интервала приема сигнала по дальности свидетельствует о просачивании энергии из канала F^c в зону молчания.

При сопоставлении экспериментальных и расчетных кривых (рис. 1, 2) обращает на себя внимание то обстоятельство, что относительные величины напряженности поля \mathcal{E} , во все рассматриваемые моменты времени уменьшаются с увеличением частоты, что противоречит расчету. Это особенно сильно проявляется в 20 ч 40 мин (рис. 2). Эта закономерность наблюдается даже в полуденные часы (рис. 1), когда величина напряженности поля определяется поглощением, которое, как известно, уменьшается с увеличением частоты. Даже в этих условиях экспериментальные значения напряженности поля на частотах $f=20 \text{ МГц}$ и 30 МГц практически не отличаются по величине: \mathcal{E}_f ($f=20 \text{ МГц}$) $\simeq \mathcal{E}_f$ ($f=30 \text{ МГц}$). По-видимому, это обстоятельство связано с влиянием диаграмм направленности используемых антенн, корректно не учтенным при получении кривых \mathcal{E}_f в [1].

В [1] в качестве передающей используется М-образная антенна, которая большую часть энергии излучает в зенит. Поэтому напряженность поля ослабляется при уменьшении угла излучения α . В [2] показано, что диапазон углов излучения для волн, захватываемых в канал F^c , значительно уменьшается (и при этом примыкает к нулевым углам) с увеличением частоты. Учет этого обстоятельства объясняет частотную зависимость значений напряженности поля \mathcal{E}_f в эксперименте.

Изменение с дальностью относительных значений амплитуды электрического поля $\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$. Чтобы точнее выявить характер изменения амплитуды поля вдоль трассы, на рис. 3, 4 показаны кривые изменения напряженности поля в относительных единицах $\eta = \mathcal{E}/\mathcal{E}_0$, где \mathcal{E}_0 — значение напряженности поля на расстоянии $D=2 \text{ Мм}$. Эти кривые удобны тем, что они исключают влияние величины мощности излучения W_0 на амплитуду сигнала. Кривые η_0 и η_F соответствуют расчетным данным: кривая $\eta_0 = \mathcal{E}_z/\mathcal{E}_{z,0}$ вычислена без учета коэффициента отражения от земли F , кривая $\eta_F = \mathcal{E}_{zF}/\mathcal{E}_{z,F,0}$ — с учетом коэффициента F . Видно, что ход расчетных кривых η_0 и η_F подобен, но значения η_0 несколько больше по величине при $D > 2 \text{ Мм}$. Кривые с точками соответствуют экспериментальным данным $\eta_a = \mathcal{E}_a/\mathcal{E}_{a,0}$. Кружочками показаны кривые, построенные по сглаженным экспериментальным данным $\bar{\eta}_a = \bar{\mathcal{E}}_a/\bar{\mathcal{E}}_{a,0}$.

Из рис. 3 ($t=12 \text{ ч } 40 \text{ мин}$) видно, что в полдень, как уже отмечалось выше, наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых (здесь а) — $f=10 \text{ МГц}$, б) — $f=20 \text{ МГц}$).

Однако ночью, в 20 ч 40 мин (рис. 4, $f=10 \text{ МГц}$) и в 4 ч 40 мин [2], при $4 \text{ Мм} < D < 9 \text{ Мм}$ различия расчетных и экспериментальных кривых весьма существенны. Как следует из рис. 4, обнаруживается

сильное увеличение амплитуды поля (в 3—5 раз по сравнению с расчетной) на расстояниях $4 \text{ Мм} < D < 11 \text{ Мм}$. Этот факт не может быть объяснен отличием реальной ионосферы от модели РМИ-81, использованной в расчетах. Модель РМИ-81, контролируемая заданием числа Вольфа и сопоставлением МПЧ с прогнозными значениями (см. [2]), хорошо описывает в среднем изменение ионосферы вдоль трассы распространения в зимних условиях северного полушария. Однако асимметрия ионосферы в период эксперимента (ноябрь, декабрь) относительно экватора не может привести к значительному возрастанию величины поля на указанных дальностях. Действительно, согласно модели среднеширотной ионосферы [3] переход от зимних условий северного полушария ($D < 3 \text{ Мм}$) к летним ($D > 3 \text{ Мм}$) может несколько увеличить в летней зоне величину электронной концентрации ниже области F . Однако это не может существенно изменить результаты расчета, проведенного в [2] для канала F^c с использованием модели РМИ-81.

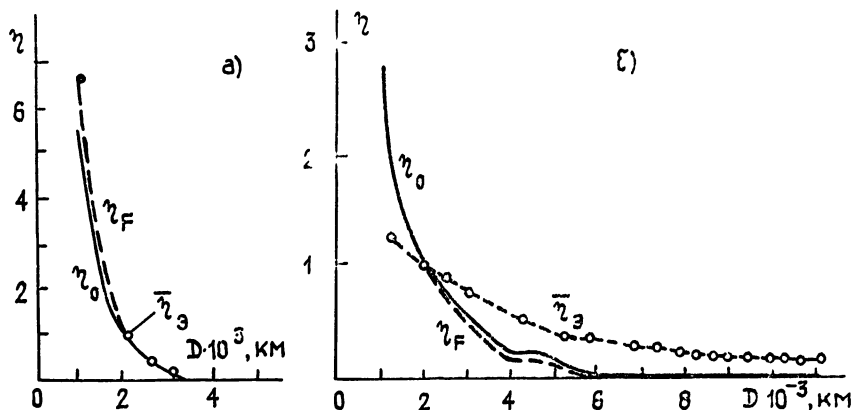


Рис. 3. Сопоставление расчетной и экспериментальной (точки) амплитуд напряженности поля в относительных единицах для $t = 12 \text{ ч } 40 \text{ мин}$, $f = 10 \text{ МГц}$ (а) и $f = 20 \text{ МГц}$ (б).

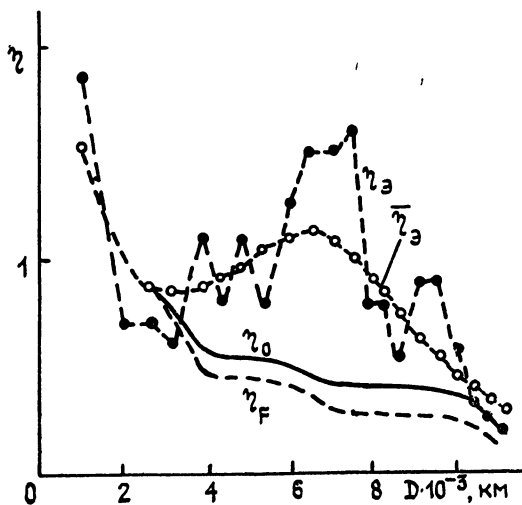


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для $f = 10 \text{ МГц}$, $t = 20 \text{ ч } 40 \text{ мин}$.

Вторым фактором, не учитываемым в расчете, может быть влияние диаграмм направленности антенн. Чтобы оценить возможное влияние диаграммы направленности излучателя, в [2] был проведен расчет с антеннами, диаграммы которых в вертикальной плоскости имеют определенную направленность. Однако это не дало существенного изменения зависимости $\eta_0 = \mathcal{E}_2 / \mathcal{E}_{\chi,0}$ от дальности по сравнению с расчетными зависимостями, приведенными на рис. 4.

Еще одним фактором, который может оказать влияние на величину амплитуды, является боковое отклонение потока энергии под влиянием градиентов электронной концентрации на трассе. Действительно, в переходные часы на меридиональной трассе величина бокового отклонения максимальна [4]. Однако результаты [4] и оценка систематического бокового отклонения на основе градиента критических частот слоя F [5] показывают, что на частоте $f=10$ МГц оно меньше или порядка 2° и направлено в ночную сторону, т. е. направление отклонения различно в 4 ч 40 мин и 20 ч 40 мин. С учетом этого роль бокового отклонения лучей на трассе должна быть незначительна. Этот вывод подтверждают и результаты измерения азимута прихода волны на станции Молодежная (Антарктида), трасса Москва—Молодежная [6]. Согласно этой работе в основном азимутальное отклонение углов прихода в переходные часы на частоте $f=15$ МГц в июле 1979 г. было менее 2° .

Известный эффект рассеяния на экваториальных неоднородностях [7] также, по всей вероятности, не может объяснить увеличение амплитуды сигнала, так как амплитуда такого сигнала по величине меньше рассчитанной нами амплитуды и он в 4 ч 40 мин обычно вообще отсутствует. Таким образом, причина значительного увеличения амплитуды ночью (точнее в ранние утренние и поздние вечерние часы) на частоте $f=10$ МГц и дальностях 3—9 Мм остается невыясненной.

Средняя модель ионосферы в рамках проведенного расчета не может также объяснить сильные (на величину порядка 10 дБ) квазипериодические изменения величины амплитуды напряженности поля от дальности по трассе, наблюдаемые ночью на частоте $f=20$ МГц (рис. 2).

Результаты проведенного исследования показали, что несмотря на отсутствие ряда необходимых для анализа данных об эксперименте в работе [1] и использование для расчета параметров сигнала модели ионосферы РМИ-81, для ряда частот и моментов времени получено удовлетворительное совпадение расчетных зависимостей изменения напряженности поля от дальности с экспериментальными.

Авторы благодарят В. Б. Белянского за полезное обсуждение вопроса о диаграммах направленности антенн в эксперименте [2], М. Ичинозе, автора работы [4], за присылку ряда дополнительных материалов к работе [4], а также Т. А. Иванову, В. В. Радул и Г. М. Смирнову за помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ichinose M., Kuratani Y., Yamazaki I. Y. // J. Radio Res. Lab. 1985. V. 32. № 136. P. 61.
2. Тушенцова И. А., Фишук Д. И., Цедилина Е. Е. Препринт ИЗМИРАН № 12(701). — М., 1987.
3. Фаткуллин М. Н. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. — М.: Наука, 1981. — 256 с.
4. Манаенкова Н. И., Цедилина Е. Е. // Радиофизика. 1982. Т. 25. № 5 С. 508.
5. Месячный прогноз максимально применимых частот (МПЧ); ноябрь 1981, декабрь 1981. — М.: Гидрометеонадат, 1981.
6. Вовк В. Я. Автореферат диссертации. — М.: ИЗМИРАН. 1985.
7. Kuriki I., Kasuya I., Hojo H., Tanohata K. // J. Radio Res. Lab. 1974. V. 21. № 105. P. 161.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
19 февраля 1987 г.,
после доработки
22 июля 1987 г.

THE COMPARISON OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL DEPENDENCES OF FIELD INTENSITY ON THE DISTANCE FOR HIROISO (JAPAN) — SHIP (ANTARCTIDA) TRACE

I. A. Tushentsova, E. E. Tsedilina

The comparison of theoretical and experimental dependences of the field intensity amplitude of HF signal on the distance is given for Hiroiso (Japan) — ship (Antarctica) trace which is nearly meridional. Some peculiarities of the field intensity change have been explained.