ЛИТЕРАТУРА

1. Humphrey F. B., Gyorgy E. M. «J. Appl. Phys.», 1959, **30**, 935.
2. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, т. 2. М., 1976.
3. Колотов О. С., Лобачев М. И., Погожев В. А., Телеснин Р. В. В сб.: «Магнитные пленки». Минск, 1974, с. 180.
4. Kolotov O. S., Pogozhev V. A., Telesnin R. V. «IEEE Trans Magn.», 1974. **MAG 10**, 1023.
5. Kryder M. H., Humphrey F. B. «J. Appl. Phys.», 1970, **41**, 1130.
6. Боярченков М. А., Черкашина А. Г. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., 1976.
7. Kolotov O. S., Letova T. N., Pogozhev V. A., Telesnin R. V. «Phys. Stat. Sol.», 1966, **16**, 121.
8. Телеснин Р. В., Колотов О. С., Летова Т. Н., Погожев В. А. «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1967, **31**, 404.
9. Колотов О. С., Мусаев Т. Ш., Погожев В. А., Телеснин Р. В. «Приборы и техника эксперимента», 1976, № 5, 243.
10. Durasova U. A., Kolotov I. S. et al. «Chechosl. J. Phys.», 1971, **B 21**, 451.
11. Колотов О. С., Лобачев М. И., Мусаев Т. Ш., Погожев В. А., Телеснин Р. В. «Физика металлов и металловедение», 1977, **43**, 998.

Поступила в редакцию
29.11 1977 г.
Кафедра
общей физики для физиков

УДК 550.388.2

С. Ф. Миркотан
В. А. Смородинов

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРОЯТНОСТНЫХ СВОЙСТВ ФАЗЫ ИОНОСФЕРНОГО СИГНАЛА

При изучении турбулентной структуры ионосферной плазмы методами радиозондирования исходят из определенного механизма рассеяния радиоволн на неоднородностях. Этот механизм определяет флуктуационные свойства параметров отраженных сигналов. Таким параметром является фаза сигнала. Детально изучены вариации фазы, обусловленные крупномасштабными ионосферными неоднородностями [1]. Исследованию быстрых вариаций фазы посвящено немного работ [см. 2], в них действие крупных неоднородностей нейтрализовалось применением определенной фильтрующей операции.

В настоящей работе приведены основные результаты исследования вероятностных свойств суммарной фазы $\Phi(t)$ ионосферного сигнала, приведенной к интервалу $[-\pi, \pi]$. В отличие от [2] к $\Phi(t)$ не применялась фильтрующая операция, т. е. исследовалось поведение $\Phi(t)$ как результат совокупного воздействия различных причин, что подчеркивается термином «суммарная».

Ионосферный сигнал является узкополосным, модулированным по амплитуде $R(t)$ и фазе $\Phi(t)$, случайным процессом:

$$E(t) = E_0(t) + E_p(t) = A_0 \cos(\omega_0 t - \varphi_0) + r(t) \cos[\omega_0 t - \varphi(t)] = R(t) \cos[\omega_0 t - \Phi(t)], \quad (1)$$

где $E_0(t)$, $E_p(t)$ — зеркальный и рассеянный компоненты, $E_p(t)$ — нормальный случайный процесс с $\overline{E_p(t)} = 0$ и $\sigma^2 = \overline{E_p^2}$.

Одномерные распределения $W(\Phi)$ и $W(z)$, $z = \cos\Phi$ для случая $A_0 = \text{const}$, $\varphi_0 = \text{const}$ (модель Райса) приведены в [3] (выражения (8.59), (8.87)). В модели Райса характерной особенностью для $W(\Phi)$ является *неравномерность*, а для $W(z)$ — несимметрия.

Для реальной ионосферы условие $\varphi_0 = \text{const}$ нарушается; для интервалов наблюдения длительностью $T \sim 3 \div 4$ мин

$$\varphi_0(t) = \Omega t + \Psi(t), \quad (2)$$

где $\Omega \simeq \text{const}$, а $\Psi(t)$ — стационарный, случайный процесс с равномерным распределе-

нием. Случай (2) назван μ-моделью [4]. Обычно для упомянутых интервалов T фаза $\varphi(t)$ и $\Phi(t)$ также является суммой члена $\Omega \cdot t$ и некоторого случайного процесса, т. е. в ионосфере происходит смещение частотного спектра сигнала на Ω [5] со средним значением $\Omega/2\pi = 0{,}2 \div 0{,}3$ Гц. И в этом частном случае μ-модели выражения (3)—(5) справедливы (см. ниже). Появление члена Ωt обусловлено динамикой крупных ионосферных неоднородностей и самого ионосферного слоя в целом [5]. Для интервалов наблюдения T, существенно больших 3—4 мин, $\Omega = \Omega(t)$ — случайная функция времени с квазипериодом ~ 20—30 мин. Учитывая соотношение (2), предполагая независимость компонентов $E_0(t)$ и $E_p(t)$, можно (согласно процедуре, описанной в [3]) получить совместное распределение $W(R, \Phi, \varphi_0)$. Интегрирование его по φ_0, а затем по R и Φ позволило получить одномерные распределения для μ-модели:

$$W(\Phi) = \frac{1}{2\pi}, \qquad |\Phi| \leqslant \pi, \tag{3}$$

$$W(z) = \frac{1}{\pi \sqrt{1 - z^2}}, \qquad |z| \leqslant 1, \tag{4}$$

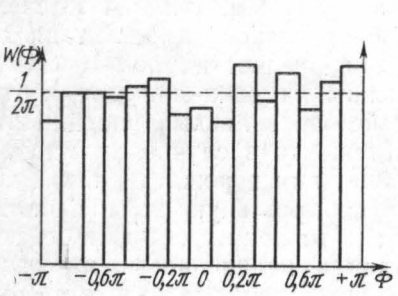
$$W(R) = \frac{R^2}{\sigma^2} e^{-\frac{R^2 + A_0^2}{2\sigma^2}} I_0\left(\frac{A_0 R}{\sigma^2}\right), \tag{5}$$

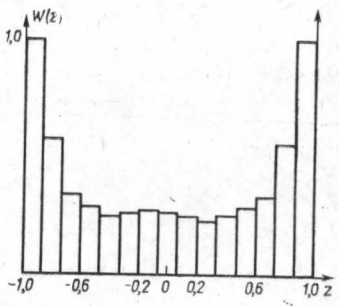
где I_0 — функция Бесселя.

Распределения (3) и (4) существенно отличаются от соответствующих выражений модели Райса, что обеспечивает возможность экспериментальной проверки моделей. Распределения R у обеих моделей одинаковы.

Распределения $W(\Phi)$ и $W(z)$ исследовались с помощью специальной ионосферной установки когерентного приема, одновременно регистрирующей обе квадратурные составляющие $E_c(t) = R(t) \cos \Phi(t)$ и $E_s(t) = R(t) \sin \Phi(t)$ сигнала (1). Методику регистрации E_c, E_s и восстановления по ним $\Phi(t)$ см. в статье настоящего выпуска на с. 81. Достоинством используемого метода является возможность получения практически *непрерывных* записей фазы $\Phi(t)$ с точностью до 5°.

Наблюдался единичный отраженный от $F2$ сигнал в диапазоне 2,7÷6,8 МГц (вертикальное падение). Статистическому анализу подвергнуто около 100 сеансов наблюдений длительностью по 3÷4 мин каждый. По записям $E_c(t)$, $E_s(t)$ определялись распределения $W(\Phi)$, $W(z)$, центральные моменты, коэффициенты корреляции для R, E_c, E_s, z. В условиях настоящего эксперимента $\Phi(t)$ — нестационарный случайный процесс: $\Phi(t) = \Omega t + \Phi^*(t)$ ($\Phi^*(t)$ — стационарный процесс), и, следовательно, распределение $W_\tau(\Phi, t)$ времен пребывания фазы в интервале $[-\pi, \pi]$ зависит в принципе от времени t. Однако в данном случае $T \gg \frac{2\pi}{\Omega}$ и, как показано в [6], зависимостью W_τ от t можно пренебречь, что согласуется и с полученным нами выражением (3). Ниже считаем $W_\tau = W(\Phi)$.





На рисунке, где приведены типичные примеры гистограмм $W(\Phi)$ и $W(z)$, видна равномерность $W(\Phi)$ и симметрия $W(z)$. Количественная статистическая проверка достоверности гипотезы о равномерности распределения $W(\Phi)$ и симметрии $W(z)$, т. е. о справедливости выражений (3) и (4), была осуществлена с помощью критерия Колмогорова. Оказалось, что для 100% сеансов вероятность правдоподобия гипотезы о симметрии $W(z)$ составила $p = 0{,}75$; для 90% сеансов — $p = 0{,}85$ и для 70% — $p = 1{,}00$ (уровень значимости критерия $\alpha = 1 - p$). Аналогичное положение установлено и при проверке равномерности $W(\Phi)$. По существу наличие регулярного числа Ωt

(нестационарности) в $\Phi(t)$ и условие $T \gg \frac{2\pi}{\Omega}$ приводят к равномерности распределения $\Phi(t)$.

В итоге приведенные данные обосновывают высокую достоверность законов распределения (3), (4), соответствующих μ-модели отраженного сигнала. В связи с этим при решении задач ионосферного распространения, когда необходимо учитывать вид законов $W(\Phi)$, целесообразно использовать выражения (3), (4) (вместо обычно используемого закона $W(\Phi)$ модели Райса), как соответствующие действительному положению. Полученные данные могут представлять интерес также при решении задач оптимального приема.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Д., Драчев Л. А., Миркотан С. Ф., Березин Ю. В., Кияновский М. П., Виноградова М. Б., Гайлит Т. А. ДАН СССР, 1958, **123**, 5, 817.
2. Гайлит Т. А. «Геомагнетизм и аэрономия», 1966, **6**, № 2, 327.
3. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники, ч. 1. М., 1969.
4. Миркотан С. Ф., Вологдин А. Г. «Геомагнетизм и аэрономия», 1974, **14**, № 3, 554.
5. Миркотан С. Ф., Вологдин А. Г. «Геомагнетизм и аэрономия», 1971, **11**, № 5, 833.
6. Владимиров В. И. «Радиотехника и электроника», 1967, **12**, № 5, 906.

Поступила в редакцию
28.6 1977 г.
Кафедра
волновых процессов

УДК 530.12:531.18

Л. В. Настина

ОБ ОДНОЙ ЗАДАЧЕ НОВОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Основным достижением теории Эйнштейна — Картана [1] является установление фундаментального факта о связи гравитационного поля кручения с нелинейностью волновых полей со спином [2]. Такая связь устанавливается путем исключения кручения из уравнений поля с помощью уравнений Киббла — Фролова [3, 4] и появления за счет этого эффективных членов самодействия в уравнениях для физических полей. Эти члены ответственны за спин-спиновое контактное взаимодействие волновых полей. При этом оказывается, что в случае фермионов кручение может как порождать, так и компенсировать минимальную нелинейность типа ψ^3 [5, 6]; в то время как для бозонов индуцированная нелинейность нарушает их калибровочную инвариантность [7]. Последний факт может иметь в дальнейшем принципиальное значение при построении теории единого нелинейного вакуума.

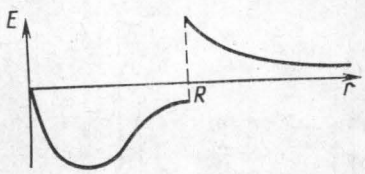


Рис.

В настоящей работе получено решение уравнений электродинамики, нелинейность которых порождается кручением [7]

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\,\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}}\left(\sqrt{-g}\,F^{\alpha\beta}\right) = -bA^{\nu}F^{\alpha\beta}F_{\alpha\nu} + \frac{4\pi}{c}\,j^{\beta} \qquad (1)$$

(где A_α — 4-потенциал электромагнитного поля, $F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha +$