

УДК 533.951

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВИСТОВЫХ И ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. Н. Тараненко, В. М. Чмырев

В результате анализа точных решений системы укороченных уравнений, описывающих распадное взаимодействие свистовых и ионно-циклотронных волн в магнитосферной плазме с учетом продольного и поперечного сноса волновых пакетов, показано, что период модуляции свиста, принимаемого вблизи земной поверхности, определяется скоростью ионно-циклотронных волн и величиной амплитуды исходного сигнала.

Как отмечается в литературе [1], задача о нелинейной канализации свистовых волн в магнитосфере представляет интерес ввиду того, что линейной теории распространения ОНЧ излучения, в частности, гипотезы о дактах, оказывается недостаточно для объяснения ряда экспериментальных результатов [2]. В [3, 4] был предложен механизм нелинейной канализации свистов посредством распадного взаимодействия с другими ветвями собственных колебаний замагниченной плазмы. После оценок, сделанных в [5, 6], было показано, что наиболее эффективно будет идти процесс распада исходного свиста на зеркальный свист и ионно-циклотронную волну, распространяющуюся почти перпендикулярно к магнитному полю Земли. В [9] при пренебрежении скоростью распространения ионно-циклотронных волн и в предположении постоянства их амплитуды сделаны оценки характерных длин перекачки свистовых волн в условиях магнитосферы. В данной работе найдены точные решения системы укороченных уравнений и показана принципиальная необходимость учета движения ионно-циклотронных волн.

Итак, предполагая, что магнитосферная плазма представляет собой слабонелинейную среду и что в области взаимодействия фазы волн постоянны, будем описывать распадное взаимодействие двух свистовых волн с ионно-циклотронной волной следующей системой укороченных уравнений [7]:

$$\mathbf{v} (\partial A / \partial \mathbf{r}) + (\partial A / \partial t) = -\alpha A_1 A_2; \quad (1.1)$$

$$\mathbf{v}_1 (\partial A_1 / \partial \mathbf{r}) + (\partial A_1 / \partial t) = -\alpha_1 A A_2; \quad (1.2)$$

$$\mathbf{v}_2 (\partial A_2 / \partial \mathbf{r}) + (\partial A_2 / \partial t) = \alpha_2 A A_1, \quad (1.3)$$

где A, A_1, A_2 — медленно меняющиеся модули комплексных амплитуд исходного свиста, зеркального свиста и ионно-циклотронной волны соответственно, $\mathbf{v}, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$ — их групповые скорости, $\alpha, \alpha_1, \alpha_2$ — коэффициенты нелинейности. Так как исходный и зеркальный свисты близки по своим частотам, будем считать $\alpha = \alpha_1, \mathbf{v} = \mathbf{v}_1$. Положим, что вектор \mathbf{v} направлен вдоль оси x , а \mathbf{v}_2 лежит в плоскости xy . Для удобства дальнейшего рассмотрения введем следующие переменные:

$$\xi = \frac{x + t v_{2x}^2 / v}{1 + v_{2x}^2 / v^2}, \quad \eta = \frac{t - x / v}{1 + v_{2x}^2 / v^2}.$$

В этих переменных система уравнений (1.1) — (1.3) записывается как

$$(\partial A / \partial \xi) = -\beta_1 A_1 A_2; \quad (2.1)$$

$$(\partial A_1 / \partial \xi) = \beta_1 A A_2; \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial \xi} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + \frac{v_{2y}}{v_{2x}} \frac{\partial A_2}{\partial y} = \beta_2 A A_1, \quad (2.3)$$

где

$$\beta_1 = \frac{\alpha_1}{v}, \quad \beta_2 = \frac{\alpha_2}{v_{2x}} \left(1 + \frac{v_{2x}}{v} \right), \quad v_0 = v_{2x} \frac{v + v_{2x}}{v - v_{2x}}.$$

Как легко видеть, существует закон сохранения

$$A^2(\xi, \eta, y, z) + A_1^2(\xi, \eta, y, z) = A_0^2(\eta) f^2(y, z),$$

позволяющий параметрически связать между собой амплитуды волн:

$$A = A_0(\eta) f(y, z) \cos(\Phi/2); \quad (3.1)$$

$$A_1 = A_0(\eta) f(y, z) \sin(\Phi/2); \quad (3.2)$$

$$A_2 = (1/2\beta_1) (\partial \Phi / \partial \xi). \quad (3.3)$$

При этом мы имеем одно уравнение для Φ :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{v_{2y}}{v_{2x}} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi \partial y} = A_0^2(\eta) f^2(y, z) \beta_1 \beta_2 \sin \Phi. \quad (4)$$

Для редукции уравнения (4) введем переменные

$$\psi = c_0 \int_0^\eta A_0^2(\eta') d\eta', \quad \zeta = c_2 (\xi v_0^{-1} - \eta),$$

где

$$c_0 = v \left(1 + \frac{v_{2x}^2}{v^2} \right), \quad c_2 = \left(1 + \frac{v_{2x}^2}{v^2} \right) \left(\frac{1}{v_0} + \frac{1}{v} \right)^{-1}.$$

Уравнение для Φ принимает вид

$$\frac{c_0 c_2 A_0^2}{v_0^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \psi \partial \zeta} + \frac{c_2 v_{2y}}{v_0 v_{2x}} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial \zeta} = A_0^2 f^2 \beta_1 \beta_2 \sin \Phi. \quad (5)$$

При $v_{2y} = 0$ — это уравнение синус Гордона. Для решения в виде бегущей волны неизменного профиля справедливо представление

$$\Phi = \Phi[a(\zeta + m f^2 \psi)] \equiv \Phi(\lambda),$$

где a, m — произвольные постоянные. Уравнение (5) в этом случае является уравнением математического маятника:

$$\frac{d^2 \Phi}{d\lambda^2} = \frac{\beta_1 \beta_2 v_0^2}{a^2 m c_0 c_2} \sin \Phi. \quad (6)$$

Ограничимся периодическими решениями и выделим два случая:
1) $m > 0$

$$A = A_0(\eta) f(y, z) \operatorname{sn}(\lambda, n); \quad (7.1)$$

$$A_1 = A_0(\eta) f(y, z) \operatorname{cn}(\lambda, n); \quad (7.2)$$

$$A_2 = A_{20} \left(1 + \frac{\beta_2 c_2}{\beta_1 c_0 A_{20}^2 m} \right)^{1/2} \operatorname{dn}(\lambda, n), \quad (7.3)$$

$$\lambda = \frac{A_{20} v_0 \beta_1}{c_2} \left(1 + \frac{\beta_2 c_2}{\beta_1 c_0 A_{20}^2 m} \right)^{1/2} \left(x - v_{2x} t + m f^2(y, z) \int_0^\eta A_0^2(\tau) d\tau \right),$$

где $n = \left(1 + A_{20}^2 \frac{\beta_1 c_0}{\beta_2 c_2}\right)^{-1}$, A_{20} — амплитуда волны A_2 в точке, для кото-

рой $A_1=0$;

2) $m < 0$

$$A = A_0(\eta) f(y, z) \operatorname{sn}(L, n^*); \quad (8.1)$$

$$A_1 = A_0(\eta) f(y, z) \operatorname{sn}(L, n^*); \quad (8.2)$$

$$A_2 = A_{20} \operatorname{dn}(L, n^*), \quad (8.3)$$

$$L = \frac{A_{20} v_0 \beta_1}{c_2} \left(x - v_{2x} t - |m| f^2(y, z) \int_0^\eta A_0^2(\tau) d\tau \right),$$

$$n^* = \beta_2 c_2 / A_{20}^2 \beta_1 c_0 |m|,$$

$\operatorname{sn}(\lambda, n)$, $\operatorname{cn}(\lambda, n)$, $\operatorname{dn}(\lambda, n)$ — эллиптические функции Якоби.

Полученные решения представляют собой периодическую волну огибающей, распространяющуюся вдоль оси x со скоростью, близкой к v_{2x} и зависящей от амплитуды волны накачки. Аналогичный эффект будет справедлив для любой физической системы, описываемой уравнениями трех параметрически связанных волн. Очевидно, что на выходе из области взаимодействия каждая из волн оказывается амплитудно-модулированной, что согласуется с результатами экспериментов [1, 2]. Понятно, почему принципиально необходим учет движения ионно-циклотронных волн: в случае пренебрежения им исчезает эффект амплитудной модуляции волн на выходе из области взаимодействия. Следует отметить, что для реальных систем необходимо рассматривать периодические решения, так как возможные солитонные решения, выражающиеся через гиперболические функции, являются неустойчивыми [8]. Неизвестные постоянные m и A_{20} в (7), (8) должны определяться из решения задачи с начальными и граничными условиями. В случае, если в системе в момент прихода волны накачки существуют небольшие возмущения сигнальной и холостой волн, то реализуется случай с $m > 0$, т. е. огибающая распространяется медленнее ионно-циклотронной волны. Если же в системе до прихода быстрой (свистовой) волны существовала достаточно сильная медленная (ионно-циклотронная) волна, то могут реализоваться оба случая, как с $m > 0$, так и с $m < 0$.

Как нетрудно заметить, при $f(y, z) \neq \operatorname{const}$ мы имеем зависимость скорости распространения огибающей от пространственных координат (y, z) , и, следовательно, при достаточно медленном изменении амплитуды волны накачки в этой плоскости, что справедливо для магнитосферы, мы будем иметь квазипериодическую модуляцию взаимодействующих волн в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю Земли, что можно было бы наблюдать в эксперименте.

Как было сказано выше, наиболее эффективен распадный процесс с участием ионно-циклотронных волн, распространяющихся почти перпендикулярно к геомагнитному полю. Поэтому необходимо рассмотреть влияние бокового сноса на решение укороченных уравнений. Для этого продолжим рассмотрение уравнения (5) для случая $v_{2y} \neq 0$.

Пусть $f(y, z) = f_1(y) f_2(z)$ и $\Phi_0(\psi, \zeta, y, z)$ является решением уравнения (6). Будем искать решение (5) в виде

$$\Phi = \Phi_0 \{ a [\zeta + m f_1^2(y) f_2^2(z) \psi + f_2^2(z) \varphi(\psi, y)] \}. \quad (9)$$

Подставив Φ_0 в (5), получим для $\varphi(\psi, y)$ уравнение

$$\frac{v_{2x}}{v_{2y} v_0} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -m (f_1^2(y))' \int_0^\eta A_0^2(\tau) d\tau, \quad (10)$$

Решение (10) запишем в форме

$$\varphi(y, \eta) = -m \int_{q_1}^y dy' (f_1^2(y'))' \int_0^q A_0^2(\tau) d\tau, \quad (11)$$

$$q = y' \frac{v_{2x}}{v_{2y} v_0} - y \frac{v_{2x}}{v_{2y} v_0} + \eta, \quad q_1 = y - \frac{v_{2y} v_0}{v_{2x}} \eta,$$

где начальное и граничные условия для $\varphi(y, \eta)$ выбраны нулевыми, что в данном случае несущественно, так как это не связано с наличием быстрых волн и их влиянием на скорость распространения волны огибающей. Подставив (11) в (9) и предположив, для удобства иллюстрации, что $A_0^2(\eta) = \text{const}$, $f_1(y) \neq 0$ при $y_1 \leq y \leq y_2$, $\eta > (y_2 - y_1) v_{2x} / v_{2y} v_0$, получим

$$\Phi = \Phi_0 \left\{ a \left[x - v_{2x} t + A_{20}^2 f_2^2(z) m \int_{y_1}^y f_1^2(y') dy' \right] \right\}.$$

Видим, что при наличии поперечного сноса линии постоянной фазы волны огибающей будут косыми и, главное, что наличие такого сноса принципиально не меняет вид решений, они остаются волнами огибающей, распространяющимися вдоль магнитного поля Земли со скоростью, близкой к соответствующей скорости ионно-циклотронных волн.

Авторы признательны О. А. Молчанову за полезную дискуссию и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Молчанов О. А. — Сб.: Низкочастотные излучения в ионосфере и магнитосфере Земли. — Апатиты: КФАН СССР, 1981, с. 16.
2. Лихтер Я. И., Молчанов О. А., Чмырев В. М., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю., Череповицкий В. А. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1973, с. 134.
3. Молчанов О. А., Чмырев В. М. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1973, с. 189.
4. Молчанов О. А., Трахтенгерц В. Ю., Чмырев В. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 3, с. 325.
5. Литвак А. Г., Трахтенгерц В. Ю. — ЖЭТФ, 1971, 60, вып. 5, с. 1702.
6. Трахтенгерц В. Ю. — Геомагнетизм и аэронавтика, 1966, 6, № 5, с. 827.
7. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 36.
8. Федорченко А. М., Коцаренко Н. Я. Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. — М.: Наука, 1981, с. 98.
9. Молчанов О. А., Мальцева О. А., Шарко И. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 10, с. 1109.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн
АН СССР

Поступила в редакцию
14 января 1985 г.

THE INTERACTION OF THE WHISTLER MODE AND ION-CYCLOTRON WAVES IN THE MAGNETOSPHERIC PLASMAS

Yu. N. Taranenko, V. M. Chmyrev

There are analysed the exact solutions of the set of equations for decay interaction of the whistler mode and ion-cyclotron waves in the magnetosphere. The movement of the ion-cyclotron wave packet along and across the external magnetic field is taken into consideration. It is shown that the period of amplitude modulation of the whistler mode signal is determined by the velocity of the ion-cyclotron wave and the initial magnitude of the whistler.

УДК 621.317.08

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ БАЛЛЬНОСТИ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ

А. П. Барабанов, А. Н. Резник, К. С. Станкевич

Предложен метод измерения балльности морского волнения путем поиска частоты максимума в спектре флуктуаций яркостной температуры теплового излучения поверхности. Проведены расчеты таких спектров в зависимости от состояния поверхности моря для измерений с летательных аппаратов. Получены оценки минимальных балльностей, измеряемых данным методом, в зависимости от размера элемента разрешения на поверхности. Разработано радиометрическое устройство, позволяющее реализовать предложенный метод, и проведена проверка его работоспособности в лабораторных условиях.

Балльность волнения обычно определяется по приращению средней яркостной температуры моря относительно известных значений для ровной поверхности либо относительно участка поверхности с известной балльностью (реперной точки) [1, 2]. Этот метод недостаточно точен ввиду того, что приращения яркостной температуры моря могут быть вызваны многими сопутствующими факторами, такими, например, как пена, мелкомасштабная рябь, нефтяная пленка, колебания температуры и солености воды, собственное излучение атмосферы и др. В данной работе исследуется возможность измерения балльности с летательных аппаратов по спектру флуктуаций яркостной температуры поверхности. При этом используется тот факт, что спектр флуктуаций яркостной температуры взволнованной поверхности сосредоточен в узкой полосе низкочастотного диапазона и частота максимума спектра определяется балльностью волнения. Эта область частот используется для определения балльности, а влияние прочих факторов, для которых характерны другие частоты флуктуаций, исключается. Кроме того в предлагаемом методе не требуется измерять абсолютную величину средней яркостной температуры морской поверхности, поэтому все перечисленные выше ошибки, влияющие на абсолютную величину сигнала, в данном случае не имеют значения.

Спектр флуктуаций антенной температуры от взволнованной морской поверхности. Введем систему координат x, y, z с центром в точке O на поверхности (ось z направлена перпендикулярно морской поверхности). Приемник излучения движется вдоль оси x со скоростью v . Введем также в плоскости xy ситему координат ξ, η с центром в точке O' на оси x , связанную с облучаемой площадкой. Точка O' движется относительно точки O вдоль оси x со скоростью v . Антенная температура $T_A(\mathbf{r})$, измеряемая в точке поверхности $\mathbf{r}(t) = [x(t) + \xi] \mathbf{x}^0 + \eta \mathbf{y}^0$ ($\mathbf{x}^0, \mathbf{y}^0$ — единичные векторы осей x, y , $x(t) = vt$ — координата точки O' в системе O), связана с распределением яркостной температуры по поверхности $T_\pi(\mathbf{r})$ соотношением [3]

$$T_A[\mathbf{r}(t)] = \int A(\mathbf{r} - \mathbf{r}') T_\pi(\mathbf{r}') d^2 r' =$$

$$= \iint_{-\infty}^{\infty} A(\xi - \xi', \eta - \eta') T_\pi(vt + \xi', \eta') d\xi' d\eta'. \quad (1)$$

Здесь $A(\xi, \eta)$ — диаграмма направленности приемной антенны по мощности в проекции на морскую поверхность.

Для пространственных флуктуаций яркостной температуры поверхности $\Delta T_{\pi}(\mathbf{r}) = T_{\pi}(\mathbf{r}) - \langle T_{\pi}(\mathbf{r}) \rangle^*$, где $\langle T_{\pi}(\mathbf{r}) \rangle$ — средняя яркостная температура, введем спектр $\Delta T_{\pi}(\mathbf{k})$:

$$\Delta T_{\pi}(\mathbf{r}) = \int \Delta T_{\pi}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^2 k. \quad (2)$$

Подставим (2) в (1) и, выполнив интегрирование по ξ', η' , получим

$$\begin{aligned} \Delta T_A[\mathbf{r}(t)] = \\ = (2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta T_{\pi}(k_x, k_y) A(k_x, k_y) \exp i[k_x(vt + \xi) + k_y \eta] dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (3)$$

где $A(\mathbf{k})$ связана с $A(\mathbf{r})$ преобразованием Фурье. Для статистически однородных флуктуаций яркостной температуры морской поверхности $\langle \Delta T_{\pi}(\mathbf{k}_1) \Delta T_{\pi}(\mathbf{k}_2) \rangle = G_{T_{\pi}}(\mathbf{k}_1) \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$, где $G_{T_{\pi}}(\mathbf{k}_1)$ — пространственный спектр флуктуаций яркостной температуры [4]. Учитывая это соотношение, найдем временную корреляционную функцию антенной температуры в виде

$$B_T(\tau) = (2\pi)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_{T_{\pi}}(k_x, k_y) A^2(k_x, k_y) \exp(i\omega k_x \tau) dk_x dk_y. \quad (4)$$

Отсюда получим частотный спектр флуктуаций антенной температуры

$$\begin{aligned} G_T(\omega) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} B_T(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau \\ G_T(\omega) = \frac{(2\pi)^4}{v} \int_{-\infty}^{\infty} G_{T_{\pi}}\left(\frac{\omega}{v}, k_y\right) A^2\left(\frac{\omega}{v}, k_y\right) dk_y. \end{aligned} \quad (5)$$

В приближении Киргофа яркостная температура поверхности в точке r

$$T_{\pi}(\mathbf{r}) = T_0 \{1 - R[\mu(\mathbf{r})]\}, \quad (6)$$

где T_0 — температура поверхности, R — коэффициент отражения, $\mu = \cos \theta$, θ — угол между вектором нормали к взволнованной поверхности в точке $\mathbf{r} - \mathbf{n}(\mathbf{r})$ и единичным вектором направления наблюдения \mathbf{l} (считаем, что вектор \mathbf{l} лежит в плоскости x, z). Учитывая, что проекции нормали \mathbf{n} на оси x, y удовлетворяют условию $n_x, y \ll 1$, имеем $\mu(\mathbf{r}) = \mathbf{n}(\mathbf{r}) \mathbf{l} \simeq \mu_0 + \sqrt{1 - \mu_0^2} n_x(\mathbf{r})$, где $\mu_0 = \cos \theta_0$, θ_0 — угол наблюдения, отсчитываемый от оси z . Производя в (6) разложение функции $R(\mu)$ в ряд в окрестности $\mu = \mu_0$, найдем спектр яркостной температуры

$$G_{T_{\pi}}(\mathbf{k}) = T_0^2 (dR/d\mu_0)^2 (1 - \mu_0^2) G_{n_x}(\mathbf{k}), \quad (7)$$

здесь $G_{n_x}(\mathbf{k})$ — спектр проекции нормали \mathbf{n} на ось x . Поскольку $n_x \simeq \partial h(x, y) / \partial x$, где $h(x, y)$ — возвышение взволнованной поверхности над уровнем $z=0$, спектр $G_{n_x}(\mathbf{k})$ связан со спектром возвышений $G_h(\mathbf{k})$ соотношением

$$G_{n_x}(\mathbf{k}) = k_x^2 G_h(\mathbf{k}). \quad (8)$$

* Считаем, что скорость v намного превышает фазовые скорости поверхностных волн. Поэтому учитываем только пространственную структуру флуктуаций яркостной температуры, пренебрегая явной зависимостью ΔT_{π} от времени t .

Окончательное выражение для спектра флуктуаций антенной температуры, измеряемой движущимся над поверхностью приемником, получим, подставляя (7), (8) в (5):

$$G_T(\omega) = (2\pi)^4 T_0^2 \left(\frac{dR}{d\mu_0} \right)^2 (1 - \mu_0^2) \frac{\omega^2}{v^3} \int_{-\infty}^{\infty} G_h \left(\frac{\omega}{v}, k_y \right) A^2 \left(\frac{\omega}{v}, k_y \right) dk_y. \quad (9)$$

Расчет спектров флуктуаций антенной температуры. Расчет проведем для спектра возвышений поверхности Пирсона — Московитца с учетом анизотропии [5]:

$$G_h(k, \varphi) = a_0 k^{-4} \exp \left(- \frac{0,74 g^2}{u^4 k^2} \right) \frac{|\cos^n \varphi|}{N}, \quad (10)$$

где $a_0 = 4,05 \cdot 10^{-3}$, $g = 9,8$ м/с², u — скорость ветра у поверхности, которая непосредственно связана с балльностью волнения, φ — угол между k и u . Согласно [6] примем $n = 2$, $N = \int_0^{2\pi} |\cos^n \varphi| d\varphi = \pi$. Спектр

(10) получен для полностью развитого волнения, однако он может быть использован и для описания неразвитого волнения. К такому выводу можно прийти, анализируя механизм генерации волн ветром. В процессе развития волнения рост каждой спектральной компоненты ограничен законом Филлипса $G_h(k) = a_0 k^{-4}$. По мере поступления энергии от ветра быстрее достигают насыщения короткие волны, $k \geq k_{\max}$.

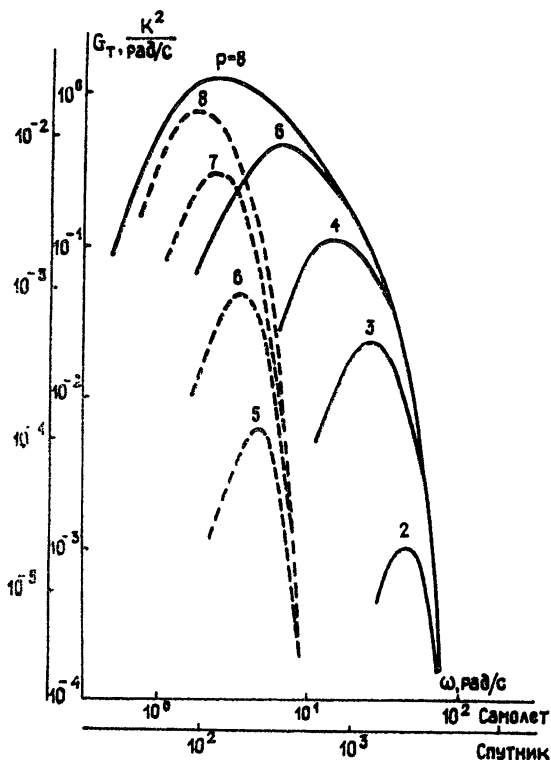


Рис. 1. Спектры флуктуаций антенных температур при различных балльностях p морского волнения для $l_{0,5} = 10$ м — сплошная линия, $l_{0,5} = 100$ м — пунктирная линия.

В результате уже достигшие насыщения спектральные компоненты могут быть описаны кривой (10) с некоторой $u_{эфф} < u$. Об этом же свидетельствует возможность перейти от (10) к известным спектрам

Давидана или Бретшнайдера [5], которые используются для описания развивающегося волнения. Эти спектры выражаются через наблюдаемое в данный момент волновое число максимума и получаются из (10) заменой $k_{\max} = 0,61 gu^{-2}$.

Коэффициент отражения R вычислялся по формулам Френеля для морской воды с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1 - j\epsilon_2$, которая рассчитывалась по данным работы [7] при температуре воды $T_0 = 283 \text{ K}$ и солености $S = 3,5\%$. Для $\lambda = 3 \text{ см}$ $\epsilon = 49,3 - j41,1$. Диаграмма направленности антенны взята в виде $A(r) = (1/\pi a^2) \exp(-r^2/a^2)$. Результаты расчета спектров флуктуаций антенной температуры при различных балльности волнения p для углов $\theta_0 = \alpha = 45^\circ$, где α — угол между вектором u и направлением полета (осью x), показаны на рис. 1. Размер элемента разрешения на морской поверхности по уровню половинной мощности диаграммы направленности антенны $l_{0,5} = 10 \text{ м}$ (сплошная линия), 100 м (пунктирная линия). Скорость движения приемника $v = 150 \text{ м/с}$ (самолет), 8 км/с (спутник). В табл. 1 для различных балльностей волнения p приведены частоты ω_{\max} , соответствующие максимумам в спектрах флуктуаций антенной температуры, $\omega_{1,2}$ — границы спектров по уровню $(1/2) G(\omega_{\max})$, интенсивности флуктуаций в этих полосах $\sigma_T = \left[\int_{\omega_1}^{\omega_2} G_T(\omega) d\omega \right]^{1/2}$ для измерений с самолета ($l_{0,5} = 10 \text{ м}$) и со спутника ($l_{0,5} = 100 \text{ м}$). В этой же таблице показана связь между балльностью волнения p и скоростью ветра u .

Таблица 1

Параметры спектров флуктуаций антенных температур в зависимости от состояния морской поверхности

$u, \text{ м/с}$	p	Самолет ($l_{0,5} = 10 \text{ м}$)			Спутник ($l_{0,5} = 100 \text{ м}$)		
		$\omega_{\max}, \text{ рад/с}$	$\omega_1 - \omega_2, \text{ рад/с}$	$\sigma_T, \text{ К}$	$\omega_{\max}, \text{ рад/с}$	$\omega_1 - \omega_2, \text{ рад/с}$	$\sigma_T, \text{ К}$
32	9	1,46	0,71—4,50	2,5	66	36—134	1,6
25	8	2,39	1,16—7,05	2,4	97	55—172	1,1
20	7	3,61	1,80—10,4	2,3	133	80—212	$7,5 \cdot 10^{-1}$
15	6	6,30	3,15—15,8	2,0	192	128—276	$3,3 \cdot 10^{-1}$
12	5	9,45	4,80—20,9	1,8	252	173—336	$1,2 \cdot 10^{-1}$
9	4	15,0	8,25—28,5	1,4	352	264—440	$1,5 \cdot 10^{-2}$
6	3	26,7	16,5—41,4	$6,6 \cdot 10^{-1}$	544	436—636	$4,6 \cdot 10^{-5}$
4	2	43,5	30,4—60,0	$1,6 \cdot 10^{-1}$			
2	1	96,8	76,5—114	$1,3 \cdot 10^{-4}$			

Заметим, что спектры флуктуаций яркостной температуры морской поверхности измерялись с небольших расстояний (с берега или с борта корабля) [8,9]. Для реализации этих измерений на базе типового радиометрического устройства необходимо, чтобы тепловое излучение интегрировалось приемной антенной по площади, линейный размер которой меньше длины морских волн, и чтобы постоянная времени радиометра была мала по сравнению с периодом волн на поверхности. Измерения с летательных аппаратов имеют две основные особенности по сравнению с наземными. Во-первых, из-за ограниченности размеров приемных антенн и больших расстояний до объекта измерений размер элемента разрешения на поверхности может быть больше длины морских волн, что приводит к ослаблению флуктуаций принимаемого излучения. Во-вторых, характерные частоты флуктуаций определяются не только периодами волн, но и скоростью движения приемника. При скоростях полета, типичных для самолетов и спутников, это приводит к сдвигу спектров флуктуаций в область более высоких частот (см. рис. 1 и табл. 1). Таким образом, для измерения флуктуаций излучения взволнованной поверхности с летательных ап-

паратов требуется обеспечить более высокую чувствительность приемника при меньшей постоянной интегрирования, чем для наземных измерений. Эти требования затрудняют измерение балльности волнения с самолетов и спутников по флуктуациям излучения поверхности с помощью типовых радиометрических устройств.

Устройство для измерения балльности морского волнения. Предлагается радиометрическое устройство с типовым высокочастотным усилительно-преобразовательным трактом. После квадратичного детектора D_1 , как показано на рис. 2, вводятся низкочастотные каналы, включающие полосовые фильтры Φ , детекторы D , интеграторы \int . Для исключения постоянной составляющей низкочастотный тракт соединен с высокочастотным через емкость. Фильтры низкочастотных каналов настроены на частоты ω_{\max} и имеют полосы $\omega_2 - \omega_1$, соответствующие различным балльностям волнения и приведенные в табл. 1.

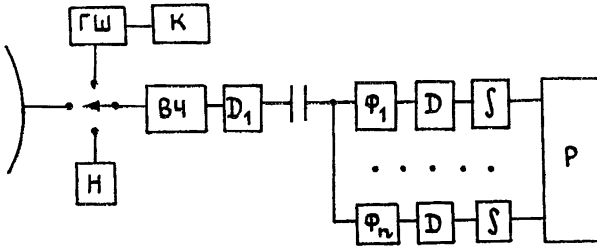


Рис. 2. Функциональная схема устройства для измерения балльности морского волнения.

В процессе измерений на вход приемника подключается согласованная нагрузка H (см. рис. 2), что формирует в регистраторе P для каждого канала нулевой уровень n_0 . Затем подключается антенна и производится измерение сигналов от морской поверхности n_m . Калибровка каналов осуществляется при подаче на вход сигнала от коммутируемого генератора шума $ГШ$ способом, описанным ниже. При этом в каждом канале получаем калибровочную ступеньку n_k относительно нулевого уровня. Сигнал от моря в каждом канале выражается через калибровочную температуру T_k по формуле

$$\sigma_{Ti} = (n_{Mi} - n_{0i}) T_k / n_{ki}, \quad (11)$$

где $i=1, 2, \dots, 9$ — номер канала. Далее температуры σ_{Ti} сравниваются между собой. Поскольку полосовой фильтр каждого канала настроен на частоты, соответствующие определенной балльности волнения, номер канала, в котором σ_{Ti} максимальна, определяет балльность.

Предложенная схема устройства обладает повышенной чувствительностью. Чувствительность приемника определяется как $\Delta T \approx T_{ш} / \sqrt{\Delta\Omega \cdot \tau}$, где $T_{ш}$ — шумовая температура радиометра (для оценок примем $T_{ш} \approx 500$ К), $\Delta\Omega$ — полоса высокочастотного тракта. Время усреднения τ определяется не исследуемыми частотами флуктуаций антенной температуры, а максимально допустимой протяженностью района измерений L . В связи с особенностью развития гидрометеорологических процессов L берется не более 100 км, откуда $\tau \approx 100$ с — для самолета и 10 с — для спутника. При $\Delta\Omega \approx 100$ Мгц для самолета и 1 Гц для спутника получим $\Delta T \approx 5 \cdot 10^{-3}$ К, что достаточно для измерения волнения силой не менее двух баллов с самолета и четырех баллов со спутника (см. табл. 1). Отметим, что полученные в приведенном примере оценки не свидетельствуют о предельных возможностях данного метода. Например, использование в космосе антенн диаметром $D \approx 100$ м позволило бы уменьшить размер элемента разрешения на поверхности до 10 м и, следовательно, дало бы возможность измерять волнение до двух баллов.

Ошибка данного метода может быть связана со смещением спектра флуктуаций антенной температуры по оси частот при изменении угла α между вектором u и направлением полета (осью x). На рис. 3 показаны зависимости частоты ω_{\max} от $\cos^2\alpha$ ($l_{0,5}=10$ м). Границы разделов частотных каналов определяются как полусуммы центральных частот соседних каналов, которые выбираются при среднем значении $\alpha=45^\circ$. Видно, что ω_{\max} может попадать в канал, соответствующий большей балльности при $\alpha > 80 \div 85^\circ$. При этом возможна ошибка в определении состояния морской поверхности на один балл. Поскольку угол α вероятен в пределах $0-90^\circ$, вероятность такого события около $0,05-0,1$. Отметим, что, вероятно, возможна более резкая анизотропия волнения, чем принятая при расчетах [40]. В этих случаях спектр волнения аппроксимируется соотношением (10) с $n > 2$. Расчет по формулам (9), (10) с $n=10$ дает более сильные зависимости ω_{\max} от α по сравнению с приведенными на рис. 3. Вероятность ошибки в один балл при измерении балльности указанным способом оценивается около 30 %.

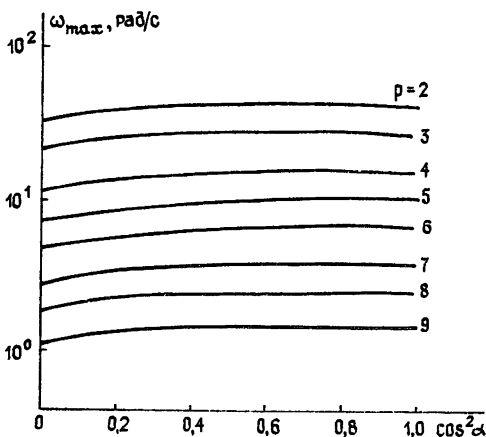


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимости частоты максимума спектров флуктуаций антенных температур от направления скорости ветра.

Рис. 4. Зависимости интенсивности флуктуаций антенных температур от направления скорости ветра.

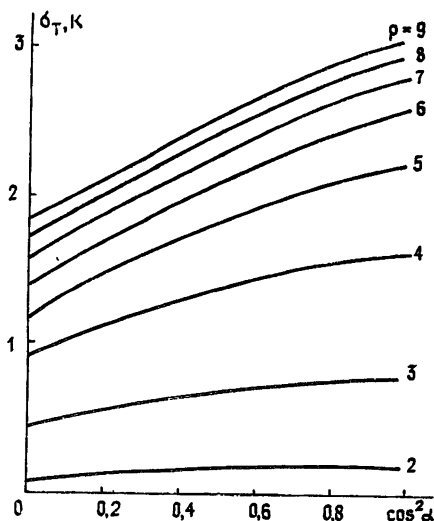


Рис. 4.

На рис. 4 приведены зависимости интенсивности флуктуаций антенной температуры $\sigma_T = \left[\int_{\omega_1}^{\omega_2} G_T(\omega) d\omega \right]^2$ от $\cos^2 \alpha$. Сильная зависимость

от α позволяет использовать измеряемый предложенным методом параметр σ_T для определения главного направления бега морских волн, если в процессе работы производится сканирование по азимутальному углу. В этом случае устраняется ошибка в определении балльности по положению частоты максимума в спектре, связанная с анизотропией волнения.

Для проверки возможности реализации предложенного принципа исследования шумового сигнала и экспериментальной оценки чувствительности разработанного устройства был проведен лабораторный эксперимент. При измерениях использовался супергетеродинный модуляционный радиометр. Флуктуационная чувствительность радиометра составляла $0,25$ К при постоянной времени выходного прибора 1 с. Частота модуляции около 1 кГц. Низкочастотный тракт имел два канала. Первый канал содержал интегратор и позволял измерить среднюю шумовую температуру сигнала, подаваемого на вход радиометра.

Второй канал включал низкочастотный фильтр Φ , детектор и интегратор (аналогично рис. 2). Центральная частота фильтра Φ выбрана около 36 Гц, полоса фильтра $\Delta f \approx 4$ Гц. Регистрирующим устройством служил двухканальный самописец. На вход радиометра подавался модулированный по амплитуде сигнал от генератора шума с эффективной температурой $T_{г.ш}$, который включался и выключался с частотой коммутации f_m . Предусматривалась возможность плавной перестройки частоты f_m в полосе фильтра Φ . Амплитуда модуляции $A = (T_{г.ш}/2)$ измерялась в первом канале как величина разности усредненных выходов при включенном и выключенном сигнале на входе радиометра. Далее регистрировался выход второго канала при плавной перестройке частоты f_m около центральной частоты фильтра Φ . Пример такой записи показан на рис. 5. Запись получена при постоянной времени интегратора 4 с. Амплитуда модуляции, измеренная в первом канале, в пересчете на гармонический сигнал с частотой f_m составила 4,3 К. Чувствительность устройства в приведенном примере $\Delta T \approx 0,15$ К.

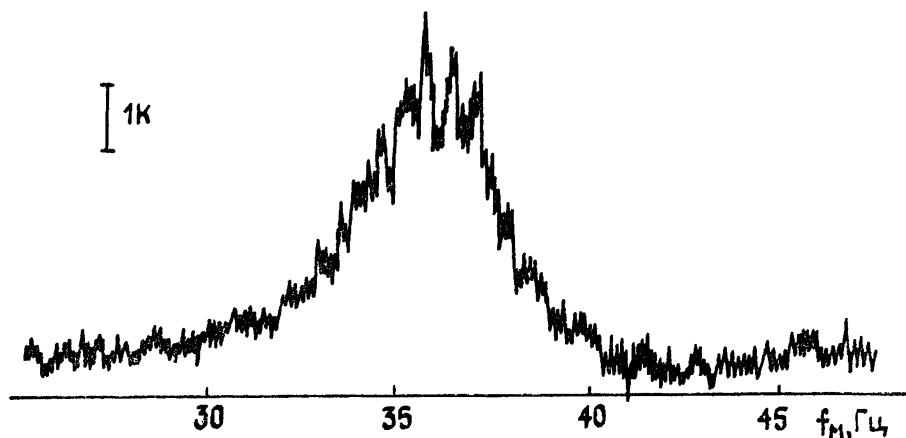


Рис. 5. Пример записи сигнала на выходе радиометрического устройства при изменении частоты модуляции входного сигнала.

Проведенные измерения свидетельствуют о возможности практической реализации предложенного устройства, а также иллюстрируют возможность анализа спектра флуктуаций входного сигнала с чувствительностью прибора, не зависящей от исследуемых частот и достаточной для измерения балльности морского волнения описанным выше методом. Описанный эксперимент иллюстрирует методику калибровки интенсивности на выходах низкочастотных каналов в сравнении с откликом на подаваемый на вход приемника сигнал, промодулированный гармоническим колебанием с известной амплитудой.

В заключение отметим, что предложенная методика измерений балльности волнения устраняет необходимость в абсолютных измерениях яркостной температуры, что представляет собой достаточно сложную задачу при измерениях с летательных аппаратов. Кроме того, уменьшается объем обрабатываемой информации по сравнению с прямым измерением спектра флуктуаций, что особенно важно, если обработка экспериментальных данных производится независимо от места и времени проведения измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шутко А. М. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 10, с. 2107.
2. Swift C. T. — Boundary-Layer Meteorology, 1980, 18, p. 25.
3. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. — М.: Наука, 1973, 416 с.
4. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Т. 2. — М.: Наука, 1978, 464 с.
5. Крылов Ю. М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. — Л.: Гидрометеоздат, 1966, 256 с.

6. Крылов Ю. М., Стрекалов С. С., Цыплухин В. Ф. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1968, 4, №6, с. 660.
7. Klein L. A., Swift C. T. — IEEE, 1977, AP-25, № 1, p. 104.
8. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты. — М.: Наука, 1974, 188 с.
9. Андрианов В. И., Глотов А. А., Доценко С. В. и др. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1976, 12, № 8, с. 868.
10. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970, 284 с.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
7 мая 1985 г.

RADIOMETRIC METHOD OF MEASUREMENTS OF THE SEA STATE

A. P. Barabanov, A. N. Reznik, K. S. Stankevich

A method is suggested for measurements of the sea state by searching the maximum frequency in the spectrum of the brightness temperature fluctuations of the surface thermal radiation. Calculations of such spectra are given depending on the sea surface state for measurements from satellites and aircrafts. Estimations of minimal forces have been obtained, which was measured by the given method, depending on the resolution element on the surface. A radiometric device is developed, which permits one to realize the suggested method, and experimental check has been carried out of its operation in laboratory conditions.

ИНФОРМАЦИЯ

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1985, т. 62, вып. 4

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Комиссаров С. С. Поздние стадии эволюции радиогалактик и радиогало скоплений.

Рассмотрена модель радиогало скоплений галактик, согласно которой эта протяженная структура в центральной части скопления образована остатками радиогалактик, т. е. объектами, в которых прекратилась активность родительской галактики и основным фактором, влияющим на эволюцию излучения радиооблаков, являются (благодаря эффективному удержанию их от расширения тепловым давлением газа скопления) синхротронные потери и потери на обратный комптон-эффект. Качественный анализ и оценки дополняются численным моделированием. Результаты расчетов согласуются с наблюдательными данными. Исходя из общих представлений модели предсказываются особенности радиогало, доступные проверке.

Мосин А. П., Дибай Э. А., Чаругин В. М. Синхροкомптоновский котел и корреляции характеристик излучения квазаров и ядер сейфертовских галактик.

Теория синхροкомптоновского котла, объясняющая спектральное распределение излучения квазаров и ядер активных галактик, предсказывает зависимость спектрального индекса комптоновского излучения α_0 от светимости L_{bol} вида $\alpha_0 = 1 - 2L_{bol}/L_H$. Для проверки этого вывода был проведен статистический анализ наблюдаемого распределения нетеплового излучения 48 квазаров и сейфертовских галактик. При определении α_0 учитывались эффекты космологического красного смещения, излучение звезд галактики и поглощение в Млечном Пути. Была получена связь $\alpha_0 = 19,45 - 0,42 \lg L_{bol}$ и другие зависимости. Анализ статистических закономерностей показал что они согласуются с теорией синхροкомптоновского котла, если между магнитным полем, радиусом области излучения и массой объекта имеется связь $H = (10^{14}/R) \sqrt{M/M_{\odot}}$. Полученные соотношения вписываются в модель квазара как магнитоида — горячего сверхмассивного наклонного ротатора.

(Продолжение см. м. 544)