ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVII, № 3 *РАДИОФИЗИКА* *1984*

УДК 538.56:519.25

О СПЕКТРЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ НА БОЛЬШОМ РАССТОЯНИИ ОТ ИСТОЧНИКА

В. Г. Гавриленко, С. С. Петров

Методом плавных возмущений решена задача о преобразовании временного спектра плоской электромагнитной волны в поглощающей нестационарной плазме. Показано, что при учете поглощения ширина спектра волны растет гораздо быстрее, чем в его отсутствие. Выяснено влияние дифракционных эффектов на возрастание дисперсии частоты волны.

Статистические характеристики волн в средах с плавными хаотическими пространственно-временными неоднородностями изучены достаточно подробно (см., например, [1–3]). В большинстве случаев расчеты выполняются методом геометрической оптики [4]. Это накладывает известные ограничения на дистанцию, пройденную волной в неоднородной среде. Между тем, эффект накопления флуктуаций параметров волны проявляется наиболее ярко на больших расстояниях от источника, тем более что наличие регулярного поглощения в нестационарной среде приводит, как показано в [5], к тому, что степенной рост флуктуаций с расстоянием переходит на больших дистанциях в экспоненциальный. Поэтому представляет интерес обобщение дифракционной теории распространения волн в плавнонеоднородной среде, учитывающее нестационарность последней.

В настоящей работе для исследования статистических характеристик электромагнитных волн в турбулентной плазме без магнитного поля применяется модифицированный метод плавных возмущений. Исходными являются уравнения Максвелла и линеаризованные уравнения квазигидродинамики в холодном приближении. Считая, что источник излучает плоскую волну частоты ω_0, представим напряженность электрического поля в плазме в виде $\boldsymbol{E}=\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r}, t)\exp(-i\omega_0 t+i\tilde{k}_0 z)$, где $\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r}, t)$ — комплексная амплитуда, медленно изменяющаяся из-за наличия неоднородностей концентрации и скорости движения плазмы, а $\tilde{k}_0=k_0+iq_0$ — комплексное волновое число, удовлетворяющее дисперсионному уравнению для плазмы с постоянными средними значениями концентрации электронов N_0, эффективной частоты соударений $\nu_{\text{эфф}}$ и скорости $\boldsymbol{V}_0$.

Для решения исходной системы уравнений применим метод плавных возмущений [6], считая, что случайные флуктуации концентрации $|N_1(\boldsymbol{r}, t)|\ll N_0$ и, кроме того, $\sqrt{\langle N_1^2\rangle}/N_0\gg(k_0/\omega_0)\sqrt{\langle V_1^2\rangle}$, где $\boldsymbol{V}_1(\boldsymbol{r}, t)$ — турбулентные пульсации макроскопической скорости плазмы, а знак $\langle\,\rangle$ означает усреднение по ансамблю. Пренебрегая поляризационными эффектами и записывая $\tilde{E}(\boldsymbol{r}, t) = e^{\tilde{\varphi}(\boldsymbol{r}, t)}$, можно в случае малого затухания на длине волны получить для поправки первого порядка к комплексной фазе $\tilde{\varphi}_1(\boldsymbol{r}, t)$ [6] следующее уравнение:

$$\left[\Delta + 2i\tilde{k}_0 \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2i\frac{\omega_0}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\right]\tilde{\varphi}_1 + \frac{\omega_p^2}{c^2}\nu_{эфф}\left\{-\frac{i\tilde{\varphi}_1}{\omega_0 + i\nu_{эфф}} + \right.$$

$$\left. + \int_{-\infty}^{t} \tilde{\varphi}_1(r, t') \exp\left[(\nu_{эфф} - i\omega_0)(t' - t)\right] dt'\right\} = \frac{\omega_p^2(\omega_0 N_1 + i\partial N_1/\partial t)}{c^2 N_0(\omega_0 + i\nu_{эфф})}, \tag{1}$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N_0/m$, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$.

Решая уравнение (1), можно вычислить известным способом [6] статистические характеристики амплитуды и фазы волны. Поскольку для бесконтактной диагностики нестационарной плазмы наиболее важным является временной спектр прошедшей через нее волны, мы подробно проанализируем выражение для флуктуирующей части мгновенной комплексной частоты волны $\tilde{\omega} = i\partial\tilde{\varphi}_1/\partial t$. Как показано в работах [5, 7], величина $\langle\omega^2\rangle = (1/2)[\langle\tilde{\omega}\tilde{\omega}^*\rangle + \mathrm{Re}\langle\tilde{\omega}\tilde{\omega}\rangle]$ (знак * означает комплексное сопряжение) определяет ширину временного спектра мощности волны, легко измеримого в экспериментах. Тот факт, что нарушение когерентности поля в среде с крупномасштабными неоднородностями связано в основном с фазовыми флуктуациями, дает основание считать, что дисперсия частоты волны $\langle\omega^2\rangle$ сохраняет свой смысл и при наличии дифракции. Анализ показывает, что для вычисления этой величины в уравнении (1) можно пренебречь продольной частью лапласиана, второй производной по времени и производной по времени от переменной концентрации в правой части.

Будем в общем случае считать, что неоднородности занимают полупространство $z \leqslant z_1$, а справа от плоскости $z = z_1$ находится столкновительная стационарная и однородная плазма с параметрами $\nu'_{эфф}$, N'_0.

Полагая, что флуктуации параметров волны отсутствуют в плоскости $z = 0$ (это может быть, например, граница слоя турбулентной плазмы), удается получить следующее соотношение:

$$\langle\tilde{\omega}\tilde{\omega}^*\rangle = \frac{|\tilde{\alpha}|^2}{4|\tilde{k}_0|^2}\int_{-\infty}^{\infty} \nu^2 \Phi(\varkappa, \nu) \times$$

$$\times \left\{\exp\left[-2b'(z - z_1)\right] \frac{1 + e^{-2bz_1} - 2e^{-bz_1}\cos\left[(a + \varkappa_z)z_1\right]}{b^2 + (a + \varkappa_z)^2}\right\} d^3\varkappa d\nu, \tag{2}$$

где $\Phi(\varkappa, \nu)$ — пространственно-временной спектр флуктуаций концентрации плазмы, $d^3\varkappa = d\varkappa_x d\varkappa_y d\varkappa_z$, $\tilde{\alpha} = \omega_p^2\omega_0\left[N_0 c^2(\omega_0 + i\nu_{эфф})\right]^{-1}$,

$$a = \frac{\varkappa_\perp^2}{2k_0} - \frac{\nu}{u}, \quad b = \frac{q_0}{k_0}\left[\frac{\varkappa_\perp^2}{2k_0} - \frac{\nu}{u}(1 + \varepsilon)\right],$$

$$b' = \frac{q'_0}{k'_0}\left[\frac{\varkappa_\perp^2}{2k'_0} - \frac{\nu}{u'}(1 + \varepsilon')\right], \quad \varkappa_\perp^2 = \varkappa_x^2 + \varkappa_y^2, \quad \varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega_0^2,$$

$$\varepsilon' = 1 - (\omega'_p)^2/\omega_0^2, \quad (\omega'_p)^2 - 4\pi e^2 N'_0/m, \tag{3}$$

$\tilde{k}_0' = k_0' + iq_0'$ — комплексное волновое число в плазме с параметрами N_0', $\nu_{эфф}'$, отвечающее частоте ω_0, $u = c\sqrt{\varepsilon}$, $u' = c\sqrt{\varepsilon'}$—групповые скорости, z — координата точки наблюдения ($z \geqslant z_1$). При выводе (2) мы в формулах (3) ограничились членами, линейными по параметрам $q_0/k_0, q_0'/k_0'$, а также по ν, поскольку в случае малого затухания на длине волны и плавной в масштабе периода волны нестационарности среды отброшенные слагаемые не дают существенного вклада в дисперсию частоты. Кроме того, можно показать, что на интересующих нас больших расстояниях z справедливо $\langle\omega^2\rangle \approx (1/2)\ \langle\tilde{\omega}\tilde{\omega}^*\rangle$, так что комбинацию $\langle\tilde{\omega}\tilde{\omega}\rangle$ вычислять нет необходимости.

Из формулы (2) видно, что при наличии поглощения ($b \neq 0$, $b' \neq 0$) выражение в квадратных скобках возрастает при больших значениях ν. Это является отражением того факта, что в столкновительной плазме затухание волн уменьшается с ростом частоты. Поэтому для сходимости интеграла необходимо достаточно быстрое спадание спектра флуктуаций концентрации на высоких частотах. В реальной турбулентной плазме это всегда имеет место. Однако используемые обычно для непоглощающих сред модели спектра не всегда удовлетворяют данному требованию и нуждаются в дополнительном «обрезании» в высокочастотной области. Даже в тех случаях, когда интеграл в (2) сходится, дополнительное ограничение ширины временного спектра представляется физически оправданным и, как будет показано ниже, приводит к существенному изменению выражения для дисперсии флуктуаций частоты.

Рассмотрим сначала пример гауссова спектра, модифицированного в указанном выше смысле:

$$\Phi(\varkappa, \nu) = C_0 \exp\left(-\frac{\varkappa^2 l^2}{4} - \frac{\nu^2 T^2}{4}\right) \Lambda\left(\frac{\nu}{\nu_m}\right), \tag{4}$$

где

$$\Lambda(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leqslant 1 \\ 0, & |x| > 1 \end{cases}.$$

Такой спектр пригоден, например, для описания плазмы, нестационарность которой определяется хаотическими процессами ионизации и рекомбинации. Наиболее просто удается провести вычисления при выполнении условий

$$z_1/l \gg 1; \tag{5а}$$

$$\nu_m/u \ll 1/l, \tag{5б}$$

первое из которых соблюдается практически всегда. При этом в (2) можно провести интегрирование по $\varkappa_z$ и получить

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{\pi|\tilde{\alpha}|^2}{8|\tilde{k}_0|^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \nu^2 \Phi(\varkappa_\perp, \varkappa_\parallel, \nu) \exp[-2b'(z - z_1)] \times$$
$$\times \{[1 - \exp(-2bz_1)]/b\}\, d\varkappa_x\, d\varkappa_y\, d\nu, \tag{6}$$

где $\varkappa_\parallel = -a$.

Полагая для простоты, что точка наблюдения находится внутри турбулентного слоя ($z = z_1$), в результате подстановки (4) в (6) после вычисления интеграла имеем

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{|\tilde{\alpha}|^2}{k_0} \frac{2\pi^2 u C_0}{q_0 l^2 (1+\varepsilon)\gamma} \left(1 + \frac{4q_0 z}{k_0^2 l^2}\right)^{-1} \left\{-\exp\left(-\frac{\gamma\nu_m^2}{4}\right) \operatorname{sh}\left(\sqrt{\gamma}\,\nu_m z'\right) + \right.$$

$$+\frac{\sqrt{\pi}}{2}z'e^{(z')^2}\left[\Phi\left(\frac{\sqrt{\gamma}\nu_m}{2}+z'\right)+\Phi\left(\frac{\sqrt{\gamma}\nu_m}{2}-z'\right)\right]\Bigg\}. \qquad (7)$$

В последнем выражении используются следующие обозначения: $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^x e^{-t^2}dt$ — интеграл вероятности, $z' = \frac{2q_0(1+\varepsilon)}{uk_0\sqrt{\gamma}}z$, $\gamma = T^2+l^2/u^2$. Анализ формулы (7) показывает, что дифракция может оказывать влияние на дисперсию частоты только, как и следовало ожидать, в зоне Фраунгофера по отношению к масштабу неоднородностей l (при $z/k_0l^2 \gg 1$). Это влияние сводится к уменьшению дисперсии частоты за счет множителя $(1+4q_0z/k_0^2l^2)$ в знаменателе. Физически это объясняется, очевидно, тем, что рассеянные под бо́льшим углом волны быстрее затухают вдоль оси z.

В отсутствие поглощения величина $\langle\omega^2\rangle$ отличается от своего геометрооптического значения множителем 1/2.

Для выяснения роли граничной частоты ν_m рассмотрим два предельных случая:

1) $z \ll \gamma\nu_m k_0 u/4q_0(1+\varepsilon)$. При этом из (7) можно получить

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{|\tilde{\alpha}|^2 2uC_0\pi^2\sqrt{\pi}}{k_0q_0l^2(1+\varepsilon)\gamma}\left(1+\frac{4q_0z}{k_0^2l^2}\right)^{-1}z'e^{(z')^2}. \qquad (8)$$

2) $z \gg \gamma\nu_m uk_0/4q_0(1+\varepsilon)$. В этом случае имеем

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{|\tilde{\alpha}|^2\pi^2uC_0\nu_m}{k_0q_0l^2(1+\varepsilon)}\left(1+\frac{4q_0z}{k_0^2l^2}\right)^{-1}\frac{\operatorname{ch}(\sqrt{\gamma}\nu_m z')}{\sqrt{\gamma}z'}. \qquad (9)$$

Сопоставление (8) и (9) показывает, что на не слишком больших расстояниях z граничная частота ν_m не входит в выражение для $\langle\omega^2\rangle$ и рост этой величины с расстоянием соответствует выведенному в [5] без учета обрезания спектра. С дальнейшим увеличением дистанции наличие граничной частоты в спектре становится существенным и приводит к замедлению возрастания дисперсии частоты волны. При нарушении условия (5б) вычисления усложняются, однако в противоположном случае $\nu_m \gg u/l$ удается показать, что при $z \gg u\nu_m T^2k_0/q_0(1+\varepsilon)$ зависимость $\langle\omega^2\rangle$ от расстояния такая же, как в формуле (9).

Перейдем теперь к исследованию случая, когда нестационарность плазмы вызвана ее турбулентным движением. При этом в отличие от (4) временная и пространственная части спектра флуктуаций концентрации связаны между собой за счет явлений переноса. Следствием этого является то, что для сходимости интеграла в (2) достаточно обрезать только пространственную часть спектра при больших волновых числах $\varkappa = \varkappa_m$ функцией, более резкой, чем обычно используемая гауссова кривая. Физически это соответствует наличию наименьшего внутреннего масштаба турбулентности [8]. Однако нам представляется разумным одновременно ограничить и временную часть спектра, имея в виду, что при наличии поглощения это существенно влияет на поведение $\langle\omega^2\rangle$ вдалеке от источника, а в спектр турбулентности не должны давать вклад сколь угодно большие частоты. С учетом этих модификаций известный [8] спектр турбулентных пульсаций приобретает вид

$$\Phi(\varkappa,\nu) = F(\varkappa)\,\Lambda(\varkappa/\varkappa_m)\,\frac{\exp\left[-(\nu-\varkappa V_0)^2/2\varkappa^2\sigma_V^2\right]}{\sqrt{2\pi\varkappa^2\sigma_V^2}}\times$$

$$\times \frac{\Lambda\,[(\nu - \varkappa V_0)/\nu_m]}{\Phi\,(\nu_m/\sqrt{2}\,\varkappa\sigma_V)}, \qquad (10)$$

где V_0 — средняя скорость турбулентного потока плазмы, $\sigma_V = \sqrt{\langle V_1^2 \rangle}$, $\Phi(x)$ — интеграл вероятности, введенный для нормировки. Поскольку временная и пространственная части спектра (10) не являются независимыми, естественно считать, что и масштабы обрезания связаны между собой соотношением

$$\nu_m \sim \varkappa_m \sigma_V. \qquad (11)$$

При распространении волны в турбулентном потоке плазмы немаловажную роль играет угол между групповой скоростью и средней скоростью потока. В общем случае вычисления приводят к очень громоздким выражениям. Поэтому мы ограничимся анализом двух наиболее характерных примеров.

1 **Поперечное распространение,** $(\boldsymbol{k}_0 \boldsymbol{V}_0) = 0$. В большинстве случаев диагностика турбулентных течений производится в системе отсчета, где $\sigma_V \ll V_0$. Кроме того, чаще всего выполняется неравенство $V_0 \ll u$. Можно показать, что, если соблюдаются условия (5а) и (5б) (последнее из них выполняется в данном случае автоматически при учете (11), где $l = 2\pi/\varkappa_m$), для расчета поперечного распространения можно воспользоваться приближением «замороженной» турбулентности [8] и получить из (6)

$$\langle \omega^2 \rangle = \frac{|\tilde{\alpha}|^2 \pi^2 u V_0}{4 q_0 k_0 (1+\varepsilon)} \int\limits_0^{\varkappa_m} F(\varkappa)\,\varkappa^2 \exp\left(-\frac{q_0' \varkappa^2}{(k_0')^2}(z - z_1)\right) \times$$

$$\times \left\{ \exp\left(-\frac{q_0 \varkappa^2 z_1}{k_0^2}\right) I_1 \left[2\,\frac{q_0'}{k_0'}\,\frac{V_0}{u'}\,(1+\varepsilon')\,\varkappa\,(z - z_1) + \right.\right. \qquad (12)$$

$$\left.\left. + \frac{2 q_0 V_0 (1+\varepsilon)\, z_1}{k_0 u}\,\varkappa \right] - I_1 \left[2\,\frac{q_0' V_0 (1+\varepsilon')}{k_0' u'}\,\varkappa\,(z - z_1) \right] \right\} d\varkappa,$$

где $I_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка. В (12) экспоненты под интегралом отражают влияние дифракции, которая, как и в случае спектра (4), уменьшает дисперсию частоты. Наличие одновременно нестационарности ($V_0 \neq 0$) и поглощения приводит, как всегда, к более быстрому расширению спектра волны. Причем, так как модифицированная функция Бесселя имеет экспоненциальную асимптотику, при больших z зависимость будет качественно аналогична представленной в (9). Можно показать, что при $V_0 \sim u$ и для произвольных не слишком малых углов между $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{V}_0$ все качественные особенности поперечного распространения сохраняются.

2. **Продольное распространение,** $\boldsymbol{k}_0 \uparrow\uparrow \boldsymbol{V}_0$. В этом случае уже нельзя пользоваться приближенной формулой (6). Анализ точного выражения (2) (при $z = z_1$) показывает, что теперь, если затухание волны существенно,

$$(q_0/k_0)(\nu_m/u)\,z > 1, \qquad (13)$$

дифракционными эффектами можно пренебречь и в формулах (3) отбросить слагаемые, содержащие $\varkappa_\perp^2$. При $\sigma_V/V_0 \ll q_0/k_0$ можно опять воспользоваться приближением «замороженности» и вычислить

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{\pi|\widetilde{\alpha}|^2 V_0^2}{2k_0^2\left[\left(1-\frac{V_0}{u}\right)^2+\left(\frac{q_0V_0}{k_0u}(1+\varepsilon)\right)^2\right]}\int_0^{\varkappa_m} F(\varkappa)\left\{\left[\operatorname{sh}\left(\frac{2q_0V_0}{k_0u}\times\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.\times(1+\varepsilon)z\varkappa\right)\right]\left[\frac{q_0V_0(1+\varepsilon)z}{k_0u}\right]^{-1}-2\varkappa\right\}\varkappa d\varkappa. \tag{14}$$

Из (14) видно, что при приближении скорости потока к групповой скорости волны дисперсия частоты довольно резко возрастает, однако качественные особенности группового синхронизма, присущие прозрачной среде [3], при наличии поглощения исчезают. Характер зависимости ширины спектра волны от расстояния легко проследить на примере одномасштабной турбулентности, когда $F(\varkappa)=C_1\exp\left(-\frac{\varkappa^2 l^2}{4}\right)$. Получаем

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{\pi|\widetilde{\alpha}|^2 V_0^2 C_1\varkappa_m(\exp(-\varkappa_m^2 l^2/4))}{8k_0^2\left[\left(1-\frac{V_0}{u}\right)^2+\left(\frac{q_0V_0}{k_0u}(1+\varepsilon)\right)^2\right]}\times$$
$$\times\operatorname{ch}\left[\frac{2q_0V_0}{k_0u}(1+\varepsilon)\varkappa_m z\right]\left[\frac{q_0V_0}{k_0u}(1+\varepsilon)z\right]^{-2}. \tag{15}$$

Сопоставление (9), (12) и (15) показывает, что во всех рассмотренных случаях на больших расстояниях в поглощающей среде зависимость дисперсии частоты волны от расстояния содержит характерный нарастающий экспоненциальный множитель с первой степенью z в показателе.

При выполнении неравенств, противоположных (13),

$$\frac{q_0}{k_0}\frac{\nu_m}{u}z\ll 1,\qquad \frac{q_0\varkappa_m^2 z}{k_0^3}\ll 1, \tag{16}$$

поглощением можно пренебречь, но теперь в зоне Фраунгофера при $\varkappa_m^2 z/k_0\gg 1$ необходимо учитывать дифракционные эффекты*. В случае $V_0\ll u$ из (2) следует

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{\pi^2\alpha^2 z}{2k_0^2}\int_0^\infty F(\varkappa)\varkappa^3\left(\sigma_V^2+\frac{V_0^2}{4k_0^2}\varkappa^2\right)d\varkappa, \tag{17}$$

т. е. в отличие от геометрооптического рассмотрения [3,9] дифракция приводит к зависимости дисперсии частоты от средней скорости потока и при продольном распространении.

При наличии группового синхронизма ($|1-V_0/u|\ll(\varkappa_m z)^{-1}$) формула для $\langle\omega^2\rangle$ меняется:

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{\pi^2\alpha^2}{2k_0}V_0^2 z\int_0^\infty F(\varkappa)\varkappa^2 d\varkappa \quad\text{при}\quad \frac{\sigma_V}{V_0}\ll\frac{\varkappa_m}{k_0}; \tag{18а}$$

$$\langle\omega^2\rangle = \frac{\pi\sqrt{2\pi}\,\alpha^2}{6k_0^2\sigma_V}V_0^3 z\int_0^\infty F(\varkappa)\varkappa^3 d\varkappa \quad\text{при}\quad \frac{\sigma_V}{V_0}\gg\frac{\varkappa_m}{k_0}. \tag{18б}$$

---

* Дополнительное обрезание традиционного спектра турбулентных пульсаций при этом не является необходимым.

Нетрудно убедиться в том, что выражение (18а) существенно отличается от соответствующего соотношения, полученного в [3] для зоны геометрической оптики. Таким образом, можно сделать вывод, что дифракционные эффекты оказывают наибольшее влияние на дисперсию частоты волны в нестационарной плазме при продольном распространении, когда поглощение является несущественным.

Отметим, что полученные в работе соотношения справедливы, строго говоря, только на таких расстояниях от источника, где флуктуации уровня волны малы. Однако, поскольку во многих известных случаях фазовые характеристики волны, вычисленные методом плавных возмущений, оказываются правильными и в области сильных флуктуаций, есть основания надеяться, что полученные выше формулы имеют более широкую область применимости. Полученные результаты характерны не только для плазмы, но и для нестационарных сред с другим законом дисперсии.

Поскольку основные из рассмотренных в работе эффектов проявляются при наличии сильного интегрального поглощения на трассе, для их экспериментального обнаружения необходим достаточно мощный источник с высокой степенью монохраматичности. Такая ситуация легче всего может осуществиться в околоземных условиях при наличии быстрых потоков искусственной плазмы, тем более, что, как следует из (2), (6), (12), уширение спектра определяется поглощением волны не только внутри нестационарной среды, но и на последующем участке трассы. Что же касается космического излучения, то нестационарность плазмы звезд и межзвездной среды была бы достаточной, если бы удалось проанализировать сильно ослабленный поглощением сигнал от монохроматического удаленного источника, что в настоящее время довольно затруднительно.

В заключение авторы выражают благодарность Н. С. Степанову за полезное обсуждение вопросов, рассмотренных в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kravtsov Yu. A., Ostrovsky L. A, Stepanov N. S. — Proc. IEEE, 1974, **62**, № 11, с. 1492.
2. Гурбатов С. Н, Саичев А. И. — Изв вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 9, с. 1259.
3. Гавриленко В. Г., Пикулин В. Д., Семериков А А — Изв вузов — Радиофизика, 1983, **26**, № 2, с. 200.
4 Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И Геометрическая оптика неоднородных сред.— М.: Наука, 1980.
5 Гавриленко В Г., Конков В. Н, Чурилина Н. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 10, с 1537.
6. Рытов С. М, Кравцов Ю. А., Татарский В. И Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. (Случайные поля). — М.: Наука, 1978.
7. Гавриленко В. Г., Степанов Н. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 1, с. 70.
8. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
9 Гавриленко В. Г., Семериков А. А. Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по физике акусто-гидродинамических явлений и оптоакустике — Ташкент, 1982, с. 35.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 28 апреля 1983 г.

ELECTROMAGNETIC WAVE SPECTRUM IN THE TURBULENT COLLISIONAL PLASMA FAR FROM THE SOURCE

V. G Gavrilenko, S. S. Petrov

A transformation of plane electromagnetic wave time spectrum in absorbing nonstationary plasma is considered by smooth perturbation method. If the absorption is taken into consideration, the wave spectrum width is shown to increase much quickly than without absorption. The influence of difraction effects to the wave frequency variance increasing is elucidated