ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVI, № 2 *РАДИОФИЗИКА* *1983*

УДК 535.31

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НАД СТАТИСТИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко

Исследуется взаимодействие волн пространственного заряда в потоках, проходящих над статистически неровной поверхностью твердого тела. В гидродинамическом приближении получены дисперсионные соотношения и найдены спектры и декременты (инкременты) затухания (нарастания) собственных колебаний.

В электронных потоках, движущихся с постоянной скоростью, существуют, как известно, быстрые и медленные волны пространственного заряда (ВПЗ). При взаимодействии с материальной средой, неоднородной в отношении электрических свойств, осуществляется обмен энергией между этими волнами. Поскольку энергия медленных ВПЗ отрицательна, то в результате можно ожидать возникновения неустойчивостей и других интересных явлений. Подобного рода неустойчивости уже рассматривались в регулярно- и случайно-неоднородных средах [1–3].

В настоящем сообщении исследуется взаимодействие ВПЗ в потоках, проходящих над статистически неровной поверхностью твердого тела. В гидродинамическом приближении получены дисперсионные соотношения, найдены спектры и декременты (инкременты) затухания (нарастания) собственных колебаний. Полученные результаты нам представляются важными для диагностики свойств поверхности твердого тела.

Выберем систему координат таким образом, чтобы поверхность раздела пучок—твердое тело описывалась функцией $y=\zeta(x, z)$; $y>\zeta(x, z)$ — пучок (среда *1*), $y<\zeta(x, z)$ — твердое тело (среда *2*). Относительно поверхности раздела предполагаем, что она статистически неровная, причем

$$\overline{\zeta}=0, \quad \overline{\zeta(\boldsymbol{r})\,\zeta(\boldsymbol{r}')}=\zeta_0^2 W(|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|), \tag{1}$$

где черта означает усреднение по ансамблю реализаций неровной поверхности, ζ_0 — величина среднего отклонения поверхности от плоскости $y=0$, $\boldsymbol{r}$ — вектор в этой плоскости, $\boldsymbol{r}=x\boldsymbol{x}^0+z\boldsymbol{z}^0$, $W(|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|)$ — функция корреляции шероховатостей поверхности $\left(\int W(\boldsymbol{r})\,d\boldsymbol{r}=\pi L_x L_z;\ L_x, L_z\right.$ — интервалы корреляции в направлении осей $0x$, $0z$ соответственно$\Big)$.

Пусть пучок движется с постоянной скоростью v_0, направленной вдоль оси $0x$, система уравнений задачи включает в себя уравнения гидродинамики, описывающие пучок, и уравнения Максвелла в каждой из сред:

$$\frac{\partial n}{\partial t}=-\operatorname{div}(n_0\boldsymbol{v}+\boldsymbol{v}_0 n); \tag{2}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t}+v_0\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial x}=\frac{e}{m}\boldsymbol{E}, \tag{3}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{D} = 4\pi e n, \quad \operatorname{rot} \boldsymbol{E} = 0.$$

Здесь $\boldsymbol{E}$ — электрическое поле, $\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}$ — вектор электрической индукции, ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки, e, m — заряд, масса электронов пучка, n, v — отклонения их концентрации и скорости от равновесных значений n_0, v_0, причем $n \ll n_0$, $v \ll v_0$. Зависимость всех переменных величин от времени предполагаем экспоненциальной $\sim e^{-i\omega t}$.

В качестве граничных условий воспользуемся непрерывностью тангенциальных составляющих электрического поля

$$[\boldsymbol{E}_1 - \boldsymbol{E}_2, \boldsymbol{N}]_{y=\zeta(x, z)} = 0. \tag{4}$$

Нормальная составляющая электрической индукции при движении пучка вдоль границы претерпевает разрыв [4]. В данном случае это условие имеет вид

$$(-i\omega + v_0 (\partial/\partial x)) (\boldsymbol{N}, \varepsilon_{01}\boldsymbol{E}_1 - \varepsilon_{02}\boldsymbol{E}_2) = -4\pi e n_0 (\boldsymbol{N}\boldsymbol{v}_1), \tag{5}$$

$\boldsymbol{N}$ — единичный вектор нормали к поверхности $y=\zeta(x, z)$;

$$N_x = \frac{-\partial\zeta/\partial x}{\sqrt{1 + (\partial\zeta/\partial x)^2 + (\partial\zeta/\partial z)^2}}, \quad N_y = \frac{1}{\sqrt{1 + (\partial\zeta/\partial x)^2 + (\partial\zeta/\partial z)^2}},$$

$$N_z = \frac{-\partial\zeta/\partial z}{\sqrt{1 + (\partial\zeta/\partial x)^2 + (\partial\zeta/\partial z)^2}},$$

причем $\partial\zeta/\partial x, \partial\zeta/dz \ll 1$.

Воспользовавшись малостью неровностей, перенесем граничные условия с поверхности $y=\zeta(x, z)$ на гладкую поверхность $y=0$. Для этого необходимо величины, входящие в (4) и (5), разложить в ряд по степеням ζ и удержать первые два члена разложения:

$$\begin{gathered} \boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}(0) + \partial \boldsymbol{E}/\partial y|_{y=0}\zeta + \ldots, \\ \boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}(0) + \partial \boldsymbol{v}/\partial y|_{y=0}\zeta + \ldots \end{gathered} \tag{6}$$

Для удобства вычислений введем потенциал φ: $\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi$. В этом случае граничные условия имеют вид*

$$\begin{gathered} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial\zeta}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y} + \zeta\frac{\partial^2}{\partial x\,\partial y}\right)(\varphi_1 - \varphi_2) = 0, \\ \left(-i\omega + v_0\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial\zeta}{\partial r}\frac{\partial}{\partial r} + \zeta\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)(\varepsilon_{01}\varphi_1 - \varepsilon_{02}\varphi_2) + \Omega_0^2\frac{\partial\varphi_1}{\partial y} = \\ = 4\pi e n_0\left(-i\omega + v_0\frac{\partial}{\partial x}\right)\left(\zeta\frac{\partial v_{z1}}{\partial y} - \frac{\partial\zeta}{\partial r}v_{r1}\right). \end{gathered} \tag{7}$$

При $\zeta=0$ они совпадают с граничными условиями на гладкой поверхности. Случайные величины φ_1, φ_2, v_{r1} представим в виде суммы их средних и флуктуационных значений [5]:

$$\varphi_{1,2} = \bar{\varphi}_{1,2} + \tilde{\varphi}_{1,2}, \quad v_r = \bar{v}_r + \tilde{v}_r. \tag{8}$$

* Здесь уравнение (5) слева и справа умножено на оператор $(-i\omega + v_0(\partial/\partial x))$, для того чтобы в дальнейшем от переменных v_r перейти к φ.

Выведем граничные условия для $\bar{\varphi}_{1,2}$ и $\tilde{\varphi}_{1,2}$. С этой целью подставим (8) в уравнения (7) и усредним последние. Усредненные выражения вычтем из неусредненных. В результате получим систему уравнений, из которой, перейдя к компонентам Фурье, определим флуктуационные величины $\tilde{\varphi}_1$, $\tilde{\varphi}_2$ как функции $\bar{\varphi}_1$ и $\bar{\varphi}_2$ с точностью до членов порядка ζ. (В компонентах Фурье величины $\bar{v}_{r1}$, $\tilde{v}_{r1}$ в результате соотношений (2) легко выражаются через $\bar{\varphi}_1$ и $\tilde{\varphi}_1$.) . Подставляя $\tilde{\varphi}_1 = \tilde{\varphi}_1(\bar{\varphi}_1, \bar{\varphi}_2)$, $\tilde{\varphi}_2 = \tilde{\varphi}_2(\bar{\varphi}_1, \bar{\varphi}_2)$ в усредненные уравнения (7), получим дисперсионное соотношение для собственных колебаний рассматриваемой системы. Остановимся более подробно на промежуточных вычислениях. Величины, входящие в (7), разложим по координатам в интеграл Фурье; при этом учтем, что $\Delta\varphi_{1,2}=0$. Тогда

$$\zeta(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dq \zeta(q) e^{iqr}, \quad \bar{\varphi}_{1,2}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \bar{\varphi}_{1,2}(k) e^{ikr \mp |k| y},$$

$$\tilde{\varphi}_{1,2}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \tilde{\varphi}_{1,2}(\varkappa) e^{i\varkappa r \mp |\varkappa| y}, \tag{9}$$

$$\bar{v}_r(r) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \bar{v}(k) e^{ikr \mp |k| y}, \quad \tilde{v}_r(r) = \int_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \tilde{v}(\varkappa) e^{i\varkappa r \mp |\varkappa| y}.$$

В этих формулах $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{q}$, $\boldsymbol{\varkappa}$ — двухмерные волновые векторы в плоскости $x0z$. Знаки в экспонентах в (9) выбраны из условия отсутствия нарастающих решений при $y=\infty$ и $y=-\infty$.

Выполнив преобразования, описанные выше, получим выражения $\tilde{\varphi}_1(\varkappa)$ и $\tilde{\varphi}_2(\varkappa)$ в следующем виде:

$$\tilde{\varphi}_1(\varkappa) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \zeta(\varkappa - k) \left[|\varkappa| (\varepsilon_1(\varkappa_x) + \varepsilon_{02})\right]^{-1} \{\bar{\varphi}_1(k) [\varepsilon_1(\varkappa_x) k\varkappa +$$

$$+ \varepsilon_{02} |k| |\varkappa|] + \varepsilon_{02} \bar{\varphi}_2(k) (|k| |\varkappa| - k\varkappa)\}, \quad \tilde{\varphi}_2(\varkappa) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \zeta(\varkappa - k) \times$$

$$\times \left[|\varkappa| (\varepsilon_1(\varkappa_x) + \varepsilon_{02}\right]^{-1} \{\bar{\varphi}_1(k) [k\varkappa - |k| |\varkappa| \varepsilon_1(\varkappa_x)] - \tag{10}$$

$$- \bar{\varphi}_2(k) [\varepsilon_{02} k\varkappa + |k| |\varkappa| \varepsilon_1(\varkappa_x)]\}$$

— потенциалы поля, рассеянного на шероховатостях. Здесь введены обозначения: $\varepsilon_1(\varkappa_x) = \varepsilon_{01} - \Omega_0^2 (\omega - \varkappa_x v_0)^{-2}$, $\Omega_0^2 = 4\pi e^2 n_0 m^{-1}$. Подставляя эти выражения для $\tilde{\varphi}_1$ и $\tilde{\varphi}_2$ в усредненные уравнения, получим систему уравнений относительно $\bar{\varphi}_1$ и $\bar{\varphi}_2$:

$$\bar{\varphi}_1(k)(1 - J_1) - \bar{\varphi}_2(k)(1 + J_2) = 0,$$
$$\varphi_1(k) [\varepsilon_1(k_x) - J_3] + \varphi_2(k)(\varepsilon_{02} - J_4) = 0, \tag{11}$$

где

$$J_1 = \zeta_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \frac{W(k - \varkappa)}{\varepsilon_1(\varkappa_x) + \varepsilon_{02}} [2\varepsilon_1(\varkappa_x) k\varkappa + |k| |\varkappa| (\varepsilon_{02} - \varepsilon_1(\varkappa_x))],$$

$$J_2 = \zeta_0^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \, \frac{W(\mathbf{k}-\boldsymbol{\varkappa})}{\varepsilon_1(\varkappa_x)+\varepsilon_{02}} \left[-2\varepsilon_{02}\mathbf{k}\boldsymbol{\varkappa} + |\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}|\,(\varepsilon_{02}-\varepsilon_1(\varkappa_x))\right],$$

$$J_3 = \zeta_0^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \, W(\mathbf{k}-\boldsymbol{\varkappa})\,[\varepsilon_1(\varkappa_x)+\varepsilon_{02}]^{-1}\,\mathbf{k}\boldsymbol{\varkappa}\,(|\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}|)^{-1} \times$$

$$\times \left[\varepsilon_1(\varkappa_x)(\varepsilon_1(k_x)-\varepsilon_{02})\mathbf{k}\boldsymbol{\varkappa} + |\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}|\,\varepsilon_{02}(\varepsilon_1(\varkappa_x)+\varepsilon_1(k_x))\right],$$

$$J_4 = \zeta_0^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \, W(\mathbf{k}-\boldsymbol{\varkappa})\,[\varepsilon_1(\varkappa_x)+\varepsilon_{02}]^{-1}\,\mathbf{k}\boldsymbol{\varkappa}\,(|\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}|)^{-1} \times$$

$$\times \left[(\varepsilon_{02}-\varepsilon_1(k_x))\mathbf{k}\boldsymbol{\varkappa} + |\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}|\,(\varepsilon_1(\varkappa_x)+\varepsilon_1(k_x))\right].$$

При вычислении интегралов в (11) поверхность $y=\zeta(x, z)$ предполагается статистически однородной, т. е. ее шероховатости δ-коррелированы:

$$\overline{\zeta(q)\zeta(q')} = \zeta_0^2 W(q)\,\delta(q+q').$$

С точностью до членов ζ^2 получим из (11) дисперсионное соотношение собственных колебаний

$$\varepsilon_1(k_x) + \varepsilon_{02} = \zeta_0^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \, W(\mathbf{k}-\boldsymbol{\varkappa})\,[\varepsilon_1(\varkappa_x)+\varepsilon_{02}]^{-1} \times$$

$$\times\left[4\varepsilon_{02}\mathbf{k}\boldsymbol{\varkappa}(\varepsilon_1(k_x)+\varepsilon_1(\varkappa_x)) + (|\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}| + (\mathbf{k}\boldsymbol{\varkappa})^2(|\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}|)^{-1})(\varepsilon_{02}-\varepsilon_1(\varkappa_x))(\varepsilon_{02}-\varepsilon_1(k_x))\right]. \tag{12}$$

Это уравнение решаем методом последовательных приближений по малому параметру $k\zeta_0 \ll 1$.

При $\zeta_0=0$

$$\varepsilon_1(k_x) + \varepsilon_{02} = 0, \tag{13}$$

т. е.

$$\omega - k_x v_0 = -\Omega_0(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^{-1/2}; \tag{13а}$$

$$\omega - k_x v_0 = \Omega_0(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^{-1/2}. \tag{13б}$$

Выражение (13а) описывает спектр медленных волн пространственного заряда, выражение (13б) — быстрые ВПЗ.

Рассмотрим рассеяние на шероховатой поверхности медленных ВПЗ. В этом случае добавка к частоте $\delta\omega$, обусловленная неровностями, имеет вид

$$\begin{aligned}\delta\omega = \Omega_0\zeta_0^2(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^{-3} v_0^{-2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varkappa \, W(\mathbf{k}-\boldsymbol{\varkappa})\,\varepsilon_{02} \times \\ \times \left[\varepsilon_{02}-\varepsilon_{01}+\Omega_0^2(\omega-\varkappa_x v_0)^{-2}\right](\omega-\varkappa_x v_0)^2 |\mathbf{k}|\,|\boldsymbol{\varkappa}| \times \\ \times \left[(\varkappa_x-\omega v_0^{-1}) + \Omega_0 v_0^{-1}(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^{-1/2}\right]^{-1}\left[\varkappa_x-\omega v_0^{-1}-\Omega_0 \times \right. \\ \left. \times\, v_0^{-1}(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^{-1/2}\right]^{-1}\sin^4(\theta/2),\end{aligned} \tag{14}$$

θ — угол между векторами $\boldsymbol{\varkappa}$ и $\mathbf{k}$.

Интегрирование (14) по $\varkappa_x$ можно провести при произвольном виде функции корреляции: интеграл по $\varkappa_x$ равен интегралу в смысле главного значения и сумме полувычетов в полюсах. При этом используется обычное правило обхода полюса, соответствующее затуханию волны при $t \to -\infty$ ($\omega=\omega' + i\omega''$, $\omega'' > 0$). Интеграл в смысле главного значения определяет смещение частоты, вызванное шероховатостями границы, и в дальнейшем его значение не приводится. Полюса определяют мнимую часть $\delta\omega$, т. е. затухание или нарастание ВПЗ. Полюс $\varkappa_x=\omega v_0^{-1} + \Omega_0 v_0^{-1}(\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})^{-1/2}$ соответствует взаимодействию медленной ВПЗ с медленными гармониками рассеянного поля, полюс $\varkappa_x = \omega v_0^{-1} - \Omega_0 v_0^{-1} (\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})^{-1/2}$ связан с рассеянием на быстрых гармониках. Для интегрирования по $\varkappa_z$ необходимо задать конкретный вид функции корреляции. Если $W(\gamma) = L_x L_z (2\pi)^{-1}\exp(-(\gamma_x^2 L_x^2 + \gamma_z^2 L_z^2)/4)$, где $\gamma= \boldsymbol{k}-\boldsymbol{\varkappa}$, то

$$\operatorname{Im}\delta\omega = -\frac{2\Omega_0^2\varepsilon_{02}^2 L_x L_z |\boldsymbol{k}|\zeta_0^2}{(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^3 v_0}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\gamma_z \exp\left(-\frac{\gamma_z^2 L_z^2}{4}\right)\times$$

$$\times\left\{|\gamma + \boldsymbol{k}|\sin^4\frac{\theta}{2}\Big|_{\gamma_x=0} - \exp\left(-\frac{L_x^2\gamma_x^2}{4}\right)|\gamma + \boldsymbol{k}|\sin^4\frac{\theta}{2}\Big|_{\gamma_x=-\gamma_{x0}}\right\}, \tag{15}$$

$$\gamma_{x0} = 2\Omega_0 v_0^{-1}(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^{-1/2}.$$

В этом интеграле сделаем замену переменных $\gamma_z=k_z z'$ и рассмотрим предельные случаи $k_z L_z \ll 1$, $k_z L_z \gg 1$.

Если $k_z L_z \gg 1$, то при интегрировании по z' основной вклад дает область $z' \sim (k_z L_z)^{-1} \ll 1$. В этом случае $\gamma_z \ll k_z$ и

$$\operatorname{Im}\delta\omega = -\frac{2\Omega_0^2\varepsilon_{02}^2 L_x \sqrt{\pi}\,|\boldsymbol{k}|\zeta_0^2}{v_0(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^3}\left\{\frac{|\boldsymbol{k}|}{2k_z^4 L_z^4} - \right.$$

$$\left. - \exp(-\gamma_{x0}^2 L_x^2/4)|\boldsymbol{k} + \gamma_x \boldsymbol{x}^0|\sin^4(\theta/2)|_{\gamma_x=-\gamma_{x0}}\right\}. \tag{16}$$

Первое слагаемое, описывающее затухание на шероховатой поверхности, мало, так как оно порядка $(k_z L_z^4)^{-1}$. Второе слагаемое определяет усиление ВПЗ в результате взаимодействия с быстрыми гармониками рассеянного поля. Для того, чтобы волна усиливалась, необходимо выполнение условия $\gamma_{x0}L_x \ll 4\ln k_z L_z$. При этом инкремент нарастания имеет наибольшее значение для $\theta=\pi$, т. е. волновые векторы $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{k} - \gamma_{x0}\boldsymbol{x}^0$ должны быть направлены в противоположные стороны. Возможно, что это связано с эффектом усиления при обратном рассеянии. Так как $\gamma_x=k_x - \varkappa_x$, то $k_z=0$ и $\varkappa_x > 2k_x$.

Если волновые векторы $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{k}-\gamma_{x0}\boldsymbol{x}^0$ параллельны и направлены в одну сторону, то усиление отсутствует.

Для интервала корреляции L_z, много меньшего длины волны в этом направлении, т. е. $k_z L_z \ll 1$, основной вклад при интегрировании по z' дает область $z' = (k_z L_z)^{-1} \gg 1$. Это означает, что в интеграле $\gamma_z \gg k_x$, k_z, γ_{x0} и

$$\operatorname{Im}\delta\omega \simeq -\frac{\Omega_0^2\varepsilon_{02}^2\zeta_0^2 L_x\sqrt{\pi}\,(1-k_z/|\boldsymbol{k}|)}{(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})^3 v_0}\{(|\boldsymbol{k}|k_z - k_z^2 - 2k_x^2)\times$$

$$\times[1-\exp(-\gamma_{x0}^2 L_x^2/4)] - 2k_x\gamma_{x0}\exp(-\gamma_{x0}^2 L_x^2/4)\}. \tag{17}$$

При $\gamma_{x0}L_x \ll 1$ второе слагаемое в фигурной скобке является наибольшим, и происходит усиление. В противном случае ($\gamma_{x0}L_x \gg 1$) усиление имеет место при $k_x \gg k_z$.

Полученные результаты могут быть сведены в таблицу. Аналогичные результаты получаются и для быстрых ВПЗ.

Следует отметить, что в одномерных задачах, где изменение частоты ВПЗ происходит, например, в результате малых флуктуаций диэлектрической проницаемости [3], всегда имеет место затухание. Это объясняется тем, что волна рассеивается, в основном, в подобные ей гармоники. В двумерном случае можно так подобрать соотношения между радиусами корреляции и соответствующими длинами волн, что вклад в $\mathrm{Im}\,\delta\omega$ дают, в основном, гармоники, излучающие энергию.

Таблица

	$\gamma_{x0}L_x \ll 1$	$\gamma_{x0}L_x \gg 1$
$\gamma_z L_z \ll 1$	усиление	усиление
$\gamma_z L_z \gg 1$	усиление	затухание

ЛИТЕРАТУРА

1. Yakovenko V. M.—Sol. Stat. Comm., 1981, **39**, № 7, p. 847.
2. Ханкина С. И., Яковенко В. М.— УФЖ, 1982, **27**, вып. 1, с. 138.
3. Басс Ф Г., Притула Г. М., Ханкина С. И., Яковенко В. М.—Изв. вузов — Радиофизика (в печати).
4. Михайловский А. Б., Пашицкий Э. А.— ЖЭТФ, 1965, **48**, вып. 6, с. 1787.
5. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности.— М.: Наука, 1972, с. 424.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
31 мая 1982 г.

SPACE-CHARGE WAVE SPREAD OVER A STATISTICALLY ROUGH SURFACE

F. G. Bass, A. A. Bulgakov, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko

Interaction of space-charge waves in fluxes moving over the statistically rough surface has been studied. In the hydrodynamical approximation dispersion relations, spectra and decrements (increments) of eigen oscillations are obtained.