ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

*Том XIX, № 10* *РАДИОФИЗИКА* *1976*

УДК 621.371.25

# О ВОЗМУЩЕНИИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ВСТРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

*И. М. Виленский, М. Е. Фрейман*

Рассмотрено влияние процессов переноса на резонансное взаимодействие распространяющихся навстречу друг другу электромагнитных волн. Показано, что в условиях ионосферы возникающие квазипериодические возмущения концентрации заряженных частиц могут сильно отражать радиоволны.

Известно, что в столкновительной плазме в поле мощных электромагнитных волн могут иметь место возмущения параметров среды квазипериодического в пространстве характера [1, 2]. Для достаточно коротких волн ($\lambda \lesssim L_T$, $L_N$* [3]) формирование этих возмущений в большой степени определяется процессами переноса. В данной работе рассматривается нелинейное взаимодействие встречных волн с учетом этого обстоятельства. Такое рассмотрение необходимо, например, при изучении распространения мощных радиоволн в ионосфере на высотах более 100 *км*, где характерные длины $L_T$, $L_N$ порядка и более длин волн, отражающихся от ионосферы.

Для простоты ограничимся случаем слабой нелинейности $\left(\left(\dfrac{E}{E_p}\right)^2 \ll 1\right.$, где $E$ — электрическое поле волн, $E_p$ — плазменное поле$\left.\right)$. В этом случае комплексную амплитуду линейно-поляризованного монохроматического поля частоты $\omega$ в однородной изотропной среде можно представить в виде [2]

$$E = E_1(z)e^{-ikz} + E_2(z)e^{ikz}. \tag{1}$$

Здесь $E_1(z)$, $E_2(z)$ — медленно меняющиеся функции $z$, $k = \dfrac{\omega}{c} n_0$, $n_0 = \mathrm{Re}\sqrt{\varepsilon_0'}$ — невозмущенный показатель преломления. Поле (1) является решением волнового уравнения

$$\begin{gathered} \frac{d^2E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon'(\omega, E)E = 0, \\ \varepsilon'(\omega, E) = \varepsilon_0'(\omega) + \Delta\varepsilon', \end{gathered} \tag{1a}$$

где $\varepsilon_0'(\omega)$ и $\Delta\varepsilon'$ — соответственно невозмущенная комплексная диэлектрическая проницаемость и ее возмущение.

---

* $L_T$ и $L_N$ — характерные пространственные длины, определяющие роль неоднородности температуры и концентрации Выражения для них даны ниже в формуле (9).

В условиях, когда характерные размеры неоднородности поля и возмущений много больше длин свободного пробега частиц плазмы, для возмущений концентрации и температуры электронов и ионов справедливы уравнения переноса. При $\left(\frac{E}{E_p}\right)^2 \ll 1$ уравнения переноса можно линеаризовать. Тогда в стационарных условиях для относительных возмущений электронной температуры, ионной температуры и концентрации (соответственно $\tau_e$, $\tau_i$, $n$) они принимают вид [3]

$$\left(-\frac{\varkappa_e}{N_0}\Delta + \delta_{ei}\nu_{ei} + \delta_{em}\nu_{em}\right)\tau_e - \frac{T_{i0}}{T_{e0}}\delta_{ei}\nu_{ei}\tau_i = \frac{2}{3}\frac{F_e}{N_0 T_{e0}}; \tag{2}$$

$$\left(\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}} D_{Tea}\Delta - \frac{T_{e0}}{T_{i0}}\delta_{ei}\nu_{ei}\right)\tau_e + \left(\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}} D_{Tia}\Delta + \right.$$
$$\left. + \delta_{ei}\nu_{ei} + \nu_{im}\right)\tau_i - D_a\Delta n = \frac{2}{3}\frac{F_i}{N_0 T_{i0}}; \tag{3}$$

$$\left(-\frac{\gamma}{\tau_N} - D_{Tea}\Delta\right)\tau_e - D_{Tia}\Delta\tau_i + \left(\frac{1}{\tau_N} - D_a\Delta'\right) n = 0. \tag{4}$$

Здесь $T_{e0}$, $T_{i0}$, $N_0$ — невозмущенные значения температуры электронов, ионов и концентрации заряженных частиц, $\varkappa_e$ — электронная теплопроводность, $\beta_i$, $\beta_{ie}$ — ионный и взаимный ионно-электронный коэффициенты термосилы, $D_a$ — коэффициент амбиполярной диффузии, $D_{Tea}$, $D_{Tia}$ — электронный и ионный коэффициенты амбиполярной термодиффузии, $\tau_N$ — время жизни электрона, $\gamma = \frac{\partial N_0}{\partial T_{e0}}\frac{T_{e0}}{N_0}$ — коэффициент, определяющий локальное изменение концентрации в связи с нарушением ионизационно-рекомбинационного баланса, $F_{e,i} = \overline{(j_{e,i}E)}_\omega$ — высокочастотный джоулев нагрев электронов и ионов, $\Delta$ — оператор Лапласа, $\delta_{ei}$, $\delta_{em}$ — доля энергии, передаваемая электроном при соударении иону и нейтральной частице, $\nu_{ei}$, $\nu_{em}$ — частоты соударений электрона с ионами и нейтральными частицами, $\nu_{im}$, $\nu_{ii}$ — частоты соударений иона с нейтральными частицами и ионами. Далее будут использоваться также обозначения: $e$ — заряд электрона, $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{em}$, $\nu_i = \nu_{ii} + \nu_{im}$, $m_{e,i}$ — масса электрона и иона, $c$ — скорость света, $\omega_p = (4\pi e^2 N_0/m_e)^{1/2}$ — плазменная частота

Перейдем к решению системы уравнений (1)—(4). Для $F_{e,i}$ справедливо представление:

$$\begin{gathered} F_{e,i} = f_{e,i}EE^* = \overline{F}_{e,i} + \widetilde{F}_{e,i}, \\ \overline{F}_{e,i} = f_{e,i}(|E_1|^2 + |E_2|^2), \\ \widetilde{F}_{e,i} = f_{e,i}(E_1 E_2^* e^{-2ikz} + \text{к. с.}), \end{gathered} \tag{4a}$$

где $f_{e,i} = \frac{e^2 N_0 \nu_{e,i}}{2m_{e,i}(\omega^2 + \nu_{e,i}^2)}$, $\overline{F}_{e,i}$ — «медленная» функция с характерным масштабом $\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_0\right)^{-1}$ и $\widetilde{F}_{e,i}$ — «быстрая» функция с масштабом $(2k)^{-1}$ $\left((2k)^{-1}\Big/\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_0\right)^{-1} = \frac{\varkappa_0}{2n_0} \ll 1,\ \varkappa_0\text{ — показатель поглощения среды}\right)$. Решение уравнений (2)—(4) можно представить в виде $\tau_e = \overline{\tau}_e + \widetilde{\tau}_e$,

$\tau_i = \bar{\tau}_i + \tilde{\tau}_i$, $n = \bar{n} + \tilde{n}$. Для «медленных» функций можно пренебречь пространственными производными, что справедливо при выполнении условий

$$\frac{\varkappa_e}{N_0}\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_0\right)^2 \ll \delta_{ei}\nu_{ei} + \delta_{em}\nu_{em},$$
$$\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}} D_a\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_0\right)^2 \ll \delta_{ei}\nu_{ei} + \nu_{im}, \tag{4б}$$
$$D_a\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_0\right)^2 \ll \frac{1}{\tau_N}.$$

Соответствующее решение дает локальную взаимосвязь между «медленными» функциями (здесь и ниже ионным нагревом пренебрегаем из-за его малости [3]): $\bar{\tau}_e = \frac{2}{3}\bar{F}_e/[N_0 T_{e0}(\delta\nu)]$, $\bar{\tau}_i = \frac{T_{e0}}{T_{i0}}\bar{\tau}_e\delta_{ei}\nu_{ei}/(\delta_{ei}\nu_{ei} + \nu_{im})$, $\bar{n} = \gamma\bar{\tau}_e$, где $(\delta\nu) = \delta_{em}\nu_{em} + \delta_{ei}\nu_{ei}\nu_{im}/(\delta_{ei}\nu_{ei} + \nu_{im})$. Решение для «быстрых» функций с нулевыми граничными условиями на бесконечности находим с относительной точностью $\frac{\varkappa_0}{2n_0} \ll 1$:

$$\tilde{\tau}_e = \left[\frac{2}{3}\frac{\tilde{F}_e}{N_0 T_{e0}(\delta\nu)}\right]\frac{(\delta\nu)}{d}\left[\left(-4k^2\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}}D_{Ta} + \delta_{ei}\nu_{ei} + \nu_{im}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{1}{\tau_N} + 4k^2 D_a\right) - 16k^4 D_a D_{Ta}\right] \equiv \alpha_e\left[\frac{2}{3}\frac{\tilde{F}_e}{N_0 T_{e0}(\delta\nu)}\right],$$

$$\tilde{\tau}_i = \left[\frac{2}{3}\frac{\tilde{F}_e}{N_0 T_{e0}(\delta\nu)}\right]\frac{(\delta\nu)}{d}\left[\left(4k^2\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}}D_{Tea} + \frac{T_{e0}}{T_{i0}}\delta_{ei}\nu_{ei}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{1}{\tau_N} + 4k^2 D_a\right) + 4k^2 D_a\left(-\frac{\gamma}{\tau_N} + 4k^2 D_{Tea}\right)\right] \equiv \alpha_i\left[\frac{2}{3}\frac{\tilde{F}_e}{N_0 T_{e0}(\delta\nu)}\right], \tag{4в}$$

$$\tilde{n} = \left[\frac{2}{3}\frac{\tilde{F}_e}{N_0 T_{e0}(\delta\nu)}\right]\frac{(\delta\nu)}{d}\left[\left(-4k^2\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}}D_{Tea} - \frac{T_{e0}}{T_{i0}}\delta_{ei}\nu_{ei}\right)\times\right.$$
$$\times 4k^2 D_{Ta} - \left(-4k^2\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}}D_{Ta} + \delta_{ei}\nu_{ei} + \nu_{im}\right)\times$$
$$\left.\times\left(-\frac{\gamma}{\tau_N} + 4k^2 D_{Tea}\right)\right] \equiv \alpha_n\left[\frac{2}{3}\frac{\tilde{F}_e}{N_0 T_{e0}(\delta\nu)}\right],$$

где

$$d = \left(4k^2\frac{\varkappa_e}{N_0} + \delta_{ei}\nu_{ei} + \delta_{em}\nu_{em}\right)\left[\left(-4k^2\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}}D_{Ta} + \right.\right.$$
$$\left. + \delta_{ei}\nu_{ei} + \nu_{im}\right)\left(\frac{1}{\tau_N} + 4k^2 D_a\right) - 16k^4 D_a D_{Ta}\Big] +$$
$$+ \delta_{ei}\nu_{ei}\frac{T_{i0}}{T_{e0}}\left[\left(-4k^2\frac{\beta_i + \beta_{ie}}{T_{i0}}D_{Tea} - \frac{T_{e0}}{T_{i0}}\delta_{ei}\nu_{ei}\right)\times\right.$$

$$\times\left(\frac{1}{\tau_N}+4k^2D_a\right)-4k^2D_a\left(-\frac{\gamma}{\tau_N}+4k^2D_{Tea}\right)\Bigg].$$

После подстановки выражения для возмущения диэлектрической проницаемости

$$\Delta\varepsilon' = -\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu_e)}n - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu_e)^2}i\left(\frac{\partial\nu_e}{\partial T_e}\right)_0 T_{e0}\tau_e \tag{4г}$$

в волновое уравнение (1 а) аналогично [2] получим уравнения для амплитуд и фаз взаимодействующих волн:

$$\frac{da_{1,2}}{dz} \pm 2\frac{\omega}{c}\varkappa_0 a_{1,2}(1+\zeta a_{1,2}+\eta a_{2,1}) = 0; \tag{5}$$

$$\frac{d\varphi_{1,2}}{dz} \pm 2\frac{\omega}{c}\varkappa_0(\zeta' a_{1,2}+\eta' a_{2,1}) = 0, \tag{6}$$

где

$$a_{1,2} = \frac{|E_{1,2}|^2}{E_p^2}, \quad \varphi_{1,2} = \arg\left(\frac{E_{1,2}}{E_p}\right),$$

$$E_p^2 = \frac{3m_e(\omega^2+\nu_e^2)(\delta\nu)T_{e0}}{e^2\nu_e},$$

$$\zeta = \left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial\nu_e}{\partial T_e}\right)_0\frac{\omega^2-\nu_e^2}{\omega^2+\nu_e^2}+\gamma,$$

$$\eta = \left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial\nu_e}{\partial T_e}\right)_0\frac{\omega^2-\nu_e^2}{\omega^2+\nu_e^2}(1+\alpha_e)+\gamma+\alpha_n, \tag{7}$$

$$\zeta' = \left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial\nu_e}{\partial T_e}\right)_0\frac{\omega\nu_e}{\omega^2+\nu_e^2}-\frac{\omega}{2\nu_e}\gamma,$$

$$\eta' = \left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial\nu_e}{\partial T_e}\right)_0\frac{\omega\nu_e}{\omega^2+\nu_e^2}(1+\alpha_e)-\frac{\omega}{2\nu_e}(\gamma+\alpha_n),$$

$\alpha_e$ и $\alpha_n$ определены в (4 в).

В дальнейшем нам потребуется выражение для квазипериодического относительного возмущения действительной части диэлектрической проницаемости для частоты $\omega_1$ пробной волны $\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon_0'(\omega_1) \equiv \delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}'$ $(\omega_1 \neq \omega)$ в поле встречных волн частоты $\omega$:

$$\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}' \equiv \frac{\widetilde{\Delta}\,\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}'}{\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}'} = \frac{1-\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}'}{\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}'}\left[-\alpha_n+\left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial\nu_e}{\partial T_e}\right)_0\times\right.$$
$$\left.\times\frac{2\nu_e^2}{\omega_1^2+\nu_e^2}\alpha_e\right]\left[\frac{2}{3}\frac{\widetilde{F}_e}{N_0T_{e0}(\delta\nu)}\right], \tag{8}$$

где $\widetilde{\Delta}\,\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}'$ — квазипериодическая часть возмущения $\mathrm{Re}\,\varepsilon_{01}'$ (см. формулу (4 г). В применении к ионосфере (высоты более 100 *км*) можно пренебречь ионным переносом $4k^2D_a \ll \delta_{ei}\nu_{ei}+\nu_{im}$, что равносильно $\frac{\lambda}{2} \gg 2\pi l_i\left(\frac{\nu_{ii}+\nu_{im}}{\delta_{ei}\nu_{ei}+\nu_{im}}\right)^{1/2}$ (здесь $\lambda = \frac{2\pi}{k}$, $l_i$ — длина свободного пробега ионов$\Big)$. Вспомним, что уравнения переноса справедливы при $\frac{\lambda}{2} \gg l_e,\ l_i$. При этом в (7) войдут упрощенные выражения для $\alpha_e$ и $\alpha_n$ (см. (4 в)):

$$\alpha_e = \frac{1}{4k^2 L_T^2 + 1},$$
$$\alpha_n = \frac{1}{4k^2 L_T^2 + 1}\left(-k_T + \frac{\gamma + k_T}{4k^2 L_N^2 + 1}\right), \tag{9}$$

где

$$L_T^2 = \frac{\varkappa_e}{N_0(\delta\nu)},\quad L_N^2 = D_a \tau_N,\quad k_T = 1 - \left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial \nu_e}{\partial T_e}\right)_0$$

— термодиффузионное отношение (слабоионизированная плазма [3]). В нашем приближении (4 б) процессы переноса влияют лишь на мелкомасштабные, длиной $\lambda/2$, возмущения параметров плазмы, обусловливающие резонансную часть нелинейного взаимодействия волн [2]*, которая в соответствии с (5)—(7) и (9) определяется следующими величинами:

$$\eta - \zeta = \left[\frac{\omega^2 - \nu_e^2}{\omega^2 + \nu_e^2}\left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial \nu_e}{\partial T_e}\right)_0 - k_T + \frac{\gamma + k_T}{4k^2 L_N^2 + 1}\right]\frac{1}{4k^2 L_T^2 + 1},$$
$$\eta' - \zeta' = \left[\frac{\omega \nu_e}{\omega^2 + \nu_e^2}\left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial \nu_e}{\partial T_e}\right)_0 + k_T - \frac{\gamma + k_T}{4k^2 L_N^2 + 1}\right]\frac{1}{4k^2 L_T^2 + 1}. \tag{10}$$

Таким образом, учет процессов переноса приводит к следующим эффектам (см. формулу (10)).

1) Ослабляется в $(4k^2 L_T^2 + 1)$ раз резонансное взаимодействие волн.

2) Появляется квазипериодическое возмущение концентрации заряженных частиц, обусловленное термодиффузией и имеющее время становления, определяющееся амбиполярным характером диффузии в слабоионизованной плазме. В уравнение (5) для амплитуд это возмущение вносит вклад, сравнимый с температурным. Вклад же в нелинойное искажение фаз волн при $\frac{\omega}{\nu_e} \gg 1$ превышает температурный в $\left(\frac{\omega}{\nu_e}\right)^2$ раз.

3) Влияние процессов ионизации и рекомбинации на взаимодействие волн определяется третьим слагаемым в квадратных скобках в (10). Оно дополнительно ослаблено фактором $(4k^2 L_N^2 + 1)^{-1}$.

Отметим, что квазипериодическое возмущение концентрации заряженных частиц представляет самостоятельный интерес. Дело в том, что в ионосфере на высотах более 100 *км* выполнено условие $\frac{\nu_e}{\omega} \ll 1$, и поэтому возмущение действительной части диэлектрической проницаемости в основном определяется возмущением концентрации, так как вклад последнего в $\mathrm{Re}\,\varepsilon'(\omega, E)$ при $k_T \sim 1$ превосходит вклад возмущения

* Термин «резонансное взаимодействие» введен в [2]. Под этим понимается взаимодействие, обусловленное рассеянием волн на возмущениях температуры и концентрации с масштабом, определяемым разностью волновых векторов взаимодействующих волн.

частоты соударений в $\left(\frac{\omega}{\nu_e}\right)^2$ раз (см. формулу (12)). Известно, что даже слабые периодические возмущения действительной части диэлектрической проницаемости могут приводить к достаточно сильному отражению радиоволн. В работе [4] получено выражение для коэффициента отражения волны с длиной $\lambda_1$, падающей под углом $\alpha_0$ $\left(\cos\alpha_0 = \frac{\lambda_1}{\lambda}\right)$, соответствующим середине первой зоны запирания, на периодическую структуру с периодом $\lambda/2$ и толщиной $H$:

$$|R_1| = \operatorname{th}\left[\frac{\pi H}{\lambda}\,\frac{A(\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01})}{2\cos^2\alpha_0}\right]. \qquad (11)$$

В нашем случае $\lambda = \frac{2\pi}{k}$, $\lambda_1 = 2\pi\left[\frac{\omega_1}{c}\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01}\right]^{-1}$, $A(\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01})$ — амплитуда относительного возмущения $\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01}$. Из (8) и (4 а) следует, что $A(\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01}) \sim |E_1||E_2|$. Подставляя поле в линейном приближении $E_1 \sim \sim \exp\left(-\frac{\omega}{c}\varkappa_0 z\right)$ и $E_2 \sim \exp\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_0 z\right)$, получим, что амплитуда $A(\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01})$ не зависит от $z$ и с учетом (9) равна

$$A(\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01}) = \frac{1-\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01}}{\mathrm{Re}\,\varepsilon'_{01}}\left[\left(\frac{T_e}{\nu_e}\frac{\partial\nu_e}{\partial T_e}\right)_0 \frac{2\nu_e^2}{\omega_1^2+\nu_e^2} + k_T - \frac{\gamma + k_T}{4k^2L_N^2+1}\right]\frac{Ra_1\,(z=0)}{4k^2L_T^2+1}, \qquad (12)$$

где $R = \left[\frac{a_2\,(z=0)}{a_1\,(z=0)}\right]^{1/2}$ — линейный коэффициент отражения возмущающей волны, если интерпретировать встречные волны как падающую и отраженную от ионосферы. С учетом (9), (12) и $\omega, \omega_1 \gg \nu_e$ (11) перепишется (примем $\nu_e(T_e) \sim (T_e)^{1/2}$):

$$|R_1| = \operatorname{th}\left[\frac{\frac{\omega_p^2}{\omega c}H}{\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}\left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma + 1/2}{4k^2L_N^2+1}\right)\frac{Ra_1\,(z=0)}{4k^2L_T^2+1}\right], \qquad (13)$$

где

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right).$$

Приведем оценку $|R_1|$. Для дневной ионосферы (высота 100 *км*, $L_T = 2{,}8\cdot10^3$ *см*, $L_N = 2\cdot10^4$ *см*, $\gamma = 0{,}5$, $\omega_p = 1{,}9\cdot10^6$ $c^{-1}$) для волн с частотами $\omega$, $\omega_1 \sim 10^7$ $c^{-1} > \omega_{He}$ при мощности возмущающей волны $a_1(z=0) \sim \sim 0{,}1$ имеем

$$|R_1| \approx \operatorname{th}\left[R\,\frac{H\,(\text{км})}{60}\right]. \qquad (14)$$

Из (14) видно, что слой, толщиной 10 *км* дает коэффициент отражения, сравнимый с $R$. Эта оценка показывает, что отражение радиоволн от искусственных слабых периодических неоднородностей можно наблюдать в реальных ионосферных экспериментах, а также использовать для диагностики ионосферной плазмы.

## ЛИТЕРАТУРА


1. И. М. Виленский, Докл. АН СССР, 191, 1041 (1970).
2. Н. А. Митяков и др., ЖЭТФ, 65, 1893 (1973).
3. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
4. А. В. Попов, Ю. Н. Черкашин, Ю. П. Шанкин, в сб. Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 71.


Институт геологии и геофизики
СО АН СССР

Поступила в редакцию
4 ноября 1975 г.

## PERTURBATION OF COLLISIONAL PLASMA BY OPPOSITE ELECTROMAGNETIC WAVES

*I. M. Vilenskii, M. E. Freyman*

The influence of transfer processes on the resonance interaction of electromagnetic waves propagating opposite to each other is considered. It is shown that under the ionospheric conditions the occured quasi-periodic perturbations of charged-particle densities may strongly reflect radio waves.