

УДК 621.371.25

О РАССЕЯНИИ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ОТРАЖЕНИЯ НА МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц

Рассмотрена трансформация обыкновенной волны в необыкновенную (z -моду) на мелкомасштабных неоднородностях плазмы, вытянутых вдоль магнитного поля. Последующее рассеяние медленной необыкновенной волны приводит к диффузии z -волн в пространстве волновых чисел с постепенным их затуханием на соударениях. Обратный процесс трансформации в обыкновенную волну не эффективен. Показано, что при отражении от слоя F ионосферы обыкновенной волны неоднородности с размерами $l \leq \lambda$ и $\sqrt{\delta \bar{V}^2} \sim 3 \cdot 10^{-3}$ вызывают заметное аномальное ослабление сигнала. Рассмотренный механизм трансформации волн объясняет эффект аномального ослабления радиоволн в экспериментах по воздействию на ионосферу мощным КВ излучением.

1. Экспериментальные и теоретические исследования возмущений, возникающих при взаимодействии с ионосферой мощного КВ излучения, свидетельствуют о сильной турбулизации возмущенной области, сопровождающейся образованием неоднородностей с масштабами от метров до нескольких километров и относительной концентрацией $\delta N \sim 10^{-3} \div 10^{-1}$ [1-3]. Эти неоднородности могут существенно влиять на распространение радиоволн, приводя к рассеянию и взаимодействию различных типов нормальных волн в ионосферной плазме.

Такое влияние особенно существенно для волн, уровень отражения которых попадает в возмущенную область. При этом для обыкновенной волны при вертикальном зондировании наряду с рассеянием в волну той же поляризации появляется возможность трансформации в сильно замедленные квазипродольные волны необыкновенной поляризации (в дальнейшем эту волну в отличие от необыкновенной компоненты, отражающейся от уровня $v = 1 - \sqrt{u}$, мы будем называть z -модой). Как было показано в работе [4], эффективность трансформации в z -моду существенно выше обычного рассеяния в волны той же поляризации, что и падающая волна. В данной работе эффекты трансформации в z -моду рассматриваются более детально с точки зрения возможного объяснения наблюдавшегося в экспериментах [1, 2] аномального ослабления волн обыкновенной поляризации. Найдено связанное с указанной трансформацией затухание обыкновенной волны при отражении от ионосферы с учетом особенностей поляризации и слабой регулярной неоднородности вблизи точки отражения. Рассмотрены спектральное распределение и интенсивность рассеянных z -волн.

2. При наличии крупномасштабных возмущений ($l \gg \lambda$) плотности электронов вблизи точки отражения возможна регулярная трансформация в z -моду, которая имеет место в области наибольшего сближения дисперсионных ветвей обыкновенной и необыкновенной волн (см. рис. 1).

Мы рассмотрим другой тип трансформации на мелкомасштабных

неоднородностях ($l \ll \lambda$), связанный с резонансным рассеянием падающей обыкновенной волны в z -моду, возникающим при выполнении условий пространственного синхронизма (в приближении геометрической оптики для среднего поля):

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_z \pm \boldsymbol{\kappa}, \quad (1)$$

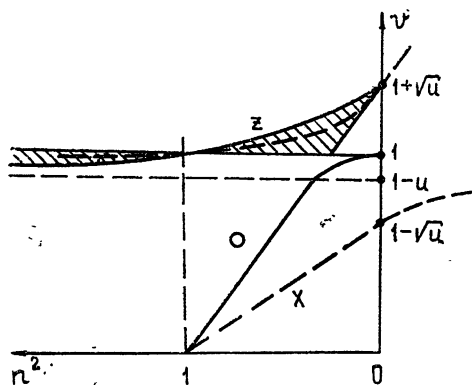


Рис. 1.

$\hat{\kappa} = (\hat{\kappa}H)$, ω_0 , ω_H — плазменная частота и гирочастота электронов.

На рис. 1 штриховкой изображена область существования z -моды, границам области соответствуют дисперсионные кривые при $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$. Минимальное расстояние между дисперсионными кривыми разных поляризаций определяет максимальный масштаб неоднородностей, для которых еще возможно рассеяние в z -моду:

$$\kappa_{\min} = |\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_z|_{\min} = \omega/c. \quad (3)$$

Для количественного описания интересующих нас эффектов рассмотрим интегральное уравнение переноса* спектральной плотности энергии волн W_k , которое получается методом возмущений, путем разложения поля по слабо взаимодействующим нормальным волнам (см., например, [7]):

$$\frac{dW_k}{dt} = \sum_{0,z} \sum_{\pm} \int d\mathbf{k}' d\boldsymbol{\kappa} V_{kk'}^2 [W_k - \text{sign}(\omega_k - \omega_{k'}) W_k] \times \\ \times \Delta N_x^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' \mp \boldsymbol{\kappa}) \delta(\omega - \omega' \mp \Omega). \quad (4)$$

В уравнении (4) пренебрежено членами $\sim W_k W_{k'}$, суммирование ведется по процессам слияния и распада, а также по двум типам нормальных волн. Здесь $\int \Delta N_x^2 d\boldsymbol{\kappa} \equiv \Delta N^2$ — интенсивность флуктуаций электронной плотности, $V_{kk'}^2 = (4\pi\omega^4/c^4) \left| \frac{\partial D}{\partial \omega} \frac{\partial D}{\partial \omega'} \right|^{-1} \left[\frac{\partial \epsilon_{\alpha\beta}}{\partial N} \chi_{\alpha}^*(\mathbf{k}) a_{\beta}(\mathbf{k}') \right]^2$ — коэффициент взаимодействия, $D \equiv \mathbf{k}^2 - (\omega^2/c^2) (\mathbf{a}^* \hat{\epsilon} \mathbf{a}) - (\mathbf{k}\mathbf{a})^2 = 0$ — дисперсионное соотношение для нормальных волн в однородной плазме, $\mathbf{a}(\mathbf{k})$ — единичный вектор электрического поля.

3. Рассмотрим более детально дисперсионные свойства и поляризацию волн вблизи точки отражения обыкновенной волны ($v \ll 1$). Наиболее существенные изменения свойств волны имеют место в области

* Уравнение переноса (4), обладая большей наглядностью, имеет, однако, более узкие рамки применимости ($\Delta \epsilon^2/\epsilon^2 \ll 1$) по сравнению с методом эффективной диэлектрической проницаемости [4, 6].

перехода от квазипродольного к квазипоперечному распространению, когда

$$\frac{(1 - v)^2 \cos^2 \alpha}{u \sin^4 \alpha} \equiv p \sim 1. \quad (5)$$

В области квазипродольного распространения ($p > 1$) поляризация волны эллиптическая ($E \perp k$) и $n_0^2 = 1 - v/(1 + \sqrt{u} \cos \alpha)$. В квазипоперечном приближении ($p < 1$) поляризация волны линейная ($E_0 \parallel H$; $E_z \parallel k_z$), а показатели преломления соответственно равны $n_0^2 = (1 - v)/\sin^2 \alpha$, $n_z^2 = u \sin^2 \alpha / (1 - v - u \sin^2 \alpha)$. Следует иметь в виду, что в F -слое ионосферы наибольшим временем жизни и интенсивностью обладают неоднородности, вытянутые вдоль постоянного магнитного поля H с поперечным масштабом $x_{\perp} \ll \rho_{H_i}^{-1}$ ($\rho_{H_i} = v_{T_i}/\omega_{H_i}$ — гирорадиус ионов) и продольным масштабом $x_{\parallel} \ll x_{\perp}$. В этих условиях прямая и рассеянная волны должны иметь векторы поляризации, составляющие малый угол с плоскостью, перпендикулярной магнитному полю H , что соответствует области квазипродольного распространения для падающей O -волны и квазипоперечного — для рассеянной z -волны. Учитывая сказанное и используя для упрощения неравенства

$$|k_0| \ll |k_z|, |x|, \quad x_{\perp} \gg x_{\parallel},$$

получим следующее уравнение переноса для O -волны:

$$\frac{\partial}{\partial z} (v_{gr} W_0) = -\gamma W_0, \quad (6)$$

$$\frac{\gamma}{\omega} = \frac{4 \pi^2 v^2 u \sin^2 \psi}{(u + v - 1)^2} \int_{-\infty}^{\infty} (k^2 + x_{\parallel}^2) \delta N_x^2(x_{\perp 0}, x_{\parallel}) dx_{\parallel},$$

где $\delta N_x^2 = \Delta N_x^2 / N^2$ — спектр относительных флуктуаций плотности электронов, $k^2 = \omega^2 / c^2$, $x_{\perp 0}^2 = k_{\perp}^2 \approx [k^2 u + x_{\parallel}^2 (1 - v)] / (1 - u - v)$, $\psi = (\hat{E}_0 H)$, k_{\perp} — поперечная составляющая волнового вектора z -моды. Выражение (6) для скорости трансформации энергии обыкновенной волны в z -моду близко по структуре к аналогичной формуле для среднего поля, полученной в работе [4] методом эффективной диэлектрической проницаемости. Различие в коэффициентах связано с выбором спектральных функций для δN_x^2 (изотропной в [4] и резко анизотропной в нашем случае).

Рассмотрим для примера степенное распределение по поперечным волновым числам x_{\perp} :

$$\delta N_x^2 = \delta N_{x_{\parallel}}^2 \delta N_{x_{\perp}}^2, \quad \delta N_{x_{\perp}}^2 = A x_{\perp}^{-2\beta} \quad (x_1 \leq x_{\perp} \leq x_2),$$

$$A = \frac{\beta - 1}{\pi (x_1^{2(1-\beta)} - x_2^{2(1-\beta)})} \frac{\delta N_0^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \delta N_{x_{\parallel}}^2 dx_{\parallel}}, \quad (7)$$

где δN_0^2 — средний квадрат относительных флуктуаций электронной плотности.

Интегральное ослабление O -волн за счет трансформации в z -волны при отражении от линейного слоя $1 - v = z/L$ можно записать следующим образом:

$$\Gamma_{0 \rightarrow z} = 2 \ln \frac{s_0(v=1)}{s_0(v=1-u)} = 2 \int_0^{uL} \frac{\gamma dz}{v_{rp}}, \quad (8)$$

или, имея в виду (5) и (6),

$$\Gamma_{0 \rightarrow z} = 8 \pi \sin^2 \psi \left(\frac{x_1}{k} \right)^{2(\beta-1)} \delta N_0^2 u^{-1/4} kL, \quad (9)$$

где учтено, что $x_1 \ll x_2$, $u \ll 1$. Интегрирование в (8) проводится по области существования z -моды, а выражение (9) записано для квази-продольного приближения O -волны. При этом, очевидно, $\sin^2 \psi \sim \cos^2 \alpha \sim 1$.

Из (6) следует, что величина γ резко падает в области квазиперпендикулярного приближения для O -волны, когда $E_0 \parallel H$ и $\sin^2 \psi \sim (x_{\parallel} / x_{\perp})^2 \ll 1$. Если переходный уровень $p \sim 1$ (см. (5)) расположен ниже точки $v = 1 - u$, то область существования z -моды будет совпадать с областью квазиперпендикулярного приближения для O -волны, и эффект аномального ослабления O -волны будет резко уменьшен. Такие условия будут иметь место при выполнении неравенства

$$\frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} > u^{1/2}. \quad (10)$$

Для сравнения приведем формулу, описывающую ослабление среднего поля при рассеянии обыкновенной волны в обыкновенную:

$$\Gamma_{0 \rightarrow 0} \approx 4 v^2 \delta N_0^2 k \Delta z. \quad (11)$$

Если Δz по-прежнему равен uL , то рассеянием $O \rightarrow O$ можно пренебречь по сравнению с процессом $O \rightarrow z$.

4. Перейдем к анализу спектра z -волн, формирующегося в процессе рассеяния на вытянутых вдоль H неоднородностях. В результате каждого акта рассеяния происходит перекачка энергии z -волн в пространстве волновых чисел вдоль поверхности вращения $\omega(k_{\perp}, k_{\parallel}) = \omega_0$, где k_{\perp} , k_{\parallel} — поперечная и продольная (по отношению к H) составляющие волнового вектора z -моды, ω_0 — частота O -волны. При достаточно узком спектре неоднородностей по x_{\parallel} рассеяние идет малыми шагами, и можно перейти к диффузионному приближению для спектральной составляющей плотности энергии z -моды W_k :

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial W_k}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial z} \frac{\partial W_k}{\partial k_{\parallel}} = \frac{\partial}{\partial k_{\parallel}} D(k_{\parallel}) \frac{\partial W_k}{\partial k_{\parallel}} + I(k_{\parallel}) \delta(\omega - \omega_0) - \gamma W_k,$$

$$D(k_{\parallel}) = \int dx_{\parallel} d\varphi \frac{4 \cos^2 \varphi u (k_{\parallel}^2 + k^2) V_{zz}^2}{(1 - u - v)^2} x_{\parallel}^2 \Delta N_x^2(x_{\perp}, x_{\parallel}), \quad (12)$$

$$x_{\perp} \approx 2 k_{\perp} \cos \varphi, \quad V_{zz}^2 = \frac{\pi \omega^2 k_{\perp}^4}{(k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2)^2},$$

$$I = W_0 V_{0z}^2 (\mathbf{x} = \mathbf{k}_z - \mathbf{k}_0) \Delta N_x^2(x_{\perp} = k_{\perp}, x_{\parallel} = |k_{0\parallel} - k_{\parallel}|).$$

Здесь φ — угол в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. В правой части уравнения (12) первый член описывает диффузионную перекачку энергии z -волн с коэффициентом диффузии $D(k_{\parallel})$, второй член является источником z -волн, третий член характеризует столкновительные потери энергии с декрементом γ .

При $k_{\parallel} > k$ коэффициент диффузии постоянен и равен

$$D(k_{\parallel}) = D_0 \approx \frac{4\pi\omega}{1-u-v} k_{\perp 0}^2 \Delta N_{\perp}^2(k_{\perp 0}) \int_{-\infty}^{\infty} dx_{\parallel} \Delta N_{\perp}^2 x_{\parallel}^2, \quad (13)$$

где $k_{\perp 0}^2 \approx uk^2/(1-u-v)$.

Если пренебречь пространственным переносом z -волн и принять, что $x_{\parallel 0} \ll (D_0/v)^{1/2}$, то решение уравнения (12) имеет вид

$$W_k = \int_{-\infty}^{\infty} Idx_{\parallel} (4\gamma D_0)^{1/2} \exp[-(\gamma/D_0)^{1/2} |k_{\parallel}|], \quad (14)$$

$x_{\parallel 0}$ — дисперсия продольных масштабов неоднородностей. Используя (14), нетрудно найти отношение плотности энергии z - и O -волн:

$$\frac{W_z}{W_0} = \frac{\int W_k dk}{W_0} \sim \frac{\gamma}{v}, \quad (15)$$

которое в интересующем нас случае много больше единицы.

Оценим, наконец, эффекты обратной трансформации z -волн в O -волну, которые могут приводить к появлению слабых отраженных сигналов с большими групповыми задержками. В случае оптически толстой среды ($\Gamma_{0 \rightarrow z} > 1$) плотность энергии рассеянной O -волны будет равна

$$\Delta W_0 \approx \int dk_0 \delta(\omega - \omega_0) \frac{\int_{-\infty}^{\infty} Idx_{\parallel}}{(4\gamma D_0)^{1/2}}, \quad (16)$$

или после оценки фазового объема O -волн

$$\frac{\Delta W_0}{W_z} \approx u - \frac{x_{\parallel 0}}{(D_0/\gamma)^{1/2}} \ll 1. \quad (17)$$

5. Обсудим некоторые следствия, которые вытекают из проведенного выше анализа. Во-первых, возможность трансформации в z -моду резко увеличивает эффективность рассеяния и связанного с ним ослабления падающей волны. Вследствие этого волна обыкновенной поляризации рассеивается значительно интенсивнее, чем необыкновенная волна. Оценим с помощью формулы (9) значение δN_0^2 , при котором возникает заметное ослабление ($\Gamma \gg 1$) O -волны на частоте $f \approx 6$ МГц на широте г. Горького. Подставляя $L \approx 10^2$ км, $\alpha \approx 20^\circ$ и $u^{1/4} \approx 1/2$, получим

$$(\delta N_0^2)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^{-3}.$$

Как уже отмечалось, эффект существенно зависит от угла между волновым вектором \mathbf{k}_0 и \mathbf{H} . Используя неравенство (10) для $f \approx 6$ МГц, нетрудно оценить значение угла $\alpha_{кр}$, при котором начинается резкое ослабление эффектов рассеяния: $\alpha \gtrsim \alpha_{кр} \approx 30^\circ$. В частности, если объяснять аномальное ослабление волны накачки в экспериментах по воздействию мощным КВ излучением на ионосферу эффектами рассеяния на мелкомасштабных анизотропных неоднородностях, то в Аресибо [3] этот эффект должен быть значительно подавлен.

Заметим также, что при облучении возмущенной области ионосферы

ры волной с необыкновенной поляризацией трансформация в z -моду невозможна, и аномальное ослабление сигнала должно отсутствовать. Это подтверждается прямыми экспериментами [1].

В приведенных выше расчетах полагалось, что рассеяние волн происходит на заданных мелкомасштабных неоднородностях плазмы, выгнутых вдоль магнитного поля Земли и расположенных в слое плазмы между уровнями $\nu = 1$ и $\nu = 1 - u$. Задача о возбуждении таких неоднородностей при облучении ионосферы мощными КВ сигналами представляет особый интерес. Причиной возбуждения может быть самофокусировка интенсивных плазменных волн [8], распадное взаимодействие поперечной, плазменной и низкочастотной волн в плазме с магнитным полем [9] или какие-либо другие процессы.

Авторы признательны Л. М. Ерухимову и Ю. А. Рыжову за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев и др., УФН, 113, 732 (1975), Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 18, № 4, 512 (1975).
2. И. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 18, № 1, 27 (1975).
3. У. Ютло, Р. Коэн, УФН, 109, 371 (1973).
4. Ю. А. Рыжов, ЖЭТФ, 62, 924 (1972)
5. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, М., 1963
6. Ю. А. Рыжов, В. В. Тамойкин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 3, 356 (1970)
7. Б. Б. Кадомцев, сб. Вопросы теории плазмы, Атомиздат, М., 1964, стр. 188.
8. F. W. Perkins, Preprint PP-AP78, 1974.
9. С. М. Грач, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 18, № 9, 1288 (1975)

Научно-исследовательский радиофизический институт

SCATTERING OF AN ORDINARY WAVE NEAR THE REFLECTION POINT BY SMALL-SCALE IRREGULARITIES

N. A. Mityakov, V. O. Rapoport, V. Yu. Trakhtengerts

The conversion of an ordinary wave into the extraordinary one (z -mode) by small-scale plasma irregularities extended along the magnetic field is considered. The further scattering of a slow extraordinary wave results in z -wave diffusion in the space of wave numbers with their further attenuation due collisions. The inverted transformation process into an ordinary wave is ineffective. It is shown that the ordinary wave is reflected from the ionospheric F layer, the irregularities with scales $l \leq \lambda$ and $\sqrt{\delta} N^2 \sim 3 \cdot 10^{-3}$ produces a marked anomalous attenuation of a signal. The considered mechanism of wave transformation explains the effect of anomalous radio wave attenuation in the experiments on powerful ionosphere heating.