

УДК 621.371.25

РЕЛАКСАЦИЯ АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОБНОЙ ВОЛНЫ

C. A. Метелев

Проведены вычисления дифференциального вклада искусственных ионосферных неоднородностей разного масштаба в аномальное поглощение (трансформацию в z -моду) волн обыкновенной поляризации. На основе существующих представлений о релаксации неоднородностей разных масштабов рассмотрен вопрос о виде стационарного спектра низкочастотной искусственной турбулентности, возбужденной в ионосфере мощным радиоизлучением.

Как известно, при зондировании возмущенной области F -слоя ионосферы пробная волна обыкновенной поляризации испытывает сильное аномальное поглощение (АП) на искусственных неоднородностях, вытянутых вдоль геомагнитного поля \mathbf{H}_0 [1, 2]. После выключения мощного передатчика, возмущающего ионосферу, неоднородности быстро релаксируют, и величина отраженного зондирующего сигнала восстанавливается до уровня, соответствующего невозмущенной ионосфере. Поскольку неоднородности разного масштаба имеют различные времена релаксации, восстановительная фаза АП пробных волн может содержать в себе сведения о стационарном спектре искусственной турбулентности в области взаимодействия пробной волны с плазменной z -модой.

В связи с этим в настоящей работе с учетом существующих представлений о релаксации искусственных неоднородностей [3] рассмотрен вопрос о виде стационарного спектра искусственных неоднородностей.

Согласно [4], АП пробных волн обыкновенной поляризации обусловлено трансформацией энергии этих волн в энергию плазменных волн и скорость такой трансформации на неоднородностях концентрации, сильно вытянутых вдоль \mathbf{H}_0 , определяется следующим выражением:

$$\frac{d}{dt} W_0 = \frac{\partial}{\partial t} W_0 + \frac{\partial}{\partial z} v_{rp} W_0 = -\gamma W_0, \quad (1)$$

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

где $\delta N_z^2 = \frac{\Delta N_z^2}{N^2}$ — спектр относительных флуктуаций плотности электронов, x_{\perp} , x_{\parallel} — поперечный и продольный (относительно \mathbf{H}_0) волновые векторы спектра неоднородностей, $k = \omega/c$, E_0 , W_0 и v_{rp} — волновое число в вакууме, амплитуда, плотность энергии и групповая скорость электромагнитной волны,

$$v = \frac{\omega_0^2}{\omega^3} = \frac{4\pi e^2 N}{m \omega^2}, \quad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^3} = \frac{e^2 H_0^2}{m^3 c^2 \omega^2}, \quad (2)$$

$$\psi = (\widehat{E_0 H_0}), \quad x_{\perp 0}^2 \approx \frac{k^2 u}{u + v - 1}.$$

Будем считать процесс релаксации квазистационарным процессом ($\Delta t \gg \Delta z/v_{\text{rp}}$) и пренебрежем в (1) частной производной по времени. Основываясь на экспериментальных данных работы [3], где получен закон релаксации спектра искусственных неоднородностей $\delta N_z^2(t)$:

$$\delta N_{z_\perp}^2 \sim \begin{cases} \exp \left[- \left(\frac{x_\perp^2}{x_0^2} \right)^\alpha \frac{t}{t_0} \right] & (x_\perp < x_0) \\ \exp(-D x_\perp^2 t) & (x_\perp > x_0) \end{cases}, \quad (3)$$

найдем зависимость коэффициента отражения пробной волны от времени для разных спектров искусственных неоднородностей.

Пусть спектр неоднородностей будет степенным:

$$\delta N_z^2 = \delta N_{z_\parallel}^2 \delta N_{z_\perp}^2(t),$$

$$t \leq 0, \quad \delta N_{z_\perp}^2 = Ax_{z_\perp}^{-2\beta},$$

$$t > 0, \quad \delta N_{z_\perp}^2(t) = \begin{cases} Ax_{z_\perp}^{-2\beta} e^{-Dx_{z_\perp}^2 t} & (x_\perp > x_0) \\ Ax_{z_\perp}^{-2\beta} e^{-t/t_0} & (x_\perp < x_0) \end{cases}, \quad (4)$$

$$\int \delta N_z^2 dz = \delta N_0^2, \quad x_1 \leq x_\perp \leq x_2, \quad x_1 \leq x_0 \leq x_2, \quad D x_0^2 = t_0^{-1},$$

$$A = \frac{\delta N_0^2}{\pi \int_{-\infty}^{\infty} \delta N_{z_\parallel}^2 dz} \begin{cases} \frac{\beta - 1}{x_1^{2(1-\beta)} - x_2^{2(1-\beta)}} & (\beta \neq 1) \\ \left[\ln \left(\frac{x_2}{x_1} \right)^2 \right]^{-1} & (\beta = 1) \end{cases}.$$

При расчетах использовались параметры: $t_0 = 10 \text{ с}$, $x_0 \approx 2\pi/6 \text{ м}$, $D \approx 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$, $k = 2\pi/50\text{м} = x_1$, $x_2 = 2\pi/1\text{м}$.

Так как время релаксации $\delta N_{z_\perp}^2$ ($x_\perp < x_0$) слабо зависит от x_\perp [3], оно в (4) принято постоянной величиной, не зависящей от x_\perp . Введение зависимости вида (3) для этих масштабов не изменяет существенно результаты, но полученные выражения при этом получаются более громоздкими.

Из уравнения (1) следует:

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln S_0 = - \frac{\gamma}{v_{\text{rp}}}, \quad (5)$$

где $S_0 = v_{\text{rp}} W_0$ — плотность потока энергии O -моды. Трансформация волн происходит преимущественно на неоднородностях с волновым вектором $x_{z_0}^2 = k^2 \frac{u}{u + v - 1}$, величина которого зависит от высоты z , на которой происходит процесс*. Поэтому интегрирование по высоте уравнения (5) можно заменить на интегрирование по x_{z_0} . Трансформация волн идет в области существования z -моды $1 - u \leq v \leq 1$, или в диапазоне $k \leq x_{z_0} < \infty$.

* Из условия пространственного синхронизма $k_0 = k_z \pm x$ при $|k_0| \ll |k_z|$, $|x|; x_\perp \gg x_\parallel$ (k_z — волновой вектор плазменных волн) следует $x_\perp^2 = k_z^2 \approx \frac{k^2 u}{u + v - 1}$.

Проинтегрируем уравнение (5) для случая линейного слоя $v = 1 - z/L$:

$$\Gamma = \ln \frac{S_0(x_{\perp 0}^2 = \infty)}{S_0(x_{\perp 0}^2 = k^2)} = \int_{k^2}^{\infty} L \frac{u k^2}{x_{\perp 0}^2} \frac{\gamma(x_{\perp 0}^2)}{v_{\text{тр}}} d x_{\perp 0}^2.$$

Интегральное поглощение O -моды в этом слое равно

$$\begin{aligned} \Gamma &= 4\pi^2 \sin^2 \psi A u^{-1/4} k L \int_{k^2}^{\infty} \left(1 - u + \frac{k^2}{x_{\perp 0}^2} u \right)^2 \delta N_{x_{\perp 0}}^2 d x_{\perp 0}^2 = \\ &= 4\pi^2 \sin^2 \psi A u^{-1/4} k L \left\{ e^{-t/t_0} \int_{k^2}^{x_0^2} [x_{\perp 0}^2 (1 - u) + k^2 u]^2 x_{\perp 0}^{-2(\beta+2)} \times \right. \\ &\quad \left. \times d x_{\perp 0}^2 + \int_{x_0^2}^{x_2^2} [x_{\perp 0}^2 (1 - u) + k^2 u]^2 x_{\perp 0}^{-2(\beta+2)} \exp(-x_{\perp 0}^2 D t) d x_{\perp 0}^2 \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Полагаем $u \ll 1$, $x_2 \gg x_1$. Тогда из (6) следует [5]:

$$\begin{aligned} \Gamma &= 4\pi^2 \sin^2 \psi u^{-1/4} k L A \left\{ e^{-t/t_0} \int_{k^2}^{x_0^2} x_{\perp 0}^{-2\beta} d x_{\perp 0}^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left[e^{-x_2^2 D t} \sum_{k=1}^{\beta-1} \frac{(-D t)^{k-1}}{\beta(\beta-1)\dots(\beta-k)x_{\perp 0}^{2(\beta-k)}} + \frac{(-D t)^{\beta-1}}{(\beta-1)!} \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \text{Ei}(-D x_2^2 t) \right] \right|_{x_2^2}^{x_0^2} \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\text{Ei}(-x)$ — интегральная показательная функция.

Проанализируем это выражение для трех значений показателя спектра β :

$$\begin{aligned} \beta = 0, \quad \Gamma &= \Gamma_0 \left\{ e^{-t/t_0} \frac{x_0^2 - k^2}{x_2^2 - k^2} - \frac{1}{(x_2^2 - k^2) D t} (e^{-x_2^2 D t} - e^{-x_0^2 D t}) \right\}, \\ \Gamma_0 &= 4\pi \sin^2 \psi u^{-1/4} k L \delta N_0^2, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\beta = 1, \quad \Gamma = \Gamma_0 \frac{1}{\ln(x_2^2/x_1^2)} \left\{ e^{-t/t_0} \ln \frac{x_0^2}{k^2} - \text{Ei}(-D x_0^2 t) + \text{Ei}(-D x_2^2 t) \right\},$$

$$\beta = 2, \quad \Gamma = \Gamma_0 \{ e^{-t/t_0} + k^2 D t \text{Ei}(-D x_0^2 t) \}.$$

В случае $\beta = 0$ и $\beta = 1$ основной вклад в релаксацию аномального поглощения при $t < t_\beta$ вносит диффузия мелких масштабов ($x_{\perp} > x_0$), а при $t > t_\beta$ — релаксация крупных масштабов ($x_{\perp} > x_0$), но

$$t_{\beta=0} = \frac{1}{(x_0^2 - k^2) D} \approx t_0 \gg t_{\beta=1}.$$

В случае $\beta \geq 2$ релаксация АП определяется релаксацией крупных масштабов. Причиной этого является резкий спад ($\sim x_{\perp}^{-4}$) спектра

в области мелких масштабов. На рис. 1 приведена зависимость времени релаксации $t_{\text{рел}}$ АП (определенное как время, за которое $\Gamma(t)$ уменьшается в e раз) от показателя степенного спектра β , полученная из (7). Видно, что при $\beta \leq 1,5$ время релаксации резко уменьшается, что обусловлено определяющим вкладом в релаксацию АП быстрозатухающих мелких масштабов. Время релаксации $t_{\text{рел}}/t_0$ слабо зависит от x_0 для $\beta \geq 1,5$, в то время как при $\beta < 1,5$ $t_{\text{рел}}/t_0$ резко уменьшается с ростом $l_0 = 2\pi/x_0$ (от 0,9 при $l_0 = 1 \text{ м}$ до $\approx 0,1$ при $l_0 \geq 12 \text{ м}$). Амплитуда пробной волны связана с $\Gamma(t)$ следующим соотношением:

$$A(t) = A(0)K^{1-\Gamma(t)/\Gamma_0}, \quad (9)$$

где $A(0)$ — амплитуда пробной волны при развитом АП, а K равен отношению амплитуды A_0 отраженного от невозмущенной ионосферы сигнала к $A(0)$.

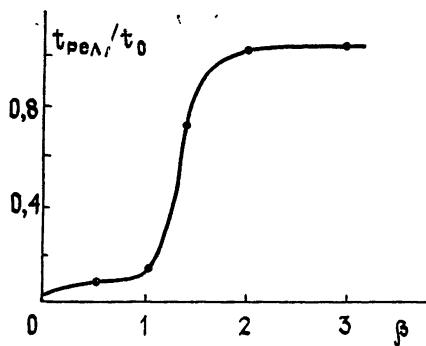


Рис. 1.

В 1973 году были проведены эксперименты по зондированию возмущенной области F -слоя ионосферы пробными радиоволнами. Результаты этих экспериментов опубликованы в [1]. На рис. 2 приведены экспериментальные данные зависимости от времени величины амплитуды A_i отраженного сигнала пробных радиоволн на разных частотах f_i , полученные в 1973 г. Видно, что после выключения нагрева ионосферы, осуществляемого мощным передатчиком на частоте 5,75 МГц, амплитуды пробных волн

возрастают, причем временная зависимость амплитуд всех трех частот $A_i \sim K^{1-\exp(-t/t_0)}$, а $t_0 = 35 \text{ с}$ (сплошные кривые).

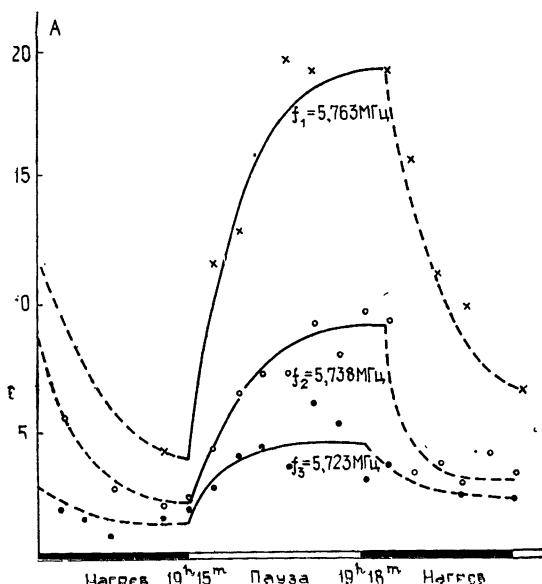


Рис. 2.

Согласно (7), (8) это означает, что показатель степени спектра неоднородностей был $\beta \geq 2$, т. е. резко обрывался в сторону мелких масштабов. Другой возможный вид спектра, релаксация которого вызывает подобный рост $A(t)$, представлен формулой (10):

$$\delta N_{z_\perp}^2 = \begin{cases} A \exp\left(-\frac{z_\perp^2}{z_0^2}\right) \exp(-D z_\perp^2 t) & (z_\perp > z_0) \\ A e^{-t/t_0} & (z_\perp < z_0) \end{cases}, \quad (10)$$

$z_1 \leq z_\perp < \infty.$

Для спектра (10) процесс релаксации аномального поглощения идет по закону

$$\Gamma \approx \frac{\Gamma_0}{z_0^2} e^{-t/t_0} \left\{ z_0^2 + \frac{e^{-1}}{D(t+t_0)} \right\} \sim e^{-t/t_0}.$$

Из представленных результатов можно сделать следующий вывод. Если спектр неоднородностей $\delta N_{z_\perp}^2$ релаксирует по закону (3) или (4), то можно выделить следующие классы возможных спектров, релаксация которых обусловливает экспериментально полученные результаты по восстановительной фазе АП:

- а) либо спектр должен носить степенной характер с $\beta \geq 2$;
- б) либо спектр может быть произвольным в области крупных масштабов $z_1 < z_\perp < z_0$ и должен резко обрываться, например, по гауссову закону, в области мелких масштабов $z_\perp > z_0$.

Если спектр достаточно плавно ($\beta < 1$) уменьшается с ростом z_\perp вплоть до z_\perp^* ($z_\perp^* > z_0$), а при $z_\perp > z_\perp^*$ имеет произвольный вид (даже может резко обрываться), то в этом случае восстановительная фаза АП определяется релаксацией неоднородностей мелких масштабов $z_0 < z_\perp < z_\perp^*$. При этом $t_{\text{рел}}$ уменьшается с ростом параметра ($z_\perp^* - z_0$).

Проанализируем для этого случая результаты работы [6], в которой приводится спектр искусственных неоднородностей, полученный методом ракурсного рассеяния радиоволн:

$$\delta N_{z_\perp}^2 = 2\pi \left\{ \alpha T_1^2 \exp\left[-\frac{(z_\perp T_1)^2}{2}\right] + (1-\alpha) T_2^2 \exp\left[-\frac{(z_\perp T_2)^2}{2}\right] \right\}, \quad (11)$$

где $\alpha = 0,24$, $T_1 = 0,1$ м., $T_2 = 0,5$ м. $\delta N_{z_\perp}^2$ слабо меняется в диапазоне волновых чисел $z_\perp < z_\perp^* \approx 2$ м⁻¹. Используя (3) и (6), можно показать, что для спектра (11)

$$\Gamma(t) = \frac{\Gamma_0}{2} e^{-t/t_0} \left\{ \alpha T_1^2 \left(\frac{1}{D t_0} + \frac{1}{(T_1^2/2) + D t} \right) + (1-\alpha) T_2^2 \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{D t_0} + \frac{1}{(T_2^2/2) + D t} \right) \right\} \quad (12)$$

и при $z_0 < z_\perp^*$ время $t_{\text{рел}} \approx 2$ с, т. е. должно быть существенно меньше $t_{\text{рел}}$, полученного из экспериментов, проведенных в Горьком [1] (см. выше). Этот результат хорошо совпадает со значением $t_{\text{рел}}$ АП, которое было получено в экспериментах по зондированию возмущенной области F -слоя пробными волнами [7]. Действительно, из приведенных

в [7] результатов можно найти, что время восстановления амплитуды пробной волны составляло ≈ 5 с.

В заключение заметим, что пробные волны с разной частотой $f_i < f_0$, где f_0 — частота мощного передатчика, будут испытывать АП на разных интервалах волновых чисел спектра неоднородностей. Это связано с тем, что область плазменного резонанса на данной частоте f_i по мере ее уменьшения будет частично выходить из диапазона высот, занятого неоднородностями, и рассеяние будет возможно лишь на неоднородностях с k_\perp в интервале $k < k_\perp < k^i$, причем k^i будет уменьшаться с уменьшением частоты. Таким образом, АП на разных частотах и его восстановительная фаза могут дать информацию о разных участках спектра δN_{\perp}^2 . Существенным ограничением является то, что АП зависит от параметра L , который сильно меняется с изменением частоты пробной волны, поэтому предлагаемый метод можно применять с учетом этой зависимости.

Автор выражает глубокую признательность Л. М. Ерухимову за постановку задачи и постоянное внимание к работе и В. Л. Фролову за разрешение использовать его экспериментальные данные об аномальном поглощении.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев и др., Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 4, 512 (1975).
2. Radio Science, 9, № 11 (1974).
3. Л. М. Ерухимов, Е. Н. Мясников, В. Л. Фролов, II Всесоюзное совещание по проблеме «Неоднородная структура ионосферы», Тезисы докладов, Ашхабад, 1979, с. 38.
4. Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. З. Трахтенгерц, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 9, 1273 (1975).
5. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и производений, Физматгиз, М., 1962.
6. P. B. Rao, G. D. Thomas, Radio Sci., 9, № 11, 987 (1974).
7. У. Ютло, Р. Коэн, УФН, 109, вып. 2, 371 (1973).

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
25 мая 1979 г.

RELAXATION OF ANOMALOUS ABSORPTION OF A TEST WAVE

S. A. Metelev

The differential contribution of artificial ionospheric irregularities of different scale into anomalous absorption (transformation into z-mode) of waves of an ordinary polarization has been calculated. Based on existing ideas on relaxation of inhomogeneities of different scales a problem is considered on the form of stationary spectrum of low frequency artificial turbulence excited in ionosphere by a powerful radiation.