

В. Н. КЕССЕНИХ

ОБ ОДНОМ СЛУЧАЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

(Представлено академиком Л. И. Мандельштамом 10 I 1939)

Теория магнитно-ионного эффекта в ионосфере (1) приводит к уравнению, определяющему возможные значения фазовой скорости плоской волны. Это уравнение может быть представлено при отсутствии поглощения в следующем виде:

$$\begin{vmatrix} (1-y^2)(1-n^2) - x(1-y^2s_0^2) & -ixyc_0 & xy^2s_0c_0 \\ ixyz_0 & (1-y^2)(1-n^2) - x & -ixys_0 \\ xy^2s_0c_0 & ixyz_0 & 1-y^2 - x(1-y^2c_0^2) \end{vmatrix} = 0, \quad (1)$$

где $x = \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} = \frac{\sigma}{f^2}$, N — число электронов в 1 см³, e и m — заряд и масса электрона, ω и f — круговая частота и число периодов,

$$y = \frac{f_H}{f}; \quad f_H = \frac{eH}{2\pi mc},$$

H — полная напряженность магнитного поля земли

$$s_0 = \sin \vartheta, \quad c_0 = \cos \vartheta,$$

ϑ — угол, образуемый направлением распространения и магнитным полем земли,

$$n = \frac{c}{V},$$

V — фазовая скорость.

Уравнение (1) — второй степени относительно n^2 , и корнями его являются два значения n^2 , соответствующие т. н. обыкновенному и необыкновенному лучам.

С точки зрения ионосферных наблюдений большой интерес представляет случай распространения в неоднородной среде с параллельными поверхностями равной ионизации по направлению нормали к этим поверхностям. Этот случай соответствует обычным измерениям критических частот при вертикальном падении. При выполнении условия

$$\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial z} \lambda \ll 1$$

к этому случаю могут быть приложены расчеты, относящиеся к распространению в однородной среде.

Условие отражения при вертикальном падении $n=0$ приводит к следующему уравнению третьей степени относительно x , которое получается из (1), если положить $n=0$:

$$\begin{vmatrix} 1-y^2-x(1-y^2s_0^2) & -ixyc_0 & xy^2s_0c_0 \\ ixyz_0 & 1-x-y^2 & -ixys_0 \\ xy^2c_0s_0 & ixyz_0 & 1-y^2-x(1-y^2c_0^2) \end{vmatrix} = 0. \quad (2)$$

Корнями этого уравнения независимо от значения $\frac{s_0}{c_0}$ являются следующие три значения x :

$$\left. \begin{array}{l} x_0=1, \\ x_1=1-y, \\ x_2=1+y. \end{array} \right\} \quad (3)$$

При исследовании распространения сигнала необходимо согласно расчетам Баджпай и Матур (2) кроме того учитывать дополнительный, четвертый корень, соответствующий обращению в нуль групповой скорости U .

Это условие гласит:

$$\frac{d}{d\omega}(\omega n) = n - \omega \frac{dn}{d\omega} = 0.$$

Четвертый корень уравнения, вообще говоря, близок к x_0 .

По вопросу о том, соответствуют ли всем перечисленным значениям x отраженные компоненты сигнала, существуют разногласия.

Кирби, Беркнер и Стюарт (3), Беркнер и Уэллс (4) утверждают, что отражение, соответствующее корню $x_2=1+y$, не может произойти, так как луч в области с данной концентрацией разбивается всегда только на два луча — обыкновенный и необыкновенный. Необыкновенный луч отражается полностью на высоте, соответствующей наименьшей концентрации $x=1-y$, выше проникает только компонента с поляризацией, соответствующей обыкновенному лучу. Эта компонента по мнению указанных авторов полностью отражается при $x=1$.

Другие авторы, например М. Тэйлор (5), Ферстерлинг и Лассен (6), указывают на возможность отражения, соответствующего и третьему корню: $x_2=1+y$.

Не останавливаясь подробно на этом вопросе, можно указать, что расщепление сигнала на три компоненты и соответствующие три значения критической частоты наблюдается систематически рядом исследователей ионосферы [см. например статью Дарши Банзал (7)].

По данным Томской ионосферной станции три компоненты наблюдаются довольно регулярно, в особенности ночью зимой.

Ход рассуждений Беркнера и Уэллса и др. неверен, так как они не учитывают изменения множителя поляризации для обыкновенного и необыкновенного луча при изменении x . При $x=1$ луч, который для $x=1-y$ являлся по своей поляризации обыкновенным, вновь оказывается состоящим из двух компонент, из которых одна отражается при $x=1$, а вторая проходит до уровня $x=1+y$, где частично отражается.

Трем отраженным компонентам соответствуют три критические ча-

стоты, которые в предположении о постоянстве H на пути распространения определяются согласно (3), как

$$\left. \begin{aligned} f_0 &= \sqrt{\sigma_{\max}}, \\ f_1 &= f^x = \frac{f_H + \sqrt{f_H^2 + 4\sigma_{\max}}}{2}, \\ f_2 &= f^z = \frac{-f_H + \sqrt{f_H^2 + 4\sigma_{\max}}}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Разность двух значений критической частоты необыкновенного луча должна быть

$$f^x - f^z = f_H. \quad (5)$$

Для Томска $f_H = 1.5$ мц/сек.

Данные наблюдений Томской ионосферной станции показывают, что разность $f^x - f^z$, колеблясь в среднем около значения 1.5 мц/сек., в ряде случаев возрастает до 2.2 мц/сек. и убывает до 1 мц/сек.

Эти колебания не могут быть объяснены, исходя из уравнения (5).

$f_H = \frac{He}{2\pi mc}$ может изменяться только с изменением H .

Относительное изменение H во время наиболее интенсивных магнитных бурь не превышает 5%.

Колебания $f^x - f^z$, наблюдаемые в действительности, имеют значительно большую величину.

В числе возможных причин изменения $f^x - f^z$ можно предположить влияние неоднородности магнитного поля земли на пути луча в преломляющей области.

Мы рассмотрим случай распространения в неоднородном магнитном поле, когда наличие относительно небольшой неоднородности магнитного поля земли может привести к значительному увеличению разности критических частот необыкновенного луча—увеличению, во много раз превосходящему относительное изменение f_H .

Горизонтальные токи в проводящих слоях атмосферы создают вариации земного магнитного поля.

Для выяснения качественной стороны интересующего нас эффекта ограничимся рассмотрением простейшей схемы распределения ионизации и дополнительного поля токов по высоте.

Допустим, что дополнительное поле токов распределено симметрично по отношению к уровню максимальной ионизации.

Отсчитывая высоту z от уровня максимальной ионизации, представим зависимость σ от высоты в виде

$$\sigma = \sigma_0 - \beta z^2 \quad (6)$$

и f_H , как

$$f_H = f_{H0} + \alpha z, \quad (7)$$

что имело бы место при горизонтальном направлении основного поля (более сложные случаи могут быть рассмотрены аналогичным путем).

Подставляя эти выражения для σ и f_H в уравнения (3), получаем следующие решения для z , соответствующие высоте отражения обыкновенного и двух компонент необыкновенного луча (при этом отбрасываем положительные значения z , как соответствующие отрицательному градиенту ионизации).

$$\left. \begin{aligned} z_0 &= -\frac{1}{\sqrt{\beta}} \sqrt{\sigma_0 - f^2} \\ z_1 &= \frac{af - \sqrt{a^2 f^2 + 4\beta(\sigma_0 - f^2 + ff_{H0})}}{2\beta} \\ z_2 &= \frac{-af - \sqrt{a^2 f^2 + 4\beta(\sigma_0 - f^2 - ff_{H0})}}{2\beta} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Из условия вещественности z получаются три значения критической частоты:

$$\left. \begin{aligned} f^0 &= \sqrt{\sigma_0} \\ f^x &= \frac{f_{H0} + \sqrt{f_{H0}^2 + 4\sigma_0 \left(1 - \frac{\alpha^2}{4\beta}\right)}}{2 \left(1 - \frac{\alpha^2}{4\beta}\right)} \\ f^z &= \frac{-f_{H0} + \sqrt{f_{H0}^2 + 4\sigma_0 \left(1 - \frac{\alpha^2}{4\beta}\right)}}{2 \left(1 - \frac{\alpha^2}{4\beta}\right)} \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

откуда

$$f^x - f^z = \frac{f_{H0}}{1 - \frac{\alpha^2}{4\beta}}. \quad (10)$$

Во время сильных магнитных бурь α может достигать величины $10^4 \frac{1}{\text{км сек.}}$; β имеет обычно порядок 10^{10} , но при размывании максимума ионизации может значительно уменьшиться, вследствие чего возможны случаи, когда $\frac{\alpha^2}{4\beta}$ будет приближаться к единице. В этих случаях должно происходить заметное увеличение $f^x - f^z$ по сравнению с f_H .

Таким образом при сильном размывании ионизированной области, которое имеет место в частности во время магнитных бурь, возможно возрастание разности критических частот необыкновенного луча за счет относительно небольшой неоднородности магнитного поля земли.

Из рассмотренного примера следует, что для полной интерпретации данных ионосферных наблюдений необходим учет влияния различных сочетаний градиента ионизации и неоднородности магнитного поля земли.

Поступило
43 I 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ X. Мимно, Физика ионосферы (1938). ² R. P. Bajpai a. K. B. Mathur, Indian Journal of Phys., **11**, 165 (1937). ³ S. S. Kirby, L. V. Berkner a. D. M. Stuart, Studies of the Ionosphere and their Application to Radio Transmission, P. J. R. E., **22**, 481 (1934). ⁴ L. V. Berkner a. H. W. Wells, P. J. R. E., **22**, 1102 (1934). ⁵ Mary Taylor, Proc. Phys. Soc., **45**, 245 (1933). ⁶ K. Försterling u. H. Lassen, Ann. d. Phys., **18**, 26 (1933). ⁷ Tatv Darshi Bansal, Techn. Phys. of the USSR, **3**, 111 (1936).