Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1—1959

В. Д. ГУСЕВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\nu_{эф.}$ В ИОНОСФЕРЕ

Измерение эффективной частоты столкновений $\nu_{эф.}$ электронов с нейтральными частицами и ионами на разных уровнях в ионосфере имеет исключительно важное значение для решения научных (исследования природы микропроцессов в ионосфере) и практических (расчет напряженности поля радиоволн) задач.

В настоящее время определение $\nu_{эф.}$ производится в основном с помощью измерения поглощения K радиоволн при вертикальном их падении на ионосферу:

$$K = -\ln \frac{2}{\rho_з} \frac{E_2}{E_1},$$

где ρ — коэффициент отражения радиоволн от земли при вертикальном падении; E_2 и E_1 амплитуды поля двукратно и однократно отраженных от ионосферы радиоволн. Определение величины $\nu_{эф.}$ по измеренным значениям K при учете анизотропии ионосферы является весьма сложной задачей. Поэтому обычно в таких случаях исходят из формул, соответствующих изотропной среде:

$$K = 2\frac{\omega}{c}\int\limits_0^{z_{отр.}} \varkappa dz = \frac{1}{c}\int\limits_0^{z_{отр.}} \nu_{эф.} \frac{1-n^2-\varkappa^2}{n} dz.$$

где æ — дифференциальный коэффициент поглощения; $z_{отр.}$ — высота отражения волны. При условии $\nu^2_{эф.} \ll \omega^2$, что хорошо выполняется для слоя F_2 и в большинстве случаев для слоя E,

$$K = \frac{1}{c}\int\limits_0^{z_{отр.}} \nu_{эф.} \frac{1-n^2}{n} dz, \tag{1}$$

где $n^2 = 1 - \frac{4\pi e^2 N(z)}{m\omega^2}$.

Далее обычно записывают (1) в виде:

$$K = \frac{\bar{\nu}_{эф.}}{c}(z_ф - z_д), \tag{2}$$

где $z_ф$ и $z_д$ — фазовая и действующая высота отражения, а $\bar{\nu}_{эф.}$ — некоторое среднее для отражающего слоя $\nu_{эф.}$. По существу переход от (1) к (2) соответствует вычислению интеграла (1) по теореме о среднем, причем правильнее было бы писать

$$K = \frac{\nu_{эф.}(\xi)}{c}(z_ф - z_д),$$

где $\nu_{эф.}(\xi)$ — значение $\nu_{эф.}$, в некоторой точке удовлетворяющей условию $0 < \xi < z_{отр}$.

Очевидно, что положение точки ξ остается неизвестным. Не спасает при этом и сравнение измеренных значений K на близких частотах f_1, f_2, f_3. Так как этим способом можно получить распределение $\nu_{эф.}$, то начало отсчета ξ остается по-прежнему неизвестным, и неизвестным остается также действительное распределение $\nu_{эф.}$ в ионосфере.

Однако детальный анализ формулы (1) показывает, что можно решить эту задачу и разработать способ определения распределения $\nu_{эф}$ в ионосфере. Мы рассмотрим эту задачу для изотропной среды и монотонного изменения свойств ионосферы с высотой. Эти ограничения связаны с особенностью применяемого метода решения и таковы же, как и при определении из высотно-частотных характеристик действительного распределения ионизации в ионосфере.

Положим, что

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi e^2 N(z)}{m\omega^2} = 1 - \frac{N(z)}{a(f)},$$

тогда

$$K = \frac{1}{c\sqrt{a}} \int_0^{z_{отр.}} \frac{N(z)\,\nu_{эф.}(z)}{\sqrt{a - N(z)}}\,dz = \frac{1}{c\sqrt{a}} \int_0^{a} \frac{N\nu_{эф.}(N)\,z'(N)}{\sqrt{a-N}}\,dN \tag{3}$$

после перехода от переменной z к новой переменной N, так что $z = z(N)$. Обозначая $kc\sqrt{a} = g(a)$ и $N\nu_{эф}(N)z'(N) = f(N)$, получаем:

$$g(a) = \int_0^a \frac{f(N)}{\sqrt{a-N}}\,dN - \tag{4}$$

интегральное уравнение типа Абеля, решение которого можно получить с помощью преобразований Лапласа.

Функции $g(a)$ и $f(N)$ удовлетворяют всем условиям, необходимым для существования их изображений $G(s)$ и $F(s)$ кроме ближайшей окрестности точки $a = a_c = \pi m f_c^2/e^2$ и $N = N_m$ соответственно, где f_c — критическая частота слоя с максимальной концентрацией N_m, причем

$$G(s) = \int_0^\infty g(a)\,e^{-as}\,da = \int_0^{a_c} g(a)\,e^{-as}\,da,$$

$$F(s) = \int_0^\infty f(N) e^{-Ns} dN = \int_0^{N_m} f(N) e^{-Ns} dN.$$

Переходя от функций к их изображениям и используя интегральную теорему умножения

$$\int_0^a f(N)\,\varphi(a-N)\,dN = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} F(s)\,\Phi(s)\,e^{sa} ds,$$

$$\Phi(s) = \int_0^\infty \varphi(N)\,e^{-sN}\,dN = \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{N}}\,e^{-sN} dN = \sqrt{\frac{\pi}{s}},$$

получаем алгебраическое уравнение, решение которого относительно неизвестной функции $F(s)$ имеет вид:

$$F(s) = \sqrt{s/\pi}\; G(s).$$

Переход от изображений к функциям дает решение исходного уравнения

$$f(N) = \frac{1}{\pi}\int_0^N \frac{g'(a)}{\sqrt{N-a}}\,da$$

и соответственно уравнения (3),

$$\nu_{\text{эф}}(N) = \frac{c}{\pi N z'(N)}\int_0^N \frac{[k(a)\sqrt{a}\,]'}{\sqrt{N-a}}\,da.$$

Если ввести более удобные переменные f и f_v согласно соотношениям

$$N = \frac{m\pi}{e^2} f^2, \quad a = \frac{m\pi}{e^2} f_v^2,$$

то

$$\nu_{\text{эф}}(f) = \frac{2c}{\pi f z'(f)}\int_0^f \frac{[f_v k(f_v)]'}{\sqrt{f^2 - f_v^2}}\,df_v. \tag{5}$$

Как известно из решения интегрального уравнения Абеля для истинного распределения концентраций в слое [1],

$$z(f) = \frac{2}{\pi}\int_0^f \frac{z_g(f_v)}{\sqrt{f^2 - f_v^2}}\,df_v + z_0, \tag{6}$$

где z_0 — высота нижней границы слоя.

Можно показать, что

$$z'(f) = \frac{2}{\pi}\int_0^f \frac{z'_g(f_v)}{\sqrt{f^2 - f_v^2}}\,df_v.$$

Подставив это выражение в (5), получим окончательную формулу для распределения $\nu_{эф.}$ в слое:

$$\nu_{эф.}(f) = \frac{c}{f} \frac{\int\limits_0^{\pi/2} [f_v k(f_v)]'_{f_v = f \sin\theta} d\theta}{\int\limits_0^{\pi/2} [z_g(f_v)]'_{f_v = f \sin\theta} d\theta}.$$

Здесь $\nu_{эф.}(f)$ есть значение эффективной частоты столкновений $\nu_{эф.}$ на уровне, где отражается радиоволна частоты f, причем этот уровень определяется из (6).

Таким образом, для определения $\nu_{эф}(f)$ необходима не только высотно-частотная характеристика $z_g(f)$, но и кривая зависимости поглощения от частоты $\kappa(f)$, что является одной из достаточно трудновыполнимых экспериментальных работ в связи с наличием в ионосфере рассеяния, приводящего к аномальным значениям поглощения [2].

Как уже указывалось, особенности этой формулы те же, что и формулы пересчета действующих высот на действительные (6): она справедлива только при условии взаимно-однозначной связи N, K, $\nu_{эф.}$, z. Поэтому при определении закона распределения $\nu_{эф.}$ в случае многослойности ионосферы или учета ее анизотропии трудности будут такие же, что и при нахождении распределения $N(z)$. Однако при применении развитых выше соображений последовательно к каждому слою полученный результат может явиться первым приближением для вычисления закона распределения $\nu_{эф}(z)$ в ионосфере и в случае ее многослойности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Файнберг Е. Л. Распространение радиоволн. Гостехиздат, М.—Л., 1954.
2. Гусев В. Д. Изв. АН СССР, сер. физ., № 2, 1947.

Поступила в редакцию
25.6 1958 г.

Кафедра
распространения, излучения
и канализации радиоволн