

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 533.9.13

**К ВОПРОСУ О ДИФфуЗИИ В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ
С ДВУМЯ СОРТАМИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ**

С. Б. Бирагов, Л. Е. Жмур

Расплывание неоднородностей концентрации в многокомпонентной магнитоактивной плазме, как известно, имеет некоторые особенности, отличные от диффузии в плазме с одним сортом ионов. Наиболее характерным для диффузии при наличии нескольких сортов ионов является появление различных времен релаксации, описывающих процесс диффузионного расплывания (см., например, [1-3]). Цель настоящей работы состоит в более подробном рассмотрении получающихся решений и их физического смысла для сравнительно простого случая, когда можно пренебречь влиянием магнитного поля*.

Рассмотрим плазму с двумя сортами положительных однозарядных ионов. Движение заряженных компонент среды можно описать следующими линеаризованными квазигидродинамическими уравнениями:

$$m \nu_e N_{e0} v_e = -e N_{e0} E - \kappa T \text{ grad } N_e; \tag{1}$$

$$M_1 \nu_1 N_{10} v_1 = e N_{10} E - \kappa T \text{ grad } N_1; \tag{2}$$

$$M_2 \nu_2 N_{20} v_2 = e N_{20} E - \kappa T \text{ grad } N_2, \tag{3}$$

где m , M_1 и M_2 — массы соответственно электронов и ионов обоих сортов; N_{e0} , N_{10} и N_{20} — их равновесные концентрации (возмущения концентраций обозначены соответственно как N_e , N_1 и N_2); ν_e , ν_1 , ν_2 — эффективные частоты столкновений перечисленных компонент с нейтральными частицами, κ — постоянная Больцмана. Система (1) — (3) написана в предположении, что можно пренебречь соударениями заряженных частиц между собой. Кроме того, в этих уравнениях температура T считается для всех компонент одинаковой и не зависящей от координат и времени, что оправдано для большинства диффузионных задач [4]. Система уравнений (1) — (3) должна быть дополнена уравнениями непрерывности для каждой компоненты, которые, для краткости, не приводятся. Полагая далее все возмущения зависящими лишь от одной координаты x и исключая поле E в предположении о квазинейтральности неоднородности, переходим к следующим уравнениям для концентраций N_1 и N_2 :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_1}{N_{10}} \right) - (1 + \alpha) \frac{\kappa T}{M_1 \nu_1} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{N_1}{N_{10}} \right) - (1 - \alpha) \frac{\kappa T}{M_1 \nu_1} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{N_2}{N_{20}} \right) = 0; \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_2}{N_{20}} \right) - (2 - \alpha) \frac{\kappa T}{M_2 \nu_2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{N_2}{N_{20}} \right) - \alpha \frac{\kappa T}{M_2 \nu_2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{N_1}{N_{10}} \right) = 0, \tag{5}$$

где $\alpha = N_{10}/(N_{10} + N_{20})$. Система уравнений (4), (5) может быть сведена к стандартной форме параболического уравнения. Введем вместо переменных $\frac{N_1}{N_{10}}$ и $\frac{N_2}{N_{20}}$ новую переменную U с помощью линейного преобразования**

$$\frac{N_1}{N_{10}} = U, \quad \frac{N_2}{N_{20}} = bU. \tag{6}$$

* Влиянием магнитного поля можно пренебречь, если эффективная частота столкновений электронов с нейтральными частицами много больше гирочастоты электронов. Магнитное поле не влияет также на диффузию вдоль поля.

** В более общем случае необходимо, как известно, вводить две переменные U и V и использовать преобразование вида

$$\frac{N_1}{N_{10}} = a_1 U + b_1 V, \quad \frac{N_2}{N_{20}} = a_2 U + b_2 V$$

При этом от системы (4), (5) переходим к уравнениям для переменной U .

$$\frac{\partial U}{\partial t} = [(1 + \alpha) + (1 - \alpha) b] \frac{xT}{M_1 v_1} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \left[(2 - \alpha) + \frac{\alpha}{b} \right] \frac{xT}{M_2 v_2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad (7')$$

откуда следует квадратное уравнение для коэффициента b .

$$(1 - \alpha) b^2 + [(1 + \alpha) - (2 - \alpha) \varepsilon] b - \alpha \varepsilon = 0, \quad (8)$$

где $\varepsilon \equiv M_1 v_1 / M_2 v_2$. Используя корни уравнения (8) $b^{(1)}$ и $b^{(2)}$ ($b^{(1)}$ — больший корень), введем для компактности обозначение

$$B_{1,2} = [(1 + \alpha) + (1 - \alpha) b^{(1,2)}] \frac{xT}{M_1 v_1}.$$

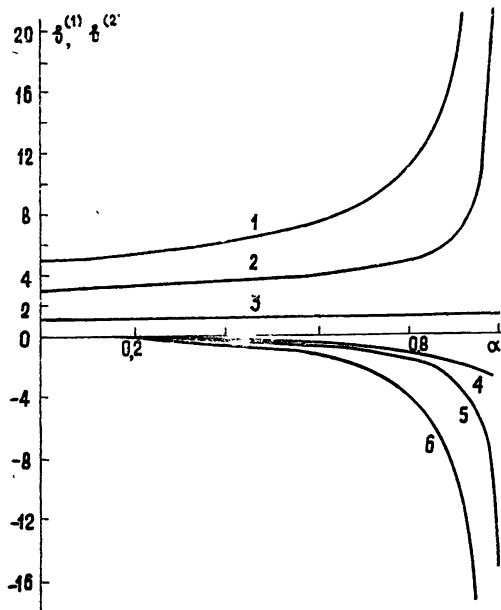


Рис. 1.

Решение уравнения (7) (или (7')), а также системы (4), (5) можно записать в виде интеграла Пуассона [5]. Приведем решение уравнений (4), (5) для «естественных» начальных условий, когда возмущения относительных концентраций обоих сортов ионов совпадают в момент $t = 0$ (решение в случае произвольных начальных условий записывается аналогичным образом)

$$N_1(x, t) = N_{10} \left\{ \frac{1 - b^{(2)}}{b^{(1)} - b^{(2)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left[-\frac{(x - \xi)^2}{4 B_1 t} \right] n(\xi) d\xi}{2 \sqrt{\pi B_1 t}} + \right. \\ \left. + \frac{1 - b^{(1)}}{b^{(2)} - b^{(1)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left[-\frac{(x - \xi)^2}{4 B_2 t} \right] n(\xi) d\xi}{2 \sqrt{\pi B_2 t}} \right\}; \quad (9)$$

$$N_2(x, t) = N_{20} \left\{ \frac{b^{(1)} (1 - b^{(2)})}{b^{(1)} - b^{(2)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left[-\frac{(x - \xi)^2}{4 B_1 t} \right] n(\xi) d\xi}{2 \sqrt{\pi B_1 t}} + \right.$$

$$+ \frac{b^{(2)}(1-b^{(1)})}{b^{(2)}-b^{(1)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left[-\frac{(x-\xi)^2}{4B_2 t} \right] n(\xi) d\xi}{2\sqrt{\pi B_2 t}} \left. \right\}, \quad (10)$$

где $n(\xi) \equiv N_1(\xi, 0)/N_{10} = N_2(\xi, 0)/N_{20}$. Зависимости величин $b^{(1)}$, $b^{(2)}$, B_1 и B_2 от α для различных значений ϵ приведены в виде графиков на рис. 1, 2 (рис. 1 — кривая 1 — $\epsilon = 3$, $b^{(1)}$; 2 — $\epsilon = 2$, $b^{(1)}$; 3 — $\epsilon = 1,05$, $b^{(1)}$; 4 — $\epsilon = 3$, $b^{(2)}$; 5 — $\epsilon = 2$, $b^{(2)}$; 6 — $\epsilon = 1,05$, $b^{(2)}$; рис. 2 — кривая 1 — $\epsilon = 3$, $B_1 \left(\frac{xT}{M_1 v_1} \right)^{-1}$; 2 — $\epsilon = 2$, $B_1 \left(\frac{xT}{M_1 v_1} \right)^{-1}$; 3 — $\epsilon = 1,05$, $B_1 \left(\frac{xT}{M_1 v_1} \right)^{-1}$; 4 — $\epsilon = 3$, $B_2 \left(\frac{xT}{M_1 v_1} \right)^{-1}$; 5 — $\epsilon = 2$, $B_2 \left(\frac{xT}{M_1 v_1} \right)^{-1}$; 6 — $\epsilon = 1,05$, $B_2 \left(\frac{xT}{M_1 v_1} \right)^{-1}$).

Анализ решений (9), (10) показывает, что расплывание неоднородностей концентрации в слабоионизованной плазме реализуется с двумя характерными временами, связанными с соответствующими коэффициентами диффузии B_1 и B_2 (поскольку $B_1 > B_2$, то связанное с коэффициентом B_1 характерное время меньше). Естественно, что при наличии лишь одного сорта ионов ($\alpha = 0,1$ или $\epsilon = 1$) величины B_1 и B_2 переходят в обычные коэффициенты амбиполярной диффузии. «Амплитуды» решений с другими характерными временами расплывания в этих экстремальных случаях обращаются в нуль.

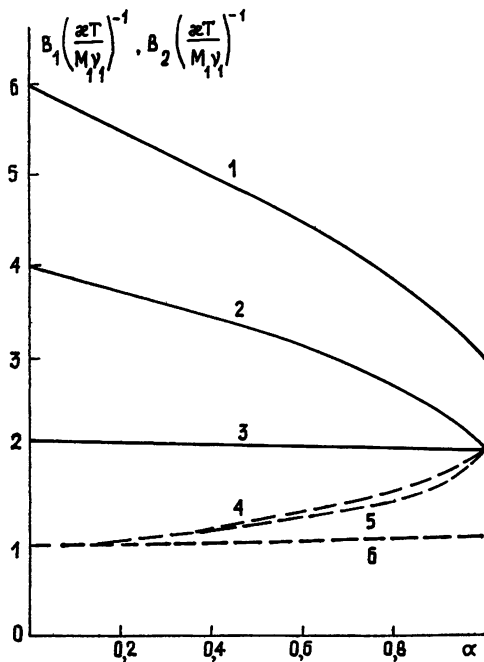


Рис. 2.

Остановимся в заключение на физическом смысле появляющихся решений, описывающих релаксацию неоднородности концентрации с коэффициентом диффузии, меньшим амбиполярного коэффициента диффузии (см. также [2]). Наличие таких решений объясняется появлением возмущений концентраций двух сортов ионов, находящихся в «противофазе» друг с другом. По этой причине реализуется решение с коэффициентом диффузии, меньшим наименьшего амбиполярного коэффициента компонент.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург Э. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, № 3, с. 626.
 2. Гинзбург Э. И., Ким В. Ф. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1972, 12, № 5, с. 849.

3. Жмур Л. Е. — Геомагнетизм и аэрономия, 1972, 12, № 4, с. 641.
 4. Гуревич А. В., Цеделина Е. Е. — УФН, 1967, 91, вып. 4, с. 609.
 5. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1977.

Куйбышевский институт инженеров
железнодорожного транспорта

Поступила в редакцию
19 февраля 1980 г.

УДК 538.56 : 519.25

РАДИОЯРКОСТНЫЕ КОНТРАСТЫ ЗЕМНЫХ ПОКРОВОВ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ*

Г. А. Андреев, Л. Ф. Бородин, С. Н. Рубцов

Измерения, проводимые с помощью СВЧ аппаратуры, обладают существенным преимуществом по сравнению с измерениями в инфракрасном и видимом оптическом диапазонах — возможностью работать при наличии облачности и в ночное время. Для некоторых задач распространения волн или, например, получения радиоизображений земной поверхности с летательных аппаратов [1], а также радиометеорологии и исследования природных ресурсов важно знание спектрального распределения радиоярких контрастов земных покровов и их зависимости от сезонных условий в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн.

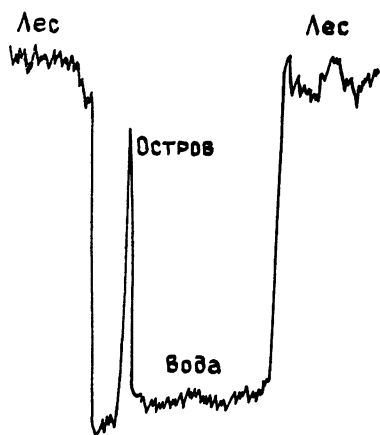


Рис. 1.

На рис. 1 показан участок местности (видны берега, покрытые лесом, река и остров) и запись по строке его радиояркой температуры на волне $\lambda = 8 \cdot 10^{-3}$ м. Эксперименты проводились с помощью супергетеродинных радиометров по частотным каналам: 1; 1,5; 3; 8,8; 13,3; 22,2; 37,5 ГГц, работавшим одновременно на борту самолета [2]. Во время полетов для привязки получаемых данных к соответствующим участкам земной поверхности велась аэрофото съемка. Измерялись температуры воздуха, воды, регистрировались метеословия и тип подстилающей поверхности.

При полете на высоте 100 м со скоростью 100 м/с линейная разрешающая способность аппаратуры по курсу на 37,5 ГГц составила 10 м при $\tau = 0,1$ с, т. е. две ширины пучка.

Калибровка основывалась на последовательном приеме радиотеплового сигнала от леса и от водной поверхности. Излучательная способность леса ϵ_d вычислялась в соответствии с [3] по формуле

$$\epsilon_d = (1 - e^{-\alpha h}), \quad (1)$$

где α — погонное поглощение в кроне, h — высота кроны

Излучательная способность пресной воды вычислялась для каждой частоты излучения по дебаевским формулам, которые удовлетворительно описывают ее диэлектрическую проницаемость в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн [4]

Спектральные зависимости радиоярких контрастов, полученные при одинаковых метеословиях в 1977 и 1978 гг. (рис. 2 и 3), позволяют сделать вывод о том, что в целом имеется тенденция возрастания контраста для хорошо отражающих (например, металлических) поверхностей в миллиметровой части радиодиапазона. Металлическая поверхность представляла собой покрытие части взлетно-посадочной полосы аэро-

* Результаты работы доложены на II Всесоюзном симпозиуме по ММ и СБММ волнам 15 сентября 1978 г.