

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ*

Б. Н. Гершман и В. Л. Гинзбург

Обсуждаются механизмы образования ионосферных неоднородностей. Основное внимание уделяется условиям, определяющим движение ионизированной компоненты на различных высотах.

Исследование ионосферных неоднородностей, как известно, привлекает к себе в последние годы большое внимание и принадлежит к числу наиболее важных вопросов физики ионосферы. Одной из существенных проблем в этой области является выяснение механизма образования неоднородностей. В случае нижних слоев ионосферы (в частности, E -слоя) нет сомнений в том, что образование неоднородностей обусловлено турбулизацией потоков газа; турбулизация и неоднородности создаются ионосферными ветрами^[1]. Поэтому дискуссионным является лишь вопрос о механизме образования неоднородностей в F -слое, причем речь идет о неоднородностях, ответственных за мерцание „радиозвезд“ и „размазанные“ (spread) F -эхо.

Были предложены и обсуждались несколько механизмов образования этих неоднородностей:

падение на ионосферу межзвездной материи^[2-5], а также в известном отношении родственный механизм, связанный с полярными сияниями^[5];

конвективная неустойчивость, могущая возникнуть в областях с отрицательным температурным градиентом^[4, 6, 7];

неустойчивость (турбулизация) F -слоя, обусловленная ионосферными ветрами^[8, 9];

перенос в F -слой электрического поля из нижних слоев (из динамо-области);

постоянная составляющая этого поля приводит к дрейфу ионизации в F -слое, переменная же составляющая вызывает неравномерность дрейфа и ведет к образованию неоднородностей^[10, 11].

Первый из перечисленных механизмов встречается с серьезными трудностями, которые обсуждались в^[4, 5]. Второй механизм предполагает наличие достаточно большого отрицательного температурного градиента, что является гипотетическим и, по некоторым соображениям, сомнительным предположением^[3, 6]. Кроме того, появление конвекции еще не обеспечивает автоматически образования неоднородностей ионизации. Поэтому следовало бы показать, что конвекция в верхней части F -слоя приведет к образованию наблюдаемых неоднородностей. Последнее в условиях развившейся конвекции отнюдь не представляется нам исключенным, в отличие от мнения, высказанного в^[5] (см. ниже). Вместе с тем, привлечение конвективного механизма, в силу сказанного, а также учитывая наличие других возможностей, не представляется нам естественным. Третий механизм (турбулизация, обусловленная ветрами) встречает известные возражения^[5, 10].

* Доклад, сделанный на заседании симпозиума по ионосфере 5-ой Ассамблеи Специального Комитета по проведению Международного Геофизического Года (Москва, июль 1958 г.).

Разграничение между этим механизмом и четвертым механизмом—переносом поля из динамо-области,—как мы увидим, носит в известной степени условный характер.

Ниже мы остановимся, главным образом, на условиях, определяющих движение ионизированной компоненты газа в ионосфере. Именно выяснение этого вопроса является предпосылкой для построения теории „ветров ионизации“ и образования неоднородностей в F -слое.

Наличие проводимости и присутствие земного магнитного поля делают невозможным анализ движений в верхних областях ионосферы на основе уравнений гидродинамики. Большая длина свободного пробега и сильная анизотропия, обусловленная магнитным полем Земли, не позволяют здесь, вообще говоря, пользоваться даже уравнениями магнитной гидродинамики. Нужно применять либо метод кинетического уравнения для плазмы, содержащей нейтральные частицы, либо с целью упрощения пользоваться квазигидродинамическими уравнениями:

$$\begin{aligned} \rho_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} + \rho_e \nu_{ei} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) + \rho_e \nu_{em} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_m) = \\ = -\nabla p_e + \eta_e \nabla^2 \mathbf{u}_e + \rho_e \mathbf{g} - \frac{e N_e}{c} (\mathbf{u}_e \mathbf{H}_0) - e N_e \mathbf{E}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho_i \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} + \rho_i \nu_{ei} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) + \rho_i \nu_{im} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_m) = \\ = -\nabla p_i + \eta_i \nabla^2 \mathbf{u}_i + \rho_i \mathbf{g} + \frac{e N_i}{c} (\mathbf{u}_i \mathbf{H}_0) + e N_i \mathbf{E}; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho_m \frac{d\mathbf{u}_m}{dt} + \rho_e \nu_{em} (\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_e) + \rho_i \nu_{im} (\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_i) = \\ = -\nabla p_m + \rho_m \mathbf{g} + \eta_m \nabla^2 \mathbf{u}_m. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь индексами e , i и m обозначены величины, относящиеся соответственно к электронам, ионам и молекулам; \mathbf{u} —скорости; $\rho_e = m N_e$, $\rho_i = M N_i$ и $\rho_m = M N_m$ —плотности; N_e , N_i и N_m —концентрации электронов, ионов и молекул; $-e$ и m —заряд и масса электрона; M —масса ионов и молекул (для простоты считаем их одинаковыми, а заряд ионов равным e); \mathbf{H}_0 —напряженность земного магнитного поля (отличием магнитного поля от \mathbf{H}_0 пренебрегаем); \mathbf{E} —напряженность электрического поля; η_e , η_i и η_m —коэффициенты вязкости; ν_{ei} , ν_{em} и ν_{im} —числа соударений электронов с ионами и молекулами и ионов с молекулами; \mathbf{g} —ускорение силы тяжести; p —давление*.

Мы не будем подробно останавливаться на различных преобразованиях и приближениях в применении к системе (1)—(3) и приведем лишь некоторые необходимые формулы (подробнее см., например, [6]). Введем среднюю плотность $\rho_p = \rho_e + \rho_i$ и среднюю скорость плазмы (т. е. среднюю скорость электронов и ионов) $\mathbf{u}_p = (\rho_e \mathbf{u}_e + \rho_i \mathbf{u}_i) / (\rho_e + \rho_i)$. Тогда, суммируя (1) и (2), получаем:

$$\rho_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} + \rho_p \nu_{im} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}) - \frac{m \nu_{em}}{e} \mathbf{j} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{H}_0], \quad (4)$$

где принято, что $N = N_e = N_i$ и $N \ll N_m$, а также отброшены несущественные для дальнейшего члены (давление, вязкость, сила тяжести); кроме того, введены обозначения $\mathbf{j} = e N (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e)$ (плотность тока), $\mathbf{u} = (\rho_m \mathbf{u}_m + \rho_p \mathbf{u}_p) / (\rho_p + \rho_m)$ и использованы неравенства $\nu_{em} \gg \nu_{im}$ и $M \nu_{im} \gg m \nu_{em}$. Ниже принимаются те же приближения, а также условие $M \nu_{im} \gg m \nu_{ei}$. Система (1)—(3) приводит также к уравнению

* В условиях, когда можно отбросить члены с давлением и вязкостью, уравнения (1)—(3) являются достаточно точными. Введение давления и сил вязкости возможно лишь при известных ограничениях. Используемые ниже выражения удовлетворяют соответствующим условиям применимости.

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} + \nu_e \mathbf{j} - e N \nu_{em} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}) = \frac{e^2 N}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_p \mathbf{H}_0] \right) - \frac{e}{cm} [\mathbf{j} \mathbf{H}_0], \quad (5)$$

в котором отброшены несущественные члены (см. [6]) и обозначено $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{em}$.

Из (4) ясно, что в отсутствии поля \mathbf{H}_0 и тока \mathbf{j} скорости \mathbf{u}_p и \mathbf{u} сравниваются за время порядка ν_{im} (для максимума F -слоя $\nu_{im} \sim 1 \text{ сек}^{-1}$ и $\nu_{em} \sim 10^2 \text{ сек}^{-1}$). Ток \mathbf{j} при $\mathbf{H}_0 = 0$ затухает за время порядка $1/\nu_{em}$. Ниже мы ограничимся рассмотрением квазистатических процессов, когда производной по времени в (4) и (5) можно пренебречь. Тогда из (4) и (5) получаем соотношение

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}'_{\parallel} + \sigma_{\perp} \mathbf{E}'_{\perp} + \frac{\sigma_H}{H_0} (\mathbf{H}_0 \mathbf{E}'), \quad (6)$$

где

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u} \mathbf{H}_0]; \quad \sigma_{\parallel} = \frac{e^2 N}{m \nu_e},$$

$$\sigma_{\perp} = \frac{e^2 N (\nu_e \nu_{im} + \omega_H \Omega_H) \nu_{im}}{m (\nu_e^2 \nu_{im}^2 + \omega_H^2 \Omega_H^2 + \omega_H^2 \nu_{im}^2)}, \quad \sigma_H = \frac{e^2 N \nu_{im}^2 \omega_H}{m (\nu_e^2 \nu_{im}^2 + \omega_H^2 \Omega_H^2 + \omega_H^2 \nu_{im}^2)}$$

—соответственно проводимости в направлении магнитного поля \mathbf{H}_0 , в перпендикулярном к нему направлении и проводимость Холла; \mathbf{E}'_{\parallel} и \mathbf{E}'_{\perp} —параллельная и перпендикулярная \mathbf{H}_0 составляющие \mathbf{E}' ; $\omega_H = eH_0/mc$ и $\Omega_H = eH_0/Mc$ — гирочастоты для электронов и ионов*. Из (4) и (6), направляя ось z по полю \mathbf{H}_0 и предполагая выполненным условие

$$\omega_H \Omega_H \gg \nu_e \nu_{im}, \quad (7)$$

имеем:

$$\begin{aligned} u_{pz} &= \frac{eE_z \nu_{em}}{M \nu_{im} \nu_e} + u_z; \\ u_{px} &= \frac{e \nu_{im}}{M (\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)} E_x + \frac{e \Omega_H}{M (\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)} E_y + \left(1 - \frac{\Omega_H^2}{\Omega_H^2 + \nu_{im}^2} \right) u_x; \\ u_{py} &= - \frac{e \Omega_H}{M (\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)} E_x + \frac{e \nu_{im}}{M (\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)} E_y - \frac{\Omega_H \nu_{im}}{\Omega_H^2 + \nu_{im}^2} u_x, \end{aligned} \quad (8)$$

где ось y выбрана в направлении, перпендикулярном \mathbf{u} . В соотношениях (8) можно было бы, опустив соответственно члены $-\frac{\Omega_H^2}{\Omega_H^2 + \nu_{im}^2} u_x$

и $-\frac{\Omega_H \nu_{im}}{\Omega_H^2 + \nu_{im}^2} u_x$, заменить \mathbf{E} на $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + c^{-1} [\mathbf{u} \mathbf{H}_0]$ (\mathbf{E}_g часто называют динамо-полем). Условие (7) в случае земной ионосферы удовлетворяется для высот, превышающих $90 \div 100 \text{ км}$. Для меньших высот плазму с большой степенью точности можно считать изотропной, полагив $H_0 = 0$.

Если выполнено условие

$$\nu_{im} \gg \Omega_H, \quad (9)$$

* Заметим, что в квазистатическом случае легко получить выражения для проводимостей σ_{\parallel} , σ_{\perp} и σ_H без пренебрежений. Тогда имеют место соотношения

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel} &= e^2 N \left(\frac{1}{m \nu_e} + \frac{1}{M \nu_{im}} \right), \quad \sigma_{\perp} = e^2 N \left(\frac{\nu_e}{m (\omega_H^2 + \nu_e^2)} + \frac{\nu_{im}}{M (\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)} \right), \\ \sigma_H &= e^2 N \left(\frac{\omega_H}{m (\omega_H^2 + \nu_e^2)} - \frac{\Omega_H}{M (\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)} \right). \end{aligned}$$

Обе формы записи σ_{\parallel} , σ_{\perp} и σ_H совпадают с точностью до членов порядка $\sqrt{m/M}$.

то уравнения (8) принимают вид:

$$\begin{aligned} u_{pz} &= \frac{e E_z \nu_{em}}{M \nu_{im} \nu_e} + u_z; \\ u_{px} &= \frac{e E_x}{M \nu_{im}} + \frac{e \Omega_H}{M \nu_{im}^2} E_y + \left(1 - \frac{\Omega_H^2}{\nu_{im}^2}\right) u_x; \\ u_{py} &= -\frac{e \Omega_H}{M \nu_{im}^2} E_x + \frac{e E_y}{M \nu_{im}} - \frac{\Omega_H}{\nu_{im}} u_x. \end{aligned}$$

Для ионов O^+ гирочастота $\Omega_H = 300 \text{ сек}^{-1}$. В то же время $\nu_{im} \approx 10^{-10} N_m \sqrt{T/300}$, т. е. $\nu_{im} \sim \Omega_H$ примерно на уровне E -слоя (T — абсолютная температура). Если $E \approx 0$, то скорость плазмы почти полностью совпадает со скоростью среды, т. е. $u_{px} \approx u_x$ с точностью до малых членов порядка Ω_H^2/ν_{im}^2 . Поперечная компонента скорости плазмы $u_{py} \approx -\frac{\Omega_H}{\nu_{im}} u_x \ll u_x$. Из соотношений (8) (при $E = 0$) следует, что $u_{py} \sim u_{px}$, когда $\Omega_H \sim \nu_{im}$, $u_{py} \sim u_{px}$, причем наибольшее значение $|u_{py}|_{\text{макс}}$ равно $u_x/2$.

При выполнении соблюдающегося в F -слое условия

$$\Omega_H \gg \nu_{im} \quad (10)$$

получаем:

$$\begin{aligned} u_{pz} &= \frac{e E_z \nu_{em}}{M \nu_{im} \nu_e} + u_z; \\ u_{px} &= \frac{e}{M} \frac{\nu_{im}}{\Omega_H^2} E_x + \frac{c E_y}{H_0} + \frac{\nu_{im}^2}{\Omega_H^2} u_x; \\ u_{py} &= -\frac{c E_x}{H_0} + \frac{e \nu_{im}}{M \Omega_H^2} E_y - \frac{\nu_{im}}{\Omega_H} u_x. \end{aligned} \quad (11)$$

В отсутствие поля E имеет место полное увлечение плазмы в направлении H_0 . В то же время в перпендикулярном H_0 направлении плазма почти не следует за движением среды, поскольку $u_{py}/u_x \approx -\nu_{im}/\Omega_H$ и $u_{px}/u_x \approx \nu_{im}^2/\Omega_H^2$.

Наблюдение ионосферных ветров позволяет определить скорость u_p (обычно $u_p \lesssim 1 \div 3 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, однако в некоторых случаях $u_p = 2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$). Поскольку на высоте больше 400 км $\nu_{im}/\Omega_H < 10^{-2}$, из (11) ясно, что на высоких широтах при $E = 0$ скорость газа должна быть неправдоподобно большой (достаточно сказать, что скорость звука в F -слое $c^* \sim (1 \div 2) \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$). Таким образом, установившийся ионосферный ветер в F -слое возможен только при наличии электрического поля E , которое в первом приближении независимо от значения скорости u определяется соотношениями

$$u_{px} = \frac{c E_y}{H_0}; \quad u_{py} = -\frac{c E_x}{H_0}. \quad (12)$$

При $u = 0$ и $u_{px} \sim 10^4 \div 10^5$ поле $E \sim 3 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-5} \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$. Наличие ионосферных неоднородностей в этом случае свидетельствует о пространственной неоднородности поля E . Поскольку картина меняется во времени, ясно, что эти поля также являются переменными во времени (движение неоднородностей ионизации при скорости среды $u = 0$ отвечает некоторым электромагнитным волнам, бегущим со скоростью ионосферного ветра)*.

С другой стороны, если $E \neq 0$, то может оказаться, что скорость

* В свете сказанного ясно, что неувлечение ионизации при конвекции в F -слое имеет место только при $E = 0$. В то же время в условиях развившейся конвекции электрическое поле может стать существенным. Заметим, кстати, что приведенные в настоящем разделе формулы, по существу, уже использовались ранее [12], но, как нам кажется, они представлены здесь в более ясном и обозримом виде.

среды $u \sim u_p$ и, например, при $E + c^{-1} [u H_\sigma] = 0$ имеет место полное увлечение, т. е. $u_p = u$. Равенство $E + c^{-1} [u H_0] = 0$, как ясно из (5), есть, вместе с тем, условие отсутствия тока. Если же известна и скорость u_p (из измерений скорости „ветра ионизации“) и плотность тока j (ее можно, в принципе, определить из магнитных измерений), то поле E и скорость u в рассматриваемых условиях определяются уже однозначным образом. Поскольку, в силу сказанного, существование „ветра ионизации“ вполне может быть связано с наличием скорости $u_p \sim u$, турбулизация потоков газа в F -слое может быть, в принципе, ответственной за появление неоднородностей и возникновение переменной составляющей поля. Трудности, возникающие на этом пути, связаны с тем, что числа Рейнольдса получаются сравнительно небольшими [4], и остается еще неясным, каким образом возникает и поддерживается поле E . В случае „переноса“ поля E из динамо-области [11, 12] также имеется ряд неясных моментов. Так, в экваториальных районах поле E из динамо-области выходить, казалось бы, не должно, поскольку перенос этого поля, согласно [10, 11], происходит вдоль силовых линий земного магнитного поля. Далее, если в F -слое поле $E \sim u_p H_0 / c$, то в динамо-области это поле, по-видимому, должно быть еще сильнее. Это означает, что скорость ветра u_g в динамо-области должна быть порядка u_p , т. е. порядка скорости движения ионосферных неоднородностей в F -слое. При $u_p \sim 2 \cdot 10^5$ см сек $^{-1}$ это приводит к таким большим значениям скорости ветра, которые, насколько нам известно, являются нереальными.

Резюмируя, можно сказать следующее. Вопрос об образовании и движении неоднородностей ионизации в F -слое не является гидродинамической проблемой, а должен решаться с учетом земного магнитного поля H_0 , электрического поля E и неравенства скорости газа в целом u и скорости ионизированной его компоненты u_p . В пренебрежении градиентами скорости интересующая нас величина u_p определяется двумя величинами: u и E , а обычно в хорошем приближении — одним полем E (см. (12)). Данных наблюдений, касающихся значений u_p , еще недостаточно для нахождения скорости потоков газа, и параметром E можно распорядиться, в частности, так, что $u = 0$ или $u = u_p$. Последний случай соответствует нулевому значению тока j .

Таким образом, для решения задачи об ионосферных ветрах и ионосферных неоднородностях нужно, вообще говоря, рассматривать проблему, так сказать, „в большом“, выясняя характер распределения поля E и скорости u в масштабах, сравнимых с размерами земного шара (другими словами, речь идет о размерах, где скорость „ветра ионизации“ существенно меняется). При этом, конечно, в первую очередь нужно выяснить вопрос о квазистатических значениях u и E для заданного „ветра ионизации“ в F -слое. Эта задача могла быть решена и при локальном подходе, если бы удалось измерить плотность тока j в данном месте.

Выяснение механизма образования отдельных неоднородностей в значительной мере зависит от ответа на предыдущий вопрос о характере регулярных движений в ионосфере. Утверждение о „переносе“ поля E в F -слой из динамо-области можно в этом плане считать указанием на необходимость рассматривать вопрос о циркуляции в F -слое в связи с его решением для E -слоя. Указанный „перенос“ может иметь характер волнового процесса. В связи с этим приобретает большой интерес задача о прохождении различных типов низкочастотных волн из E -слоя в F -слой, которые могут распространяться в слабо ионизированном газе. При этом, по-видимому, необходимо считаться с влиянием магнитного поля Земли, а также учитывать неоднородность атмосферы по высоте.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. G. Booker, J. Geoph. Res., **61**, 673 (1956).
2. M. Ryle, A. Hewish, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **101**, 381 (1950).
3. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР, **84**, 245 (1952).
4. В. Л. Гинзбург, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 512, 1956.
5. M. Dagg, J. Atm. Terr. Phys., **11**, 133 (1957).
6. Б. Н. Гершман и В. Л. Гинзбург, ДАН СССР, **100**, 647 (1955).
7. Б. Н. Гершман и В. Л. Гинзбург, Уч. зап. Горьк. ун-та **30**, 3 (1955); Астроном. ж., **32**, 201 (1955).
8. B. J. Mills, A. B. Thomas, Austr. J. Sci. Res., **4A**, 158 (1951).
9. A. Maxwell, Phil. Mag., **45**, 1247 (1954).
10. D. F. Martyn, Conf. Physics of the Ionosphere, Cambridge, 163, 1955.
11. M. Dagg, J. Atm. Terr. Phys., **10**, 194 (1957); **11**, 139 (1957).
12. W. G. Baker, D. F. Martyn, Phil. Trans. Roy. Soc., **246**, 281 (1953).

Исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
25 августа 1958 г.