

Б. Н. ГЕРШМАН и член-корреспондент АН СССР В. Л. ГИНЗБУРГ

О МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Как известно, в ионосфере часто имеются различные неоднородности, присутствие которых приводит к колебаниям интенсивности и умножению отражающихся от ионосферы радиосигналов, а также к флуктуациям интенсивности и направления прихода радиоизлучения, попадающего на Землю от космических источников⁽¹⁻³⁾. При этом особенно характерно возникновение неоднородностей в F -слое в ночные часы; типичный размер этих неоднородностей, расположенных на высоте $h \sim 400$ км, составляет $L \gtrsim 5$ км⁽²⁾ и они движутся со скоростями $v \sim 10$ км/мин $\sim 10^4$ см/сек (речь идет о ветрах или дрейфе в ионосфере, т. е. об общем поступательном движении неоднородностей; скорость движения неоднородностей друг относительно друга меньше и, по некоторым данным, относящимся, правда, к меньшим неоднородностям, $v_0 \sim 5 \cdot 10^2$ см/сек⁽¹⁾).

Вопрос о механизме возникновения ионосферных неоднородностей представляет большой интерес и, в то же время, остается открытым. Метеоры создавать заметную ионизацию в F -слое не могут⁽⁴⁾. Возникновение неоднородностей под влиянием межзвездного газа, притягивающегося Солнцем и попадающего «по дороге» на Землю^(3,4), возможно, но это предположение является довольно искусственным и встречает известные возражения, основанные на экспериментальных данных⁽²⁾. Наконец, можно искать причину возникновения неоднородностей в самой ионосфере^(4,5), предполагая, например, что наличие ветров приводит к турбулизации соответствующей ионосферной области⁽⁵⁾. Однако эта последняя гипотеза встречается с известными затруднениями, поскольку число Рейнольдса $Re = vL/\nu$ для неоднородностей на высоте $h \sim 400$ км с $L \sim 5 \cdot 10^5$ и $v \sim 10^4$ оказывается порядка меньше единицы⁽⁵⁾ (см. также оценки кинематической вязкости ν , приведенные ниже)*.

Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы указать и обсудить еще один возможный механизм образования неоднородностей, а именно механизм, связанный с возникновением в ионосфере конвективной неустойчивости, аналогичной имеющей место на Солнце, где этот механизм приводит к появлению грануляции.

* В работе⁽¹⁴⁾, появившейся во время нахождения настоящей статьи в печати, приводится ряд соображений, говорящих в пользу гипотезы о турбулизации ионосферы под влиянием ветров. При этом в⁽¹⁴⁾ получается значение $Re \sim 300$, так как положено $L \sim 1,4 \cdot 10^7$ (в качестве L выбрана толщина слоя, в котором велика скорость ветра). Вопрос о том, возможна ли турбулизация ионосферного слоя при указанных относительно небольших значениях Re , остается неясным, но изложенные в⁽¹⁴⁾ соображения несомненно заслуживают внимания. Особенно это относится к установлению корреляции между скоростью ионосферных ветров и количеством неоднородностей в ионосфере.

По имеющимся ориентировочным данным температура в ионосфере возрастает до высот $h \sim 300 - 400$ км, где достигает $1000 - 3000^\circ$. Но в еще более высоких областях температура может падать, причем это падение, вероятно, является более резким ночью, когда отсутствует нагревание слоев солнечной радиацией*. Таким образом, начиная с высоты $\sim 300 - 400$ км может существовать область с убывающей вверх температурой ($dT/dz < 0$), а в подобных условиях, как известно, может возникать конвекция. Необходимое условие для этого таково (см., например, (6), § 4):

$$\left| \frac{dT}{dz} \right| > \left| \frac{dT}{dz} \right|_{ад} = \frac{g}{c_p}, \quad (1)$$

где газ считается идеальным, g — ускорение силы тяжести в рассматриваемой области и c_p — теплоемкость 1 г газа при постоянном давлении.

Весьма важно, что отношение g/c_p не зависит от давления и практически не зависит от температуры. Последнее строго справедливо для атмосферы из атомарного кислорода или смеси атомарных кислорода и азота, как это, вероятно, имеет место на больших высотах. Для атомарного кислорода $c_p = 1,3 \cdot 10^7$ эрг/г·град, и даже для воздуха при комнатной температуре отличие от этого значения невелико, как так в этом случае $c_p = 1,04 \cdot 10^7$. Принимая значение c_p для кислорода и полагая $g = 900$ см/сек² (на высоте 400 км $g \simeq 860$), имеем: $|dT/dz|_{ад} = g/c_p \simeq 7 \cdot 10^{-5}$ град/см.

Отсюда ясно, что условие (1) вполне может оказаться выполненным, так как изменение температуры на 100° на 10 км (или на 1000° на 100 км) представляется возможным и приводит к значению $|dT/dz| \sim 10^{-4}$. При наступлении конвекции возникает периодическая (ячеечная) структура, причем восходящие потоки идут по центру ячеек, а нисходящие по боковым поверхностям ячеек. Совершенно очевидно, что конвекция в области над максимумом F -слоя должна приводить к образованию в верхней части конвективных ячеек ионизированных облаков (т. е. областей с ионизацией, превосходящей ионизацию окружающей среды) с размерами $L \lesssim b/2$, где b — размер (диаметр) ячейки.

Нужно, однако, иметь в виду, что условие (1) не является достаточным для возникновения конвекции, так как вязкость и теплопроводность затрудняют конвекцию. В слое несжимаемой жидкости толщины d конвекция наступает (см. (7) и (6), § 56), если

$$R = G \text{Pr} = \frac{g\alpha |dT/dz| d^4}{\kappa\nu} > R_c, \quad (2)$$

где R — число Релея (не путать с числом Рейнольдса Re); G и Pr — числа Грассхофа и Прандтля; κ и ν — коэффициенты температуропроводности и кинематической вязкости; α — коэффициент объемного расширения и предполагается, что $dT/dz = \text{const}$. Значение R_c в случае твердых верхней и нижней границ равно 1708, в случае одной твердой и одной свободной границы $R_c = 1101$ и для двух свободных границ $R_c = 658$.

В газе $\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{1}{T}$, $\kappa \sim \nu \sim \frac{1}{3} ul = u/3qN_m$, где u — тепловая скорость атомов, N_m — их концентрация и q — соответствующее эффективное сечение для соударений. На высотах 120; 300; 400 и 500 км

* Согласно (13) выше ~ 400 км температура, повидимому, действительно падает, но это утверждение не доказано. Подобное падение может и не иметь места, поскольку кинетическая температура газа в солнечной системе, вероятно, весьма велика.

N_m , соответственно, равна $(1) \quad 2,5 \cdot 10^{12}; \sim 5 \cdot 10^9, \sim 10^9, \sim 10^8$. Далее, с точностью, на которую претендуют нижеследующие оценки, можно положить $u \sim 10^5$, $q = 10^{-15}$; в результате на указанных высотах величина $v \sim x$ равна, соответственно, $10^7, 7 \cdot 10^9, 3 \cdot 10^{10}, 3 \cdot 10^{11}$ см²/сек. Длины пробега атомов $l = 1/qN_m$ на тех же высотах порядка $4 \cdot 10^2, 2 \cdot 10^5, 10^6$ и 10^7 .

Температура не может сильно меняться на расстояния $\leq l$ и, следовательно, если область $dT/dz < 0$ начинается на высоте $h \sim 400$ км, условие (1) может быть выполнено только в слое с толщиной $d < 10^7$ и, вероятно, не превосходящей значения $d \sim 4 \cdot 10^6 = 40$ км. К тому же с ростом h быстро растет v , и выполнение условия (2) затрудняется. Поэтому при использовании для оценок формулы (2) положим для F -слоя $d \sim 4 \cdot 10^6$; $v \sim x \sim 3 \cdot 10^{10}$; $T \sim 10^3$, $R_c \sim 5 \cdot 10^2$. Тогда условие (2) выполнено при $|dT/dz| > R_c v^2 T / g d^4 \simeq 2 \cdot 10^{-3}$; при тех же остальных значениях, но $x \sim v \sim 10^{10}$ (это отвечает высоте ~ 350 км) $|dT/dz| > 2 \cdot 10^{-4}$, и таким образом мы видим, что критерий (2) может быть выполнен. Учет сжимаемости не меняет этого вывода, так как сводится (8) в основном к замене в (2) $|dT/dz|$ на $|dT/dz| - |dT/dz|_{ад}$, где $|dT/dz|_{ад} = 7 \cdot 10^{-5}$.

Приведенные оценки не дают большего, чем порядок величин, но все же, видимо, минимальное значение $|dT/dz| \gtrsim 2 \cdot 10^{-4}$, т. е. довольно велико. С этой точки зрения неудивительно, что конвекция наступает обычно не всегда, а только в ночные часы. По некоторым данным (см. $(1), § 5$) область с $dT/dz < 0$ имеется также на высотах $120 \rightarrow 160$ км. Полагая для этого случая $v \sim 10^7$, $T \sim 3 \cdot 10^2$ и $d \sim 2 \cdot 10^6$, получаем $|dT/dz| - |dT/dz|_{ад} > 10^{-9}$, т. е. практически $|dT/dz| > |dT/dz|_{ад} = 7 \cdot 10^{-5}$.

Вопрос о том, имеет ли место в верхней части слоя E такой градиент температуры, остается, разумеется, открытым.

Что касается размера неоднородностей L , то, поскольку размер конвективных ячеек $b \leq 2d$ $(7, 8)$, получаем $L \leq b/2 \leq d$, т. е. в нашем примере $L \leq 40$ км. Это значение, если учесть приближенный характер оценок, не противоречит экспериментальным данным, согласно которым $L \gtrsim 5$ км $(2, 5)$.

Заметим также, что по крайней мере в F -слое конвекция должна носить ламинарный характер, поскольку турбулентность наступает только при $R \gtrsim 5 \cdot 10^4$. Скорость конвективных потоков $v_0 \gtrsim \frac{x \delta T}{|dT/dz| d^2}$, где δT — изменение температуры, связанное с конвекцией. Очевидно, $\delta T < T$ и, вероятно, даже $\delta T \ll T$; полагая поэтому $\delta T \sim 100^\circ$ при $x \sim 10^{10}$, $|dT/dz| \sim 10^{-4}$, $d \sim 4 \cdot 10^6$, имеем $v_0 \sim 10^3$ см/сек.

Помимо вязкости и теплопроводности, возникновению конвекции препятствует наличие кориолисова ускорения, связанного с вращением Земли, и, главное, наличие земного магнитного поля $H \sim 0,5$ эрст., приводящего к появлению токов в проводящей среде, какой является, в частности, ионосфера. В случае несжимаемой жидкости, обладающей изотропной проводимостью, указанные эффекты рассмотрены в работах $(9-11)$. Влияние кориолисова ускорения определяется числом (см. (11)), где это число обозначено через T)

$$\tau = \frac{4\Omega^2 \cos^2 \theta d^4}{v^2}, \quad (3)$$

где Ω — угловая скорость и θ — угол между осью вращения и вертикалью (полюс тяжести). Для Земли $\Omega = 7,3 \cdot 10^{-5}$ сек⁻¹ и при $d = 4 \cdot 10^6$, $v \sim 10^{10}$ получаем $\tau \leq 0,1$.

При таких и даже еще значительно больших значениях τ влияние ускорения на R_c практически несущественно (11) .

Влияние магнитного поля H , составляющего угол θ с вертикалью, определяется числом $(^9, ^{10})$

$$Q = \frac{\sigma H^2 \cos^2 \theta}{c^2 \rho \nu} d^2. \quad (4)$$

Вязкость $\eta = \rho \nu = \mu M / 3q \sim 10^{-3}$ (при тех же значениях, что и выше); проводимость σ , если не учитывать влияния магнитного поля (или в направлении по полю) равна $\sigma = e^2 N / m \nu_{\text{эф}}$, где N — концентрация электронов и $\nu_{\text{эф}}$ — эффективное число соударений; при $N \sim 10^5$ и $\nu_{\text{эф}} \sim 2 \cdot 10^3$ (реальные значения для $h \sim 350$ км) $\sigma \sim 10^{10}$. Принимая приведенные значения, а также полагая $H \sim 0,5$, $\cos \theta \sim 1$ и $d \sim 4 \cdot 10^6$, получаем $Q \sim 4 \cdot 10^4$. Как ясно из табл. 1 в $(^{10})$, при таком Q значение R_c вырастает примерно в 700 раз, что привело бы практически к полному подавлению конвекции (за исключением области вблизи магнитного экватора, где $\theta \rightarrow \pi/2$ и $Q \rightarrow 0$). В действительности, однако, расчеты $(^9-^{11})$ не могут непосредственно применяться к ионосфере и в аналогичных случаях, где проводимость резко анизотропна.

Вопрос о конвективной неустойчивости в среде с анизотропными электро- и теплопроводностью рассмотрен нами в другом месте $(^{12})$. При этом показано, что в земной ионосфере, где $\omega_1 = eH/mc \sim 10^7$ и число соударений $\nu_{\text{эф}} \sim 10^3 \div 10^5$, влиянием магнитного поля на конвективную неустойчивость можно пренебречь. Таким образом, если в ионосфере имеются области, где температура падает с высотой, причем $|dT/dz| \gg 10^{-4}$, то должна наступать конвективная неустойчивость, приводящая к образованию ионосферных неоднородностей. Подобная возможность заслуживает внимания, поскольку другие механизмы образования неоднородностей также являются пока что гипотетическими.

Авторы признательны проф. В. Г. Левичу и проф. И. С. Шкловскому за обсуждение вопроса.

Исследовательский физико-технический институт
Горьковского государственного университета

Поступило
4 XI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, 1953. ² A. Hewish, Proc. Roy. Soc., 214, 494 (1952). ³ M. Ryle, A. Hewish, M. N. Roy, Astron. Soc., 101, 381 (1950). ⁴ В. Л. Гинзбург, ДАН, 84, 245 (1952). ⁵ B. J. Mills, A. B. Thomas, Austr. J. Sci. Res., 4A, 158 (1951). ⁶ Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, Механика сплошных сред, 1953. ⁷ A. Pellew, R. V. Southwell, Proc. Roy. Soc., 176, 312 (1940). ⁸ H. Jeffreys, Proc. Cambr. Phil. Soc., 26, 170 (1930). ⁹ W. B. Thompson, Phil. Mag., 42, 1417 (1951). ¹⁰ S. Chandrasekhar, ibid., 43, 501 (1952). ¹¹ S. Chandrasekhar, Proc. Roy. Soc., 217, 306 (1953); 225, 173 (1954). ¹² Б. Н. Гершман, В. Л. Гинзбург, Уч. зап. ГГУ (сер. физ.), 29, 3 (1955). ¹³ N. C. Gerson, Rep. on Progress in Phys., 14, 316 (1951); Усп. физ. наук, 47, 561 (1952). A. Maxwell, Phil. Mag., 45, 1247 (1954).