

IONOSPHERE  
AS A SPACE PLASMA  
LABORATORY

L. M. ERUKHIMOV

*One of new branches of physics of ionosphere is developing by the usage of the ionosphere as a nearest plasma laboratories.*

**Статья посвящена одному из новых направлений ионосферной физики – использованию ионосферы в качестве ближайшей к нам плазменной лаборатории.**

**ИОНОСФЕРА ЗЕМЛИ  
КАК КОСМИЧЕСКАЯ  
ПЛАЗМЕННАЯ ЛАБОРАТОРИЯ**

Л. М. ЕРУХИМОВ

Нижегородский государственный университет

**ВВЕДЕНИЕ**

Мы привыкли к тому, что физическая лаборатория напоминает опутанные множеством проводов установки, которые заполняют маленькую комнатку, большое здание, глубокую подземную пещеру (когда речь идет о ловле космических нейтрино) или огромное кольцо ускорителя. В такой лаборатории мы ставим эксперименты, полностью контролируя условия их проведения. В то же время нас давно не удивляет и тот факт, что, изучая звезды, галактики и их скопления, мы имеем дело с астрофизическими лабораториями, в которых эксперименты ставит сама Природа.

Природе под силу делать то, что недоступно человеку. Она может нагреть вещество до десятков и сотен миллионов градусов, поместив его вблизи центра красного гиганта, а затем, сбросив его оболочку, показать, как вещество остывает, став белым карликом. Природа способна сжать вещество до огромных плотностей, предоставив нам возможность изучать не только нейтронные звезды, но и черные дыры. Но вместе с тем она создает и разряды газа, в которых на расстоянии во многие километры не встретить ни одного свободного протона.

Но, ставя эксперименты, Природа предоставляет нам лишь права стороннего наблюдателя, способного видеть и наслаждаться, разгадывая тайны того, что скрыто за неувиденным.

Однако существуют и космические лаборатории, где нам позволено частично вмешиваться в сотворенное Природой. В статье речь пойдет об одной из них – о ближайшей к нам плазменной космической лаборатории – ионосфере.

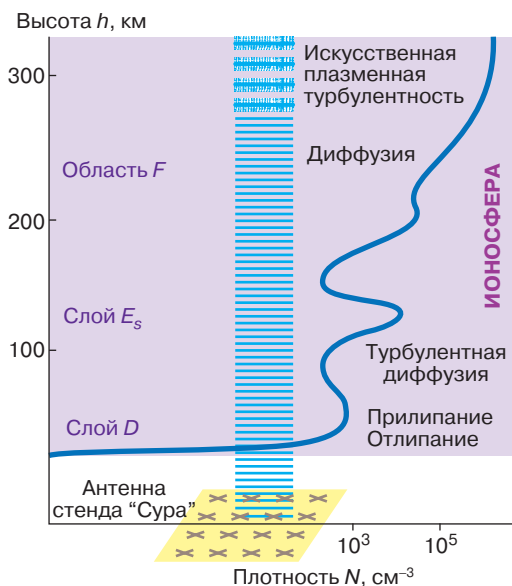
**ИОНОСФЕРА КАК ПЛАЗМЕННЫЙ ОБЪЕКТ**

Плазменная оболочка Земли – ионосфера состоит из смеси газа нейтральных атомов (и молекул) и квазинейтральной плазмы, в которой число отрицательно заряженных частиц в единице объема – электронов и частично отрицательных ионов примерно равно числу положительно заряженных ионов. Ионы атомов и молекул азота и кислорода (доля молекул растет с уменьшением высоты) являются основной ионной составляющей ионосферы. Однако далеко не всегда они определяют характер

химических реакций, контролирующих плотность  $N$  заряженных частиц, особенно в нижних слоях ионосферы, где правят реакциями малочисленные, но химически активные специ.

**Структура.** Равновесная плотность нейтральных частиц  $N_n$ , которая определяется в основном балансом гравитационной силы и силы кинетического давления газа, примерно экспоненциально убывает с высотой, но вплоть до высоты около тысячи километров превышает плотность заряженных частиц  $N$ . Последняя, однако, изменяется с ростом высоты немонотонно, будучи зависимой прежде всего от баланса между скоростями ионизации газа и гибели заряженных частиц из-за многочисленных процессов рекомбинации электронов и ионов (рис. 1).

Ионизация на низких и средних широтах осуществляется солнечным волновым излучением и зависит от проникновения на соответствующие высоты различных частотных компонент (от ультрафиолетовых до рентгеновских) ионизирующего излучения. На высоких широтах значительный вклад в ионизацию вносят энергичные электроны и протоны, выбрасываемые из активных областей Солнца и приносимые солнечным ветром, и еще более энергичные частицы, ускоренные в солнечных вспышках и преодолевающие путь до Земли всего за несколько часов.



**Рис. 1.** Высотное изменение плотности заряженных частиц в ионосферной плазме. Здесь же изображена стоячая структура, образованная при интерференции мощной падающей и отраженной волн, и указано, какие процессы можно изучать по распаду этой структуры (см. раздел "Возбуждение ионосферы мощными пучками радиоволн")

Рекомбинацией на небольших высотах над поверхностью Земли ( $h \leq 80-100$  км) правят сложные молекулярные комплексы, переносимые в том числе из нижних слоев атмосферы, загрязненной человеком. С увеличением высоты процесс объединения отрицательных и положительно заряженных частиц упрощается, уступая постепенно (для  $h \geq 300-400$  км) главенствующую роль в контроле за плотностью  $N$  процессам переноса плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля из-за ее диффузии, в том числе с дневной (освещенной Солнцем) стороны на ночную (ниже для краткости плазмой мы будем называть только ее электронно-ионную компоненту).

Особенности упомянутых процессов приводят к появлению в ионосфере нескольких высотных областей, где  $N$  имеют экстремумы: область  $D$  ( $h \approx 60-80$  км,  $N_{\max} \sim 10^2-10^3$  см $^{-3}$ ), область  $E$  ( $h \approx 100-150$  км,  $N_{\max} \sim 10^5$  см $^{-3}$ ) и часто раздваивающаяся область  $F$ , где на высотах 200–400 км расположен главный максимум ионосферной плазмы с  $N \approx 10^5-10^6$  см $^{-3}$ . Кроме того, на высоте  $h \approx 100$  км эпизодически возникает спорадический слой  $E_s$ , очень плотный и тонкий ( $\Delta h \leq 0,5-1$  км), порой неоднородный. Основными источниками этого загадочного слоя являются высотное перераспределение ионов, неоднородное по высоте (см. ниже), вызванное силой трения о нейтральный газ, движущийся горизонтально, а также долгоживущие металлические ионы метеорного происхождения. Этот слой иногда полностью экранирует от радиоволн расположенные выше области ионосферы. Такое случается, если частота радиоволны меньше критической частоты распространения

$$f_{\text{кр}} = \frac{f_{e0, \max}}{\cos \theta(h)}, \quad (1)$$

где  $\theta(h)$  — зенитный угол падения волны на слой плазмы на высоте  $h$ , а  $f_{e0, \max}$  — максимальное значение плазменной частоты,

$$f_{e0} = \frac{\omega_{e0}}{2\pi} = \sqrt{\frac{e^2 N}{\pi m_e}} \quad (2)$$

( $e$  и  $m_e$  — соответственно заряд и масса электрона).

Данная статья написана в момент проведения экспериментов по изучению искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) в области  $F$  (см. рис. 3) в период, когда слой  $E_s$ , экранируя верхнюю ионосферу, не позволял возбуждать ИРИ.

Отражение радиоволн от области  $F$  обеспечивает загоризонтное распространение сигналов от дальних коротковолновых станций, не пропускает низкочастотные космические радиопомехи и предохраняет космическое пространство от низкочастотных радиопомех, создаваемых на поверхности Земли. Эта же область ответственна за замирения (сцинтилляции)

радиосигналов от передатчиков, расположенных на борту ИСЗ, и сигналов от коротковолновых станций — за замирания ответственны неоднородности плазмы, которые приводят к многолучевому распространению радиосигналов.

Область  $D$ , где велико  $N_n$ , а следовательно, и частота столкновений электронов с нейтралами ( $v_{en} \propto N_n$ ) вызывают основное поглощение радиоволн. Оно связано с тем, что электрон, колеблющийся в поле волны, забирает энергию у волны, но не успевает отдать волне долги путем переизлучения, так как теряет приобретенный от волны импульс при соударениях. Поэтому увеличение плотности электронов в области  $D$  за счет всплесков жесткого рентгеновского излучения Солнца или при ионизации (в высоких широтах) энергичными солнечными протонами с энергией до 40 МэВ полностью нарушает коротковолновую радиосвязь. В период ионосферных возмущений в ионосфере (и магнитосфере, которая, являясь полностью ионизированной оболочкой ионосферы, граничит с межпланетной плазмой) возбуждаются токи, вызывающие значительные вариации геомагнитного поля, и настолько сильные возмущения электрического поля, что порой они приводят к нарушению работы наземных линий электропередач. Вот несколько причин, по которым ионосфере уделялось (в долабораторную ее эпоху) и уделяется повышенное внимание.

**Динамика.** Динамика ионосферной плазмы также изменяется с высотой. В области  $D$ , где частоты вращения электронов ( $\omega_{Be} = eB/(m_e c)$ ,  $c$  — скорость света) и ионов ( $\omega_{Bi} = eB/(m_i c)$ ,  $m_i$  — масса иона) в геомагнитном поле Земли (индукция  $\vec{B}$ ) много меньше соответствующих частот столкновений электронов  $v_e$  и ионов  $v_i$ , плазма является пассивной примесью нейтрального газа — она почти полностью повторяет движения нейтралов как турбулентные, так и волновые. Источники последних часто расположены в нижних слоях атмосферы. Поэтому атмосферные циклоны, землетрясения и наземные взрывы могут быть зарегистрированы на ионосферных высотах.

Ионосферная плазма чувствительна к электрическим полям, достигающим высоты ее расположения. Настоящий бум в последние два года вызвало обнаружение значительного влияния на ионосферу молниевых разрядов в атмосфере. Давнюю проблему изучения ионосферных предвестников землетрясений горячо, словно получив второе дыхание, активно обсуждают на крупных международных форумах.

С ростом высоты, в связи с более быстрым уменьшением  $v_e$ , начинает нарушаться условие  $\omega_{Be} \ll v_e$  и электроны становятся замагниченными. На высоте 100 км, где при замагниченности электронах  $\omega_{Bi}$  становится сравнимой с частотой столкновений ионов с нейтралами  $v_{in}$ , увлеченные нейтралами ионы могут двигаться относительно электронов. Здесь распо-

ложено царство холловской проводимости и холловских ионных токов, протекающих в направлении, перпендикулярном как скорости нейтралов, так и магнитному полю  $\vec{B}$ . Однако неоднородность среды ликвидирует это вольнодумство электронов, приклеивая их к ионам, за счет возникающего из-за разделения зарядов поляризационного электрического поля. Так, вблизи этой высоты возникает слой  $E_s$  при стратифицированном по высоте движении атмосферного газа.

На высотах слоя  $F$  ионосферы плазма замагничена ( $v_\alpha \ll \omega_{B\alpha}$ ). Здесь, особенно в области небольших масштабов, она ведет себя относительно независимо от нейтрального газа, проявляя во всей красе обилие неустойчивостей и нелинейностей, которыми богата магнитоактивная плазма.

Сказанное легко проиллюстрировать с помощью простых и полезных для понимания динамики плазмы формул для скоростей  $\vec{V}_\alpha$  электронов ( $\alpha = e$ ) и ионов ( $\alpha = i$ ) под действием произвольной силы  $\vec{F}_\alpha$  в направлении, параллельном  $\vec{B}$ :

$$V_{\parallel} = \frac{F_{\alpha\parallel}}{m_\alpha v_\alpha}, \quad (3)$$

ортогональном  $\vec{B}$ :

$$V_{\perp} = \frac{F_{\alpha\perp} v_\alpha}{m_\alpha (\omega_{B\alpha}^2 + v_\alpha^2)} \quad (4)$$

и ортогональном как  $\vec{F}_\alpha$ , так и  $\vec{B}$ :

$$V_{\top} = \pm \frac{e v_\alpha [\vec{F}_\alpha \times \vec{B}]}{m_\alpha c (\omega_{B\alpha}^2 + v_\alpha^2)} \quad (5)$$

(знак минус в (5) относится к электронам).

Выражения (3)–(5) справедливы при условии, что характерное время изменения  $V_\alpha$  много меньше  $v_\alpha^{-1}$ . Вместе с тем они содержат в себе и более общий случай. Например, при гармоническом изменении во времени параметров (когда  $V_\alpha \propto \exp[(i\omega - v_\alpha)t]$ , где  $i = \sqrt{-1}$ ) в (3)–(5) для правильного описания динамики плазмы достаточно заменить  $v_\alpha$  на  $i\omega + v_\alpha$ .

Подставляя в (3)–(5) различные  $F_\alpha$  можно оценить  $V_\alpha$  при различных процессах. Например, в случае увлечения ионов движущимися со скоростью  $V_{n\perp}$  нейтралами ( $F_i = m_i v_{in} V_{n\perp}$ ) с помощью (5) можно описать возникновение слоя  $E_s$ . Подстановка в (3)–(5) электрической силы ( $F_\alpha = \pm eE$ , знак минус относится к электронам) позволяет оценить плотность электрических токов  $\vec{j} = eN(\vec{V}_i - \vec{V}_e)$ . В частности, из (4) следует, что в сильно замагниченной плазме ( $\omega_{B\alpha} \gg v_\alpha$ ) скорости ( $V_{\perp} \ll V_{\top}$ ) малы, а в поперечных электрическом и магнитном полях плазма дрейфует как целое со скоростью дрейфа  $V_d = c[\vec{E} \times \vec{b}]/B$ , где  $\vec{b} = \vec{B}/B$ .

С помощью (3)–(5) можно описать также скорости *диффузии* плазмы под действием сил давления  $F_\alpha = -\text{grad } P_\alpha$ , где  $P_\alpha = \kappa_B N T_\alpha$  ( $\kappa_B = 1,38 \times 10^{-16}$  эрг/град – постоянная Больцмана,  $\text{grad } P = (P(\vec{r}_1) - P(\vec{r}_2)) / (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  означает пространственную скорость изменения давления в некотором направлении  $\vec{r}$ ).

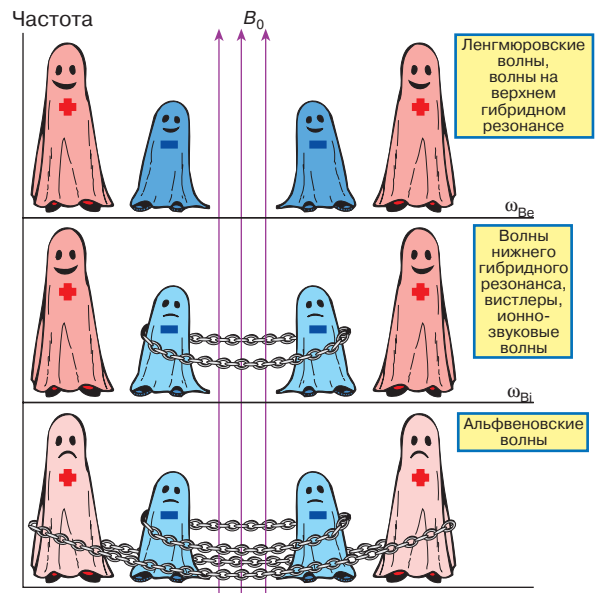
Давления электронной и ионной компонент плазмы, как правило, различны. Однако независимо двигаться они не могут из-за возникающих при образовании неоднородностей плотности заряда электрических полей. При этом более подвижные вдоль силовых линий магнитного поля электроны (до тех пор пока  $m_e v_e \ll m_i v_i$ ) тянут за собой тяжелую поклажу – ионы. В плоскости, ортогональной  $\vec{B}$ , при указанном условии более подвижны ионы. Именно им часто приходится тащить вмороженные в магнитное поле электроны, словно зазывать в кино девушку, за спиной которой находятся родители. В результате возникают сложные процессы перераспределения плазмы, в которых известные рак ( $\vec{B}$ ), лебедь и щука могут меняться местами. Однако конечное состояние всегда является простым – плазма и поле ведут себя таким образом, чтобы суммарное давление оставалось постоянным:

$$P = P_\Sigma + P_B + \dots = \kappa_B N (T_e + T_i) + \frac{B^2}{4\pi} + \dots = \text{const.} \quad (6)$$

Степень влияния вариаций плазмы на магнитное поле и влияние вариаций поля на плазму определяются отношением кинетического давления плазмы и магнитного поля – параметром  $\beta = 4\pi\kappa_B N (T_e + T_i) / B^2$ . В случае большого  $\beta$  (в верхней ионосфере  $\beta \sim 10^{-5}$ ) малейшие изменения  $B$  могут привести к значительным вариациям плотности и температуры плазмы. Наоборот, при малых  $\beta$  турбулентность плазмы способна влиять на структуру поля. При  $B^2 = \text{const}$  неоднородный нагрев плазмы приводит, согласно (6), к возникновению в ней неоднородностей плотности за счет *термодиффузии*.

**Волны.** Верхняя ионосфера словно специально создавалась для демонстрации различных типов волн, блуждающих по замагниченной плазме (рис. 2). Волны регистрируются с помощью зондов, установленных на ИСЗ, изучаются с помощью радиорадаров. Мы лишь кратко перечислим волны в плазме, указав силы, их порождающие, а также связь между частотой  $\omega$  волны и ее волновым числом  $k = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны, которая определяет также показатель преломления волн  $n = ck/\omega$ .

Всего две силы – электрическая и сила давления (в том числе магнитного) – приводят к набору волн, причем первая порождает собственные колебания на резонансных частотах, за счет второй появляется бегущая в пространстве структура. Как и в любой



**Рис. 2.** Волны в плазме разной степени замагниченности

среде, волны с частотой, много меньшей любой резонансной частоты среды, связаны с  $k$  линейным образом ( $\omega = \pm V k$ ). Примером таких волн в плазме с вмороженными в магнитное поле как ионами, так и электронами (частоты меньше гирочастоты ионов) могут служить *волны Альфвена*, отражающие распространение возмущений магнитного поля и скорости плазмы как целого. Для этих волн  $\omega = V_A k \cos\phi$ , где  $\phi$  – угол между  $\vec{B}$  и  $\vec{k}$ , а скорость Альфвена  $V_A = B / \sqrt{4\pi N m_i} = \omega_{Bi} / \omega_{oi}$  есть отношение гирочастоты ионов к ионной плазменной частоте.

При  $\omega_{Bi} \ll \omega \ll \omega_{Be}$  магнитное поле, приклеивая по-прежнему к себе электроны, позволяет свободно перемещаться ионам. В этом случае ионы при смещении относительно замороженных электронов создают электрическое поле  $\vec{E}$ ,  $\vec{E} \parallel \vec{k}$ ,  $\vec{E} \perp \vec{B}$  и колеблются в этом поле в плоскости, ортогональной  $\vec{B}$ . Вместе с тем электроны в этом поле двигаются в направлении  $[\vec{E} \times \vec{B}]$ . Волны такого типа носят название *волн нижнего гибридного резонанса* (НГР) и при  $\omega_{oi} \gg \omega_{Bi}$  имеют резонансную частоту  $\omega_R \approx \sqrt{\omega_{Bi} \omega_{Be}}$ . В указанном интервале частот имеются также волны, волновой вектор которых составляет малый угол с  $\vec{B}$ . Эти волны получили название *вистлеров* (их аналог в металлах называют *геликонами*). В атмосфере Земли они генерируются грозвыми разрядами. Вистлеры – это волны электронного типа. Они поперечны ( $\vec{k} \perp \vec{E}$ ), а вектор  $\vec{E}$  в них вращается

в сторону, противоположную вращению электрона в магнитном поле.

Частоты, сравнимые и больше  $\omega_{0i}$ , оккупированы продольными  $\vec{k} \parallel \vec{E}$  ионно-звуковыми волнами. При их распространении вдоль  $\vec{B}$  электроны являются пассивной примесью, ибо магнитное поле мешает такому их движению (см. (3)). Платой за эту относительную пассивность является влияние на их распространение суммарного кинетического давления  $P_\Sigma$  (см.(6)). Последнее легко понять. При сложении изменений импульсов электронов и ионов электрические силы  $\pm eE$ , имея разные знаки, исчезают:

$$Nm_i \dot{a}_i + Nm_e \dot{a}_e \approx Nm_i \dot{a}_i = N(T_e + T_i) = P_\Sigma.$$

В результате для ионно-звуковых волн имеем

$$\omega = \pm V_s k, \quad \text{где} \quad V_s = \sqrt{\frac{\chi_B(T_e + T_i)}{m_i}}. \quad (7)$$

Наконец, на частотах  $\omega \gg \omega_{0i}$  тяжелые ионы не успевают реагировать на смещение электронов. Они играют роль неподвижных центров, около которых колеблются электроны, привязанные к ним пружинкой, сделанной из поляризованного поля [1, 2]. Она заставляет электроны (даже в плоскости, ортогональной  $\vec{B}$ ) колебаться около них. Для таких волн, которые в основном продольны ( $\vec{E} \parallel \vec{k}$ ), связь между  $\omega$  и  $k$  имеет вид

$$\omega^2 = \omega_{0e}^2 + \omega_{0e}^2 \sin^2 \phi + 3V_e^2 k^2. \quad (8)$$

Фазовую скорость  $V_\phi = \omega/k$  плазменных волн легко определить из (8), групповую скорость – используя дополнительное соотношение  $V_{гр} V_\phi = V_{T_e}^2$ , где  $V_{T_e} = \sqrt{\chi_B T_e / m_e}$  – тепловая скорость электронов.

В нижней ионосфере плазма несет в себе прежде всего отпечаток акустико-гравитационных волн, волн Россби и других распространяющихся в нейтральной атмосфере и являющихся результатом ее неоднородности, гравитационной силы, силы Кориолиса и приливных сил.

Итак, в ионосфере, подобно хорошему зоопарку, содержится многое из того, что встречается в более удаленных уголках космического пространства. Нужно только перейти, словно от вольера к вольеру, на другую высоту, широту, выбрать соответствующее время суток или дожидаться прогнозируемого (но не астрологами) спокойного дня или бурного солнечного извержения.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМИ ПУЧКАМИ РАДИОВОЛН

Существуют различные способы воздействия на ионосферу – от достаточно радикальных, в которые входят и выбросы химически активных реагентов с борта ракет и спутников, до весьма деликатных, к которым относится возбуждение ионосферы мощными пучками радиоволн от наземных радиопередатчиков. Физика возбуждения плазмы состоит в следующем.

Легкие электроны за период колебаний ( $\tau \sim \omega^{-1}$ ) в высокочастотных электрических полях приобретают скорость  $V_\omega \approx a_\omega \tau \approx eE_\omega / (m\omega)$ . Эта осцилляторная скорость, во-первых, может сама изменять давление, внося в него поправку  $P_W = Nm_e |V_\omega|^2 / 2$ , а во-вторых, хаотизируясь при столкновениях электронов, вызывает изменение давления через увеличение электронной температуры. Локальное изменение давления плазмы  $P_\Sigma$  вызывает перераспределение ее плотности  $N$ , чтобы сохранить постоянным  $P_\Sigma + P_W$  в пространстве за счет изменения плотности плазмы  $N$ .

В столкновительном случае характерные времена процесса  $\tau_\parallel \sim L_\parallel / V_\parallel$  и  $\tau_\perp \sim L_\perp / V_\perp$  и определяются как продольными  $L_\parallel$ , так и поперечными  $L_\perp$  масштабами неоднородностей (в данном случае  $T_e$ ) и соответствующими скоростями, которые можно найти из (3), (4), но с учетом поляризованных полей. В пренебрежении столкновениями величина  $\tau$  определяется скоростью ионного звука  $V_s$  (7).

Изменение  $\Delta T_e$  легко оценить приравняв скорость притока тепла  $Q_e$  за счет силы трения электронов о другие частицы ( $Q_e \sim F_v V_\omega \sim m_e v_e V_\omega^2$ ) к суммарным потерям энергии электронами: при столкновениях ( $\delta v_e \Delta T_e$ , где  $\delta$  – доля энергии, передаваемой при ударе, а  $\Delta T_e$  – прирост  $T_e$  в поле волны), а также за счет перераспределения температуры в пространстве.

Скорость потерь можно представить в виде  $v_e (l_v^2 / L_\parallel^2 + \rho_e^2 / L_\perp^2) \Delta T_e$ , где  $l_v$  – длина свободного (без соударений) пробега электрона, а  $\rho_e = V_{T_e} / v_e$  – гирорадиус электрона, то есть длина той цепи, которой привязаны заряженные частицы к силовым линиям. В результате

$$\Delta T_e = \frac{e^2 |E_\omega|^2}{\delta_1 m \omega^2}, \quad (9)$$

где  $\delta_1 = v_e (l_v^2 / L_\parallel^2 + \rho_e^2 / L_\perp^2)$ .

Прибавляя к кинетическому давлению  $P_W \propto \propto |V_\omega|^2$ , получаем в пренебрежении изменением  $P_B$  условие постоянства давления в виде

$$P_\Sigma + P_W = N \left[ T_i + T_e + \frac{e^2 |E_\omega|^2}{m \omega^2} (1 + \delta_1^{-1}) \right] = \text{const}. \quad (10)$$

После выключения мощной волны накачки (ВН) давление вновь должно сохраниться. Поэтому неоднородности рассыпаются (диффундируют, разлетаются), пока все не станет таким, каким было до нашего вмешательства.

Заметим, что повышение  $T_e$  в нижней ионосфере приводит к увеличению частоты столкновений электронов с нейтралами, так как при независимости сечения соударений от скорости  $\nu_{en} \propto V_{Te}$ . Это вызывает и увеличение поглощения радиоволны, что затрудняет порой возбуждение верхних слоев ионосферы. У подложки ионосферы изменяются и условия существования свободных электронов из-за их прилипания к молекулам, что позволяет изучать скорость химических реакций и, следовательно, изменение состава молекул. Делается это следующим образом.

На ионосферу посылается радиоволна, которая после отражения от области  $F$  в результате интерференции с прямой волной образует вертикальную квазипериодическую структуру, изображенную на рис. 1 горизонтальными линиями. Посылая на ионосферу пробную волну соответствующей частоты можно изучать по брэгговскому рассеянию не только образование этой своеобразной решетки, но и ее гибель после выключения мощного передатчика.

На высотах  $h < 100$  км, где длина волны структуры меньше  $l_v$ , при образовании решетки царствуют нагревные эффекты, а при ее гибели — диффузия ( $h \approx 80-100$  км), перемешивание плазмы турбулентностью нейтрального газа ( $h \sim 60-80$  км) и, наконец, химические процессы ( $h < 60$  км).

### ИСКУССТВЕННОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ И ПРИГОТОВЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ДЕЛИКАТЕСОВ

Наиболее интересные эффекты появляются при возбуждении сильно замагниченной слабостолкновительной плазмы слоя  $F$  в области отражения вертикальных пучков ВН. Вертикальных прежде всего потому, что в этом случае уровень отражения радиоволн расположен вблизи уровней существования плазменных волн (см. (1), (2)). Групповая скорость плазменных волн меньше тепловой скорости электронов, что значительно меньше скорости радиоволны такой же частоты. Поэтому они более эффективно, чем радиоволны, изменяют плазму за счет нелинейных сил. Однако для этого радиоволна должна превратиться (конвертироваться) в плазменную волну.

Конверсия является частным случаем рассеяния, когда происходит возбуждение волн с другим волновым числом  $k$ . Физика его проста. Поле  $\vec{E}_{tr}$  первичной поперечной волны в плазме с неоднородностями плотности  $N$ , перемещая электроны, поляризует неоднородности плазмы, возбуждая вторичное (поляризационное) продольное поле  $\vec{E}_l$

и удовлетворяя при этом законам сохранения энергии ( $\sum_i \omega_i = \text{const}$ ) и импульса ( $\sum_i \vec{k}_i = \text{const}$ ) трех взаимодействующих волновых структур ( $N, E_{tr}, E_l$ ), а также условию существования рожденной волны (см. (8)).

В нашем случае волновое число плазменных волн много больше волнового числа поперечной радиоволны ( $k_l \gg k_{tr}$ ). Поэтому конверсия происходит на структуре  $N$  с  $k_N \approx k_l$ . Если структура близка к стационарной ( $\omega_N \approx 0$ ), то частоты радио- и плазменной волн примерно равны. Конверсия становится нелинейной, если родившаяся волна вместе с материнской образует структуру поля  $|\vec{E}_l + \vec{E}_{tr}|^2$ , которая изменяет давление (10) и усиливает неоднородности  $N$ . При этом, став достаточно сильной, плазменная волна как сама рождает структуру  $N$ , так и дает жизнь другим плазменным волнам, например, более низкой частоты за счет распада (на дочерние плазменные и низкочастотные — ионнозвуковые или НГР-волны). Рожденные в ионосферной стихии волны за счет той же конверсии покидают ее и приходят к нам как искусственное радиоизлучение ионосферы (рис. 3).

Это излучение было открыто 12 лет назад, сейчас оно переживает период своего становления и активно изучается, ибо ИРИ позволяет разобраться в тех процессах, которые ответственны за образование нелинейного частотного спектра и конверсию плазменных волн в электромагнитные в условиях астрофизической плазмы. Ведь радиоволны несут большую нагрузку в диагностике параметров дальнего космоса.

Очень многое в ИРИ еще непонято. Оно своеобразно ведет себя вблизи гармоник гирочастоты и

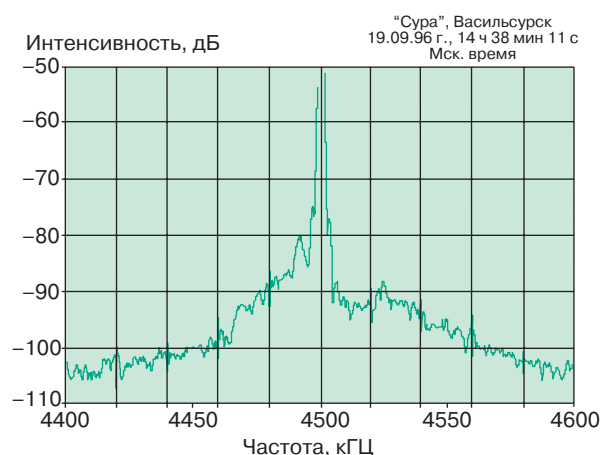


Рис. 3. Пример частотного спектра искусственного радиоизлучения ионосферы, индуцированного мощной радиоволной с частотой 4500 кГц

наблюдается не только на более низких, но и на более высоких, чем порождающая его волна накачки. Оно имеет весьма своеобразную динамику. И в этой сложности нет ничего удивительного. Ведь множество процессов играет роль в формировании ИРИ, о которых мы не упоминали здесь. Среди них и ускорение плазменными волнами частиц, и возбуждающиеся токи в ионосфере, и др., элементы которых как хорошо изучены, так и требуют еще своего понимания. Но физики расчлениют это сложное. Используя нестандартные временные и частотные режимы возбуждения ионосферы, они, словно кулинары, создают плазменную турбулентность нужных свойств и следят за ее эволюцией. И к моменту завершения этой статьи, в период эксперимента с участием одного из авторов ИРИ, первого руководителя стенда в Норвегии П. Штуббе (Германия), ионосфера приподнесла новый сюрприз в виде новой компоненты ИРИ в области положительных сдвигов частоты от частоты мощной волны.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Всего четыре мощных стенда для возбуждения радиоволнами существуют в мире: стенд в Пуэрто-Рико (Аресибо), в России (Нижний Новгород), в Норвегии (Тромсе) и на Аляске. Все они с учетом большой направленности передающих антенн и результирующей мощности передатчиков (порядка мегаватта) способны сосредоточивать на высотах ионосферы мощность, достигающую сотен мегаватт. Будучи расположенными на различных геомагнитных широтах, они дополняют друг друга. Ученые разных стран проводят исследования на всех указанных стендах, приезжая с новой диагностической аппаратурой, новыми программами и создавая новые теоретические построения для ин-

терпретации результатов экспериментов. Перечисленные уникальные стенды существенно расширили рамки ионосферных исследований и сделали возможным эффективное использование ионосферы как ближайшей к Земле космической плазменной лаборатории.

Статья посвящается светлой памяти моего учителя, основателя стенда “Сура” Г.Г. Гетманцева, которому в этом году исполнилось бы 70 лет.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Ерухимов Л.М.* Эффект Доплера, или От паровозных гудков до цветомузыки Вселенной: Расширенный вариант Соросовской лекции. Препринт НИРФИ. Нижний Новгород, 1996.
2. *Сухоруков А.П.* Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 5. С. 85–92.
3. *Кингисеп А.С.* Плазма как объект физических исследований // Там же. № 2. С. 98–104.
4. *Ерухимов Л.М., Генкин Л.Г.* Ионосфера как плазменная лаборатория // Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35, № 11/12. С. 363–387.

\* \* \*

Лев Михайлович Ерухимов, доктор физико-математических наук, профессор Нижегородского государственного университета, руководитель отделения солнечно-земной физики Научно-исследовательского радиофизического института. Область научных интересов: физика космической плазмы и гравитации, распространение радиоволн и взаимодействие ионосферы с мощным радиоизлучением. Автор около 300 научных работ, в том числе трех монографий. Умер 19 декабря 1997 года.