

УДК 538.569;538.95

С. А. Пулинец, В. В. Селегей

МОДИФИКАЦИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ИСЗ ПРИ ВНЕШНЕМ ЗОНДИРОВАНИИ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМИ РАДИОИМПУЛЬСАМИ

Для объяснения длительных задержек возбуждений на характерных резонансных частотах плазмы при внешнем радиозондировании ионосферы предлагается механизм сильной турбулентности: в ближней зоне излучающей антенны за счет пондеромоторных сил плотность плазмы стремится к нулю, а за счет модуляционной стрикционной неустойчивости в поле волны накачки происходит развитие турбулентной области с образованием солитонной структуры, а также кавитонов с их последующим коллапсом. Спутник же пересекает турбулентную область и длительные возбуждения на характерных частотах будут обусловлены пересечением приемными антеннами как устойчивых, так и неустойчивых солитонов, движущихся со скоростями, меньшими скорости спутника. Для объяснения наблюдавшегося на ИСЗ «Интеркосмос-19» ускорения электронов предлагается механизм возбуждения в окрестности спутника поверхностных волн в диапазоне $f_{pe}/\sqrt{2} < f_0 < f_{UHFR}/\sqrt{2}$. Приводятся экспериментальные данные, впервые полученные на ИСЗ ИК-19 при помощи широкополосного бортового приемника АВЧ-2.

При внешнем радиопульсном зондировании ионосферы с борта искусственных спутников Земли, пролетающих значительно выше слоя $F2$, еще в начале 60-х годов были обнаружены длительные возбуждения на частотах так называемых главных резонансов (ленгмюровской частоте электронов f_{pe} , верхнем гибридном резонансе f_{UHFR} , гирочастоте электронов f_{ne} и ее гармониках nf_{ne} [1, 2]). Время существования τ_p этих резонансов значительно (на один-два порядка) превышает длительность самого зондирующего радиопульса $\tau_n \sim 10^{-4}$ с.

В дальнейшем авторами [3-8] была развита теория этих резонансов, объясняющая длительные задержки возвратом на спутник за счет рефракции в плоскостной среде возбужденных радиопульсом продольных электростатических волн, имеющих низкие групповые скорости. То, что наблюдаются электростатические, а не электромагнитные волны, объясняется большими групповыми скоростями последних, вследствие чего они быстро покидают окрестности спутника. Продольные же волны, испытывая рефракцию на естественном градиенте концентрации со шкалой высот H [4, 7] (для f_{pe} и f_{UHFR} или магнитного поля Земли [3, 8] (для f_{ne} и nf_{ne}), проходят сравнительно небольшой путь ($10^2 \div 10^4$ м) с групповыми скоростями $\sim 10^3 \div 10^5$ м/с и возвращаются на спутник.

Линейная теория [4] предсказывает наличие двух волн, испытавших рефракцию и вернувшихся на спутник. При этом вследствие того, что условия возвращения «выбирают» их из пакета излучаемых волн в диапазоне $\Delta f_n \approx 1/\tau_n = 10$ кГц (где τ_n — длительность импульса передатчика) и эффекта Доплера, эта теория предсказывает модуляцию наблюдаемого

сигнала. Существенно то, что частота биений должна возрастать с увеличением наблюдаемой задержки.

В действительности же поскольку мощность излучения бортового передатчика такова, что плотность ВЧ-энергии в окрестности спутника оказывается сравнимой с тепловой энергией электронов, необходимо учитывать нелинейные явления в условиях сильной накачки (самовоздействием волны). Режим слабой турбулентности был впервые рассмотрен в работе [9]. Основу предложенного механизма составляет циклотронный нагрев околоспутниковой плазмы мощным радиоимпульсом передатчика и создание анизотропии электронной температуры T_e ($T_{\perp}/T_{\parallel} > 5$, где T_{\perp} и T_{\parallel} — соответственно поперечная и продольная составляющие электронной температуры относительно направления геомагнитного поля H_0), что приводит к возбуждению неустойчивости Харриса, а затем вследствие нелинейного механизма взаимодействия волн к возбуждению диффузных резонансов. Основную роль в предложенном процессе играет поглощение энергии зондирующего импульса вблизи $2f_{He}$.

Дальнейшее развитие эти идеи получили в работах [10, 11], где подробно рассмотрены на основе экспериментальных данных условия развития резонансов в зависимости от параметров плазмы, геофизических условий и мощности излучаемой волны, а также предложен механизм нелинейного затухания Ландау, который, по мнению авторов, более предпочтителен трехволновому взаимодействию.

Во всех этих работах отмечается, что турбулентное состояние плазмы связано с тем, что энергия излучаемых ионозондом радиоимпульсов W становится сравнимой с тепловой энергией плазмы $n_e T_e$. В [9] даже дается оценка $W/n_e T_e \sim 10^2$.

Однако при $W/n_e T_e \gg 1$ существенное влияние на плазму оказывает стрикционное выдавливание ее полем волны накачки при наличии градиента ее электрического поля. Стрикционные механизмы приводят к тому, что в плазме образуются каверны (кавитоны) — области пониженной плотности, в которых скапливаются ленгмюровские плазмоны. При этом возможен коллапс — схлопывание кавитонов с ускорением электронов и увеличением плотности энергии ленгмюровских колебаний [12].

1. Модель сильной турбулентности. Предлагаемая в данной работе модель заключается в том, что на частотах накачки $f_0 \approx f_{pe}$ и $f_0 \approx n f_{He}$, где f_0 — частота накачки, за счет стрикционной модуляционной неустойчивости под действием мощной волны бортового передатчика возникает солитонная решетка. Эти солитоны могут образовываться как на ленгмюровских волнах [13, 14], так и на циклотронных волнах и на их гармониках [15]. Скорости этих солитонов малы (быстроперемещающиеся солитоны быстро останавливаются [12]). Таким образом, возбуждения, которые обнаруживают тенденцию к большим задержкам, можно объяснить как солитонные ВЧ-колебания, принимаемые набегающими на них приемными антеннами движущегося сквозь турбулентность спутника.

Кроме образования довольно устойчивой солитонной структуры [16] в поле мощной волны накачки произойдет развитие и коллапс кавитонов [12, 17–20], при котором возрастание плотности энергии ленгмюровских плазмонов в каверне приводит к ее схлопыванию с излучением ионно-звуковых волн (при достаточно больших начальных полях). При достижении размера схлопывающейся каверны порядка дебаевского радиуса r_D включается механизм диссипации ВЧ-поля (затухание Ландау). Время жизни кавитонов [12] порядка $\tau_k = l_k/c_s$, где l_k — размеры кавитонов, c_s — скорость ионного звука. В экспериментах (см. библиографию [12]) время жизни обнаруженных кавитонов превышало во много раз l_k/c_s , что ведет при оценке скорости схлопывания кавитона к необходимости учета пространственной дисперсии (в отличие от [17–19]). Усиление дисперсии за счет уменьшения плотности в кавитоне паступает раньше затухания Ландау.

Характерное время развития модуляционной неустойчивости при

$W/n_e T_e > k^2 r_D^2$ и $W/n_e T_e > m/M$ (режим сверхзвукового коллапса, при котором образуются ионно-звуковые волны) $\gamma_{\text{кол}}^{-1} = (\omega_{pe} \sqrt{Wm/n_e T_e M})^{-1} = 10^{-3}$ с. Здесь

и далее оценки мы будем делать для условий работы ИСЗ «Интеркосмос-19»: $\omega_{pe} = 2\pi f_{pe} = 2 \cdot 10^7$ с⁻¹, $\omega_{ne} = 4 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\tau_n = 10^{-4}$ с⁻¹, излучаемая мощность $P_n = 100$ Вт, $T_e = 3000$ К, концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^4$ см⁻³, $r_D = 1,4$ см, $T_e n_e = 10^{-9}$ Дж/м³, $M/m = 1,6 \cdot 10^3$, M и m — массы ионов и электронов соответственно.

Высота спутника над Землей — 900 км (переходная область от ионов O^+ и H^+). В случае очень сильной накачки при $W/n_e T_e \gg 1$ по [21] $\gamma^{-1} = \omega_{pe}^{-1} (m/M)^{1/2} \approx 10/\omega_{pe} = 10^{-6}$ с. Таким образом, за время действия зондирующего импульса $\sim 10^{-4}$ с явления, связанные с модуляционной неустойчивостью, успевают развиться. Численное моделирование коллапса в различных условиях дает типичное значение задержки максимума ВЧ-поля относительно начала накачки $(10^2 \div 5 \cdot 10^3) \omega_{pe}^{-1}$ или $(10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-4})$ с. По результатам численного моделирования [13], использованным нами для случая движения спутника вдоль магнитного поля, начальная стадия развития ленгмюровской турбулентности характеризуется наличием «чистой» пространственно-периодической солитонной структуры, которая в дальнейшем при постоянной накачке разрушается и возникает набор случайным образом расположенных солитонов. Характерное время развития турбулентности по [13] $\tau_0 = 3M/\omega_{pe} m = 5 \cdot 10^{-4}$ с, пространственный масштаб $x_0 = 3r_D \sqrt{M/m} = 2$ м. Солитонная решетка периодична на временах $t < \tau_0$. Для $W/n_e T_e \gg 0,1$ ширина солитонов $l_s \sim 0,2x_0 \approx 0,4$ м и период $h_s = (1 \div 4)x_0$.

Существенно, что доля ВЧ-энергии W_n , отбираемая у волны накачки E_0 по [13] достигает насыщения при значении $E_0^2/8\pi n_e T_e = 3\sqrt{m/M}$ по уровню $0,4 \div 0,5 n_e T_e$. Изменения концентрации плазмы Δn и поля E для такой накачки доходят до $0,3n_e$ и $10^3 E_0$ (E_0 — поле волны накачки). Кроме того, в области плазменного резонанса в поле обыкновенной волны происходит расслоение плазмы с масштабом $(r_D c/\omega_{ne})^{1/2}$ [22] и образование в ионосфере искусственных неоднородностей [23–28].

Образование искусственных неоднородностей в нижней ионосфере при облучении ионосферы вертикальными пучками мощных радиоволн с Земли исследовано, например, в [23, 24]. При этом авторов в основном привлекли механизмы тепловой параметрической неустойчивости [24–26]. Однако диссипативной неустойчивости присуща довольно сильная инерционность. В [27, 28] рассматривается возможность возникновения неоднородностей при нагреве с Земли за счет стрикционных сил и обсуждаются особенности обратного рассеяния обыкновенного компонента, а также конкуренция механизмов тепловой и стрикционной параметрических неустойчивостей.

Оценим теперь плотность энергии, излучаемой с ИСЗ волны. Для частот выше плазменной в ближней зоне длинного цилиндрического источника имеем:

$$W \approx P_n / 2\pi r l_n v_{gr} = P_n f_0 / 2\pi r c l_n \sqrt{f_0^2 - f_{pe}^2}, \quad (1)$$

тогда $W = n_e T_e$ на расстоянии, перпендикулярном диполю,

$$r_0 \approx P_n f_0 / 2\pi l_n c n_e T_e \sqrt{f_0^2 - f_{pe}^2}. \quad (2)$$

Здесь v_{gr} — групповая скорость волны, c — скорость света, l_n — длина излучающего диполя, $l_n = 50$ м. Подставив в (2) значение $f_0 = f_{pe} + \Delta f_0$ (Δf_0 — шаг перестройки частоты ионовозонда; для $f_0 \geq 1,5$ МГц, $\Delta f_0 = 50$ кГц), получаем $r_0' \approx 5$ м. При $f_0 \gg f_{pe}$ $r_0'' = 1$ м. Протяженность же ближней турбулентной зоны определится из условия для так называемой сверхсильной турбулентности $W_n = n_e T_e (m/M)^{1/2}$ и составит для двух этих случаев соответственно значения $r_0' = 60$ м и $r_0'' = 12$ м.

Механизм стрикционной модуляционной неустойчивости и образования солитонов по [13], вообще говоря, «работает» при небольших отношениях

$W/n_e T_e$, однако его насыщение на уровне $W_n \sim 0,5 n_e T_e$ позволяет экстраполировать результаты [13] в область значений $W/n_e T_e \sim 1$. Проявление в этой области эффекта опрокидывания фронта волны существенно картину пространственных масштабов не меняет, а приводит к повышению крутизны границ каверны.

Поскольку в поле действия потенциальной силы на квазинейтральную плазму ее плотность в стационарном режиме будет равна $n_{e,i} = n_e \exp(-W/n_e T_e)$, то в ближней зоне (2) $n_{e,i} \rightarrow 0$, в ближних кавитонах $n_{e,i} \rightarrow n_e e^{1/2}$ и $n_{e,i} \rightarrow n_e e^{-1}$ на границе зоны (2), где достигается равенство давления ВЧ-поля и теплового.

Для понимания процесса трансформации энергии в области частот $f_0 < f_{pe}$ воспользуемся результатами работ [29, 30], где рассмотрено излучение источника, помещенного в магнитоактивную плазму, а также поглощение ВЧ-излучения с учетом конечных размеров источника, температуры плазмы и ее неоднородности. При этом (см. библиографию [29]) обнаружено, что при $f_0 < f_{pe}$ основная доля излучения концентрируется вблизи резонансного конуса, осью которого служит внешнее магнитное поле H_0 , а в диаграмме направленности появляется область тени. При $f_0 \geq f_{pe}$ такой резонансный конус отсутствует. Угол при его вершине определяется как $\text{ctg}^2 \theta = |\epsilon_{\parallel}|$, где ϵ_{\parallel} — продольная диэлектрическая проницаемость. Для $f_{pe} > f_n$ ситуация обратная, но и в этом случае резонансный конус при $f_0 < f_{pe}$ будет возбуждаться за счет параметрической перекачки энергии в плазменную моду [21, 32]. Длина затухания $l_0 \sim \lambda_0^2 / \pi^2 l_n \cos \theta$, где λ_0 — длина волны в вакууме. В [30] $\theta = \cos^{-1}(f_0/f_{pe})$, а напряженность падает как r^{-1} , где r — расстояние от источника.

В случае $f_n < f_0 < f_{pe}$ мы имеем, так сказать, «вмороженное» электрическое поле, ограниченное объемом V_{τ} . Резонансный конус будет при этом ограничен углом $\theta_{\max} \sim 45^\circ$. Это можно понять из того факта, что при узкой диаграмме излучения отношение $W/n_e T_e$ будет возрастать, что приведет к увеличению вдоль H_0 стрикционной силы, а следовательно, r_0 и в конце действия импульса передатчика в резонансном конусе ϵ_{\parallel} будет близко к 1, а $l_{0 \max} = \sqrt{2} c^2 / \pi^2 f_0^2 l_n \approx 30$ м. Таким образом, возмущенная область в грубом приближении примет вид плоского цилиндра, сплюсненного в направлении $H_0 \times I_n$, с осью по H_0 (вектору полного магнитного поля Земли).

Объем ее будет порядка величины

$$V_{\tau} \sim \pi l_n^2 l_{0 \max} \cos^2 H_0 I_n = \sqrt{2} l_n c^2 \cos H_0 I_n / 4 \pi f_0^2 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ м}^3.$$

При условии однородного заполнения этой области ВЧ-полем при его перераспределении в ней $W = P_n \tau_n / V_{\tau} \sim 5 \cdot 10^{-8}$ Дж/м³, т. е. $W/n_e T_e \approx 50$. Изотропность направления вектора Пойнтинга P достигается при трансформации чисто продольных волн в волны переходной области [7], что обусловлено сильной рефракцией на неоднородности вблизи спутника вследствие свойств поверхностей показателя преломления для продольных волн. Следует отметить, что при совпадении направления I_n с поверхностью резонансного конуса должно наблюдаться резонансное усиление волны, излучаемой в направлении I_n с групповой скоростью $\sim 3 \cdot 10^{-3} c$ [30]. Так как во время импульса передатчика стрикционная сила, действующая на единичный объем плазмы $F = -(f_{pe}^2/f_0^2) \partial W / \partial r$, (где r — расстояние вдоль H_0), то с учетом изложенного для $f_0 < f_{pe}$, положив $W = P_n / \pi r^2 v_{gp}$, получаем выражение для времени стрикционного макроскопического выдавливания плазмы на расстояние r от антенны:

$$\tau_c \approx \frac{f_0}{2f_{pe}} \left(\frac{M n_e \pi v_{gp}}{2P_n} \right)^{1/2} r^2 \quad (3)$$

и зависимость расстояния, на которое выдавливается плазма за время τ_n :

$$r_c \approx \left(\frac{2\tau_n f_{pe}}{f_0} \right)^{1/2} \left(\frac{2P_n}{\pi M n_e v_{gp}} \right)^{1/4}. \quad (4)$$

Для $r=l_{0 \max}$ и $f_0 \rightarrow f_{pe}$ величина $\tau_c \approx 1,5 \cdot 10^{-7} r^2 \approx 1,3 \cdot 10^{-6}$ с (сравнимо с τ_n).

На границах рассмотренной области давление ВЧ-поля превышает тепловое давление плазмы. Значит, после окончания импульса передатчика за счет замедления волны и ее запаздывания макроскопический эффект расширения этой зоны будет продолжаться до выполнения на ее границах $W/n_e T_e \sim 1$. Размеры увеличиваются при этом в ~ 3 раза. Для такого «дорасширения» достаточно, чтобы задержка составила величину $1 \div 3$ мс. Время диффузионного рассасывания неоднородностей таких размеров $\tau_L \approx L^2/D_\alpha \sim 10^{-1}$ с (D_α — коэффициент амбиполярной диффузии).

По [17] в магнитном поле кavitоны при продольном распространении образуются в узком конусе углов $\alpha \leq (f_{pe}/f_{ne})kr_D$ с осью по направлению вектора Пойнтинга волны накачки. Кавитоны при этом имеют вид «блинов», ориентированных малой осью по H_0 . Применяв для продольного распространения результаты [13], получаем для $f_0 \rightarrow f_{pe}$, $f_{pe}/f_{ne} = 5$ и $k_i = 0,6 \text{ м}^{-1}$, $\alpha \approx 6^\circ$. Минимальные размеры модифицированной зоны будут определяться долей энергии волны накачки, идущей на ускорение электронов. По оценке в [31] эта доля η составляет несколько процентов от излучаемой энергии. Общий объем ускоряющих кавитонов можно оценить как $\eta \approx \Sigma V_k/V_r$ или $\Sigma V_k \sim 10^{-2} V_r \sim 10^4 \text{ м}^3$, откуда минимальный диаметр определится величиной в 20 м (V_k — объем кавитона).

Трансформация излучения передатчика в медленные плазменные волны [32, 33] произойдет в этом случае в основном уже на границе рассматриваемой зоны, где градиент концентрации достигнет значительной величины.

2. Сравнение с экспериментальными данными. Экспериментальные результаты, полученные на спутнике «Интеркосмос-19» (ИК-19), показали, что, несмотря на малую длительность импульса внешнего зондирования, происходит эффективный нагрев околоспутниковой области, в особенности при частотах зондирования меньше локальной плазменной частоты [34], и развитие в ней турбулентности.

На рис. 1, 2 приводятся данные, полученные на ИК-19 при помощи бортового широкополосного приемника АВЧ-2 [31]. Рисунок 1 представляет развитие во времени возбуждения на $f_{pe} = 2,5 \text{ МГц}$ с временным разрешением $\Delta t \approx 0,1 \text{ мс}$. По горизонтальной оси отложено время и частоты, соответствующие частоте f_0 зондирующего передатчика ИС-338 [35], по вертикали — амплитуда возбужденного сигнала.

Для $f_0 \geq f_{pe}$ видна квазипериодичность возбуждения с периодом $\tau_i \approx 1,2 \text{ мс}$. При $f_0 < f_{pe}$ наблюдается стохастическая картина. Однако при наблюдении на f_{ne} и $2f_{ne}$ возбуждения при $f_0 = f_{pe}$ и $f_0 = 2f_{ne}$ также оказывались модулированными с тем же периодом [36], причем, как видно на рис. 1, τ_i не меняется от длительности регистрируемого возбуждения t . Этот факт не согласуется с выводом линейной теории [4]. Понять равенство периодов модуляции на f_{pe} , f_{ne} и $2f_{ne}$ можно, предположив, что механизмом, ответственным за длительные задержки сигналов, является изложенный выше механизм сильной ленгмюровской турбулентности. Период же модуляции τ_i является периодом ионно-звуковых волн $\tau_i \sim \tau_s$, производимых за счет коллапсирующих кавитонов. Надо отметить, что τ_i не соответствует периоду протонного гирорезонанса $\tau_{np} = 3,8 \text{ мс}$ ($f_{ne} = 485 \text{ кГц}$) (эффекты, связанные с протонным гирорезонансом см. [6]). Для более тяжелых ионов период будет еще больше.

Таким образом, если период τ_i соответствует длине волны наиболее неустойчивой моды ленгмюровских колебаний [13], то $\lambda_i = \tau_i (v_{cs} + v_c) \approx 10 \text{ м}$ (она примерно равна длине одного плеча приемной антенны $\lambda_a = 7,5 \text{ м}$) и $k_i = 2\pi/\lambda_i \approx 0,6 \text{ м}^{-1}$, а групповая скорость этой моды $\partial\omega/\partial k = 3v_D^2 k \omega_{pe} \approx 3 \text{ км/с}$. Иными словами, предположение о том, что $v_{cs} > v_c$ или $v_{cs} > v_{gr}$ (v_c — скорость солитона, v_{cs} — скорость спутника) удовлетворяется. Геометрия движения спутника такова, что направления магнитного поля Земли H_0 , вектора скорости спутника v_{cs} и приемной антенны АВЧ-2

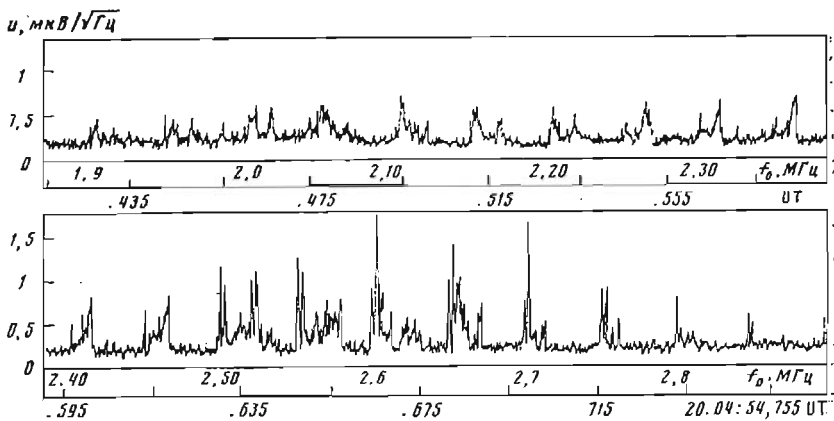


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности сигнала на входе АВЧ-2 в окрестности f_{pe} от частоты зондирования и времени. Виток - 840, 26.IV 1979 г., 20.00 UT соответствует 18.17 LT; $H=940$ км, $f_{pe}=2,50$ МГц, $f_{ne}=485$ кГц, полоса пропускания фильтра $\Delta f=50$ кГц, $\Delta\tau=0,1$ мс (вблизи экватора)

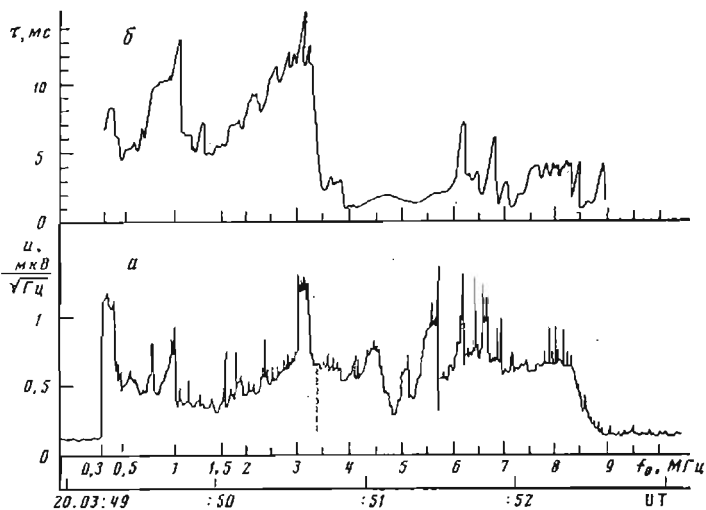


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности максимумов (а) и длительности (по уровню 0,3) (б) возбуждений на входе АВЧ-2 в окрестности f_{pe} от частоты зондирования f_0 и времени. Виток - 840, $H=930$ км, $f_{pe}=3,05$ МГц, $\Delta f=100$ кГц, $\Delta\tau=0,1$ мс (вблизи экватора)

l_a совпадают, а излучающая антенна l_n передатчика ИС-338 составляет с ним угол в 45° . Угол между l_a и l_n равен 45° всегда. Следует отметить, что наличие в плазме металлического штыря должно сильно изменять динамику и амплитуду запертых плазмонов («закорачивающее» действие длинной приемной антенны), имеющих размеры $l_c < l_a$.

В области небольших превышений f_0 над f_{pe} оценка размеров ближней зоны турбулентности r_T подтверждается неплохо и $\tau_p \sim N^{-1/2}$ (где τ_p - длительность возбуждения на f_{pe} при зондировании на частоте $f_0 = f_{pe} + N\Delta f_0$), т. е. $\tau_p \approx r_T/v_{св}$. Надо отметить, что поскольку верхний гибридный резонанс был близок к f_{pe} ($f_{UH} = f_{pe} + \Delta f_0$), точный учет перераспределения энергии по модам, а следовательно, и групповым скоростям, весьма затруднен.

При $f_0 < f_{pe}$ выражение (4) для r_c может качественно иллюстрироваться рис. 1, где с уменьшением f_0 длительность возбуждения на f_{pe} , трактуемая нами как время пересечения спутником зоны сильно модифицирован-

ной плазмы, увеличивается. Задержка возбуждения при $f_0 < f_z$ — частоты отсечки z-моды ($f_z = 2,25$ МГц) соответствует пересечению границы зоны размера $l_{0 \max}$. Представленные данные соответствуют движению спутника почти вдоль магнитного поля. При движении под большими к H_0 углами [36] наблюдались значительно меньше времена задержки на f_{pe} как при $f_0 < f_{pe}$, так и при $f_0 \approx f_{pe}$ (в последнем случае часто присутствует не больше двух-трех солитонов). Это можно объяснить тем, что солитонная решетка в основном выстраивается, как отмечалось выше, вдоль магнитного поля Земли, а коллапс их происходит поперек поля.

На рис. 2 представлена зависимость амплитуды и длительности возмущения вблизи f_{pe} от частоты импульса накачки f_0 . О том, что режим возбуждения f_{pe} существенно нелинейный, говорит тот факт, что плазменный резонанс возбуждается любым импульсом ионозонда, начиная от первой частоты $f_0 = 0,3$ МГц и вплоть до частоты $f_0 \sim 3f_{pe}$. Объяснение этого эффекта возможно в рамках теории периодического параметрического воздействия на резонансную систему. В случае периодической структуры, которую представляет собой поле волны накачки, решение задачи можно свести к уравнению Матье, а для возмущений достаточно большой амплитуды возможно сплошное перекрытие зон Матье. Для максимально возможной частоты накачки $f_0 = 2f_{pe}$, что соответствует $n=1$ для собственных решений $f_{pe} = nf_0/2$, возбуждение до частот $3f_{pe}$ также можно объяснить расширением зоны Матье вследствие большой глубины модуляции. Механизмом генерации f_{pe} может быть также черенковское излучение электронов, ускоренных под действием стрикционных сил. В этом случае поток сверхтепловых электронов с широким спектром скоростей может быть стимулирован излучением передатчика на частотах $f_0 < f_{pe}$, а пучковые неустойчивости, для которых выполняется условие $\omega - n\omega_{He} = k_z v_z$ — привести к генерации частот $f_{pe} \leq f \leq f_{UHFR}$, а также частот вблизи nf_{He} .

На рис. 2 можно отметить особенность в области $f_0 \approx 2f_{pe}$. Усиление возбуждения на $2f_{pe}$ позволяет говорить о нелинейных параметрических распадах $f_{pe} = f_0 - f_{pe}$, $f_{pe} = f_0 - f_{pe} \pm f_{He}$. Как показано в [37], в условиях запертых плазмонов пороги распадных параметрических неустойчивостей понижаются. Усиление возбуждения на $2f_{pe}$ может служить подтверждением модификации ионосферной плазмы и на двойной лентгмюровской частоте [38], а не только на частотах $f_0 = f_{pe}$, f_{He} , nf_{He} . При $f_0 < f_{pe}$ в возбуждениях f_{pe} (рис. 2) также наблюдаются особенности, позволяющие говорить о возможности параметрического слияния типа $f_{pe} = f_0 + nf_{He}$.

3. Об эффекте нагрева электронов в околоспутниковой области. Выше уже отмечалось, что при схлопывании каверн имеет место диссипация ВЧ-поля на основе механизма затухания Ландау, т. е. передача энергии частицам. Существенно, что коллапс в магнитном поле характеризуется схлопыванием и таким образом ускорением электронов поперек магнитного поля. Эти эффекты должны приводить к тому, что в поперечном к H_0 направлении температура электронов увеличивается на два-три порядка [13, 17, 39]. Этот факт был зарегистрирован на спутнике ИК-19, где при помощи прибора СФ-3 наблюдались интенсивные стимулированные излучением ИС-338 потоки мягких электронов с энергиями порядка 150 эВ под углами $\sim 90^\circ$ к H_0 [34]. Максимум этих потоков приходится на частоту $f_0' \approx 0,7f_{pe}$ и имеет довольно широкую полосу: по уровню $0,3I_0$ (I_0 — максимальный поток на f_0') полоса возбуждающих частот простирается от $0,3f_{pe}$ до f_{pe} . Более слабые потоки электронов наблюдались вплоть до частот $f_0 \sim 3f_{pe}$. Подобие огибающей для потоков электронов и огибающей для излучения на плазменной частоте (см. рис. 2) наталкивают на мысль о взаимосвязи этих явлений, что именно в результате взаимодействия волна — частица имеет место нагрев электронов. В работе [11] высказано предположение о том, что на спутнике ИК-19 нагрев проводился не на частоте $0,7f_{pe}$, а на третьей гармонике f_{He} (что вызвано совпадением на некоторых графиках работы [34] $3f_{He}$ с $0,7f_{pe}$). Однако усредненные графики

[34], приведенные к изменяющейся от 5 до 9 МГц f_{pe} , не подтверждают такого предположения. Надо отметить, что длительность ускоренных потоков электронов, обнаруженных на ИК-19 [34] ($0,3 \div 3$ мс), соответствуют времени схлопывания кавитонов с размерами $0,1 \div 1$ м. Такие кавитоны должны образовываться первоначально на границе центральной макроскопической каверны, в которой «вморожено» все излучение, а затем эта каверна раздробится за счет термодиффузии на более мелкие. Таким образом, наиболее вероятным механизмом регистрируемого нагрева электронов является, по нашему мнению, их ускорение в ВЧ-поле в кавернах, причем это ускорение может быть многократным [40].

Тот факт, что ускорение электронов происходит главным образом на частоте $0,7f_{pe}$, а даже не на f_{ne} , хотя там тоже наблюдается пик, можно объяснить следующим образом. Ускорение за счет объемных, локализованных в кавитонах электрических полей будет производиться более эффективно при частотах накачки меньших, чем f_{pe} , поскольку в этом случае вся энергия накачки будет локализована вблизи ИСЗ, в то время как при излучении передатчиком частот $f_0 \geq f_{pe}$ значительная доля энергии выносится из окоспутниковой области обыкновенной и необыкновенной электромагнитными волнами, а также продольной электростатической волной. Уменьшение концентрации электронов приведет к приближению локальной плазменной частоты и, следовательно, к усилению локальных полей в кавитонах на частотах $f_0 = f_{pe}' < f_{pe}$. Область f_{pe}' определится тем, что в кавитоне $n_{e, i} = n_e \exp(-W_k/n_e T_e)$ и может достигать величины $(e^{-1/4} \div e^{-1/2}) f_{pe} \approx (0,6 \div 0,8) f_{pe}$.

При рассмотрении рассеяния и поглощения электромагнитных волн на цилиндрических неоднородностях возникают дополнительные резонансы Тонкса — Датнера f_{TD} [32], обнаруженные в ряде лабораторных экспериментов (см., например, [32]). При этом максимум должен наблюдаться на частоте $f_{TD} = f_{pe}/\sqrt{2}$. Этот результат следует из факта существования в области скачка плотности плазмы поверхностных волн (поперечных в диапазоне $f_0 < f_{pe}/\sqrt{2}$ и потенциальных при $f_0 \rightarrow f_{pe}/\sqrt{2}$) [32, 41, 42], для которых условие резонанса имеет вид $\epsilon_1 + \epsilon_2 = 0$, где ϵ_1, ϵ_2 — диэлектрические проницаемости левой и второй сред. Поскольку в центральной зоне $n_{e, i} \rightarrow 0$ при $f_0 < f_{pe}$, что было показано выше, то $\epsilon_1 \approx 1, \epsilon_2 = 1 - f_{pe}^2/f_0^2$, и тогда $\epsilon_1 + \epsilon_2 = 2 - f_{pe}^2/f_0^2 = 0$, т. е. $f_0^2 = f_{pe}^2/2$. Учет магнитного поля по [42] приводит к замене f_{pe} на f_{UH} : $f_{TD}^2 = (f_{pe}^2 + f_{ne}^2)/2$. В условиях эксперимента на ИК-19 отношения f_{pe}/f_{ne} в основном принимали значения больше двух (в нашем случае $f_{pe}^2/f_{ne}^2 = 25$). Результаты работы [34] относятся также к большим значениям f_{pe}^2/f_{ne} , когда $f_{UH} \rightarrow f_{pe}$. В действительности резонансная область будет занимать область $f_{pe}/\sqrt{2} \leq f_{TD} \leq f_{UH}/\sqrt{2}$ в зависимости от ориентации магнитного поля H_0 относительно поверхности скачка.

Время существования резонансов на таких поверхностных волнах должно быть небольшим (менее 1 мс), поскольку эффективность поглощения энергии этих волн электронами выше, чем у объемных лентмюровских волн [42], и декремент затухания $\gamma_{пов}^{-1} \approx -0,1 |k_z| v_{Te}$ в области $f_0 \rightarrow f_{pe}/\sqrt{2}$, где $k_z > \omega/c$, примет значение $\gamma_{пов}^{-1} \leq 5 \cdot 10^{-4}$ с. Усиление поверхностной моды на границе центральной каверны и ее поглощение приведет к нарушению зависимости r_c от f_0 по (4). Для длинноволновой части поверхностной моды скорость поглощения меньше и время ее затухания существенно увеличится (от 10 мс). Таким образом, в диапазоне частот $f_{ne} < f_0 < f_{UH}/\sqrt{2}$ должны наблюдаться длительные резонансы на этих же частотах. Условием их обнаружения, очевидно, является пересечение антеннами слоя, в котором возбуждается поверхностная мода. Поэтому в эксперименте для приемной антенны ионозонда, являющейся одновременно и излучающей, в случае $I_{||} \parallel H_0$ и $I_{||} \parallel v_{en}$ подобные возбуждения могут быть и не обнаружены. Спутный след также должен служить резонатором поверхностной моды и в случаях, когда мощность излучения недостаточна

для сильной модификации околоспутниковой плазмы (например, в случае уменьшения эффективности излучающей антенны при $\lambda_0 \gg \lambda_u$, он может обусловить длительные резонансы на этих частотах.

Заключение

Результаты широкополосных исследований волновых процессов при внешнем зондировании ионосферы [43] являются первым прямым подтверждением результатов лабораторного и машинного моделирования взаимодействия мощного высокочастотного радиоизлучения с космической плазмой [44]. Предлагаемая модель модифицированной области заставляет по-новому подходить к организации и интерпретации зондовых измерений на спутнике при внешнем зондировании. Следующие эксперименты требуют установки малонерционных спектрометров частиц с большим динамическим диапазоном и хорошим угловым разрешением. По-новому, на наш взгляд, следует подходить и к интерпретации плазменных резонансов, наблюдаемых на ионограммах внешнего зондирования, в особенности диффузных и нелинейных явлений. Более тонким должен быть подход к интерпретации самих ионограмм. В частности, модификация ионосферы вблизи спутника мощной волной бортового передатчика ионозонда заставляет при расчете лучевых траекторий в рамках геометрической оптики для плазменных волн, а также для волн в переходной области [7] перейти от плоскостной геометрии к цилиндрической.

Авторы признательны В. Н. Ораевскому и Е. В. Мишину за ценные замечания при обсуждении данной работы, а Ю. В. Кушнеревскому — за обсуждение результатов эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lockwood G. E. R. Plasma and cyclotron spike phenomena observed in topside ionograms.— *Canad. J. Phys.*, 1963, v. 41, № 2, p. 291.
2. Culvert W., Goe C. B. Plasma resonances in the upper ionosphere.— *J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, № 22, p. 6113.
3. Fejer J. A., Culvert W. Resonance effects of electrostatic oscillations in the ionosphere.— *J. Geophys. Res.*, 1964, v. 69, № 23, p. 5049.
4. McAfee J. R. Electron plasma resonances in the topside ionosphere.— *Fundam. Cosmic Phys.*, 1973, v. 1, p. 71.
5. Parkes E. J. An analytical study of the oblique echo model for the topside plasma resonances.— *J. Plasma Phys.*, 1974, v. 12, p. 190.
6. Benson R. F. Stimulated plasma waves in the ionosphere.— *Radio Sci.*, 1977, v. 12, № 6, p. 861.
7. Кручина А. Е. Автореф. дис. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук, 1977. Горький: ГГУ.
8. Гершман Б. М., Кручина А. Е., Яшин Ю. Я. К вопросу интерпретации резонансов на гармониках гирочастоты электронов при верхнем зондировании ионосферы.— *Изв. вузов. Радиофизика*, 1974, т. 17, № 10, с. 1461.
9. Oya H. Verification of theory of weak turbulence relating to the sequence of diffuse plasma resonances in space.— *Phys. Fluids*, 1971, v. 14, № 11, p. 2487.
10. Kiyamoto Y., Benson R. F. Nonlinear Landau damping in the ionosphere.— *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, № A8, p. 4165.
11. Benson R. F. Stimulated plasma instability and nonlinear phenomena in the ionosphere.— *Radio Sci.*, 1982, v. 12, № 16, p. 1637.
12. Rudakov L. L., Tsytovich V. N. Strong Langmuir turbulence.— *Phys. Res.*, 1978, v. 40, № 1, p. 1.
13. Дегтярев Д. М., Сагдеев Р. З., Соловьев Г. Н. и др. Одномерная турбулентность ленгмюровских волн.— *Физика плазмы*, 1980, т. 6, вып. 3, с. 485.
14. Петвашвили В. И., Цвелодуб О. Ю. Диссипативный трехмерный ленгмюровский солитон.— *Физика плазмы*, 1980, т. 6, вып. 2, с. 467.
15. Петвашвили В. И. ВЧ-диамагнетизма и трехмерные циклотронные солитоны в плазме.— *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 23, вып. 12, с. 682.
16. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982, с. 190.
17. Красносельских В. В., Сотников В. И. Коллапс ленгмюровских волн в магнитоактивном поле.— *Физика плазмы*, 1977, т. 3, вып. 4, с. 872.
18. Кузнецова Е. А. Коллапс электромагнитных волн в плазме.— *ЖЭТФ*, 1974, т. 66, вып. 6, с. 2037.
19. Бурицкая Т. М. О модуляционной неустойчивости магнитоактивной плазмы.— *Физика плазмы*, 1979, т. 5, вып. 4, с. 819.

20. Wong A. Y., Santora J., Roederer J. G., Sivijer G. Active stimulation of the ionospheric plasma.— Adv. Space Res., COSPAR, 1981, v. 1, p. 225.
21. Силин В. П. Параметрический резонанс в плазме.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 6, с. 1689.
22. Васьюков В. В., Гуревич А. В. Резонансная неустойчивость мелкомасштабных возмущений плазмы.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. (9), с. 923.
23. Боленов А. Ф., Бубилов В. А., Ерухимов Л. М. и др. О спектре искусственных ионосферных неоднородностей на разных высотах.— Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, № 12, с. 1805.
24. Грач С. М., Ерухимов Л. М., Митяков Н. А. и др. Некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований тепловой параметрической неустойчивости в ионосфере.— В кн.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. Апатиты, 1979, с. 101.
25. Васьюков В. В., Гуревич А. В. Поглощение обыкновенной электромагнитной волны при мелкомасштабном расслоении плазмы.— Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 1, с. 113.
26. Димант Я. С. Диссипативная параметрическая неустойчивость в сильноионизированной плазме.— Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, № 12, с. 1834.
27. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А. и др. Рассеяние радиоволн на периодических искусственных неоднородностях ионосферы.— Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, № 12, с. 1821.
28. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митяков Н. А., Фролов В. П. Экспериментальное исследование стрихионной параметрической неустойчивости в ионосфере.— Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т. 25, № 5, с. 490.
29. Галушко Н. П., Ерохин И. С., Моисеев С. С. Распределение полей источника и поглощение энергии в неоднородной магнитоактивной плазме.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, вып. 1(7), с. 142.
30. Singh N., Gould R. W. Radiation from a short electric dipole in a hot uniaxial plasma.— Radio Sci., 1971, v. 6, № 12, p. 1151.
31. Гусев Г. А., Затева О. Г., Кушнеревский Ю. В. и др. Широкополосная система АВЧ-2 для исследования волновых процессов в ионосфере.— В кн.: Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 151.
32. Голант В. Е., Пиляя А. Д. Линейная трансформация и поглощение волн в плазме.— Усп. физ. наук, 1971, т. 104, вып. 3, с. 413.
33. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. Н. Диссипация сильной электромагнитной волны в точке плазменного резонанса.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, вып. 9, с. 539.
34. Гальперин Ю. И., Сагдеев Р. З., Шуйская Ф. К. и др. Обнаружение явления ускорения электронов в ионосферной плазме под действием излучения мощного бортового передатчика вблизи локальной плазменной частоты со спутника «Интеркосмос-19».— Препринт ИКИ АН СССР, № 598, М., 1980.
35. Васильев Г. В., Гончаров Л. Л., Кушнеревский Ю. В. и др. Спутниковая система импульсного зондирования ионосферы ИС-338.— В кн.: Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М., 1980, с. 13.
36. Климанова Т. А., Кушнеревский Ю. В., Пулинец С. А., Селегей В. В. Исследование с помощью широкополосного приемника АВЧ-2 волновых процессов, возбуждаемых в ионосферной плазме мощным радиоимпульсом.— В кн.: Тр. Междунар. симпоз. по физике ионосферы, магнитосферы Земли и солнечного ветра. М.: Наука, 1983.
37. Гусаков Е. З., Федоров В. И. О распадных неустойчивостях в неоднородной плазме при наличии запертых колебаний.— Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 4, с. 827.
38. Галеев А. А., Ораевский В. Н., Сагдеев Р. З. Аномальное поглощение электромагнитного излучения на двойной плазменной частоте.— Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, вып. 3, с. 194.
39. Гуревич А. В., Истомин Я. Н. Тепловое убегание и конвективный перенос тепла на быстрых электронах в плазме.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, вып. 3(9), с. 933.
40. Васьюков В. В., Гуревич А. В., Димант Я. С. Многократное ускорение электронов в области отражения мощных радиоволн в ионосфере.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 2, с. 536.
41. Карпяков К. С., Колесниченко А. Н. Медленные высокочастотные волны в замагниченном плазменном волноводе.— ЖЭТФ, 1970, т. 40, вып. 1, с. 54.
42. Гинзбург В. Д., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975, с. 240.
43. Кушнеревский Ю. В., Пулинец С. А., Селегей В. В. Итоги и перспективы применения метода широкополосного приема и регистрации волновых процессов в космической плазме в диапазоне средних и высоких частот.— В кн.: Тез. докл. III Междунар. семинара по космическому приборостроению. ИКИ АН СССР: 1982, с. 67.
44. Roswell R. W. Plasma waves in the laboratory.— Adv. Space Res., COSPAR, 1981, v. 1, p. 331.

Поступила в редакцию
1.III.1983