

551.59+621.396.1

**УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВЕРХНЕЙ
АТМОСФЕРЫ И ЕГО СВЯЗЬ С ДРУГИМИ ГЕОФИЗИЧЕСКИМИ
ЯВЛЕНИЯМИ*****Б. Н. Гершман, В. Ю. Трахтенгерц*****§ 1. ВВЕДЕНИЕ**

В последнее время заметно расширились масштабы исследований верхней атмосферы Земли. В частности, большое внимание привлекают проблемы, связанные со структурой экзосферы и магнитосферы и природой протекающих в этих областях процессов. Несмотря на выдающееся значение прямых экспериментов, проведенных на космических установках, роль косвенных методов изучения плазмы на больших расстояниях от поверхности Земли остается по-прежнему значительной. К такого рода методам можно, например, отнести наблюдения короткопериодических пульсаций геомагнитного поля¹. Регистрация такого рода возмущений в настоящее время дополняется анализом условий генерации² и расчетами эффективности их передачи от области возбуждения к земной поверхности³.

Другим, не менее важным источником информации о состоянии экзосферы являются низкочастотные радиосигналы, содержащие в своих спектрах составляющие с частотами f примерно от 1 до 20 кГц . В этом диапазоне излучение может возбуждаться при атмосферных разрядах у поверхности Земли. После прохождения через ионосферную и экзосферную плазму *) оно обычно воспринимается в виде звука с изменяющейся частотой. Такого рода сигналы получили название свистящих атмосфериков (свистов). В указанном диапазоне возможна также генерация радиоволн непосредственно в экзосфере. Этот вид радиоизлучения получил название ультранизкочастотного (УНЧ излучение).

Вопросы, связанные со свистами, УНЧ излучением и сопутствующими явлениями, рассматривались в ряде обзоров⁴⁻⁸, один из которых был опубликован в УФН в 1960 г.⁶. Однако за последние годы были установлены новые факты и получены ценные сведения об экзосферной плазме. Выяснились разнообразные стороны связи между свистами, УНЧ излучением и другими геофизическими явлениями.

В 1964 г. в США вышла в свет первая по интересующим нас здесь вопросам монография Р. Хеллиуэлла «Свисты и сходные ионосферные явления»⁹. В ней дано весьма подробное изложение совокупности экспериментальных и теоретических результатов по свистящим атмосферикам. В то же время УНЧ излучению уделено мало места и ряд важных

*) Здесь и ниже мы будем подразделять верхнюю атмосферу на ионосферу (высоты h от 80 до 1000 км) и экзосферу ($h > 1000 \text{ км}$).

моментов вообще не затрагивается. В связи с этим представляется целесообразным в предлагаемом обзоре уделить вопросам, связанным с этим излучением, основное внимание.

До перехода к основной теме обзора полезно, хотя бы в весьма сжатой форме, указать на наиболее существенные результаты последних лет, полученные при обработке и анализе данных наблюдений за свистами. Необходимые подробности, как уже указывалось, можно найти в монографии⁹. Анализ многих фактов привел к представлениям, согласно которым сама возможность прохождения свистов или УНЧ излучения через верхнюю атмосферу связывается с образованием в экзосфере своеобразных плазменных волноводов (каналов), ориентированных в направлении силовых линий геомагнитного поля H ^{10, 11}. С распространением по таким каналам столкнулись и при зондировании ионосферы высокочастотными импульсами¹²⁻¹⁴. Далее, после обработки ряда спектрограмм свистов был сделан вывод о том, что в определенные периоды на расстояниях $(3 \div 4) R_0$ от центра Земли (R_0 — радиус Земли) имеет место значительное уменьшение электронной концентрации N ¹⁵. Это заключение согласуется с результатами некоторых прямых измерений N ¹⁶. Большой интерес представляют записи свистов над ионосферными слоями, полученные с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ)^{17, 18}. Из последних открытий можно указать на обнаружение свистов с аномально малыми дисперсиями. Траектории этих свистов должны отличаться от стандартных¹⁹. Их характер пока остается еще недостаточно выясненным²⁰. Об интересных эффектах взаимодействия свистов с УНЧ излучением речь еще пойдет ниже.

Далее мы остановимся сначала на данных систематических наблюдений за УНЧ излучением, полученных в последние годы. После этого будут рассмотрены вопросы генерации различных типов этого радиоизлучения и проанализировано значение УНЧ шумов в динамике внешней радиационной зоны Земли. В связи с большим числом публикаций мы будем вынуждены относительно сжато осветить вопросы наблюдательного и морфологического характера.

§ 2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ УНЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

По своему спектральному составу формы ультранизкочастотного радиоизлучения весьма разнообразны. Их классификация впервые была произведена Галле⁵ (см. также обзоры^{6, 8}), который подразделил все типы УНЧ излучения на две группы: непрерывное и дискретное. В настоящее время, когда имеются данные многолетних наблюдений, по-видимому, более целесообразно разбить все типы УНЧ излучения на три основные группы:

1. Непрерывное радиоизлучение типа шипений (hiss) с длительностью порядка часа в широком диапазоне частот.

2. Многочисленные кратковременные всплески с повышающимися частотами, называемые хорами (chorus).

3. Разнообразные формы дискретного УНЧ излучения, характеризующиеся длительностями порядка 1 сек и узким, изменяющимся во времени спектром (повышающиеся, квазигоризонтальные и понижающиеся тона, крюки и др.).

С точки зрения спектральных характеристик хоры занимают промежуточное положение. Им в некоторой степени присущи свойства как непрерывного, так и дискретного УНЧ излучения. Остановимся подробнее на характеристиках различных типов УНЧ сигналов.

Шипения имеют шумовой характер и обычно не обладают какой-либо заметной тонкой структурой. Их спектр захватывает широкий интервал Δf порядка 5 кГц. При этом шум имеет наибольшую интенсивность в диапазоне f от 1 до 5 кГц. В работе ²¹ описаны одновременные измерения шипений на четырех дискретных частотах: $f \cong 4, 9, 70$ и 230 кГц. Обнаружено, что интенсивность принимаемого излучения I_f быстро уменьшалась с увеличением частоты. Так, например, при $f \cong 9$ кГц $I_f \cong 6 \times 10^{-16}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹, тогда как при $f \cong 230$ кГц $I_f \sim 10^{-19}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹. Данные об интенсивности УНЧ излучения, полученные на наземных станциях, можно найти также в ^{22, 23}. Согласно ²³, максимальная интенсивность шипений на средних широтах составляла $10^{-13} - 10^{-14}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹. Измерения на ИСЗ дают значительно большие величины. Так, на «Инджуне-III» интенсивность достигала значений $I_f \sim 10^{-11}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹ ²⁴.

Как уже упоминалось, шипения имеют длительность порядка часа. Однако в периоды геомагнитных бурь продолжительность шипений может достигать до 10 и более часов ^{5, 22, 25}. Временной ход обычно характеризуется постепенным нарастанием интенсивности с таким же медленным спадом. Но встречаются случаи, когда выбросы УНЧ излучения имеют резкие фронты ²⁶. Частота появления шипений не обнаруживает заметных сезонных вариаций. Для суточных изменений появляемости на умеренных широтах характерно наличие минимума в районе местного полдня, что можно связать с увеличением ионосферного поглощения. Иначе ведут себя шипения при приеме в зоне полярных сияний, где, наоборот, имеется максимум дневной появляемости ²⁷.

Хоры состоят из многократных, тесно следующих друг за другом сигналов. Для каждого сигнала характерно повышение частоты f в типичном диапазоне от 1,5 до 3,5 кГц ^{28, 29}. Длительность τ отдельного сигнала чаще всего составляет $\tau = 0,1 - 0,5$ сек; частота следования сигналов меняется в пределах от 1 до 10 сек⁻¹ ²⁸. Длительность отдельных выбросов для хоров порядка часа. Интенсивность хоров примерно такая же, как и у шипений. Чаще всего хоры появляются в утренние часы (примерно в 6 часов по местному времени). Правда, на высоких широтах ситуация несколько осложняется, поскольку этот максимум может быть замаскирован так называемыми полярными хорами ^{28, 30-32}. Последние заметно отличаются от обычных хоров и, по-видимому, имеют иное происхождение. Сезонный ход обычных и полярных хоров существенно различен. Если сезонные вариации обычных хоров скорее всего связаны с изменениями поглощения в ионосфере, то частота появления полярных хоров имеет заметный летний максимум ^{27-29, 33}.

Типичные спектрограммы шипений и хоров приведены соответственно на рис. 1 и 2. Спектрограммы, получаемые путем частотного анализа записей УНЧ сигналов, представляют собой динамические спектры явлений. С помощью спектрограмм можно проследить за временными изменениями спектров.

Для УНЧ сигналов дискретного типа спектрограммы таковы, что каждому моменту времени соответствует достаточно определенная частота, на которой интенсивность максимальна (рис. 3). Иногда имеют место многократные воспроизведения того или иного спектра ⁵. Например, в периоды магнитных бурь сигналы типа крюков повторяются через несколько минут, а иногда и секунд. Длительность отдельных дискретных УНЧ сигналов различных модификаций, приведенных на рис. 3, порядка секунды.

Остановимся теперь на широтных зависимостях и на связи с магнитной активностью. Как правило, УНЧ излучение тесно связано с магнитной активностью. При этом на умеренных широтах и в зоне полярных

сияний эта связь имеет различный характер. Для средних широт характерно резкое возрастание активности УНЧ излучения в периоды магнитных бурь. Согласно ^{22, 34}, в слабо возмущенные периоды шипения занимают

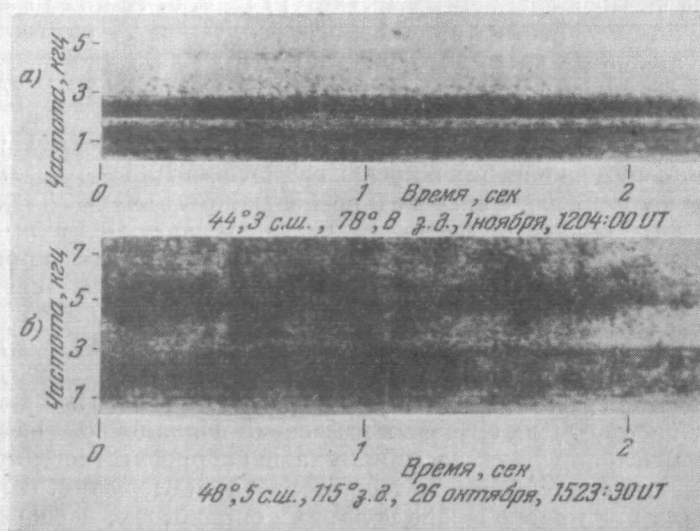


Рис. 1. Спектры шипений.

от 3 до 24% всего времени, в то время как в период бури УНЧ шумы прослушиваются в течение 80—90% времени. В магнитоспокойные дни



Рис. 2. Спектрограмма хоров.

Отчетливо видны отдельные тона с повышающимися частотами.

частота появления шипений и их интенсивность имеют максимум на геомагнитной широте (г. ш.) $\varphi \cong 60^\circ$ ^{22, 35}. Максимум хоров несколько

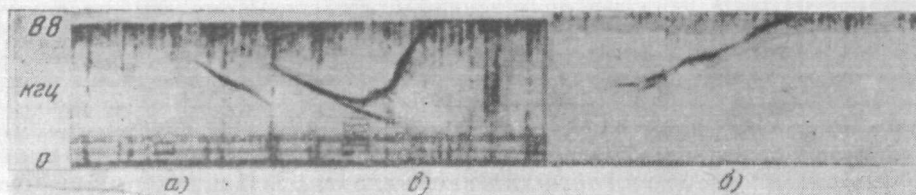


Рис. 3. Примеры дискретного УНЧ излучения.

На спектрограммах представлены тона с понижающимися (а) и повышающимися (б) частотами, крюки (в).

сдвинут в сторону высоких широт ($\varphi = 60 \div 70^\circ$) ²⁴. Во время магнитных бурь общей закономерностью является перемещение указанных максимумов активности УНЧ излучения в сторону меньших широт ³⁶⁻³⁸.

При этом увеличивается максимальная частота радиоизлучения и ширина диапазона принимаемых частот^{5, 39}. Наименьшая широта, где еще наблюдались шипения, составляла $\varphi = 34^{\circ}3'$ с. г. ш.⁴⁰. В южном полушарии слабые шипения наблюдались в Брисбене ($\varphi = 35^{\circ}7'$ ю. г. ш.)⁴¹.

Интересные результаты были получены по данным наблюдений на спутнике «Алуэтт»^{42, 43}. Измерения проводились в интервале географических широт от 80° N до 80° S. При пролете областей с $L > 9$ (L — параметр магнитной оболочки, представляющий собой отношение максимального удаления данной силовой линии от центра Земли R_m к ее радиусу R_0) регистрировался устойчивый радиосум в диапазоне частот от 2,5 кгц до 400 гц. Нижняя граница определялась полосой приемного устройства. С уменьшением параметра магнитной оболочки L , при $9 > L > 4$, УНЧ шум становился очень изменчивым как по частоте, так и по амплитуде. В области $L \leq 4$ наблюдались одна или несколько устойчивых полос УНЧ шума. Вблизи $L = 3,5$ имел место переход в одну полосу, которая при дальнейшем уменьшении L сужалась и полностью пропадала при $L \cong 2,6$. Спад интенсивности УНЧ излучения при уменьшении L отмечается и по наземным наблюдениям. Так, согласно²², интенсивность убывала на два порядка при уменьшении г. ш. φ от 51 до 42° . Следует отметить, что данные наблюдений на Земле и на ИСЗ не обнаруживают полного сходства, что, возможно, связано с поглощением и отражением УНЧ волн в нижней ионосфере.

При многократных пролетах ИСЗ «Алуэтт» удалось обнаружить одну характерную особенность шипений. Оказалось, что нижняя граничная частота в спектре шипений с хорошей степенью точности пропорциональна ω_{HL} . Здесь и ниже индексом L будут обозначаться величины на фиксированной силовой линии с определенным значением L при $\varphi = 0$.

В ряде исследований обнаружена корреляция УНЧ шумов с появлением отрицательных бухт магнитного поля. Начало шумовых выбросов несколько отстает по отношению к бухтам⁴⁴. В работах^{45, 46} указывается на тесную связь шипений со среднеширотными полярными сияниями. При этом временной ход яркости свечения соответствует изменениям интенсивности УНЧ шума.

Хоры на умеренных широтах не коррелируют с сияниями. Однако они тесно связаны с короткопериодическими колебаниями магнитного поля (КПК)^{47, 48}. Часто кривая, характеризующая интенсивность хоров, оказывается промодулированной КПК с периодами порядка 1 сек. Наблюдалась также модуляция колебаниями магнитного поля с периодами в несколько минут⁴⁸.

На высоких широтах УНЧ излучение тесно связано с полярными сияниями^{24, 49-52}. Особенно это относится к шипениям. Согласно наблюдениям на ИСЗ «Инджун-III», начало появления и длительность потоков энергичных электронов на уровне нижней ионосферы совпадали с соответствующими характеристиками УНЧ шума типа шипений²⁴. Интенсивность и спектры полярных выбросов весьма изменчивы. Часто, особенно при увеличении магнитной активности, излучение захватывает две, а иногда и несколько частотных полос⁴⁹⁻⁵². Интересно, что между полярным УНЧ излучением и K_p -индексом, характеризующим возмущенность геомагнитного поля, существует отрицательная корреляция^{27, 28}, в то время как активность среднеширотного излучения с ростом K_p увеличивается^{27, 28}. Общей особенностью как полярного, так и среднеширотного УНЧ излучения является максимум активности в период восстановительной фазы магнитной бури (примерно через 9 часов после внезапного начала бури)^{5, 27, 53}. Этот эффект особенно резко выражен для шипений.

При регистрации хоров на спутнике «Инджун-III» удалось установить стационарный характер генерации этого типа УНЧ излучения. Во время многократных пролетов спутника наблюдался устойчивый максимум при $\varphi = 63-67^\circ$ ($L \sim 5 \div 6$)²⁴.

В последнее время были обнаружены новые интересные свойства УНЧ излучения. Так, наблюдалось периодическое (пульсирующее) УНЧ излучение типа шипений, когда интенсивность и интервал занимаемых частот были промодулированы в части или во всей полосе спектра с периодами в десятки секунд^{34, 54}.

Не меньший интерес представляет индуцированное УНЧ излучение. Оно состоит из сигналов дискретного типа (повышающиеся или понижающиеся тона, крюки) или кратковременных выбросов с широким спектром, появляющихся одновременно с сильными свистовыми эхо (рис. 4). Как правило, УНЧ сигналы дискретного типа сначала по интенсивности слабее



Рис. 4. Спектрограмма последовательности свистовых эхо.

Прослеживается постепенное появление индуцированного УНЧ излучения типа шумовых выбросов (в верхней части спектрограммы) и дискретных тонов с понижающимися частотами.

свистов, но затем начинают их превосходить⁵⁵. Кратковременные выбросы непрерывного типа уже с самого начала являются более мощными, чем возбуждавшие их свисты⁵⁵. По-видимому, индуцированное излучение представляет довольно частое явление в диапазоне низких частот. В неявном виде на него имелись указания еще в известной работе Стори⁵⁶, положившей начало систематическому исследованию свистящих атмосфериков.

Важные данные были получены при регистрации искусственных эхо — сигналов от длинноволновых радиостанций ($f = 18,6$ кГц), когда распространение проходило по путям, сходным с траекториями свистов. Принимались эхо квазимонохроматических сигналов, закодированных азбукой Морзе⁵⁷. Оказалось, что тире (длительность $\tau = 0,145$ сек) индуцировали дискретные УНЧ сигналы различных типов. В то же время при передаче точек ($\tau = 0,045$ сек) излучение не возбуждалось. По-видимому, для появления УНЧ излучения необходимы мощные сигналы с длительностями, превышающими некоторое критическое значение.

Индуцированное излучение принималось также на ИСЗ^{58, 59}. В ряде случаев сигналы, принятые на спутнике, не прослушивались наземными станциями. Такого рода сигналы обычно обладали узким спектром с резко обозначенной нижней границей. Направление их максимального приема было близко к направлению, перпендикулярному магнитному полю Земли. Возможно, что возбуждение имело место в окрестности ИСЗ (на высотах $h \sim 1000$ км).

Следует указать еще на одну группу дискретных сигналов, которые принимались в ограниченном интервале высот вместе со свистами⁶⁰. Частота этих сигналов сначала возрастала, а затем асимптотически стре-

милась к значению гирочастоты ионов ω_{Hi} в месте приема. Возникновение этих сигналов, по-видимому, связано с существованием двух ветвей нормальных волн на частотах $\omega < \omega_{Hi}$, для которых квадрат показателя преломления больше нуля^{60, 61}.

§ 3. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ УНЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время еще преждевременно говорить о законченной теории происхождения даже отдельных типов УНЧ излучения. Наиболее полно разработанной можно считать теорию генерации шипений, но и здесь имеется ряд нерешенных вопросов. Возникающие трудности отчасти связаны с многообразием фактов, нуждающихся в теоретической интерпретации. Кроме того, многие явления не могут быть объяснены на основе линейного приближения, в силу чего необходимо решение сложных вопросов нелинейной теории генерации.

Появление УНЧ сигналов обусловлено излучением в экзосфере Земли электронов (протонов) солнечного или экзосферного происхождения. В интересующем нас здесь диапазоне частот основное значение приобретают магнитотормозной и черенковский механизмы излучения. В этом случае резонансное условие, определяющее частоты $\omega = 2\pi f$, излучаемые нерелятивистским зарядом, который движется со скоростью v во внешнем постоянном магнитном поле H , является хорошо известным⁶²:

$$\omega = s\omega_{He, i} + kv_z \cos \alpha \quad (s=0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (1)$$

В уравнении (1) $\omega_{He, i}$ — гирочастота для электронов (индекс e) или ионов (индекс i), k — волновое число, α — угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и H . Магнитное поле H считается направленным по оси z . Напомним, что $k = \frac{\omega}{c} n$, где c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления (поглощение считается отсутствующим). Значение $s = 0$ в (1) соответствует черенковскому излучению, $s = \pm 1$ — магнитотормозному излучению на первой гармонике. При этом $s = 1$ отвечает нормальному доплер-эффекту, $s = -1$ — аномальному. Значения $|s| > 1$ связаны с магнитотормозными потерями на более высоких гармониках.

Для показателя преломления n можно использовать известное выражение в соответствии с формулой^{6, 7}

$$n^2 = \frac{\omega_{0e}^2}{\omega (\omega_{He} \cos \alpha - \omega)}, \quad (2)$$

где ω_{0e} — лэнгмюровская частота для электронов. Соотношение (2) выведено при пренебрежении движением ионов и становится неприменимым при очень низких частотах. Для электронно-протонной плазмы в условиях экзосферы использование соотношения (2) законно, грубо говоря, для частот $f \gtrsim 1$ мГц⁶³. Вклад за счет движения более тяжелых ионов может проявиться лишь при значительно меньших частотах, не представляющих интереса для УНЧ излучения.

Соотношения (1) и (2) позволяют при заданных параметрах экзосферы и известных скоростях зарядов установить диапазон излучаемых частот. Можно также решать и обратные задачи. Такого рода анализ проводился в ряде работ^{5, 64-72}. Отметим здесь основные результаты.

Обозначив $x = \frac{\omega}{\omega_{He}}$ из (1), (2), приходим к соотношению

$$\beta_z = \frac{v_z}{c} = \frac{\omega_{He}}{\omega_{0e} \cos \alpha} \sqrt{\frac{\cos \alpha - x}{x}} \left(x - \frac{s\omega_{He, i}}{\omega_{He}} \right). \quad (3)$$

Если рассматривать наиболее часто встречающиеся типы УНЧ излучения, то можно ограничиться интервалом частот от $f = 1,5$ до 20 кГц. Тогда можно использовать условия

$$\omega_{Hi} \ll \omega < \omega_{He}. \quad (4)$$

Заметим, что эти неравенства фактически определяют применимость соотношения (2), так как при $\omega \sim \omega_{Hi}$ необходим учет движения ионов^{62, 63}, а при $\omega > \omega_{He}$ плазма становится непрозрачной.

При применении (3) к излучению ионов можно для не слишком больших s ($s \ll \frac{\omega}{\omega_{Hi}}$) опустить в силу (4) слагаемое $s \frac{\omega_{Hi}}{\omega_{He}}$. Тогда, очевидно, имеет место совпадение частот ω для черенковского и магнитотормозного излучений⁶. В результате для ω имеем

$$\omega = \frac{\omega_{He} \cos \alpha}{2} \left\{ 1 \pm \left[1 - \left(\frac{2v_z \omega_{0e}}{c \omega_{He}} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (5)$$

Эта формула справедлива и для черенковского излучения электронов ($s = 0$). В соответствии с (5) можно говорить об излучении только при выполнении неравенства

$$2 \frac{\omega_{0e}}{\omega_{He}} \frac{v_z}{c} < 1. \quad (6)$$

Для ионосферы, где это условие выполняется с большим запасом, получают простые соотношения:

$$\omega = \omega_{He} \cos \alpha, \quad (7a)$$

$$\omega = \frac{v_z^2}{c^2} \frac{\omega_{0e}^2}{\omega_{He}} \cos \alpha. \quad (76)$$

В применении к магнитотормозному излучению электронов несложная формула следует из (3) при ограничении $\omega \ll \omega_{He} \cos \alpha$:

$$\omega = \frac{c^2}{v_z^2} \frac{\omega_{He}^3}{\omega_{0e}^2 \cos \alpha} \quad (s = \pm 1). \quad (8)$$

Сказанное полезно дополнить графическим изображением функции $\beta_z(x)$. Кривые, изображенные на рис. 5, построены при $\alpha = 45^\circ$ и $\omega_{He}/\omega_{0e} = 0,1$. С учетом изменений масштаба по оси ординат рис. 5 можно использовать и при других значениях отношения ω_{He}/ω_{0e} . Кривые при $s = 0$ и $s = \pm 1$ соответствуют излучению электронов. Как было указано, для ионов значения излучаемых частот при $s = \pm 1$ и $s = 0$ приблизительно совпадают. В то же время, конечно, нет разницы в условиях возбуждения для электронов и ионов при $s = 0$. Как показано в работах^{73, 74}, интенсивность магнитотормозного излучения ионов на высоких гармониках может быть в ряде случаев значительной (больше, чем при $s = 0$ или при $s = \pm 1$). В связи с этим на рис. 5 изображена кривая $\beta_z(x)$ для ионов при $|s| \gg 1$.

Проводя горизонтальные прямые, положение которых определяется значением скорости v_z , по точкам пересечения с кривыми $\beta_z(x)$ на рис. 5 можно найти величину ω/ω_{He} и определить частоты, возбуждаемые на данном уровне ионосферы или экзосферы. В ионосфере, когда частота ω_{He} очень велика (скажем, такова, что $x \sim 10^{-2}$), УНЧ излучение может возбуждаться лишь достаточно медленными ионами (при $s = 0$ также и электронами). Этот вывод справедлив, если исключить случай малых значений величины $|\cos \alpha|$. К тому же результату можно прийти из анали-

за соотношений (7) и (8). В диапазоне $f \cong 2 \div 20$ кГц частоты, определяемые (7а) и (8) при $\cos \alpha \sim 1$, в ионосфере вообще не будут возбуждаться. Частоты, удовлетворяющие условию (7б), попадают в указанный интервал только при $v_z/c \ll 1$ (во всяком случае при $\beta_z < 0,1$ для высот $h \cong 1000 \div 2000$ км). С увеличением высоты (скажем, при $h \gtrsim R_0$) условие резонанса (1) может выполняться для широкого интервала скоростей, начиная с $v \sim v_z \sim 5 \cdot 10^7$ см/сек (солнечные корпускулярные потоки) и кончая сравнимыми со скоростью c (энергичные электроны и протоны внешней радиационной зоны). Наряду с излучением электронов может возбуждаться и магнитотормозное излучение ионов. Сказанное можно увидеть как из рис. 5, так и из соотношений (7) и (8).

Проведенный анализ представляет интерес не только в применении к излучению, но также с точки зрения определения условий взаимодействия заряженных частиц с волнами в магнитоактивной плазме. Об этом взаимодействии речь пойдет ниже (в основном в § 4). Заметим также, что исследование условий возбуждения было произведено без учета пространственной дисперсии.

В силу этого излучение ряда волн (плазменные, акустические и др.) не могло быть рассмотрено. Подобные волны не определяют состав самого УНЧ излучения. Однако следует иметь в виду наличие взаимосвязи между различными волнами в неоднородной плазме, а также эффекты трансформации одних нормальных волн в другие^{62, 75}. Поэтому анализ возможностей их возбуждения также представляет интерес.

Переходя к рассмотрению конкретных механизмов УНЧ излучения, заметим, что некогерентные процессы не могут обеспечить наблюдаемые интенсивности. Так, например, расчеты некогерентного черенковского излучения электронов в радиационном поясе приводят к значению $I_f \sim 10^{-10}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹ в области $f \sim 5$ кГц⁷⁶. Аналогичные величины получаются и для гирорезонансного излучения. В то же время на ИСЗ регистрируются значения I_f до $\sim 10^{-11}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹ (см. § 2). Поэтому всякий механизм генерации должен опираться на анализ условий неустойчивости, обеспечивающих когерентность излучения системы заряженных частиц.

Рассмотрим возможные механизмы генерации хоров. Мы уже указывали, что генерация УНЧ сигналов в ионосфере довольно затруднительна. Более правдоподобно, что хоры генерируются в экзосфере. Они могут возбуждаться при инжекции и одновременном ускорении ступков солнечной плазмы на границе магнитосферы. Другая возможность связана с пучковой неустойчивостью на фронтах магнитогидродинамических или ударных волн.

Генерация хоров при инжекции пучка частиц в экзосферу рассматривалась, например, в⁷². Анализировались условия неустойчивости в плазме, пронизываемой потоками электронов и ионов с параметрами,

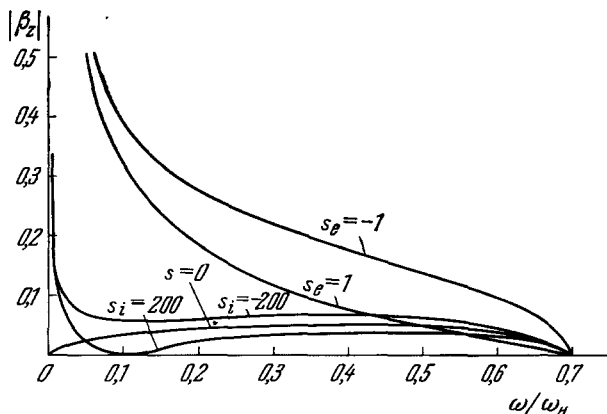


Рис. 5. Характерные скорости заряженных частиц, которые дают вклад в УНЧ излучение в условиях верхней атмосферы ($\omega_H = \omega_{He}$).

близкими к свойствам солнечного корпускулярного потока (скорость $v_0 \sim 5 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^8$ см/сек). Пучок предполагался слабым, так что выполнялось условие $N_s \ll N$, где N_s — концентрация заряженных частиц в потоке, а N — в экзосфере. Устойчивость исследовалась по отношению к возбуждению электромагнитных и плазменных волн в том случае, когда излучаемые частоты приближенно определяются из соотношения (7а). Необходимым условием пучковой неустойчивости является неравенство

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} < v_0, \quad (9)$$

где v_ϕ — фазовая скорость. Достаточное условие связано с учетом реабсорбции и, согласно ⁷², имеет следующий вид:

$$\frac{N_s}{N} > \frac{v_{ts}^2}{2v_tv_0} \left\{ 2 \frac{v_0^2}{v_{ts}^2} \exp \left(-\frac{v_0^2}{2v_{ts}^2} \right) + \sin^2 \alpha \cdot \exp \left[-\frac{v_0^2}{v_{ts}^2} \left(\frac{1 - \cos \alpha}{\cos \alpha} \right)^2 \right] \right\}, \quad (10)$$

где v_t и v_{ts} — средние скорости теплового движения электронов в экзосфере и в потоке. Критерий (10) получен при определенных ограничениях, одним из которых является неравенство $v_0 \gg v_t$ (подробнее см. ⁷⁰). Полагая, например, $v_t = v_{ts}$, $v_0 = 7v_t$, $\alpha = 45^\circ$ и $T = 10^3$ °K, получаем из (10), что неустойчивость возникает при $N_s > 10^{-3}N$.

Следует иметь в виду, что при возбуждении на частотах $\omega = \omega_{He} \cos \alpha$ (7а) существенным является поглощение на пути распространения волн от места генерации. Согласно ⁷², это поглощение невелико, если $v_0 > 1,2 \cdot 10^8$ см/сек.

Выше рассматривалось излучение электронов потока. Ионы пучка могут возбуждать магнитогидродинамические волны ⁷⁷, которые обычно связаны с хорами ⁷¹. Обсуждаемый механизм встречает, однако, целый ряд трудностей. Во-первых, не ясен характер инжекции надтепловых частиц в экзосферу. Далее, температура как пучка, так и экзосферы может быть довольно высокой (до $T \sim 10^5$ °K), что значительно затрудняет возникновение неустойчивости. Эти замечания можно отнести и к работе ⁷⁸, в которой делается попытка связать появление УНЧ сигналов с волнами пространственного заряда в потоках заряженных частиц, пронизывающих экзосферу. Учитывая эти трудности, более перспективным представляется механизм генерации хоров уединенными магнитогидродинамическими или ударными волнами, которые могут возбуждаться на границе магнитосферы ⁷⁹⁻⁸¹.

Для бесстолкновительных ударных волн неустойчивость может возникнуть в плоскости фронта из-за появления относительного движения электронов и ионов. Эта неустойчивость при распространении волн в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю H , привлеклась в ^{83, 84} для объяснения генерации солнечных радиовсплесков II типа. В ^{79, 81, 85} исследовалось возбуждение ионнозвуковых волн на фронте отошедшей от магнитосферы ударной волны. Хотя при наличии неустойчивости возмущения и попадали в диапазон УНЧ, здесь возникают большие трудности с объяснением прохождения радиосигналов на Землю из областей вне магнитосферы, находящихся на расстоянии $L \gtrsim 10$. Однако тот же механизм может действовать и в глубине магнитосферы при проникновении ударных волн, генерируемых на границе неоднородностями корпускулярного потока, во внутренние области. Возможность существования ударных волн в экзосфере и критерий их неустойчивости обсуждались в ⁸⁶.

Неустойчивость на фронте ударной волны возникает в том случае, когда скорость электронов относительно ионов v_0 больше тепловой ско-

рости электронов v_t . Появление относительной скорости v_0 связано с ускорением электронов в электрическом поле, которое возникает на фронте волны из-за разделения зарядов. Если выразить v_0 через параметры волны, то для слабых ударных волн получается условие неустойчивости

$$\frac{h}{H} \gg \left(\frac{8\pi N \kappa T}{H^2} \right)^{1/3}, \quad (11)$$

где κ — постоянная Больцмана, h — амплитуда магнитного поля в слабой волне ($h \ll H$).

Другая возможность генерации УНЧ излучения типа хоров связана с появлением неустойчивости во встречных потоках электронов на фронтах альвеновских волн^{82, 87}. Из-за разделения зарядов, обусловленного неодинаковыми условиями отражения электронов и ионов от уединенной волны конечной амплитуды, внутри фронта возникает разность потенциалов ϕ , максимальное значение которой можно оценить из соотношения, полученного в работе⁸²:

$$e\phi \cong \frac{h^2}{H} \frac{M v_A^2}{2}, \quad (12)$$

в котором h — амплитуда волны, M — масса иона, $v_A = H/\sqrt{4\pi NM}$ — альвеновская скорость. Волна считается слабой, так что $h \ll H$. Из-за наличия разности потенциалов электроны ускоряются, образуя два встречных пучка на узком участке фронта. Для неустойчивости необходимо, чтобы скорость электронов в пучке v_0 превосходила среднюю тепловую скорость v_t . Учитывая (12), условие $v_0 > v_t$ и имея в виду выражение для скорости $v_0 \cong \sqrt{2e\phi/m}$, приходим к неравенству

$$\frac{h}{H} \gg \frac{8\pi N \kappa T}{H^2} \quad (13)$$

Условие (13) накладывает более слабые ограничения на амплитуду h по сравнению со случаем ударных волн (см. (11)) и может легко реализоваться в экзосфере. Следует заметить, что подобная неустойчивость может возникать и на фронте магнитозвуковых волн, распространяющихся под острым углом к магнитному полю H .

Рассматриваемый механизм позволяет понять тесную связь хоров с микропульсациями геомагнитного поля. Более того, можно предположить, что наиболее неустойчивые магнитогидродинамические волны будут определять частоту следования отдельных тонов в хорах.

Как в случае ударных, так и в случае магнитогидродинамических волн при условии $\omega_{0e} \gg \omega_{He}$ возбуждаемые частоты $\omega \sim \omega_{0i}$, где ω_{0i} — ионная лэнгмюровская частота. В условиях экзосферы, когда $\omega_{0i} \lesssim \omega_{He}$, указанные частоты попадают в диапазон УНЧ излучения. Правда, здесь имеет место усиление волн квазиакустического типа, а не электромагнитных волн, показатель преломления которых определяется соотношением (2). Описание акустических волн в бесстолкновительной плазме возможно только при учете теплового движения электронов и ионов. Возникает вопрос о переходе этих волн в электромагнитные. Подробный анализ этого вопроса еще не проводился. Из качественных соображений можно ожидать, что такого рода переход будет происходить без больших потерь.

Для окончательного выбора того или иного механизма необходимо построение нелинейной теории, что позволило бы оценить длительность и интенсивность излучения, а также тщательный анализ вопроса о диапазоне возбуждаемых частот.

Говоря специально о происхождении полярных хоров, можно указать на работу ⁷⁰, где рассматривалось возбуждение УНЧ сигналов протонами в области частот, удовлетворяющих условию аномального эффекта Доплера. Эти же протоны могут одновременно возбуждать магнито-гидродинамические волны, а также создавать повышенную ионизацию в ионосферных слоях. Последнее может повести к аномальному поглощению космического радиоизлучения. На одновременное появление всех трех событий было указано в ⁷⁰.

Происхождение некоторых типов дискретного излучения может быть связано с энергичными электронами внешней радиационной зоны. Здесь укажем на работу Даудена ⁶⁸, который связывал появление крюков и тонов с повышающимися (понижающимися) частотами с излучением сгустков электронов, движущихся в магнитном поле Земли между точками отражения. Частота излучения определялась из соотношения (8). Крюки объяснялись излучением на всей траектории между точками отражения. УНЧ сигналы с повышающимися или понижающимися частотами можно рассматривать как составные части крюков. Путем подбора энергии частиц и угла между скоростью частиц сгустка и полем $\mathbf{H}$ удастся с учетом времени распространения удовлетворительно объяснить формы реальных спектрограмм. Наилучшее согласие получается при выборе энергии электронов в диапазоне 5—50 кэв.

Следует, однако, заметить, что когерентное излучение потока частиц в области нормального эффекта Доплера возможно только при довольно специфическом распределении электронов по скоростям ⁸⁸. Расчеты инкремента, произведенные в ⁶⁸, неточны, поскольку не была учтена реабсорбция в пучке и основной плазме. Далее, наблюдения многократных крюков свидетельствуют о том, что частота следования крюков во многих случаях совпадает не с периодом осцилляций электронов между точками отражения, а с частотой следования многократных свистящих атмосфериков. В § 2 приводились примеры появления дискретных УНЧ сигналов, индуцированных свистами. Однако теории для этого круга явлений не существует. Имеющиеся в литературе качественные соображения ⁸⁹ нельзя считать удовлетворительными. Возможно, что в генерации индуцированных УНЧ сигналов важную роль играет нелинейное взаимодействие электромагнитных волн.

Остановимся теперь на вопросах теории генерации шипений. Наиболее удовлетворительным здесь представляется механизм, связанный с кинетической (циклотронной) неустойчивостью *) внешней радиационной зоны Земли ⁹⁰⁻⁹³. В ^{94, 95} было показано, что анизотропное распределение электронов в магнитоактивной плазме с $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ($T_{\perp}$ и $T_{\parallel}$ — соответственно температуры для движений перпендикулярно $\mathbf{H}$ и параллельно $\mathbf{H}$) неустойчиво по отношению к электромагнитным возмущениям с частотами $\omega < \omega_{He}$. Измерения показали, что аналогичной анизотропией обладают распределения электронов в радиационной зоне.

Интересной особенностью является тот факт, что в условиях радиационной зоны Земли инкременты определяются «горячей» компонентой (энергичными электронами зоны), а фазовая скорость зависит лишь от параметров «холодной» компоненты плазмы. При этом для рассматриваемого типа неустойчивости инкременты не являются экспоненциально малыми. Расчеты неустойчивости при $T_{\perp} > T_{\parallel}$ в условиях радиационной зоны были проведены в ⁹⁰⁻⁹³. Мы остановимся на простейшем случае, когда распределение электронов аппроксимируется нерелятивистской функцией

*) В отличие от гидродинамической, кинетическая неустойчивость связана с особенностями функций распределения частиц в импульсном пространстве.

максвелловского типа ⁹¹

$$f_0 = \frac{N_n(z)}{\delta (2\pi m \kappa T)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{p_{\perp}^2}{2m\kappa\delta T} - \frac{p_{\parallel}^2}{2m\kappa T} \right\}, \quad (14)$$

где m — масса электрона, δ — степень анизотропии, $p_{\perp}$ и $p_{\parallel}$ — поперечный и продольный импульсы электрона. Концентрация энергичных электронов $N_n(z)$ уменьшается при удалении от максимума зоны вдоль силовой линии по закону

$$N_n(z) = N_{n0} \left[\frac{H_L(0)}{H(z)} \right]^{\delta-1}. \quad (15)$$

Используя (14), (15), можно получить следующие выражения для коэффициента усиления η и для энергии УНЧ шумов ε_k при линейном рассмотрении:

$$\eta(x) = \eta_{\max}(x - x_0 + 1) \exp(x_0 - x), \quad (16)$$

где

$$\eta_{\max} = 8,9 \cdot 10^{-12} \frac{\delta-1}{\omega_{He}} S_L \exp(-x_0),$$

$$\varepsilon_k = \frac{\kappa T}{(2\pi)^3} x_0 \exp \left\{ \int \eta dz \right\}. \quad (17)$$

В (16), (17) обозначено *)

$$x = \frac{\omega_H^2}{2\beta^2\omega_0^2\omega} \left(\beta^2 = \frac{\kappa T}{mc^2} \right) \text{ и } x_0 = 1 + \frac{\delta}{\delta-1} \frac{\omega_H^2}{2\beta^2\omega_0^2}.$$

Под S_L нужно понимать плотность потока электронов в максимуме радиационной зоны в $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$. Частота, на которой излучение максимально, равна

$$\omega_{\max} = \omega_H \frac{\delta-1}{\delta x_0}. \quad (18)$$

Рассмотрим некоторые следствия соотношений (16) — (18). Согласно (15), (16) максимальный коэффициент усиления быстро убывает при удалении от экваториальной плоскости (для фиксированной силовой линии). В связи с этим возбуждение в основном происходит в максимуме радиационной зоны. Из условия $\eta(x) = 0$ (см. (16)) можно найти граничное значение ω_2 в спектре возбуждаемых частот:

$$\omega_2 = \frac{\delta-1}{\delta} \omega_{HL}, \quad (19)$$

где ω_{HL} — значение гирочастоты в плоскости экватора. Частота ω_2 будет определяться анизотропией δ и гирочастотой ω_{HL} в максимуме зоны. Для δ в спокойные дни можно взять значение $\delta = 1,5$, а в магнитовозмущенные дни $\delta = 2$ ^{96, 97}. При $\kappa T \sim 10$ $\kappa\text{эВ}$ для максимума внешнего радиационного пояса ($L = 3,5$, $N \cong 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ и $\omega_{HL} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ гц}$) получим для плотности потока энергии $I_{\omega} = \varepsilon_k k^2$ в $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2}\text{гц}^{-1}$ ⁹¹

$$I_{\omega} = 2,26 \cdot 10^{-23} \exp(3 \cdot 10^{-9} S_L), \quad \delta = 1,5,$$

$$I_{\omega} = 3,4 \cdot 10^{-23} \exp(5,1 \cdot 10^{-9} S_L), \quad \delta = 2. \quad (20)$$

Плотности потоков электронов, для которых интенсивность излучения в поясе $I_{\omega} \sim 10^{-11} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}\text{гц}^{-1}$ при $L = 3,5$, должны иметь значения при $\delta = 1,5$ и $\delta = 2$ соответственно $S_L \sim 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ и $S_L = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$.

*) Здесь и в дальнейшем индекс e мы будем для краткости опускать.

В работах ^{90, 92} были произведены расчеты кинетической неустойчивости для различных значений параметра магнитной оболочки при использовании функций распределения электронов, которые ближе к реальным, чем (14). При этом учитывалась анизотропия, вносимая конусом потерь. Оказалось, что для возбуждения шипений наблюдаемой интенсивности нужны, по сравнению с указанными выше (20), меньшие потоки захваченных электронов.

Плотность потоков, необходимая для генерации наблюдаемого УНЧ излучения, быстро убывает с увеличением L (см. ниже, § 4). В ряде случаев, особенно при $\delta \sim 1$, заметный вклад может давать анизотропия, связанная с конусом потерь. Появление анизотропии с $T_{\perp} > T_{\parallel}$ здесь связано с уходом из ловушки через магнитные пробки электронов с большими продольными скоростями.

Спектральные характеристики УНЧ излучения, которые следуют из выражений (16) — (19), довольно хорошо согласуются с наблюдениями. Так, при $L = 3,5$ частоты $f_{\max}$ (18) и f_2 (19), если $\delta = 1,5$, равны $f_{\max} = 3,2$ кГц и $f_2 = 4,3$ кГц. При $\delta = 2$ имеем $f_{\max} \cong 6$ кГц и $f_2 = 9,4$ кГц. В периоды слабой геомагнитной активности измерения УНЧ шума дают ⁵ $f_{\max} = 3,5$ кГц и $f_2 \geq 5$ кГц, а в магнитовозмущенные дни $f_{\max} = 6$ кГц и $f_2 \geq 8$ кГц ³⁹. Данный механизм позволяет также объяснить зависимость нижней граничной частоты f_1 в спектре УНЧ шума от широты. Действительно, если положить $f_1 \cong \frac{f_{\max}}{2}$ (при этом коэффициент усиления (16)

уменьшится примерно в 2 раза), то в случае $\frac{\omega_H^2 \delta}{2\omega_0^2 \beta^2 (\delta - 1)} \gg 1$ частота f_1 оказывается пропорциональной f_{HL} , что и наблюдается на опыте (см. § 2).

Квазилинейная теория, развитая в работах ⁹¹⁻⁹³, позволила определить изменение функции распределения энергичных электронов в процессе развития неустойчивости и найти длительность УНЧ шумов. Вопрос о функции распределения будет рассмотрен в следующем параграфе. Здесь же мы отметим, что с учетом деформации функции распределения для нахождения энергии УНЧ излучения в каждый момент времени справедлива формула линейной теории (17), где, однако, коэффициент усиления является функцией времени. Согласно ⁹¹, зависимость ϵ_k от времени без постороннего источника энергичных электронов в зоне при заданных начальных условиях определяется следующим выражением:

$$\epsilon_k = \epsilon_{k0} \left(1 + D_0 t \int \eta_0 dz \right)^{-1}, \quad (21)$$

где ϵ_{k0} — энергия волн, определяемая распределением электронов в начальный момент времени $t = 0$. Коэффициент диффузии D_0 имеет вид

$$D_0 (\alpha = 0) = \frac{\pi^2 \omega_0^5 \epsilon_{k0} \omega^{3/2}}{2mc^5 N_0 \omega_H^{5/2}}. \quad (22)$$

Следует отметить одно существенное обстоятельство. Выше предполагалось, что УНЧ излучение при достижении нижних ионосферных слоев полностью поглощается. При этом некоторая доля УНЧ шума просачивается через ионосферу и принимается наземными станциями. Однако возможно, что заметная доля энергии УНЧ волн отражается от ионосферы и вновь попадает в радиационную зону Земли. В результате многократных прохождений через зону интенсивность УНЧ шума может заметно возрасти при меньших потоках захваченных электронов, чем это было указано выше.

В § 2 мы уже упоминали об одной характерной черте шипений (особенно в применении к зоне полярных сияний), заключающейся в появле-

нии дополнительных шумовых полос на более высоких частотах. Эти полосы часто коррелируют с определенными типами полярных сияний. Возможным механизмом здесь может быть возбуждение УНЧ волн потоками частиц, вызывающих полярные сияния⁶⁹. Однако для окончательных выводов необходимо более строгое рассмотрение с учетом реабсорбции, интенсивности потоков частиц и неоднородности экзосферы.

§ 4. РОЛЬ УНЧ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИНАМИКЕ РАДИАЦИОННОЙ ЗОНЫ ЗЕМЛИ

В предыдущем параграфе было показано, что неустойчивость распределения электронов внешней радиационной зоны может быть причиной генерации непрерывной компоненты УНЧ излучения. В данном параграфе основное место уделяется выяснению роли УНЧ излучения в динамике этой зоны. В частности, УНЧ излучение может занимать важное место в механизмах потерь электронов.

Прежде всего приведем некоторые соображения качественного характера. К настоящему времени установлено, что во внешней радиационной зоне действуют интенсивные источники энергичных электронов. Об этом, в частности, свидетельствует наличие стационарной зоны полярных сияний. Систематическое появление потоков электронов с энергиями $E \gtrsim 10$ кэВ было зарегистрировано при наблюдениях на ИСЗ^{98, 99}. Характерно, что даже в периоды геомагнитных бурь, когда мощность источников значительно увеличивается, большого накопления захваченных электронов не происходит, а имеет место высыпание частиц в плотные слои атмосферы. Эти факты можно было бы объяснить, если считать, что в максимуме радиационной зоны действует анизотропный источник с преимущественным ускорением электронов вдоль силовых линий поля H ¹⁰⁰. Однако реализация этой возможности довольно затруднительна. В последнее время обсуждается возможность ускорения и выхода из геомагнитной ловушки электронов и ионов под действием электростатических полей, перпендикулярных магнитному полю Земли¹⁰¹. По-видимому, этот механизм может играть важную роль в зоне полярных сияний на ночной стороне Земли. На дневной стороне магнитосферы и во внутренних областях радиационных поясов более вероятными могут оказаться ускорительные механизмы, приводящие либо к изотропному распределению электронов по скоростям, либо к анизотропному распределению с преобладанием поперечных скоростей*). К таким механизмам можно отнести ускорение электромагнитным излучением¹⁰², магнитогидродинамическими и ударными волнами^{82, 86, 87, 103, 104}, индукционный дрейф¹⁰⁴. Некоторый эффективный источник можно ввести и для описания ускорительных процессов при адиабатическом сжатии геомагнитного поля.

В таких условиях, когда ускорительный механизм приводит в основном к накоплению частиц в ловушке, важную роль для потерь частиц могут играть различные плазменные неустойчивости, связанные с анизотропией распределения электронов (ионов) по скоростям. При наличии не слишком большой анизотропии**) с $T_{\perp} > T_{\parallel}$ наиболее легко возникает неустойчивость, приводящая к возбуждению электромагнитных волн типа УНЧ излучения. Пока частиц в геомагнитной ловушке сравнительно

*) Как уже упоминалось в § 3, появлению такой анизотропии способствует выход электронов из ловушки с малымиpitch-углами Φ ($\tan \Phi = p_{\perp}/p_{\parallel}$).

**) При достаточно большой анизотропии (скажем, $T_{\perp} > 10 T_{\parallel}$) могут эффективно возбуждаться плазменные волны¹⁰⁵⁻¹⁰⁷, приводящие к быстрой релаксации распределения частиц к состоянию с меньшей анизотропией.

мало и интенсивность УНЧ шумов невелика, действие источника будет приводить к росту концентрации захваченных электронов. При этом лишь незначительная доля общего числа частиц будет попадать в плотные слои атмосферы (для изотропного источника эта доля порядка $H_L/H_{кр} \cong L^{-3}$, где H_L и $H_{кр}$ — значения геомагнитного поля в максимуме зоны и на поверхности Земли). С ростом плотности электронов интенсивность УНЧ излучения будет быстро увеличиваться. При этом возрастет диффузия частиц на УНЧ волнах в конус потерь. В стационарном состоянии установится такой уровень УНЧ излучения, при котором число частиц, поставляемых источником, равно числу частиц, теряемых зоной.

Существенную роль играет пространственная неоднородность радиационной зоны, приводящая к тому, что с излучением в конечной полосе

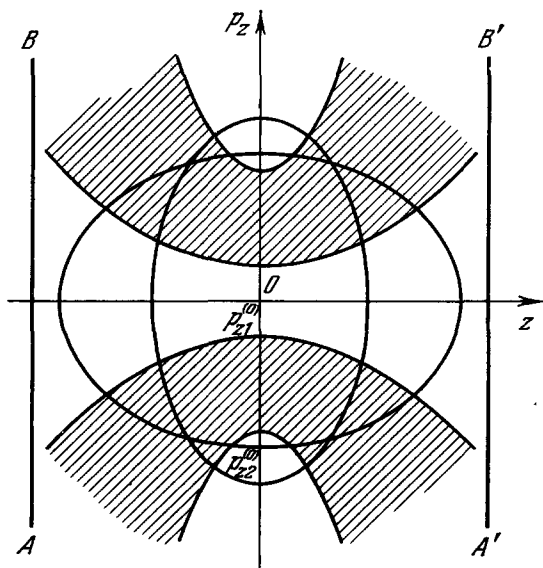


Рис. 6. Схематическое изображение геомагнитной ловушки.

Штриховкой обозначена область взаимодействия частиц радиационной зоны с УНЧ излучением.

частот резонансно взаимодействует большая часть электронов зоны. Это легко установить из рис. 6, на котором схематически изображена геомагнитная ловушка с пробками. Линии AB и $A'B'$ соответствуют уровням, где происходит поглощение электронов. Замкнутые линии на рис. 6 изображают траектории электрона в ловушке при сохранении энергии частицы E и адиабатического инварианта $\mu = p_{\perp}^2/2mH$. Уравнения этих траекторий имеют вид

$$p_{\parallel}^2 + 2\mu H(z) = 2mE.$$

Заштрихованная область соответствует взаимодействию электронов с УНЧ излучением. Границы этой области определяются минимальной ω_1 и максимальной ω_2 частотами

спектра УНЧ шумов и условием гирорезонанса в области нормального эффекта Доплера (1) ($s = 1$). Именно в этом случае взаимодействие выражено наиболее сильно⁹⁰. Уравнения для граничных кривых имеют вид

$$\omega_{1,2} - \omega_H(z) = \frac{k(\omega_{1,2})}{m} p_{\parallel} \cos \alpha. \quad (23)$$

Как следует из рис. 6, с излучением не взаимодействуют электроны, у которых величина продольного импульса в экваториальной плоскости $z = 0$ меньше значения

$$p_{\parallel 1} = \frac{\omega_1 - \omega_{HL}}{k(\omega_1) \cos \alpha} m.$$

При большей анизотропии частота ω_1 близка к ω_{HL} ⁹², в силу чего значение $p_{\parallel 1}$ становится малым. Тогда практически все энергичные электроны взаимодействуют с УНЧ излучением.

Остановимся еще на одной особенности взаимодействия заряженных частиц с УНЧ излучением. Существенное взаимодействие, как уже указы-

валось, имеет место при выполнении резонансного условия (1). В процессе излучения (поглощения) происходит изменение энергии E и pitch-угла Φ частицы. Нетрудно найти связь между изменениями $\Delta\Phi$ и ΔE , если учесть, что при взаимодействии плоской волны с частицей в однородной магнитоактивной плазме существует интеграл движения $E - (cp_{\parallel}/n) = \text{const}$ ¹⁰⁸. С его помощью из (1) можно получить соотношение (при $\text{tg } \Phi \sim 1$)

$$\Delta\Phi = \frac{1}{2} \left(\frac{2s\omega_H, t}{\omega} - 1 \right) \frac{\Delta E}{E}. \quad (24)$$

При применении к взаимодействию электронов из (24) устанавливаем, что при излучении, когда $\Delta E < 0$, pitch-угол Φ будет уменьшаться только в области нормального эффекта Доплера ($s \geq 1$). При этом, если $\omega \ll \omega_H$, то

$$|\Delta\Phi| \cong \frac{\omega_H}{\omega} \frac{|\Delta E|}{E} \gg \frac{|\Delta E|}{E}.$$

Таким образом, электрон может выйти из ловушки через магнитные пробки при относительно малых изменениях своей энергии E . Реальные значения скорости выхода электронов из ловушки могут быть установлены только при совокупном учете излучения и поглощения.

В дальнейшем мы не будем рассматривать не связанные с УНЧ излучением механизмы потерь электронов из радиационной зоны (столкновения, рассеяние на магнитогидродинамических волнах и др.). Это, по-видимому, оправдано, поскольку подобные механизмы дают время жизни электронов, превышающее десятки суток. Нас же будут интересовать процессы с характерными временами порядка нескольких часов.

Перейдем к некоторым количественным оценкам роли кинетической неустойчивости в динамике радиационной зоны. Наиболее интересным является вопрос о функции распределения электронов в зоне f и о потоках высыпавшихся частиц. Основным уравнением, описывающим изменения f при учете диффузии частиц на флуктуациях электромагнитного поля (в данном случае УНЧ шума), является квазилинейное уравнение для слаботурбулентной плазмы ^{92,109}

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \Lambda f = \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} p_{\perp}^2 D \frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}} + I(p_{\parallel}, q, z), \quad (25)$$

где все слагаемые зависят от переменных $p_{\parallel}$ и q , связанных с μ и E следующим образом:

$$p_{\parallel} = \sqrt{2m(E - \mu H)} \quad \text{и} \quad q = E + c \int_{p_{\parallel}^0}^{p_{\parallel}} \frac{dp_{\parallel}}{n \cos \alpha}.$$

Первый член в правой части (25) отражает вклад диффузии электронов на УНЧ волнах. Коэффициент диффузии D определяется формулой (22). Второй член в правой части (25) I — источник энергичных электронов в радиационной зоне. Слагаемое Λf связано с неоднородностью геомагнитной ловушки. Уравнение $\Lambda f = 0$ дает возможность найти зависящее только от μ и E равновесное распределение заряженных частиц в неоднородном магнитном поле (в отсутствие каких-либо других полей и столкновений).

Можно дать достаточно полное описание изменения распределения электронов в радиационной зоне, если рассмотреть релаксацию при заданных начальных условиях без источника и далее найти стационарные состояния при наличии источника.

Первая задача в приближении, когда поле H считалось однородным, рассматривалась в ⁹¹. При этом $\Lambda f \cong 0$, и уравнение (25) приобретает

простой вид одномерного уравнения диффузии:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} p_{\perp}^2 D \frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}}. \quad (26)$$

Его следует решать с граничными условиями $\frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}} = 0$, $p_{\parallel} = p_{\parallel}^{(1)}$ и $f = 0$ на границе с конусом потерь ($\mu = \mu_{\text{кр}}$). Коэффициент D зависит от энергии УНЧ волн, которая определяется из уравнения переноса и сложным образом (через интегро-дифференциальный оператор) связана с f (см. ⁹¹). В силу этого решение уравнения (26) представляет значительные трудности. Приближенное решение (26) дано в ⁹¹. Некоторые результаты, вытекающие из этого решения, уже были рассмотрены в предыдущем параграфе.

Ниже мы рассмотрим зависимости от времени потоков электронов, захваченных и теряемых зоной. Пусть в момент $t = 0$ в радиационной зоне заданы некоторое анизотропное распределение электронов с $T_{\perp} > T_{\parallel}$ и связанная с ним начальная интенсивность УНЧ шума. При выборе распределения вида (14) эта интенсивность определяется из соотношений (16), (17). Плотность потока захваченных частиц будет при $t > 0$ убывать по закону

$$S_L = S_{L0} \left[1 + \frac{\ln \left(1 + D_0 t \int \eta_0 dz \right)}{\int \eta_0 dz} \right]^{-1}. \quad (27)$$

Здесь и ниже индексом 0 будем отмечать величины, значения которых соответствуют моменту $t = 0$.

Плотность потока электронов S_A , теряемых зоной, также максимальна при $t = 0$, но убывает со временем значительно быстрее, чем S_L , повторяя зависимость (21) для энергии УНЧ шума. Максимальная плотность потока высыпающихся частиц приближенно равна

$$S_{A0} \cong \frac{a \sigma z_0}{v_T} S_{L0} D_0, \quad (28)$$

где $\sigma = H_{\text{кр}}/H_L$ — пробочное отношение, $z_0 \sim R_0$ — эффективная длина зоны. Появление в (28) малого коэффициента $a \ll 1$ обусловлено тем, что без учета неоднородности ловушки с УНЧ шумом взаимодействует лишь небольшая доля общего числа электронов, удовлетворяющая условию резонанса (1) при $s = 1$. Оценки на основе (28) приводят при $I_{\omega} \sim \sim 10^{-11} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ц}^{-1}$ к значениям $S_A \sim 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$.

При наличии источника электронов I стационарные состояния внешней радиационной зоны с неоднородным полем $H(z)$ рассматривались в ⁹³. Для достаточно слабых источников медленные изменения могут быть описаны с помощью усредненной по периоду осцилляций в ловушке функции распределения f_0 , зависящей только от μ и E .

Рассмотрим конкретный пример, взяв в качестве I источник вида

$$I = \begin{cases} I_0^{(\alpha)} E^{-\gamma-\alpha} \mu^{\alpha}, & E \geq E_0, \\ 0, & E < E_0. \end{cases} \quad (29)$$

Используя результаты работы ⁹³ при $\alpha = 1$ и $\gamma = 3$, имеем

$$f_0(\mu, E) = K (2mE)^{-2} \left[\frac{1}{5} + \frac{2}{3} \frac{\mu H_L}{E} + \left(\frac{\mu H_L}{E} \right)^2 \right] \ln \frac{\mu H_{\text{кр}}}{E}. \quad (30)$$

В (30) коэффициент K слабо (как $\ln I_0$) зависит от мощности источника и примерно равен

$$K \cong K_0 = \frac{10mc^2 \omega_{HL} N}{\omega_0^2} \left[\int \left(\frac{H_L}{H} \right)^3 dz \right]^{-1}.$$

С помощью (30) нетрудно найти распределение плотности захваченных электронов S_L в заданном интервале энергий (E_1, E_2):

$$S_L(E_1 \leq E \leq E_2) = \frac{\pi K}{2m} \left\{ \left[\frac{1}{5} + \frac{1}{3} \frac{H_L}{H} + \frac{1}{3} \left(\frac{H_L}{H} \right)^2 \right] \ln \frac{H_{кр}}{H} - 1 + \frac{H}{H_{кр}} \right\}. \quad (31)$$

Плотность потока электронов S_A , теряемых зоной, тесно связана с интенсивностью УНЧ шума I_ω и равна

$$S_A \cong 10^{-4} \Phi(\omega) \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \left(I_\omega = 2 \cdot 10^{-23} \frac{\Phi(\omega)}{\ln \Phi(\omega)} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ ц}^{-1} \right). \quad (32)$$

Спектральная характеристика УНЧ шума $\Phi(\omega)$ пропорциональна мощности источника I_0 (29) (см. ⁹³).

Из соотношений (30) — (32) и других результатов работы ⁹³ можно выделить главные особенности стационарного состояния внешней радиационной зоны при наличии кинетической неустойчивости:

1. Функция распределения слабо зависит от мощности источника. Плотность потока в максимуме зоны $S_L \sim 3 \cdot 10^8 \div 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при $3 \leq L \leq 8$.

2. Характерной чертой является анизотропия в распределении электронов поpitch-углам с преобладанием поперечных скоростей, зависящая от параметров функции источника α и γ (29). Концентрация энергичных электронов с $E > E_0$ зависит от E_0 по степенному закону $N(E > E_0) \sim \sim E_0^{-y}$, где $y \cong 1/2$. Значения y слабо связаны со свойствами источника и параметром L .

3. Интенсивность УНЧ шума I_ω и плотность потока теряемых зоной электронов S_A пропорциональны мощности источника I_0 . При $S_A \sim 10^5 \div \div 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ характерные значения $I_\omega \sim 10^{-15} \div 10^{-11} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ ц}^{-1}$. Плотность высыпавшихся электронов S_A слабо связана с S_L . В то же время их энергетический спектр достаточно хорошо передает спектр источника.

Перечисленные выводы справедливы для нерелятивистских электронов ($E \ll mc^2$) и для случая, когда частоты в спектре УНЧ таковы, что $\omega \ll \omega_H$. Вновь заметим, что при учете возможности многократного прохождения УНЧ волн через радиационную зону из-за частичного отражения от ионосферных слоев стационарные потоки захваченных частиц будут меньше, а потоки электронов, теряемых зоной, больше, чем в рассмотренном случае полного поглощения УНЧ волн ионосферой.

Проведем некоторое сравнение с экспериментальными данными, касающимися внешней радиационной зоны. Как уже отмечалось в § 2, между УНЧ излучением и потоками электронов в нижней ионосфере наблюдается положительная корреляция, причем длительности и временной ход интенсивности почти идентичны. Подобные факты являются важным свидетельством в пользу реальности описанного выше механизма потерь электронов *). В удовлетворительном согласии с данными наблюдений находятся рассчитанные с помощью (30) — (32) значения S_L , S_A и I_ω ^{110, 111}. Естественным образом можно объяснить факт отсутствия заметного накопления частиц в зоне. Дальнейшее развитие этого круга вопросов существенным образом зависит от знания источника в широком диапазоне энергий.

*) Следует, однако, иметь в виду, что определенный вклад в наблюдаемое УНЧ излучение могут давать частицы полярных сияний. При этом также будет наблюдаться корреляция между потоками высыпавшихся электронов и УНЧ излучением.

До сих пор рассматривалась диффузия электронов на УНЧ волнах, возбуждаемых этими же частицами. Поэтому присутствие УНЧ шума в зоне сильно зависело от вида функции распределения электронов и концентрации заряженных частиц. Однако к аналогичным эффектам высыпания частиц из зоны может привести взаимодействие со свистами или с компонентами УНЧ излучения, генерируемыми сторонними источниками (хоры, дискретное излучение).

Влияние свистов на время жизни электронов в радиационных поясах анализировалось Данжи¹¹² и Корнуоллом¹¹³. Изменение импульса электрона под действием свиста можно определить из уравнения движения частиц в поле плоской монохроматической волны *). Подобные уравнения решались в ряде работ¹¹⁴⁻¹¹⁷, где было показано, что в поле волны возникают так называемые захваченные частицы. Эти частицы находятся в резонансе с волной и эффективно обмениваются с ней энергией. Их импульс меняется во времени периодически. Колебания амплитуды импульса происходят около значения, соответствующего точному условию резонанса. Период этих колебаний τ^* по порядку величины равен времени установления плато на функции распределения в квазилинейном приближении^{117**}). Ширина области резонансного взаимодействия с волной по продольному импульсу $(\Delta p_{||})^*$ и период τ^* для волн, распространяющихся в направлении H , определяются следующими выражениями:

$$(\Delta p_{||})^* = \left(2 \frac{\omega_H}{\omega} \frac{h}{H} \frac{\beta_T}{n} \right)^{1/2} mc, \quad (33)$$

$$\tau^* = \frac{2\pi \sqrt{H}}{(nh\omega_H\omega\beta_T)^{1/2}}, \quad (34)$$

где h — амплитуда магнитного поля волны, $\beta_T = v_T/c$. Выражение (33) позволяет оценить максимальное изменение скорости электрона. Время жизни электронов в зоне можно грубо определить из следующих соображений. Для выхода электрона из геомагнитной ловушки необходимо существенное изменение адиабатического инварианта $\Delta\mu \sim \mu$. При $\omega \ll \omega_H$ $E \cong \text{const}$, и тогда

$$\left| \frac{\Delta\mu}{\mu} \right| \sim 2 \left| \frac{\Delta p_{\perp}}{p_{\perp}} \right| \sim 2 \left| \frac{\Delta p_{||}}{p_{||}} \right|.$$

При взаимодействии с одним свистом $\left| \frac{\Delta p_{||}}{p_{||}} \right|_1 \ll 1$, поэтому выход электрона возможен при взаимодействии с большим числом свистов. Из-за хаотичности фаз различных свистов μ будет меняться по случайному закону. Если ν — частота «столкновений» частицы со свистами, то за время t μ изменится на относительную величину

$$\left| \frac{\Delta\mu}{\mu} \right| \sim \sqrt{\nu t} \left| \frac{\Delta\mu}{\mu} \right|_1.$$

Используя соотношение (33) и условие $\left| \frac{\Delta\mu}{\mu} \right| \sim 1$, для времени жизни электрона в ловушке τ_e получаем

$$\tau_e \sim \frac{\beta_T n \omega H}{8 h \nu \omega_H}. \quad (35)$$

Выбирая в качестве типичных значений $h \sim 0,05\gamma$ и $\nu \sim 1$ свистов/мин для $L \sim 3,5$ и $E \sim 10$ кэВ, находим, что $\tau_e \sim 22$ часа.

*) Для квазимонохроматических сигналов (свисты, дискретное УНЧ излучение) необходим учет фазы волны. В этом случае квазилинейное приближение случайных фаз неприменимо.

**) Исключение составляет случай авторезонансного ускорения (при $n = 1$), когда импульс частицы в поле волны может неограниченно нарастать¹¹⁴.

Неоднородность геомагнитного поля, а также изменения частот свистовых сигналов приводят к тому, что со свистами взаимодействуют практически все электроны радиационных поясов (см. начало этого параграфа). Однако при этом уменьшается время резонансного взаимодействия $\tau_{вз}$ отдельного электрона с волной. Время $\tau_{вз}$ нетрудно определить из условия Допплера. За это время скорость частицы из-за изменения свойств среды или частоты волны будет отличаться от резонансного значения $c(\omega - \omega_H)/\omega n \cos \alpha$ на величину, большую $(\Delta p_{||})^*/m$ (см. соотношение (33), определяющее область резонансного взаимодействия). Тогда электрон выйдет из резонанса с волной. Например, если поле H зависит от координаты z , то для $\tau_{вз}$ имеем

$$\tau_{вз} \cong 2 \sqrt{\frac{2\pi\omega h\beta_T}{\omega_H H}} \left[\frac{1}{H} \frac{dH}{dz} \left| \frac{d\omega}{dk} \right| \right]^{-1}.$$

При $\tau^* < \tau_{вз}$ время жизни по-прежнему определяется формулой (35). Однако при $\tau^* > \tau_{вз}$ $\Delta p_{||} < (\Delta p_{||})^*$ и τ_e возрастает. Типичное значение $\tau^* \sim 10^{-2}$ сек. Оценки показывают, что для наблюдаемых амплитуд свистов $\tau_{вз}$ может быть как больше, так и меньше τ^* .

Соотношения между $\tau_{вз}$ и τ^* определяют пределы применимости линейного подхода при нахождении затухания Ландау. Если $\tau_{вз} \ll \tau^*$, то затухание свистов можно рассчитывать по формулам линейной теории, используя приближение геометрической оптики. В случае $\tau_{вз} \gg \tau^*$ на функции распределения образуется плато и декремент затухания значительно уменьшается. Это обстоятельство не учитывалось в ¹¹⁸, где рассматривалось гирорезонансное поглощение свистов при наличии энергичных электронов. Кроме того, в ¹¹⁸ не была принята во внимание анизотропия функции распределения по скоростям. С учетом этой анизотропии свисты могут даже усиливаться, если их частоты таковы, что $\omega \lesssim \omega_2 = \omega_{HL} \frac{\delta-1}{\delta}$ (см. (19)). Этим обстоятельством можно отчасти объяснить существование многократных свистовых эхо ⁵, а также обрезание в их спектрах на высоких частотах ¹¹⁸. Согласно наблюдениям, верхняя граничная частота для свистов $\omega_{гр} \sim (0,4 \div 0,55) \omega_{HL}$. Если подставить это значение в (19), то для δ получим значения $1,6 \div 2,2$, что довольно хорошо соответствует некоторым экспериментальным данным ⁹⁷.

УНЧ излучение может в принципе оказывать влияние и на время жизни протонной компоненты радиационных поясов. Это связано с тем обстоятельством, что для медленных волн (показатель преломления $n \gg 1$) максимум в спектре гирорезонансного излучения сдвигается в сторону высоких гармоник даже для нерелятивистских протонов и попадает в диапазон УНЧ волн. Поэтому УНЧ излучение в некоторых случаях может оказать гораздо большее влияние, чем магнитогидродинамические волны ¹¹⁹⁻¹²¹. Подробный анализ этого вопроса был бы весьма желателен.

В заключение параграфа укажем на ряд работ, касающихся вопроса о роли пространственных изменений параметров среды и частоты волны. В них показано, что в некоторых случаях наличие этих изменений может способствовать фазировке частиц при резонансном взаимодействии с волной. Так, в работе ¹²² рассматривалось ускорение релятивистских электронов свистами. При этом уменьшение гирочастоты ω_H из-за увеличения массы m компенсировалось уменьшением частоты свиста. В результате условие резонанса в области нормального эффекта Допплера не нарушалось. Близкие вопросы рассматривались в ^{123, 124}. В работах ^{125, 126} дан анализ аналогичных эффектов при наличии пространственных изменений параметров среды.

§ 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из содержания обзора можно сделать вывод, что в настоящее время наметились пути решения вопросов о происхождении различных типов УНЧ излучения. Имеются веские основания считать, что генерация УНЧ излучения связана с энергичными частицами во внешней радиационной зоне, а также в зоне полярных сияний. Более того, можно предполагать, что УНЧ излучение играет существенную роль в динамике радиационных поясов Земли. Ниже мы сформулируем ряд задач, решение которых может способствовать дальнейшему развитию теории УНЧ излучения.

Большой интерес представляет развитие квазилинейной и нелинейной теории колебаний плазмы при учете неоднородности среды. Это позволило бы более корректно оценить значения интенсивности УНЧ излучения (особенно для дискретных типов), а также длительность отдельных тонов. В применении к хорам существенное значение могли бы иметь детальные расчеты возбуждения УНЧ излучения на фронтах магнитогидродинамических и ударных волн, учитывающие нелинейные эффекты. В этом направлении определенный прогресс уже достигнут в связи с теорией спорадического радиоизлучения Солнца. Ряд нелинейных задач возникает в связи с открытием индуцированного УНЧ излучения. В частности, здесь может оказаться существенным нелинейное взаимодействие волн типа индуцированного рассеяния или распадов.

В связи с вопросами происхождения УНЧ излучения необходимо отметить, что помимо электромагнитных волн в экзосфере возможно интенсивное возбуждение плазменных волн. Эти волны могут, с одной стороны, трансформироваться в УНЧ волны, принимаемые наземными станциями, а с другой стороны, ускорять заряженные частицы в экзосфере. Исследование этих процессов было бы весьма желательным.

Для динамики радиационных поясов Земли определенный интерес представляет исследование взаимодействия УНЧ излучения не только с электронной, но и с протонной компонентой. Как отмечалось в § 4, это взаимодействие может быть достаточно эффективным. Перспективными представляются и дальнейшие исследования резонансного ускорения частиц с учетом неоднородности среды или медленных изменений частоты волны.

Как ясно из данных наблюдений, приведенных в § 2, интенсивность УНЧ излучения должна существенно изменяться при прохождении через ионосферные слои, включая нижнюю границу ионосферы. Поэтому значительный интерес представляет теоретический анализ эффективности просачивания низкочастотных волн через ионосферу. Существующие теоретические исследования¹²⁷⁻¹³¹ не решают задачу о просачивании УНЧ волн с должной полнотой. Необходимо проведение дальнейших расчетов с учетом всех особенностей взаимодействия между нормальными волнами, возникающих в связи с нарушениями приближения геометрической оптики.

В области эксперимента наиболее важными представляются исследования УНЧ излучения и плазменных волн с помощью ИСЗ на больших высотах, включая центральную часть радиационной зоны и границу магнитосферы. Было бы желательным расширение диапазона наблюдаемого радиоизлучения как в сторону низких, так и высоких частот. Большой интерес представляют комплексные наблюдения УНЧ излучения, магнитной возмущенности, полярных сияний, потоков заряженных частиц, а также дальнейшее изучение индуцированного и периодического излучения.

Можно отметить известную аналогичность закономерностей, характеризующих УНЧ излучение и спорадическое радиоизлучение Солнца.

Гак, например, шипения сходны с повышенным радиоизлучением при наличии шумовых бурь, а хоры — с последовательностью всплесков I типа. Изменяющиеся во времени, относительно узкие спектры характерны как для дискретного УНЧ излучения, так и для всплесков III типа радиоизлучения Солнца.

Научно-исследовательский
радиофизический институт
Горьковского государственного
университета

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Troitskaja, в сб. Research in Geophysics, vol. 1, Sun, Upper Atmosphere and Space, Massachusetts, Inst. of Technology, 1964, стр. 485.
2. J. A. Jacobs, T. Watanabe, Planet. Space Sci. **11**, 869 (1963).
3. C. E. Prince, F. X. J. Bostick, J. Geophys. Res. **69**, 3213 (1964).
4. R. A. Helliwell, M. C. Morgan, Proc. IRE **47**, 200 (1959).
5. R. M. Gallet, Proc. IRE **47**, 211 (1959).
6. Б. Н. Гершман, В. А. Угаров, УФН **72**, 235 (1960).
7. R. M. Gallet, Geophys. Exterieur, New York — London, Cordon and Breach Sci. Publishers, 1963, стр. 551 (см. перевод: Геофизика—околоземное космическое пространство, М., Изд-во «Мир», 1964, стр. 431).
8. R. E. Gendrin, Rend. Scuola internaz. fis. Enrico Fermi, New York — London, 1963, стр. 125.
9. R. A. Helliwell, Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1964.
10. H. G. Booker, J. Geophys. Res. **66**, 1073 (1961).
11. R. L. Smith, J. Geophys. Res. **66**, 3699 (1961).
12. G. B. Carpenter, L. Colin, J. Geophys. Res. **68**, 5649 (1963).
13. T. Obayashi, J. Rad. Res. Lab. Japan **6**, 603 (1959).
14. R. M. Gallet, W. Utlaut, Phys. Rev. Letts. **6**, 591 (1961).
15. D. L. Carpenter, J. Geophys. Res. **68**, 1675 (1963).
16. В. В. Безруких, К. И. Грингауз, Исследования космического пространства, М., Изд-во «Наука», 1965, стр. 177.
17. J. C. Cain, J. R. Shapiro, J. D. Stolaric, J. P. Herpner, J. Geophys. Res. **66**, 2677 (1961).
18. R. E. Barrington, J. S. Belrose, Nature **198**, 651 (1963).
19. H. Takura, J. Atmos. Terr. Phys. **26**, 137 (1964).
20. R. L. Smith, J. Geophys. Res. **69**, 5019 (1964).
21. R. L. Dowden, Nature **187**, 677 (1960).
22. G. R. A. Ellis, J. Geophys. Res. **65**, 839 (1960).
23. R. L. Dowden, Austral. J. Phys. **15**, 114 (1962).
24. D. A. Gurnett, B. J. O'Brien, J. Geophys. Res. **69**, 65 (1964).
25. G. Mattern, Abhandl. Geomagn. Inst. Potsdam, Nr. 29, 183 (1962).
26. G. R. A. Ellis, J. Geophys. Res. **65**, 1705 (1960).
27. T. Laasphere, M. G. Morgan, W. C. Johnson, Proc. IRE **52**, 1331 (1964).
28. J. H. Pope, J. Geophys. Res. **68**, 83 (1963).
29. E. Ungstrup, I. M. Jakerott, J. Geophys. Res. **68**, 2141 (1963).
30. J. H. Pope, Nature **180**, 433 (1957).
31. J. H. Pope, Nature **185**, 87 (1960).
32. L. H. Martin, Nature **187**, 1018 (1960).
33. H. E. Dinger, J. Geophys. Res. **65**, 571 (1960).
34. J. M. Matts, J. A. Koch, R. M. Gallet, J. Res. NBS **D67**, 569 (1963).
35. T. Ondoh, J. Atmos. Terr. Phys. **22**, 233 (1961).
36. T. Ondoh, J. Atmos. Terr. Phys. **22**, 133 (1961).
37. S. Yoshida, T. Hatanaka, Rept. Ionosphere and Space Res. (Japan) **16**, 387 (1962).
38. J. Crouchley, N. M. Brice, Planet. Space Sci. **2**, 238 (1960).
39. G. R. A. Ellis, Planet. Space Sci. **1**, 253 (1959).
40. J. Otsu, A. Iwai, Proc. Res. Inst. Atmos. (Nagoya Univ.) **8**, 13 (1961).
41. H. E. Brown, G. G. Cairns, Nature **194** (1962).
42. R. E. Barrington, J. S. Belrose, D. A. Keeley, J. Geophys. Res. **68**, 6539 (1963).
43. J. S. Belrose, R. E. Barrington, J. Res. NBS **D69**, 69 (1965).
44. H. Tokuda, J. Geomagn. Geoelectr. **14**, 31 (1962).

45. R. A. Duncan, G. R. A. Ellis, *Nature* **183**, 1618 (1959).
46. J. Aarons, *Nature* **185**, 148 (1960).
47. Н. Г. Клейменова, Доклад на Всесоюзном совещании по геомагнетизму и земным токам, М., 1965.
48. T. Ondoh, *J. Geomagn. Geoelectr.* **14**, 86 (1962).
49. L. H. Martin, R. A. Helliwell, K. R. Marks, *Nature* **187**, 751 (1960).
50. Н. Н. Морозуми, *Trans. Amer. Geophys. Union* **44**, 798 (1963).
51. I. S. Jorgensen, E. Ungstrup, *Nature* **194**, 462 (1962).
52. Е. А. Пономарев, Е. Ф. Вершинин, *Геомагнетизм и аэрoномия* **3**, 485 (1963).
53. J. Corcuff, J. Legrand, *Ann. Geophys.* **17**, 338 (1961).
54. N. M. Brice, *J. Res. NBS D69*, 257 (1965).
55. R. A. Helliwell, *J. Geophys. Res.* **68**, 5387 (1963).
56. L. R. O. Storey, *Philos. Trans. A246*, 113 (1953).
57. R. A. Helliwell, J. Katsufuracis, M. Trimpi, N. Brice, *J. Geophys. Res.* **69**, 239 (1964).
58. N. M. Brice, R. L. Smith, R. E. Barrington, J. S. Belrose, *Nature* **203**, 926 (1964).
59. N. M. Brice, B. L. Smith, *J. Geophys. Res.* **70**, 71 (1965).
60. D. A. Garnett, S. D. Shawhan, N. M. Brice, R. L. Smith, *J. Geophys. Res.* **70**, 1665 (1965).
61. R. L. Dowden, *Nature*, No. 5000, 963 (1965).
62. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, М., Физматгиз, 1960.
63. Б. Н. Гершман, В. Ю. Трахтенгерц, *Геомагнетизм и аэрoномия* **1**, 671 (1961).
64. G. R. A. Ellis, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **10**, 302 (1957).
65. J. R. MacArthur, *Phys. Rev. Letts.* **2**, 491 (1959).
66. W. B. Murcay, J. H. Pope, *Phys. Rev. Letts.* **4**, 5 (1960).
67. M. A. Gintsburg, *Phys. Rev. Letts.* **7**, 399 (1961).
68. R. L. Dowden, *J. Geophys. Res.* **67**, 1745 (1962).
69. R. L. Dowden, *J. Geophys. Res.* **67**, 2223 (1962).
70. T. Ondoh, *Planet. Space Sci.* **9**, 69 (1962).
71. R. Maeda, I. Kimura, *Space Res.* **3**, 310 (1963).
72. М. С. Ковнер, В. Ю. Трахтенгерц, *Геомагнетизм и аэрoномия* **2**, 1053 (1962).
73. В. И. Пистунович, В. Д. Шафранов, *Ядерный синтез* **1**, 189 (1961).
74. М. А. Гинзбург, *Геомагнетизм и аэрoномия* **2**, 642 (1962).
75. В. В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет*, М., Изд-во «Наука», М., 1964.
76. Е. А. Бенедиктов, В. Я. Эйрман, *Изв. вузов (Радиофизика)* **4**, 253 (1963).
77. В. П. Докучаев, *ЖЭТФ* **39**, 413 (1960).
78. R. M. Gallet, *Natural Electromagnetic Phenomena below 30 kc/s*, Plenum Press, New York, 1964, стр. 167.
79. М. А. Гинзбург, *Космич. исследований* **2**, 64 (1964).
80. М. А. Гинзбург, *Космич. исследований* **3**, 340 (1965).
81. М. С. Ковнер, *Геомагнетизм и аэрoномия* **6** (2) (1966).
82. В. Ю. Трахтенгерц, *Астрон. ж.* **43**, 356 (1956).
83. С. В. Пикельнер, М. А. Гинзбург, *Астрон. ж.* **40**, 846 (1963).
84. В. В. Зайцев, *Астрон. ж.* **42**, 740 (1965).
85. P. D. Noerdlinger, *J. Geophys. Res.* **69**, 369 (1964).
86. В. П. Шабанский, *Космич. исследований* **2**, 595 (1964).
87. Б. А. Тверской, *ЖЭТФ*, **42**, 833 (1962).
88. В. Г. Ломинадзе, К. Н. Степанов, *ЖТФ* **35**, 449 (1965).
89. N. Brice, *J. Geophys. Res.* **68**, 4626 (1963).
90. В. Ю. Трахтенгерц, *Геомагнетизм и аэрoномия* **3**, 442 (1963).
91. А. А. Андронов, В. Ю. Трахтенгерц, *Геомагнетизм и аэрoномия* **4**, 233 (1964).
92. В. Ю. Трахтенгерц, *Геомагнетизм и аэрoномия* **5**, № 6 (1965).
93. В. Ю. Трахтенгерц, *Геомагнетизм и аэрoномия*, № 3—4 (1966).
94. Р. З. Сагдеев, В. Д. Шафранов, *ЖЭТФ* **39**, 181 (1960).
95. А. А. Андронов, В. В. Железняков, М. И. Петелин, *Изв. вузов (Радиофизика)* **7**, 251 (1964).
96. А. И. Ершкович, В. Д. Плетнев, *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, № 10, 1441 (1962).
97. С. И. Фэн, Р. Майер, И. А. Симпсон, в сб. «Радиационные пояса Земли», М., ИЛ, 1962.

98. В. И. Красовский, Ю. И. Гальперин, В. В. Темный, Т. М. Мулярчик, Н. В. Джорджо, М. Я. Маров, А. Д. Болюнова, Геомagnetизм и аэрономия **3**, 408 (1963).
 99. В. J. O'Brien, J. Geophys. Res. **69**, 13 (1964).
 100. S. I. Akasofu, S. Chapman, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) **A253**, 359 (1961).
 101. H. E. Taylor, E. W. Hones, J. Geophys. Res. **70**, 3605 (1965).
 102. В. Н. Цытович, Геомagnetизм и аэрономия **3**, 616 (1963).
 103. И. П. Иваненко, В. П. Шабанский, Геомagnetизм и аэрономия **1**, 888 (1961).
 104. Б. А. Тверской, Геомagnetизм и аэрономия **4**, 224 (1964).
 105. Ю. Н. Днестровский, Д. Р. Костомаров, В. И. Пистунovich, Ядерный синтез **3**, 30 (1963).
 106. G. K. Soper, E. G. Harris, Phys. Fluids **8**, 984 (1965).
 107. F. W. Crawford, Nuclear Fusion **5**, 73 (1965).
 108. N. Brice, J. Geophys. Res. **69**, 4515 (1964).
 109. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев, Ядерный синтез, Приложение **2**, 465 (1962).
 110. J. A. Freeman, J. Geophys. Res. **69**, 1691 (1964).
 111. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. И. Мороз, И. С. Шкловский, Астрон. ж. **37**, 716 (1960).
 112. J. W. Dungey, Planet. Space Sci. **11**, 591 (1963).
 113. J. M. Cornwall, J. Geophys. Res. **69**, 1251 (1964).
 114. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, ЖЭТФ **44**, 261 (1963).
 115. J. W. Dungey, J. Fluid Mech. **15**, 74 (1963).
 116. C. S. Roberts, S. J. Buchsbaum, Phys. Rev. **135**, 381 (1964).
 117. А. А. Андронов, ЖЭТФ **49**, № 4 (1965).
 118. H. B. Liemohn, F. L. Scarf, J. Geophys. Res. **69**, 883 (1964).
 119. A. J. Dragt, J. Geophys. Res. **66**, 1641 (1961).
 120. E. N. Parker, J. Geophys. Res. **69**, 1755 (1964).
 121. D. G. Wentzel, J. Geophys. Res. **66**, 351 (1961).
 122. R. A. Helliwell, T. F. Bell, J. Geophys. Res. **65**, 1839 (1961).
 123. E. N. Parker, J. Geophys. Res. **66**, 2673 (1961).
 124. T. F. Bell, J. Geophys. Res. **69**, 177 (1964).
 125. M. Seidl, Plasma. Phys. **6**, 597 (1964).
 126. А. Д. Пилия, В. Я. Френкель, ЖТФ **34**, 1752 (1964).
 127. Д. С. Флигель, Геомagnetизм и аэрономия **2**, 886 (1962).
 128. Д. С. Флигель, Г. Д. Комлева, Геомagnetизм и аэрономия **4**, 41 (1964).
 129. K. Maeda, H. Oya, J. Geomagn. Geoelectr. **14**, 151 (1963).
 130. D. W. Swift, J. Res. NBS **D66**, 663 (1962).
 131. В. И. Аксенов, Исследования космического пространства, М., Изд-во «Наука», 1965, стр. 233.
-

