

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ**

B. N. Гершман и B. A. Угаров

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	235
§ 1. Данные наблюдений за естественным низкочастотным радиоизлучением	238
а) Свисты	238
Дисперсия. Длинные и короткие свисты. Многоократные свисты. «Носы». Разряды, порождающие свисты. Экспериментальные данные о траекториях свистов. Систематические изменения свойств свистов. Наблюдения свистов по программе МГГ.	
б) Ультранизкочастотное излучение	245
Систематическая классификация наблюдавшихся УНЧ-шумов. Некоторые особенности дискретного излучения. Способ распространения. Тенденция к образованию монохроматических тонов. Связь с магнитной активностью. Сравнение устойчивых состояний (шипение) с неустойчивыми состояниями (дискретное излучение).	
§ 2. Теория распространения радиоволн низкой частоты. Генерация УНЧ-излучения	250
Основные исходные соотношения. Групповая скорость и нахождение траекторий. Учет движения ионов. Взаимодействие нормальных волн. Поглощение. Механизмы генерации УНЧ-излучения.	
§ 3. Низкочастотные радиоволны и исследование верхней атмосферы	266
Заключение	269
Цитированная литература	270

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы усилился интерес к естественному низкочастотному электромагнитному излучению и способам его распространения через верхнюю атмосферу. В связи с этим были предприняты также исследования по распространению низкочастотных электромагнитных сигналов, посыпаемых радиостанциями. Число работ (по большей части экспериментальных, вернее, наблюдательного характера), посвященных этому кругу вопросов, непрерывно возрастает.

Значительная часть естественного излучения обусловлена атмосферными электрическими разрядами, воспринимаемыми в форме свистящего звука (свистящие атмосферики). Другая часть связана с взаимодействием потоков заряженных частиц, идущих от Солнца, с ионизированным газом верхней атмосферы Земли. Наблюдения такого излучения вошли в программу Международного Геофизического Года (МГГ) и проводились на многочисленных специальных станциях. Речь идет о частотах $0,4 \div 15 \text{ кгц}$ (длинах волн $750 \div 20 \text{ км}$). Этот интервал частот лежит в пределах слышимости человеческого уха ($16 \text{ гц} \div 20 \text{ кгц}$), и колебания указанного диапазона непосредственно слышны через громкоговоритель. Это обстоятельство оказалось весьма благоприятным для исследования рассматриваемого излучения, так как первичное наблюдение можно вести просто на слух.

Низкочастотное электромагнитное излучение представляет значительный интерес отчасти потому, что оно может проходить через ионосферу, достигая межпланетного пространства. Если бы не было внешнего магнитного поля, то ионосферные слои задерживали бы все низкие частоты и проникновение подобных радиоволн через верхние слои атмосферы было бы невозможным. Это видно из выражения для показателя преломления ионизированного газа \tilde{n}

$$\tilde{n}^2 = 1 - \omega_0^2/\omega^2,$$

где ω_0 — плазменная частота (см. ниже), ω — угловая частота волны. Отсюда следует, что при $\omega < \omega_0$ величина $\tilde{n}^2 < 0$ и распространение волны без затухания невозможно. Наличие магнитного поля Земли H_0 делает ионосферу прозрачной и для достаточно низких частот, значения которых будут приведены далее (см. § 2), так что

$$\tilde{n}^2 > 0.$$

Обычно распространение низкочастотных волн имеет своеобразный характер. В верхней атмосфере радиосигналы распространяются по определенным траекториям, связанным с магнитным полем Земли. Электромагнитное излучение может оказаться запертым в области, расположенной между магнитно-сопряженными пунктами на поверхности Земли. Положение здесь несколько напоминает захват корпускулярного излучения земным магнитным полем (внешний и внутренний радиационные пояса Земли).

Таким образом, можно говорить о канализации низкочастотного электромагнитного излучения. Заметим, что с аналогичными явлениями часто приходится сталкиваться, когда имеют дело с распространением радио- и звуковых волн^{1,2}.

Подобное распространение низкочастотных волн связано со свойствами ионизированного газа (плазмы). В рассматриваемом случае траектория представляет собой подковообразную кривую, опирающуюся на симметричные относительно магнитного экватора точки земной поверхности. Посланный с Земли низкочастотный сигнал, пройдя на значительном удалении от ее поверхности, вновь возвращается в сопряженную точку или даже совершает многократные колебания. По такого рода каналам на Землю приходит низкочастотное излучение, генерируемое в верхней атмосфере в результате различных процессов.

Изучение низкочастотного излучения может оказаться весьма полезным для исследования верхних слоев атмосферы. Уже сейчас на основе данных по распространению свистящих атмосфериков получена ценная информация о концентрации электронов на больших высотах над Землей и другие полезные сведения.

Предлагаемый обзор состоит из трех частей. В § 1 рассматриваются данные наблюдений за естественным низкочастотным излучением, в § 2 — теория распространения и генерации этого излучения, в § 3 рассматривается низкочастотное радиоизлучение как один из возможных источников информации о верхней атмосфере.

§ 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ЕСТЕСТВЕННЫМ НИЗКОЧАСТОТНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

Низкочастотное электромагнитное излучение (нас будет в основном интересовать интервал 0,4–15 кгц, а иногда и до 32 кгц) дает в громкоговорителе слышимый звук. Как уже отмечалось, это обстоятельство упрощает первичное наблюдение за естественными низкочастотными

сигналами. В принципе приемная схема состоит из усилителя, на входе которого расположена вертикальная антenna (вертикальность обеспечивает изотропность приема), а на выходе — громкоговоритель^{3,4}. Необходимый интервал частот выделяется соответствующим фильтром. Звук может записываться на магнитофонную ленту и одновременно прослушиваться оператором. Время прихода свиста иногда фиксируется оператором, иногда отметки времени подаются на магнитофонную ленту.

Впоследствии магнитофонная запись проигрывается вновь, и на слух отбираются характерные низкочастотные сигналы. Их можно переписать на отдельные пленки и подвергнуть анализу по частотам. Обычно частота низкочастотного излучения меняется со временем, но не слишком быстро. Поэтому вполне возможно определить частоту, соответствующую данному моменту времени — мгновенную частоту. Мгновенная частота определяется по максимальному отзыву соответствующего резонатора с остройстройкой. В интересующем нас интервале частот число применяемых резонаторов доводят до пятидесяти. В исследованиях Стори³ было использовано 12 селективных усилителей с параллельными входами; эти усилители были снабжены ленточным регистратором. Кроме того, для контроля использовались расположенные соответствующим образом неоновые лампочки, связанные с резонаторами. Вспышки лампочек фотографировались на пленку. Если низкочастотный сигнал обладал скользящим тоном, то он возбуждал каждый из усилителей по очереди и на пленке непосредственно получалась зависимость наблюдаемой частоты f от времени t .

Американская группа использовала специально сконструированный анализатор — сонограф⁴.

Если из теоретических соображений предположить определенную зависимость $f=f(t)$, то проверку ее правильности можно провести следующим образом. Нужно расположить лампочки в виде прямоугольной сетки: по вертикали на расстояниях, соответствующих предполагаемой зависимости частоты от времени $f(t)$, и по горизонтали распределить их равномерно. Тогда в случае соблюдения предполагаемого закона вспышки лампочек должны лежать на прямую.

Таким образом, непосредственные наблюдения за низкочастотными сигналами позволяют установить время их появления, длительность, а последующим спектральным анализом и состав по частотам, а также зависимость частота — время прибытия $f(t)$.

Систематическое наблюдение за низкочастотными сигналами привело к убеждению в том, что хотя эти сигналы весьма разнообразны, их можно отчетливо разбить на две группы, которые мы будем называть свистами^{3,4} и ультразвукочастотным излучением⁵. Обе группы проявляются в одной и той же области частот, но имеют совершенно различное происхождение.

Причина появления свистов установлена надежно — это атмосферные электрические разряды. При таких разрядах генерация происходит одновременно и в широком диапазоне частот. Если разряд происходит вблизи приемника, то на спектрограмме отмечается сначала приход всех частот (сферик), воспринимаемый на слух как треск. Иногда после него наблюдается сигнал, размытый по частотам во времени. Разновременный приход различных частот к приемнику обусловлен тем, что импульс проходит достаточно большой путь в диспергирующей среде от места генерации до приемника. В иностранной литературе эти шумы называют whistlers, whistling atmospherics (свисты, свистящие атмосферики). Далее чаще будет применяться более короткое наименование — свисты.

Что касается ультразвукочастотного излучения (УНЧ), то эти шумы были отмечены уже в ранних исследованиях Стори³, который обратил внимание на то, что наблюдаются низкочастотные сигналы явно неразрядного происхождения. У этих сигналов зависимость частота — время прибытия $f(t)$ не такая, как у свистов; они отличаются от свистов и на слух. По звуковой аналогии Стори назвал их утренними хорами (*dawn chorus*). После Стори этим термином называли все сигналы, которые по своим свойствам отличались от свистов. Однако «несвисты» оказались обширной категорией, термин *dawn chorus* потерял определенность и от этого термина оказалось целесообразным отказаться вообще. Следуя Галле⁵, мы эти шумы будем называть УНЧ-излучением. Последнее не связано с атмосферными разрядами и тесно коррелирует с магнитными возмущениями.

Следует указать и на третью группу шумов. Шумы этой группы вызваны взаимодействием между свистами и УНЧ-излучением. Представители этой группы пока наблюдались редко и об этой группе известно еще мало⁵.

Ниже в этом параграфе приводятся подробности наблюдений над свистами и УНЧ-излучением. При изложении результатов наблюдений теория будет привлекаться лишь в той степени, в какой она необходима для качественной интерпретации явлений. Детальная теория распространения низкочастотных сигналов в ионосфере и другие теоретические вопросы специально излагаются в § 2 обзора.

а) Свисты

Впервые свисты, по-видимому, наблюдались Баркгаузеном в 1919 г. К 1933 г. было твердо установлено, что источником появления этих сигналов являются атмосферные разряды. К этому выводу пришли на том основании, что некоторым свистам предшествовали отмеченные на спектрограмме сферики (на слух — трески*). Систематическое изучение свистов было впервые произведено Стори³. Ряд особенностей был выявлен последующими авторами⁴.

Дисперсия. На рис. 1 схематически изображены типичные спектрограммы свистов. Слева на рис. 1, а видна сплошная вертикальная полоса, соответствующая приходу сферика (все частоты приходят одновременно). Из рисунка ясно, что спустя примерно секунду появляется сигнал постепенно понижающейся со временем частоты f . О последующих сигналах речь будет идти ниже. Спектрограмма рис. 1, а характерна для так называемого длинного свиста, появлению которого, как правило, предшествует сферик. Естественно предположить, что и свист, и сферик имеют общее происхождение. В то же время известной части свистов сферики не предшествуют. Несмотря на это и для таких свистов принималася тот же механизм генерации; справедливость этого предположения была окончательно подтверждена в работе³. Из этого механизма вытекает, что все частоты генерируются в месте разряда одновременно, а относительное запаздывание различных частот связано с особенностями распространения низких частот.

На основании изучения большого числа спектрограмм³, полученных в частотном интервале от 1 до 8 кгц, была установлена следующая зависимость принимаемой в данный момент частоты от времени t :

$$t = Df^{-1/2}, \quad (1,1)$$

*.) Более детальные сведения об истории исследований низкочастотного радиоизлучения можно найти в работах^{3,4}.

где D — коэффициент, называемый дисперсией. Время t отсчитывается для длинного свиста (см. рис. 1, а) от момента появления сферика. Если появление свиста сферик не предшествует, то выбор начала отсчета времени t усложняется. Он может быть однозначно произведен лишь в некоторых случаях, когда наблюдаются эхо (см. ниже).

График зависимости $f^{-1/2}$ от t в случае свиста дает прямую линию, а тангенс угла наклона этой прямой к оси f дает значение дисперсии D (рис. 2). Наличие в определенном частотном интервале зависимости (1, 1) является одной из характерных особенностей свистов. Как будет подробно показано в § 2, зависимость (1, 1) может быть полностью обусловлена дисперсионными свойствами ионизированного газа в диапазоне частот 1–8 кгц *). Таким образом, наблюдаемая закономерность (1, 1) еще раз свидетельствует об одновременной генерации всех частот

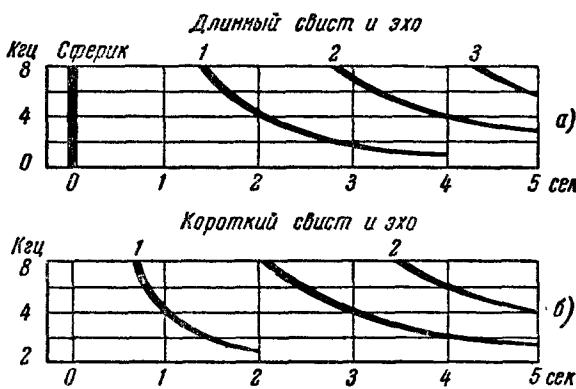


Рис. 1. Типичные спектрограммы свистов (схематически).

По вертикали отложена наблюдаемая частота, по горизонтали время наблюдения (прибытия):
а) вертикальная черта — сферик. Далее видны три следующих друг за другом свиста убывающей силы. Картина, характерная для «длинного» свиста с последующим эхом (см. ниже); б) три последовательных свиста без предшествующего сферика. Типичная картина «короткого» свиста с последующим эхом. Как правило, наблюдаются однократные свисты (со сфериком или без). Эхом наблюдается сравнительно редко.

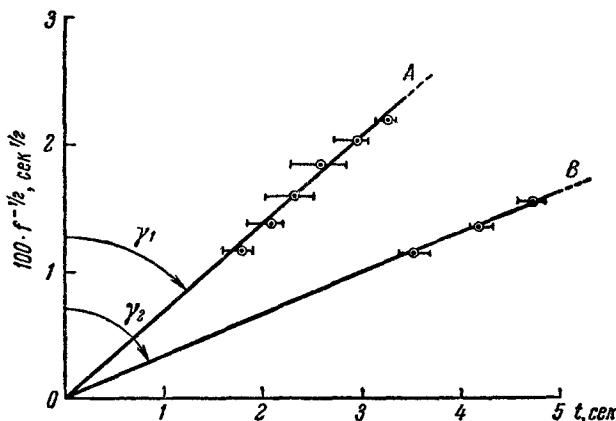


Рис. 2. Анализ длинного свиста с эхом.

Нулем отмечен момент прихода сферика: А — первый свист, В — второй свист (эхом), его дисперсия вдвое превышает дисперсию первого свиста. Дисперсия определяется тангенсом угла наклона к вертикальной оси, т. е. углом γ .

рассматриваемого интервала. Наличие связи (1,1) и выделяет свисты среди других типов низкочастотного излучения.

Длинные и короткие свисты. При одновременном наблюдении сигналов, часть из которых сопровождается сфериками, а для

*.) В некоторых случаях зависимость (1,1) может быть нарушена и при $f < 8$ кгц.

другой части сферики отсутствуют, Стори³ установил различие в их дисперсиях (рис. 3). Дисперсия сигналов первого типа (длинный свист), как правило, вдвое превышала дисперсию для сигналов второго типа (короткие свисты). Это различие было объяснено следующим образом. Есть теоретические (см. § 2, теорема Стори) и экспериментальные (см. ниже) основания считать, что движение низкочастотных электромагнитных сигналов происходит по некоторым траекториям, связанным с силовыми линиями земного магнитного поля. Если принять это утверждение, то можно дать естественное объяснение поведению длинных и коротких свистов. И те, и другие вызываются электрическими разрядами в атмосфере, которые практически происходят на земной поверхности (высота разряда ничтожно мала

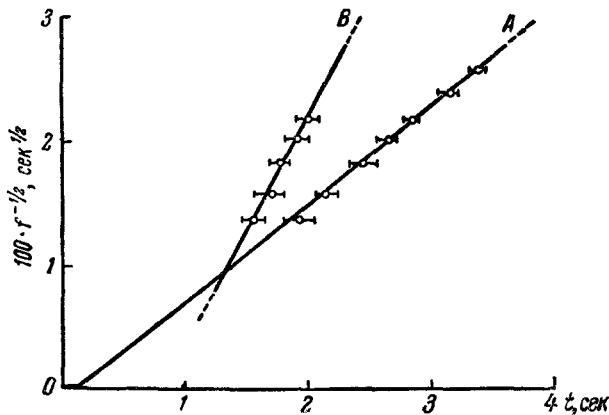


Рис. 3. Случай, когда одновременно наблюдаются короткий *B* и длинный *A* свисты.
Различие в дисперсии этих свистов очевидно.

по сравнению с расстояниями, проходимыми свистами). Допустим, что разряд происходит в северном полушарии вблизи пункта приема; тогда приемник фиксирует сферик, т. е. прямой сигнал от разряда, и несколько позже сигнал, который прошел по траектории до симметричной относительно магнитного экватора точки в южном полушарии (магнитно-сопряженная точка), а затем по той же траектории вернулся к приемнику. Такой сигнал совершают двойной путь по подковообразной траектории (рис. 4).

С другой стороны, приемник может принять сигнал, возникающий в электрическом разряде, который имел место в южном полушарии. Этот сигнал пройдет по той же траектории одинократный путь, и его дисперсия будет вдвое меньшая дисперсии длинного свиста (рис. 5).

Если начальный импульс достаточно сильный и условия распространения достаточно благоприятны, то может происходить многократное отражение сигнала, и приемник фиксирует не только первичный сигнал, но и ряд последующих сигналов (эхо, train). Все эхо идут через равные промежутки времени с убывающей амплитудой. Дисперсия каждого последующего эхо возрастает.

Наличие эхо позволяет надежно разделить длинные и короткие свисты. Конечно, если свист следует за сфериком спустя несколько секунд, то, исключая случайные совпадения, можно считать, что свист длинный. Но сферик фиксируется далеко не всегда, если даже он находится в том же полушарии, что и приемник. Стори считал, что сферик отмечается приемником лишь в том случае, когда разряд происходит не далее, чем в 2000 км от приемника³. Однако этот вывод, по-видимому, не всегда правилен (ниже будут приведены данные более поздних работ).

Во всяком случае при наличии эха длинный свист вполне ясно отличается от короткого. Для длинного свиста отношения дисперсии первоначального сигнала к дисперсии последующих эхо удовлетворяют отношению $1 : 2 : 3 : 4 \dots$ (и сигнал, и эхо проходят двойной путь). Для короткого

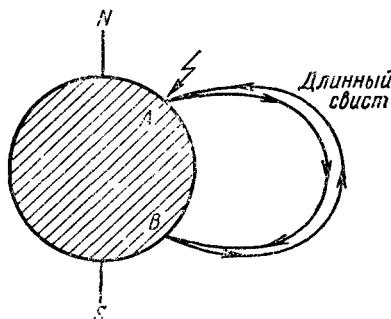


Рис. 4. Траектория длинного свиста.

Сигнал, вызванный разрядом в точке A , дает сферик в приемнике (прямой сигнал) и затем совершает движение от A к B и обратно. Дисперсия первого (непрямого) сигнала определяется удвоенной длиной дуги AB .

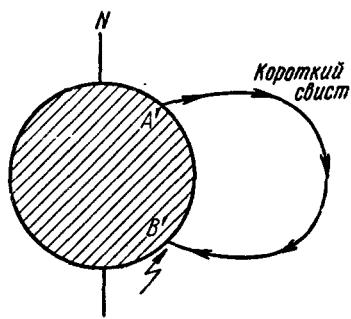


Рис. 5. Траектория короткого свиста.

Разряд происходит в точке B' и идет по некоторой траектории в точку A' . Сферик, как правило, не слышен. Дисперсия наблюдаемого сигнала определяется длиной дуги $A'B'$, проходимой сигналом.

свиста это отношение равно $1 : 3 : 5 : 7 \dots$ (сигнал идет однократным путем, эхо — двойным). На рис. 2 и 6 показаны дисперсии основного сигнала и эхо для случаев коротких и длинных свистов.

Итак, короткие и длинные свисты различаются по величине дисперсии. Однако абсолютно надежным методом отделения их друг от друга является лишь сравнение дисперсий последующих эхо.

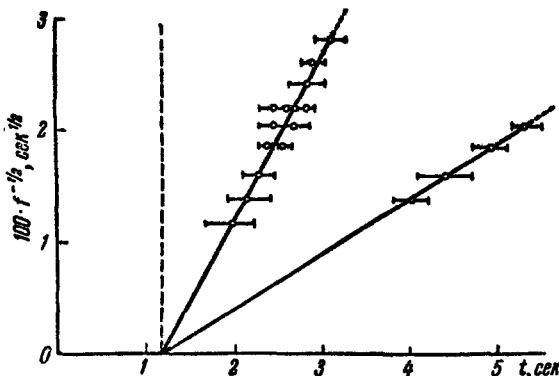


Рис. 6. Спектрограммы короткого свиста и его эхо.
Дисперсия эха втрое больше дисперсии основного сигнала.

Многократные свисты. Кроме сочетания свиста с эхом наблюдаются свисты в других определенных ассоциациях. Среди них следует отметить свисты, соответствующие кратным разрядам (multiple flash). Эти свисты характеризуются тем, что следуют друг за другом через определенные промежутки времени, причем их дисперсии и амплитуды^{3,4} более или менее равны (рис. 7). Очень интересны пары свистов (whistlers pairs) (рис. 8). Они отличаются от эхом тем, что амплитуда второго свиста не только не меньше, а иногда даже и больше амплитуды первого.

Хотя дисперсия второго свиста и больше, чем дисперсия первого, но не вдвое. Дисперсионные прямые обоих свистов сходятся в одной точке, что указывает на возникновение обеих компонент в одном и том же разряде. По-видимому, появление пар свистов связано с наличием двух путей распространения сигналов.

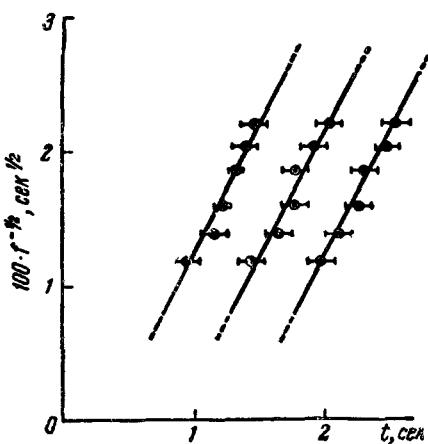


Рис. 7. Спектрограмма свиста в форме кратного разряда.
Видно, что у всех свистов дисперсия одинакова.

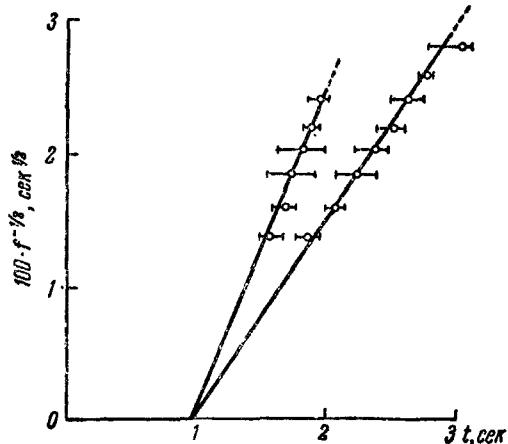


Рис. 8. Спектрограмма пары свистов.
Величина дисперсии в паре не имеет целого кратного соотношения.

«Носы»*) (nose whistlers). Обычный вид спектрограмм свистов был приведен на рис. 1. В 1956 г. Хеллиуэлл и др.⁶ обнаружили спектр необычного типа. Если обычный спектр свиста представляет собой убывающую во времени частоту, то здесь одновременно существовали нисходящая и вос-

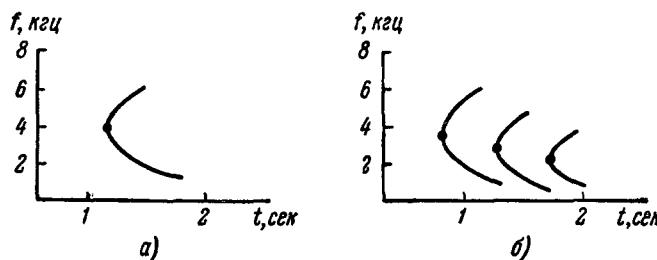


Рис. 9. Схематическое изображение спектрограммы в форме носа:
а) однократный нос, б) многократные носы. Точками отмечена «носовая частота».

ходящая ветви спектра, сходящиеся в одной точке у так называемой «носовой частоты» (рис. 9). Нередко носы наблюдаются в форме многократных свистов, причем носовые частоты последующих сигналов уменьшаются. Носы, по-видимому, являются наиболее общей формой свиста, так что обычный свист представляет собой нисходящую ветвь носового спектра.

Разряды, порождающие свисты. Стори³ искал связь между разрядами в окрестности приемника и длинными свистами.

(*). Авторы затрудняются дать лучший перевод принятого в английской литературе термина (nose whistlers).

Он сделал вывод, что если разряд находится на расстоянии не более 2000 км от приемника, то наблюдается сферик, и если он достаточно сильный, то за сфериком иногда следует свист. Громкость свиста убывает с увеличением расстояния между разрядом и приемником. Сами сферики, предшествующие свисту, всегда были обычного вида, характерного для атмосферного разряда. Вместе с тем Стори указал, что отмечаются достаточно сильные сферики без последующего свиста. Однако во все периоды активной генерации свистов громкие сферики сопровождаются свистами.

Хеллиуэлл и др.⁷ специально исследовали вопрос об особенностях разрядов, предшествующих свистам. Оказалось, что сферики, вызывающие свисты, составляют лишь небольшую часть всех наблюдавшихся сфериков. Они характеризуются максимумом в частотном спектре, расположенным около 5 кгц. Такого рода сферики чаще возникают над морем, чем над сушеей.

Большинство разрядов образует сферики, максимум в частотном спектре которых лежит в области 10 кгц. Такие сферики свистов не вызывают. Видимые грозовые разряды с молнией также часто не вызывают свистов. Вопрос о том, почему именно разряды с максимумом около 5 кгц порождают свисты, в настоящее время не имеет достаточно убедительного объяснения.

Экспериментальные данные о траекториях свистов. Существование длинных и коротких свистов и особенно их эхо отчетливо указывает на то, что распространение низкочастотных сигналов происходит по каким-то подковообразным путям, упирающимся в поверхность Земли. Как будет подробнее показано в § 2, (с теоретической точки зрения, низкочастотные сигналы должны распространяться по определенным траекториям.

В пользу представления о том, что распространение свистов происходит по траекториям, тесно связанным с силовыми линиями земного магнитного поля, говорят также следующие экспериментальные факты. Во-первых, свисты никогда не наблюдались на экваторе⁸. Во-вторых, был зафиксирован одновременный прием свистов от одного и того же источника в магнитно-сопряженных точках приема⁹.

На низких геомагнитных широтах траектории свистов характеризуются в экваториальной области относительно небольшим удалением от поверхности Земли, так что становится заметным влияние ионосфера. Это подтверждается установлением связи^{10, 11} между дисперсией D свистов и критическими частотами слоя F_2 . Наблюдения^{10, 11} проводились на 24° и 32° магнитной с. ш. *).

Естественно, что возник вопрос о посылке искусственных низкочастотных сигналов из одной сопряженной точки траектории в другую. Такой эксперимент был действительно осуществлен с помощью импульсного передатчика, работавшего на частоте 15,5 кгц в Аннаполисе¹². Прямые сигналы от этого передатчика были слышны в сопряженной точке на мысе Горн. Со временем запаздывания 0,7 сек в ночное время было почти всегда слышно эхо искусственного сигнала. Одновременная запись свистов дает для соответствующей частоты точно такое же время запаздывания. В нескольких случаях, когда наблюдалось эхо, свистов не было слышно совсем. Это обстоятельство ясно указывает на то, что отсутствие сигналов зачастую связано не с нарушением условий их распространения, а просто с тем, что свисты не генерируются. Аналогичные эксперименты с частотой передачи 17,44 кгц были произведены между Токио и Тасманией¹³.

*) Ниже всюду будут использованы геомагнитные координаты.

Вместе с тем вся картина распространения низкочастотных импульсов гораздо сложнее, чем движение по одной определенной траектории. Во-первых, свист, генерируемый одним и тем же источником, наблюдается на многих достаточно удаленных друг от друга станциях; во-вторых, на данной станции наблюдаются свисты, генерируемые, по-видимому, одним и тем же источником, но пришедшие к приемнику различными путями. После обработки материалов, полученных в течение МГГ, будет, вероятно, выявлено большое число случаев одновременного наблюдения свистов, создаваемых одним и тем же источником, на многих станциях. Однако уже сейчас существуют отдельные материалы, подтверждающие высказанные утверждения.

Например, в Ганновере (0° д., 55° с. ш.) и Вашингтоне (350° д., 50° с.ш.) наблюдался одновременно свист одного и того же происхождения⁴. Оба наблюдения дали одинаковую дисперсию. Отмечены свисты, одновременно наблюдавшиеся в Сиэтtle (295° д., 55° с. ш.), Боулдере (315° д., 48° с. ш.) и Стенфорде (300° д., 45° с. ш.). В последнем случае стоит отметить два обстоятельства. Во-первых, свисты по-разному проявляются на разных станциях. В Стенфорде наблюдался свист чистого тона (pure toned), т. е. на спектрограмме в каждый момент времени отмечалась хорошо выраженная единственная частота, а сам свист имел определенный музыкальный тон; в Боулдере и Сиэтле этот же свист давал на спектрограмме относительно широкую полосу частот. На слух такому свисту трудно прописать определенный тон. Свисты такого рода, дающие звук падающей средней частоты, называются в литературе *swishy*, т. е. «звуком удара хлыстом по воздуху». Судя по имеющимся данным, разделение свистов на свисты «чистого тона» и типа «удара хлыстом» не имеет отношения к природе свиста, а всецело связано с условиями распространения. Во-вторых, дисперсия одного и того же свиста на трех указанных станциях оказалась различной. Для частоты 4 кгц она оказалась равной для коротких свистов в Стенфорде $44 \div 110 \text{ сек}^{1/2}$, Боулдере $80 \div 120 \text{ сек}^{1/2}$ и Сиэтле $92 \div 120 \text{ сек}^{1/2}$. Отсюда видно, что дисперсия имеет тенденцию возрастать с увеличением геомагнитной широты. Это говорит в пользу того, что траектории сигналов, соответствующие трем упомянутым пунктам, существенно различны.

Один из интересных случаев наблюдения, который может быть объяснен, исходя из представления о двух различных путях распространения, описан в работе¹⁴.

Есть и другие данные, указывающие на неоднозначность траекторий свистов. Эти данные следуют из наблюдений носов. В § 2 обзора будет показано, что носовая частота при некоторых ограничениях определяется минимальной гирочастотой электронов на пути распространения импульса. Однако кратные носы всегда обнаруживают уменьшение минимальной частоты с увеличением времени прибытия. Это указывает на то, что движение сигналов, приходящих в данную точку, происходит по различным путям⁴.

В работе⁴ приведен пример записи одного и того же свиста на десяти станциях, отстоящих на значительном удалении друг от друга. Восемь из этих станций были расположены в северном полушарии, а две — в южном. Дисперсия основных компонент в северном полушарии оказалась вдвое меньше, чем в южном полушарии. Следовательно, этот свист был длинным в южном полушарии и коротким в северном. В отличие от ранних утверждений³ отмечается, что порождающий свист сферик а зачастую и другие сферики, идентифицируются одновременно в обоих полушариях. Крайне замечательна область наблюдения этого свиста: свист наблюдался в одной полусфере на станциях, расстояние между которыми составляло

около 7000 км. Все это говорит о том, что, вообще говоря, импульс, порождающий свист, вовсе не обязан находиться в непосредственной близости от приемника или где-то около сопряженной точки траектории.

Систематические изменения свойств свистов. Изменения в частоте появления свистов зависят от двух обстоятельств — частоты возникновения атмосферных разрядов и изменения условий на пути распространения электромагнитных сигналов через атмосферу. Однако данные по частоте появления гроз на Земле довольно скучны и это усложняет интерпретацию данных. Вместе с тем существуют вариации, вполне поддающиеся объяснению. Так, например, средняя частота появления свистов ночью больше, чем днем (по местному времени). Это принято связывать с суточными вариациями поглощения в D-слое. Увеличение числа коротких свистов и уменьшение числа длинных говорит об изменении числа разрядов в сопряженном полушарии (лето характеризуется большим числом гроз) ⁴.

Как уже указывалось, изменения дисперсии обнаруживаются корреляции с вариациями критической частоты в слое F_2 .

Связь между свойствами свистов и геомагнитными явлениями представляет большой интерес, но изучена слабо. Во всяком случае ярко выраженной связи между магнитной активностью и свистами нет. Как мы увидим, это обстоятельство так же разграничивает свисты и УНЧ-излучение.

Наблюдения свистов по программе МГГ ^{4,15}. Хотя свисты и могут служить средством изучения верхних слоев атмосферы, однако основной целью программы МГГ по свистам было изучение свойств самих свистов. Для систематического наблюдения за свистами и УНЧ-излучением была организована сеть специальных станций; одна из станций расположена под Москвой (см. прилагаемую карту, рис. 10).

Принципы территориального размещения станций состояли в следующем:

- Расположение станций по геомагнитным широтам от экватора до полюса с целью выявления свойств свистов, зависящих от широты.
- Организация пар станций таким образом, чтобы они находились в пунктах, симметричных относительно магнитного экватора. На этих станциях изучались соотношения между свистами, наблюдаемыми на двух концах одной траектории.
- Расположение станций по геомагнитным параллелям. Эти станции позволяли обнаруживать зависимость свойств свистов от долготы и вместе с тем отделять явления, зависящие от местного времени, от явлений, общих для всех станций независимо от местного времени.

В течение МГГ свисты и УНЧ-излучение записывались на магнитофонную пленку в течение 35—37 минут в один час одновременно с отметками местного времени. В связи с большим объемом полученного в период МГГ материала полная его обработка и интерпретация еще не завершены и, по-видимому, потребуют еще нескольких лет.

б) Ультразвукочастотное излучение

Как уже указывалось в пункте а), и свисты, и УНЧ-излучение наблюдаются примерно в одном и том же диапазоне частот. УНЧ-излучение отличается от свистов по виду его спектрограмм. Уверенно отделять УНЧ-излучение от свистов удалось лишь с начала 1957 г., когда было получено большое количество спектрограмм высокого качества ⁵. Анализ этих спектрограмм показал, что характер спектра во многих случаях обусловлен отнюдь не особенностями распространения электромагнитных волн. Ниже

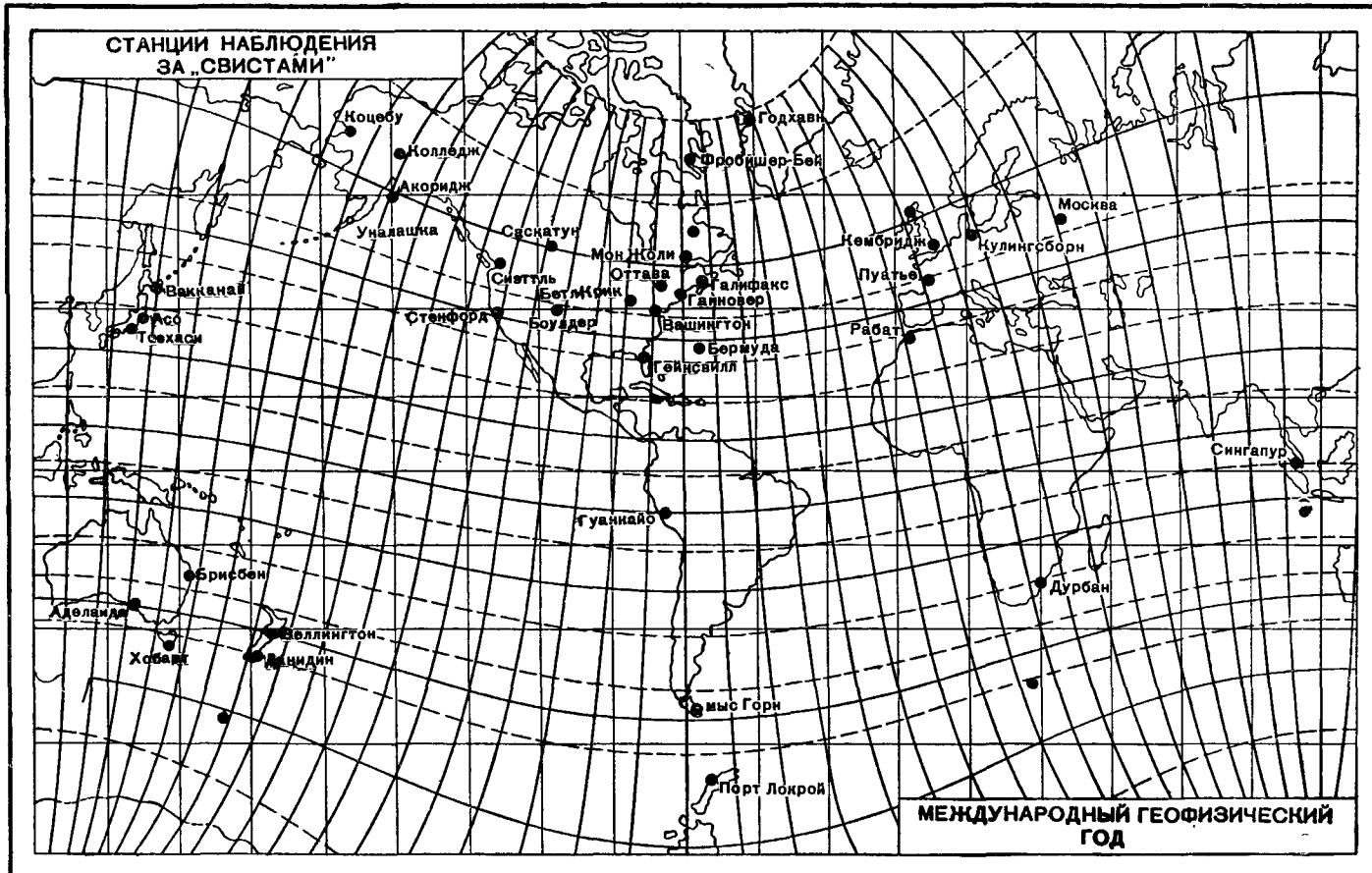


Рис. 10. Карта расположения станций, проводивших наблюдения за свистами по программе МГГ.
Кривые представляют собой геомагнитные координаты.

будут приведены доказательства того, что характер распространения УНЧ-излучения в точности такой же, как и у свистов. Вместе с тем для УНЧ-излучения процесс генерации представляет значительно больший интерес, чем само распространение сигналов. Генерация УНЧ-излучения в значительной мере связана с взаимодействием корпускулярных потоков, идущих от Солнца и проникающих во внешнюю часть атмосферы — экзосферу *). Поэтому наблюдения за УНЧ-излучением могут дать сведения о таких потоках, играющих важную роль во многих геофизических явлениях. В связи со сказанным при описании свойств УНЧ-излучения делается упор на те особенности, которые существенны для понимания механизма возникновения этого излучения. Прежде чем переходить к описанию отдельных типов УНЧ-излучения, приведем систематическую классификацию наблюдавших УНЧ-шумов, предложенную Галле⁵, включающую в себя также и свисты. Дальнейшее изложение данных наблюдений за УНЧ-излучением также опирается на работу⁵. Предложенная в работе⁵ систематика основывается на особенностях спектрограмм. Эта систематика и приводится ниже.

Систематическая классификация наблюдавших УНЧ-шумов

I. Свисты.¶

Вызываются атмосферными разрядами; излучение всех частот происходит одновременно; форма спектра обусловлена дисперсией импульса вдоль пути.

II. УНЧ-излучение.

Заведомо вызывается неатмосферными разрядами; теснейшим образом связано с магнитными возмущениями. Подразделяется на два основных типа:

1. Непрерывное излучение (одновременно наблюдается широкий спектр частот); непрерывность излучения имеет место как по частоте, так и по времени. Соответствует устойчивым состояниям. Наблюдается как шипение (hiss).

2. Дискретное излучение (в каждый данный момент времени наблюдается узкий спектр частот); само излучение продолжается относительно недолго; характеризуется тенденцией к повторению. Соответствует неустойчивым состояниям. Известно довольно много классов (рис. 11).

III. Взаимодействие между свистами и УНЧ-излучением.

Это взаимодействие захватывает как непрерывное, так и дискретное УНЧ-излучение. Эта группа встречается значительно реже, чем I и II.

Из приведенной классификации УНЧ-излучения вытекает, что существуют устойчивые и неустойчивые состояния, обусловливающие генерацию УНЧ-излучения. С неустойчивыми состояниями связано дискретное излучение, с устойчивыми — шипение. Различные классы дискретного излучения приведены на рис. 11.

Некоторые особенности дискретного излучения. Многочисленные спектрограммы указывают, что каждому моменту времени соответствует достаточно определенная частота. Изменения принимаемой средней частоты со временем происходят вполне определенным образом.

*.) Экзосферой называется область верхней атмосферы, расположенная выше 800—1000 км над Землей.

Спектры с большой точностью воспроизводятся с течением времени. Промежутки времени, через которые появляется спектр данного типа, могут быть весьма различными — от секунд до месяцев. Например, во время магнитных бурь крюки часто повторяются через несколько минут или даже секунд. Чаще, однако, наблюдается повторение класса, чем тождественное повторение отдельного спектра.

Во всяком случае все отмеченные типы излучения, в том числе и самые редкие, наблюдались неоднократно за период времени около двух лет.

Классы дискретного УНЧ-излучения

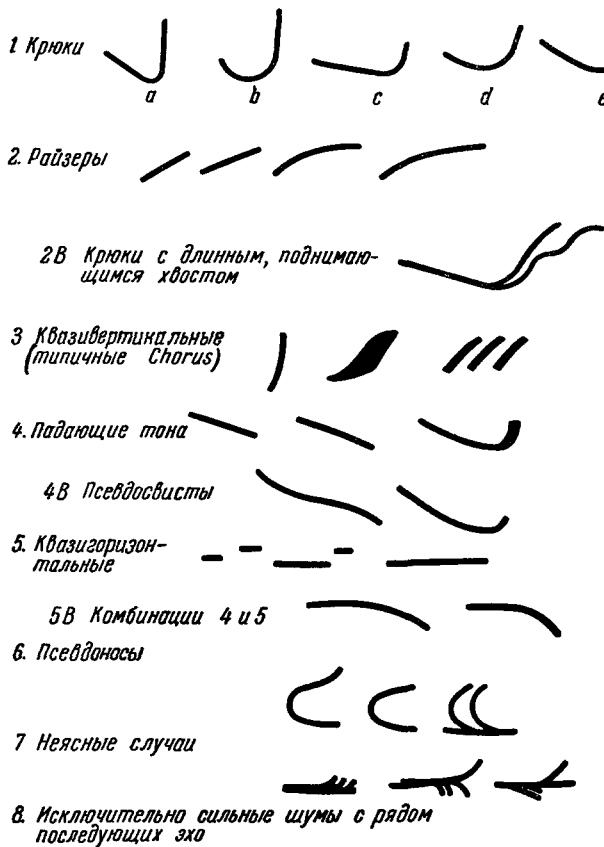


Рис. 11. Различные классы дискретного УНЧ-излучения.

Воспроизводимость различных типов излучения указывает на то, что условия излучения отнюдь не случайны, а соответствуют вполне определенным состояниям верхней атмосферы, которые время от времени повторяются.

Способ распространения. Наблюдения с большой степенью достоверности указывают на то, что УНЧ-излучение распространяется так же, как и свисты. Наиболее убедительное доказательство следует из наблюдений эха, следующих за сильным УНЧ-излучением. В одном из случаев удалось наблюдать, кроме исходного сигнала, одиннадцать последующих эхо. Несмотря на то, что в сигнале был представлен очень небольшой интервал частот, удалось вполне отчетливо обнаружить и измерить дисперсию последовательных эхо. Эта дисперсия вполне соответствовала дисперсии свистов, наблюдавшихся в то же время в том же интервале частот.

С другой стороны, в этом же случае обнаруживаются еще некоторые особенности, заслуживающие внимания. Во-первых, для эха имеет место расширение интервала частот. Это обстоятельство указывает на существование некоторого нелинейного механизма, передающего энергию от одной частоты к близлежащим. Во-вторых, в некоторых случаях наблюдается явное усиление эха, происходящее где-то на пути его распространения; наблюдалось это оказывается сильнее порождающего его сигнала.

Тенденция к образованиюmonoхроматических тонов*). Нередко наблюдаются сигналы (классы 5 и 5В по приведенной классификации) исключительно чистого тона, занимающие на спектрограмме очень узкую полосу частот. Обычная длительность такого сигнала составляет 0,5—1 сек, но наблюдаются и более продолжительные сигналы. Например, в работе⁵ приводится спектрограмма сигнала длительностью 2,5 сек, средняя частота которого находится около 12 кгц. Часто на спектрограмме среди сплошной полосы шумов (шипение) выделяются медленно падающие или даже практически горизонтальные тона. Эти тона постепенно появляются внутри сигнала, указывая на то, что такой сигнал фактически состоит из дискретных линий. Тонкая структура шипения подробно описана в работе¹⁶.

Следует подчеркнуть, что в УНЧ-излучении часто появляются постоянные частоты, испускаемые в течение длительного промежутка времени. В случае шипения эти постоянные частоты проявляются как часть общего излучения.

Связь с магнитной активностью. Частота появления УНЧ-излучения в данном месте отчетливо коррелирует с магнитной активностью. Почти каждая значительная магнитная буря влечет за собой появление УНЧ-излучения различного вида. Было отмечено, что шипение чаще появляется в период спадания магнитной бури, хотя иногда эти шумы генерируются и в течение одного-двух часов в период максимума.

В настоящее время в различных пунктах ведутся соответствующие наблюдения, которые, может быть, позволят со временем установить более четкие и простые закономерности¹⁷⁻¹⁹. Мы приведем несколько последних данных. Наблюдения в геофизической обсерватории в Кируне (Швеция)¹⁷, расположенной в зоне полярных сияний, привели к выводу о наличии корреляции с локальными микропульсациями магнитного поля H_0 . За время наблюдения трижды фиксировались магнитные возмущения: 12/X—11/IX.58 г., 12/XII.58 г.—11/I.59 г., 15/IV—14/V.59 г. Во время этих бурь одиннадцать раз наблюдалось сплошное УНЧ-излучение, связанное с микропульсациями магнитного поля. Это излучение группировалось в две полосы, заключенные в интервалах 0,5—1,4 кгц и 1,8—4,5 кгц. Средняя максимальная частота первой полосы была относительно устойчива и находилась около 750 гц (750 ± 150 гц); во второй полосе максимальная частота была расположена в интервале от 2,5 до 3,4 кгц. Первая полоса более узка, чем вторая. Во всех одиннадцати случаях на магнитограммах отмечались микропульсации с периодом порядка 0,5—6 мин с максимальной амплитудой 50γ. В четырех случаях наиболее длительного УНЧ-излучения первая полоса излучения обнаруживалась в промежутке между двумя фазами магнитной бури, в течение которого отмечались микропульсации. Авторы¹⁷ указывают на то, что обе полосы излучения, вероятно, являлись частями одного и того же сигнала.

Другая группа наблюдателей¹⁸ отметила 27/XI.59 г. редкий случай, когда свистящий звук, начавшийся около частоты 2 кгц, медленно

*) По английской терминологии «horizontal or gliding tones».

поднимал свой тон, пока, наконец, около 10 кгц не превратился в шипение, длившееся несколько минут. Одновременно наблюдались микропульсации магнитного поля с периодами 10—20 сек, амплитуда которых постепенно падала в течение 5 минут от 2,5 до 0,4γ. Некоторое время спустя после наблюдения описанного шипения на небе появилась дуга красного полярного сияния, продолжавшегося около получаса.

Отмеченное совпадение появлений УНЧ-излучения и микропульсаций магнитного поля объясняется общим источником их генерации, которым являются потоки заряженных частиц. В последнее время вопрос о причинах возникновения магнитных пульсаций подробно исследовался в ряде работ (см., например, ^{20, 21}).

Сравнение устойчивых состояний (шипение) с неустойчивыми состояниями (дискретное и злучение). Дискретное УНЧ-излучение соответствует неустойчивым явлениям, резко определенным по частоте и времени. В противоположность этому шипение проявляется как сплошная и довольно широкая полоса шумов значительной длительности. Статистика визуальных наблюдений спектров шипений обнаруживает, что средняя длительность в 122 наблюденных случаях составляет 1,6 часа. Распределение длительности убывает медленнее, чем по экспоненциальному закону. Поэтому возможны случаи, когда шипение длится непрерывно в течение десяти часов. Наиболее часто проявляется средняя частота около 3,5 кгц. Ширина полосы шумов составляет обычно 2÷3 кгц, но вместе с тем отмечена сплошная полоса шума в интервале 8÷32 кгц.

Отмечены более сложные случаи шипений, когда одновременно появляются две полосы частот. Внутри сплошной полосы удается различить отдельные особенности. Очевидно, что генерация шипений имеет место в устойчивых состояниях излучающих систем, причем одновременно испускаются целые полосы частот.

§ 2. ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ. ГЕНЕРАЦИЯ УНЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущем параграфе были приведены основные экспериментальные данные, полученные при наблюдениях за свистами и УНЧ-излучением. Здесь будут изложены теоретические основы, необходимые для интерпретации обнаруженных закономерностей. Поскольку для свистов твердо установлено, что генерация излучения происходит при атмосферных разрядах, фактически представляет интерес лишь задача о прохождении низкочастотных радиосигналов через верхнюю атмосферу Земли. Для УНЧ-излучения вопросы распространения и поглощения сигналов решаются в точности так же, как и для свистов; для этого случая центральной задачей теории является установление механизмов появления различных типов этих радиошумов.

В первую очередь мы рассмотрим задачи, связанные с распространением волн, имея в виду главным образом применения их к свистам. Во второй части этого параграфа будут указаны возможные механизмы генерации УНЧ-излучения.

Интерпретация большинства опытных данных, полученных при наблюдениях за свистящими атмосфериками, основывается на использовании выводов теории распространения электромагнитных волн в плазме, находящейся во внешнем магнитном поле (везде в дальнейшем внешним магнитным полем будет магнитное поле Земли H_0). Целесообразно привести сначала некоторые формулы, вытекающие из этой теории; эти формулы являются исходными для всего последующего изложения ^{1, 22, 23}.

Для свистов, представляющих собой более или менее широкий набор частот, существенное значение имеет нахождение групповой скорости. С решением этого вопроса связана важная задача определения траекторий распространения низкочастотных сигналов. После анализа содержания ряда работ, где решается эта задача или затрагиваются близкие проблемы, мы рассмотрим вопросы поглощения и взаимодействия нормальных волн.

Основные исходные соотношения. Рассмотрим распространение нормальных волн в однородной, магнитоактивной, неограниченной плазме. В этом случае электрическое поле имеет вид плоской волны $\mathbf{E} = E_0 e^{i\omega t - ikr}$, где \mathbf{k} — волновой вектор, а \mathbf{r} — радиус-вектор. Тогда для квадрата комплексного показателя преломления $\tilde{n}^2 = c^2 k^2 / \omega^2$ получаем^{1, 22, 23}

$$\begin{aligned}\tilde{n}_{1,2}^2 &= (n_{1,2} - iq_{1,2})^2 = \\ &= 1 - \frac{2v(1-v-is)}{2(1-is)(1-v-is) - u \sin^2 \alpha \mp \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4(1-v-is)^2 u \cos^2 \alpha}},\end{aligned}\quad (2,1)$$

где n и q — показатели преломления и поглощения, α — угол между направлением распространения плоской волны, определяемого волновым вектором \mathbf{k} , и полем \mathbf{H}_0 *); $s = v/\omega$ (v — частота соударений электронов с другими частицами). В формуле (2,1) параметры v и u определяются соотношениями

$$v = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}, \quad (2,2)$$

в которых $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}$ — плазменная частота при $\mathbf{H}_0 = 0$, $\omega_H = \frac{eH_0}{mc}$ — гироизменная частота для электронов, e — абсолютная величина заряда электрона, m — масса электрона, N — концентрация электронов.

Верхний знак корня в знаменателе (2,1) соответствует распространению необыкновенных волн, называемых волнами типа «1», а нижний — обычновенных волн (волн типа «2»).

Рассматривая условия применимости соотношения (2,1), нужно иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, формула (2,1) заведомо непригодна для весьма низких частот $\omega \ll \Omega_H$ ($\Omega_H = \frac{eH_0}{Mc}$ — гироизменная частота ионов, M — их масса), поскольку в этом случае необходим учет движения ионов^{1, 22, 23}.

При выводе формулы (2,1) принимается во внимание только движение электронов. Однако исследование поведения волн в области $\omega \approx \Omega_H$ представляет известный интерес в применении к свистам, и мы еще вернемся к этому ниже. Вторым обстоятельством, вообще говоря, ограничивающим область применимости (2,1), является недостаточно последовательный учет теплового движения электронов. Наличие этого движения отражено в (2,1) лишь тем, что $v \neq 0$. Использование метода кинетического уравнения^{22, 23} приводит, однако, к заключению, что в некоторых областях тепловые поправки могут существенно влиять на характер распространения волн даже при $v=0$. В частности, наряду с необыкновенными

*). Далее, при обсуждении всех получаемых ниже соотношений (если не сделаны специальные оговорки) для определенности предполагается, что $\cos \alpha > 0$, т. е. направление вектора \mathbf{k} образует с магнитным полем \mathbf{H}_0 острый угол.

и обычновенными волнами становится возможным распространение нормальных волн третьего типа — плазменных волн. Появление этих волн, а также другие эффекты, возникающие при распространении волн с учетом теплового движения, не должны, по-видимому, играть существенной роли в применении к свистам. Следует, однако, добавить, что учет теплового движения электронов позволяет прийти к выводу о наличии в плазме специфического, не связанного с соударениями поглощения. Оценки величины этого поглощения будут даны ниже²⁴.

При исследовании распространения в плазме низкочастотных волн в диапазоне, соответствующем спектру свистов ($f = \omega/2\pi = 0,5 \div 20 \text{ кгц}$) в (2,1), можно провести значительные упрощения. Прежде всего следует

учесть, что практически на всем пути распространения атмосфериков выполняется следующее условие:

$$v \gg 1 \quad (\omega_0^2 \gg \omega^2). \quad (2,3)$$

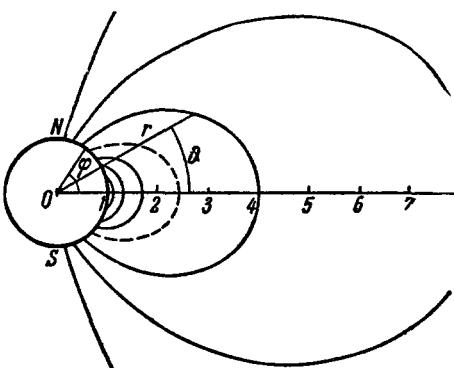


Рис. 12. Координаты, в которых принято записывать уравнение силовой линии земного магнитного поля, если оно предполагается дипольным:

r и θ — полярные координаты относительно центра Земли (r_0 и φ — те же координаты в точке соприкосновения силовой линии с поверхностью Земли). Пространственная картина имеет ось вращения, совпадающую с направлением диполя.

Действительно, $\omega_0^2 = 3,18 \cdot 10^9 N$. Даже при относительно низких электронных концентрациях $N \approx 10^2$, характерных по порядку величины для ионосферного D -слоя или межпланетного пространства, мы имеем $\omega_0 = 5,65 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, тогда как при $f = 15 \text{ кгц}$ круговая частота $\omega = 9,4 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, даже в условиях, где значения параметра v (2,2) близки к минимальным, имеем оценку $v \approx 36$. При больших значениях электронной концентрации N или меньших частотах ω неравенство (2,3) выполняется значительно лучше.

Для определения другого параметра u из (2,2) необходимо найти значение гирочастоты с учетом изменений величины магнитного поля как по высоте, так и в широтном направлении. При дипольной аппроксимации геомагнитного поля справедливо следующее соотношение^{25, 26}:

$$\omega_H = 2\pi f_1 (r_0/r)^3 (1 + 3 \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (2,4)$$

в котором r_0 — радиус Земли ($r_0 = 6370 \text{ км}$), r — расстояние от центра Земли до рассматриваемой точки, θ — геомагнитная широта этой точки, $f_1 \approx 0,8 \text{ мгц}$ (рис. 12). Широтные изменения магнитного поля Земли (изменение θ) приводят к различию в значениях гирочастоты ω_H (при фиксированных r) максимум в два раза. В зависимости от r гирочастота ω_H убывает по закону $1/r^3$. Согласно (2,4) на экваторе ($\theta = 0$) у поверхности Земли ($r = r_0$) $\omega_H = 5,02 \text{ мгц}$. Для той же широты ряд значений ω_H на различных высотах над Землей h ($h = r - r_0$) приведен в таблице:

$h, \text{ км}$	1000	3000	6000	10 000	20 000	30 000	40 000
$\omega_H, \text{ сек}^{-1}$	$3,01 \cdot 10^6$	$1,59 \cdot 10^6$	$5,42 \cdot 10^5$	$2,96 \cdot 10^5$	$7,07 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^4$	$1,29 \cdot 10^4$

Оценки значений ω_H показывают, что, за исключением области D -слоя, всегда справедливо условие $\omega_0 > \omega_H$. Вместе с тем, чаще всего имеет место неравенство $\omega_0 \gg \omega_H$. Оно выполняется, например, в F -слое ионосфера или на больших высотах, когда $r \geq 2r_0$. Итак, мы можем считать выполненным неравенство

$$v \geq u \quad (2,5)$$

(во многих случаях, как было указано, $v \gg u$). Если использовать полученные в последние годы данные об электронной концентрации в верхней атмосфере (см., например,²⁷), то приближенное равенство в (2,5) имеет место ориентировочно на расстояниях в 2500–3000 км над поверхностью Земли, где электронная концентрация существенно спадает, приближаясь к межпланетной ($N \approx 200 \div 600 \text{ эл}/\text{см}^3$), а магнитное поле уменьшается еще не очень сильно. Можно показать, что при условии

$$v^2 \gg \frac{u \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha}, \quad (2,6)$$

соответствующем квазипродольному приближению^{1, 23, 28}, из (2,1) следует более простая формула для волны «2»

$$\tilde{n}_2^2 = 1 + \frac{v}{\sqrt{u \cos \alpha - 1} - \frac{u}{2v} \sin^2 \alpha + is}. \quad (2,7)$$

За исключением очень малых значений $\cos \alpha$, справедливость условия (2,6) обеспечивается при выполнении (2,3) и (2,5). Следует заметить, что если соблюдается более сильное неравенство $v \gg u$, то условие (2,6) фактически не может быть нарушено и для малых значений $\cos \alpha$. Далее будет показано, что имеет место ограничение (2,9). Если к тому же $v \gg u$, то (2,6) сводится к неравенству (2,3) и квазипродольное приближение в этих условиях всегда справедливо. Обычно в исследованиях по теории распространения свистящих атмосфериков^{25, 26, 29} слагаемое $\frac{u}{2v} \sin^2 \alpha$ в знаменателе (2,7) не принимается во внимание. Оно будет опущено далее и здесь, но его следует иметь в виду при исследовании распространения спектральных составляющих с достаточно высокими частотами, когда $\sqrt{u \cos \alpha} \approx 1$.

Пренебрегая величиной $\frac{u}{2v} \sin^2 \alpha$ и учитывая неравенство (2,6), из которого следует, что второй член в (2,7) по абсолютной величине много больше единицы, получаем следующее выражение для показателя преломления:

$$\tilde{n}_2^2 = \frac{v}{\sqrt{u \cos \alpha - 1} + is}, \quad (2,8)$$

которое положено в основу большинства исследований по теории распространения свистящих атмосфериков. В пренебрежении соударениями получаем, что $\tilde{n}_2^2 = \frac{v}{\sqrt{u \cos \alpha - 1}}$. Из этого соотношения следует, что распространение низкочастотных, обычновенных волн возможно лишь при условии

$$\sqrt{u \cos \alpha} \equiv \frac{\omega_H \cos \alpha}{\omega} > 1, \quad (2,9)$$

когда $\tilde{n}_2^2 > 0$. С этим условием связано установление верхней границы частот в спектрах свистов. Из (2,9) вытекает, что через плазму в верхних слоях атмосферы невозможно проникновение сигналов с частотами ω , превы-

шающими частоту ω'_H , где ω'_H — минимальное значение гирочастоты на пути распространения атмосферика. Более точное определение граничной частоты ω требует установления минимального значения величины $\omega_H \cos \alpha$ на всей траектории распространения свистящего атмосферика. При нарушении условия (2,9) $\tilde{n}_2^2 < 0$ и проникновение в ионизированную среду волн «2» становится невозможным. Что касается волн «1», то для них на низких частотах всегда $\tilde{n}_1^2 < 0$; распространение этих волн является запрещенным.

В связи со сказанным заметим, что во многих работах^{3, 29, 30} содержится ошибочное утверждение, согласно которому распространение свистов в области (2,3) связывают с волнами типа «1». Однако можно привести ряд аргументов, в силу которых формулу (2,8) следует относить к волне «2», как мы и делаем. Например, из теории распространения электромагнитных волн в магнитоактивной плазме хорошо известно, что при условии (2,9) только для волны «2» у функции $\tilde{n}^2(v)$ имеется полюс в точке $v = v_\infty$ (при $v = v_\infty$ функция $n^2(v_\infty) \rightarrow \infty$)^{1, 22, 23}. Действительно, из (2,8) при $s = 0$ следует, что $\tilde{n}_2^2(v_\infty) \rightarrow \infty$, если $\sqrt{u \cos \alpha} = 1$. Правда, в последнее равенство не входит параметр v , но это связано лишь с приближенным характером формулы (2,8). Если принять во внимание член $\frac{u}{2v} \sin^2 \alpha$ в знаменателе (2,7), то мы получим, что $v_\infty = \frac{u \sin^2 \alpha}{2(\sqrt{u \cos \alpha} - 1)}$. Учитывая, что значение разности $\sqrt{u \cos \alpha} - 1$ мало по сравнению с единицей в той области, где значения \tilde{n}^2 очень велики, получим, что $v_\infty = \frac{u - 1}{u \cos^2 \alpha - 1}$. Последнее равенство является хорошо известным соотношением^{1, 22, 23}, определяющим положение полюса для \tilde{n}^2 . Таким образом, связывать формулу (2,8) с распространением необыкновенных волн неправильно. Ошибочное утверждение в работах^{3, 29, 30}, эквивалентное нерациональному переименованию нормальных волн, связано, по-видимому, с тем обстоятельством, что при $\alpha = 0$ приближенная формула $\tilde{n}^2 = \frac{v}{\sqrt{u} - 1}$ действительно описывает распространение необыкновенных волн. Однако случай $\alpha = 0$ является исключительным, а при $\alpha \neq 0$ (даже при очень малых α) формула (2,8) соответствует волнам «2». Следует заметить, что в рамках задач, решенных в работах^{3, 29, 30}, ошибочность наименования по существу не сказалась на правильности полученных результатов.

При ограничении

$$\sqrt{u \cos \alpha} \gg 1, \quad (2,10)$$

выполним только при не очень высоких частотах, из (2,8), если принять $s = 0$, получаем известную формулу

$$n^2 = \frac{v}{\sqrt{u \cos \alpha}} \equiv \frac{\omega_0^2}{\omega \omega_H \cos \alpha}, \quad (2,11)$$

на основе которой Стори³ развил первоначальный вариант теории распространения свистящих атмосфериков.

Выше было указано, что при $\sqrt{u \cos \alpha} = 1$ (точнее, при значениях $v = v_\infty$, приведенных ранее) $\tilde{n}_2^2 \rightarrow \infty$, если $s = 0$. Можно было бы ожидать, что в этом случае в силу резонанса поведение волны «2» будет определяться соударениями. Однако здесь нужно иметь в виду, что в разреженной плазме в подобных случаях наряду с соударениями может оказаться существенным влияние теплового движения электронов. Если последовательно

учитывать это движение, то ^{22, 23} и при $s = 0$ значения \tilde{n}_2^2 при $v = v_\infty$ будут конечными. При этом имеет место постепенный переход волны типа «2» в плазменные волны. Подробно с этой точки зрения поведение нормальных волн в области $v \approx v_\infty$ в применении к распространению низкочастотных сигналов в верхней атмосфере еще не рассматривалось. Предварительный анализ, основанный на использовании выводов кинетической теории распространения электромагнитных волн в магнитоактивной плазме ³¹ показывает, что в условиях экзосферы характер распространения волн (т. е. поведение показателя преломления n) в резонансной области $v \approx v_\infty$ обусловлен тепловым движением, а не столкновениями. Однако в этой области при определении поглощения волны соударения весьма существенны.

В заключение раздела отметим, что формулы (2,1), (2,7) и (2,8) получены в предположении, что действующее на электрон поле $E_{\text{эфф}}$ может быть приравнено среднему макроскопическому полю E . Вообще говоря, $E_{\text{эфф}} \neq E$ и в простейшем случае можно считать, что

$$E_{\text{эфф}} = E + 4\pi aP, \quad (2,12)$$

где P — поляризация, a — некоторый коэффициент. Если говорить о плазме, то в настоящее время можно считать доказанной ^{1,32} возможность полагать с большой точностью $a = 0$. Кказанному можно добавить, что данные по распространению свистов, значительную часть которых можно интерпретировать на основе соотношения (2,8), также свидетельствуют в пользу равенства $E_{\text{эфф}} = E$. При использовании соотношения (2,12) в условиях, которыми определялся переход к (2,8), можно получить формулу ^{33, 34}

$$\tilde{n}_2^2 = \frac{v}{\sqrt{u \cos \alpha - 1 - av}}. \quad (2,13)$$

Для перехода к подтверждаемой опытом формуле (2,8) из аналогичного соотношения (2,13) необходимо, чтобы $a \ll \frac{\sqrt{u \cos \alpha}}{v}$. При учете неравенств (2,3), (2,5) легко установить, что из самого факта распространения свистов несомненно следует, что $a \ll 1$. Существенно, что из последнего неравенства малость коэффициента a может быть показана со сравнительно большой точностью. Например, рассматривая прохождение свистов через слой F , для достаточно низких частот, когда $\sqrt{u \cos \alpha} \gg 1$ (2,10), легко получить, что $a \ll 10^{-5}$. В противном случае оказалось бы, что $\tilde{n}_2^2 < 0$, и распространение было бы невозможным.

Групповая скорость и нахождение траекторий. Определим групповую скорость $V_{\text{гр}}$, характеризующую распространение низкочастотных сигналов. Существенно, что в магнитоактивной, диспергирующей среде эта скорость отлична от фазовой как по величине, так и по направлению.

Выберем систему координат так, чтобы магнитное поле H_0 было направлено по оси z , а волновой вектор k лежал в плоскости zy . Считаем для определенности, что вектор k расположен в первой четверти (рис. 13), так что $\sin \alpha > 0$ и $\cos \alpha > 0$. Используя соотношение $V_{\text{гр}} = \partial \omega / \partial k$ и имея в виду, что $n = \frac{ck}{\omega}$, из (2,8) в пренебрежении соударениями получим

$$V_{\text{гр}, y} = \frac{c}{n} \sin \alpha \left(1 - \frac{2}{\sqrt{u \cos \alpha}} \right),$$

$$V_{\text{гр}, z} = \frac{c}{n} \cos \alpha \left(1 + \frac{1}{\cos^2 \alpha} - \frac{2}{\sqrt{u \cos \alpha}} \right). \quad (2,14)$$

Заметим, что из (2,14) при ограничении (2,9) следует, что $V_{\text{grp},z} > 0$. Таким образом, вектор \vec{V}_{grp} может лежать лишь в первой или второй четверти (см. рис. 13).

Для абсолютной величины групповой скорости имеем

$$|V_{\text{grp}}| = \frac{c}{n} \sqrt{4 \left(\frac{\sqrt{u} \cos \alpha - 1}{\sqrt{u} \cos \alpha} \right)^2 + \tan^2 \alpha}. \quad (2,15)$$

Соотношение (2,15) может быть использовано для определения носовых частот. В § 1 было указано, что в ряде случаев в спектре атмосферика можно выделить некоторую усредненную частоту $f = f_N$, которой соответствует наименьшее время запаздывания (f_N — носовая частота). Время группового запаздывания определяется соотношением $t = \int \frac{ds}{|V_{\text{grp}}|}$, в котором интегрирование проводится вдоль траектории. Детальное определение

минимального времени прихода t в зависимости от частоты f требует анализа с учетом характера траекторий. Однако некоторые ориентировочные результаты, касающиеся носовой частоты, можно получить, отыскивая экстремальные значения f для участков траектории, на которых можно приближенно считать угол α постоянным. Из условия экстремума

$$\frac{dV_{\text{grp}}}{d\omega} = 0$$

приходим к уравнению

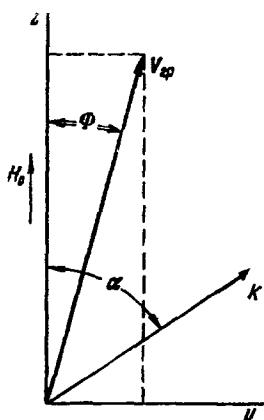
$$16y^3 - 12 \cos \alpha y^2 + 2 \sin^2 \alpha y - \sin^2 \alpha \cos \alpha = 0, \quad (2,16)$$

где $y = \frac{\omega_H \cos \alpha - \omega_N}{\omega_H}$ и $f_N = \omega_N / 2\pi$ — носовая частота. При $\alpha = 0$ из (2,16) для одного из корней $y = 3/4$ имеем

$$f_N = \frac{f_H}{4}. \quad (2,17)$$

Рис. 13. Система координат, используемая при определении величины и направления групповой скорости.

Этот результат был получен в работе⁶. В работе²⁶ возможность обнаружения «носов» фактически была предсказана еще до их открытия. Из (2,17) видно, что из измерений носовых частот можно делать заключения о величине геомагнитного поля на больших высотах над Землей. В работе²⁶ утверждается, что для вершинных частей траекторий распространения свистов можно считать $\alpha \approx 0$. Таким образом, в этих частях траекторий распространение можно, по-видимому, считать продольным и может быть использовано соотношение (2,17). При этом также необходимо, чтобы основной вклад в групповое запаздывание был обусловлен прохождением вершинных частей траекторий свистов. Это, вообще говоря, несправедливо. Поэтому соотношение (2,17) должно рассматриваться как приближенное. В связи с этим полезно оценить степень точности формулы (2,17) на основе общего уравнения (2,16). Можно установить, что при $\alpha = 30^\circ$ отношение $\omega_N/\omega_H = 0,21$, а при $\alpha = 60^\circ$ это же отношение $\omega_N/\omega_H = 0,17$. В то же время из (2,17) при $\alpha = 0$ мы получили $\omega_N/\omega_H = 0,25$. Отличие приведенных значений ω_N/ω_H для разных углов α в этих примерах не очень велико. Используя формулу (2,17) для определения частоты f_N , а через нее и магнитного поля H_0 , мы можем лишь занизить значения последнего, так как из (2,16) при $\alpha \neq 0$ и прочих равных условиях получаются значения частоты f_N , большие чем при $\alpha = 0$.



Используя соотношения (2,14), можно сделать заключения относительно взаимной ориентации групповой скорости и магнитного поля H_0 . Обозначая через Φ угол между V_{gp} и H_0 из (2,14), получаем (см. рис. 13)

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\sin \alpha \left(1 - \frac{2}{\sqrt{u} \cos \alpha}\right)}{\cos \alpha \left(1 - \frac{2}{\sqrt{u} \cos \alpha}\right) + \frac{1}{\cos \alpha}}. \quad (2,18)$$

Определим значения угла $\alpha = \alpha'$, при котором величина $\operatorname{tg} \Phi$ экстремальна. Из условия $\frac{d \operatorname{tg} \Phi}{d \alpha} = 0$ имеем

$$\cos \alpha' = \frac{1}{\sqrt{u}} + \frac{1}{\sqrt{3u}} \sqrt{u-1}. \quad (2,19)$$

Эти значения, удовлетворяющие очевидному требованию $\cos \alpha' < 1$, заключены в интервале от $u = 4$ до $u = \infty$. При $u \gg 1$ из (2,19) получаем, что $\cos \alpha' = \frac{1}{\sqrt{3}}$.

Соответствующее максимальное значение $(\operatorname{tg} \Phi)_m = \frac{1}{\sqrt{8}}$, откуда следует, что

$\Phi_m = 19^{\circ}29'$. Таким образом, при хорошем выполнении условия (2,10) возможные значения угла Φ заключены в пределах

$$0 \leq \Phi \leq 19^{\circ}29'. \quad (2,20)$$

Предельное значение $\Phi = 0$ получено из ограничения (2,9). Другое значение в (2,20) следует из (2,19). Аналогичные соображения при определении предельных углов Φ_m используются и в последующих примерах.

Легко установить, что в случае, когда направления k и H_0 составляют острый угол, вектор V_{gp} заключен между векторами k и H_0 . Когда угол между k и H_0 тупой, вектор V_{gp} заключен между векторами k и $-H_0$ (рис. 14). Из сказанного следует, что при любых направлениях фазовой скорости $V_{\text{фаз}}$ скорость V_{gp} заключена в конусе с полурасстоянием относительно магнитного поля в $19^{\circ}29'$. Это утверждение впервые было получено Стори³ (теорема Стори).

При не очень больших значениях параметра u положение существенно изменяется и только что сформулированная теорема Стори становится несправедливой³⁵. Так, например, при $u = 4$ из (2,18), (2,19) легко установить, что значения Φ заключены в пределах $-30^\circ \leq \Phi \leq 0$. Здесь сравнительно с пределами, установленными из (2,20), имеют место не только изменения значений возможных углов Φ по абсолютной величине, но и перемена знака Φ *) (хотя вектор k лежит в первой четверти, см. рис. 13).

*) В этом и следующем ниже приложениях отрицательность углов Φ означает что вектор V_{gp} лежит во второй четверти (см. рис. 13).

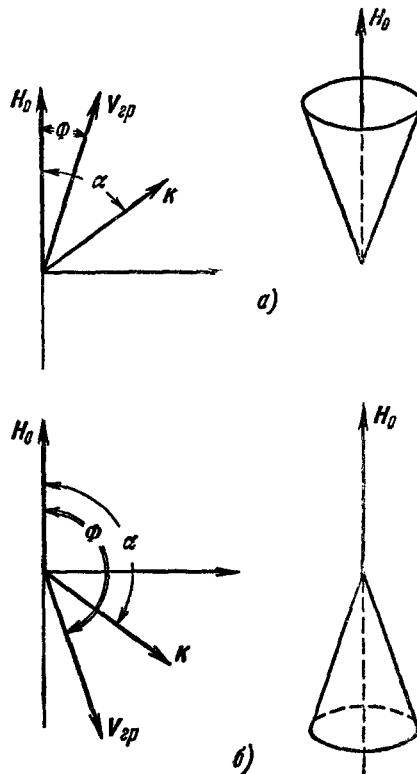


Рис. 14. Направления групповой скорости в случае, когда $\sqrt{u} \cos \alpha \gg 1$ соответствующие наибольшим абсолютным значениям:
а) угла Φ при $|\alpha| < \pi/2$; б) угла $\pi - \Phi$ при $|\alpha| > \pi/2$. Проведенные конусы ограничивают возможные направления групповой скорости.

Для промежуточного случая, когда $u = 10$, угол φ заключен в интервале $-6^{\circ}36' \leq \Phi \leq 17^{\circ}$. Таким образом, при переходе от случая, когда $u \gg 1$, к другим случаям, для которых значения u по порядку величины сравнимы с единицей, ориентация групповой скорости по отношению к магнитному полю H_0 существенно меняется³⁵. В силу этого при переходе от низких частот к относительно высоким частотам ($u \geq 1$) можно ожидать изменений в характере траекторий. Этот вывод подтверждается расчетами, проведенными в работах^{29, 36}.

Теперь мы коротко рассмотрим содержание ряда работ^{29, 30, 36, 37}, в которых рассчитываются траектории распространения свистящих атмосфериков. Если учесть, что при распространении низкочастотных сигналов обычно хорошо выполняются условия применимости приближения геометрической оптики, то нет необходимости, по крайней мере в отсутствие сильных возмущений, учитывать дифракционные эффекты и рассеяние.

Траектории распространения сигналов могут быть найдены из уравнений

$$\frac{dx}{V_{\text{grp},x}} = \frac{dy}{V_{\text{grp},y}} = \frac{dz}{V_{\text{grp},z}}. \quad (2,21)$$

Интегрирование этих уравнений при использовании некоторых упрощающих предположений было проведено в работе³⁷. Рассматривалась только область частот, определяемая условием (2,10), т. е. $\sqrt{u} \cos \alpha \gg 1$ (расчеты производились на основе формулы (2,11)). Далее учитывалось, что при распространении свистов значения показателя преломления обычно довольно велики, так что выполняется неравенство $n_2 \gg 1$. Последнее можно рассматривать как следствие условий (2,3) и (2,5), т. е. $v \gg 1$ и $v \geq u$.

При распространении в среде с большим показателем преломления фазовая скорость будет приближаться к направлению ∇n . В работе³⁷ с самого начала было принято, что наиболее существенные изменения n_2 происходят в радиальном направлении. При указанных ограничениях удается получить уравнение траектории свиста, выраженное в аналитической форме:

$$\frac{\cos^2 \Phi}{\cos^2 \varphi} = \frac{3}{4} \frac{r}{r_0} + \frac{1}{4} \frac{r_0}{r}. \quad (2,22)$$

Соответствующие обозначения были указаны ранее на рис. 12. Заметим, что уравнение магнитной силовой линии, которая выходит из пункта генерации атмосферика (r_0, φ), имеет вид $\frac{\cos^2 \Phi}{\cos^2 \varphi} = \frac{r_0}{r}$. Из сопоставления этого уравнения с (2,22) легко установить, что полученные траектории всегда идут выше тех силовых линий, с которыми они имеют общие начальные координаты. Характерно, что согласно (2,22) траектории симметричны относительно магнитного экватора. Если учесть отклонения в направлении фазовой скорости от радиального направления³⁰, то этот вывод становится несправедливым.

В отличие от работы³⁷ в работах^{29, 30, 36} определение траекторий проводится в конечном счете лишь численными методами. В основу расчета в работах^{29, 30} был положен принцип Ферма. Вводится так называемый групповой показатель преломления, определяемый соотношением $n_{\text{grp}} = n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}$. Далее используется вариационный принцип, который позволяет непосредственно установить закон преломления для группы волн. Этот закон отличается от обычного закона преломления фазового фронта. В работе³⁰ предполагалось выполненным условие $\sqrt{u} \cos \alpha \gg 1$, тогда как в работе²⁹ приведено несколько траекторий и для относительно высоких

частот. Совокупность траекторий, рассчитанных в работах ^{29, 30}, приведена на рис. 15 и 16. Все эти траектории в той или иной степени асимметричны

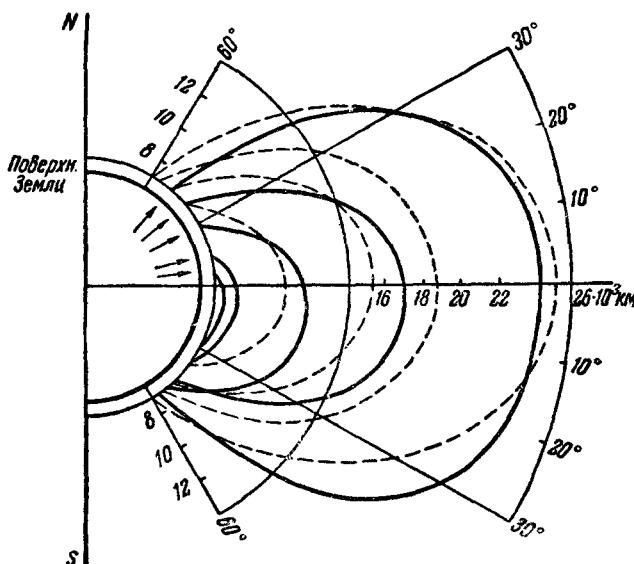


Рис. 15. Траектории для свистов (сплошные кривые) с начальными координатами $\Phi=10, 15, 30, 40$ и 50° , рассчитанные в работе ³⁰ для случая, когда $V' u \cos \alpha \gg 1$.
Пунктиром изображены силовые линии магнитного поля Земли.

относительно магнитного экватора. В то же время при сопоставлении траекторий, определяемых уравнением (2,22), с траекториями, изображенными на рис. 15, обнаруживается, что общая длина пути и максимальная высота подъема атмосфериков отличаются не более чем на 10%.

При расчетах траекторий в работах ^{29, 30, 36} использовалось определенное распределение электронной концентрации $N(r)$, которое в большинстве случаев выбиралось таким, чтобы значения коэффициентов дисперсии D для свистов согласовались с экспериментальными данными (см. также § 3). При выводе уравнения (2,22) конкретные распределения электронной концентрации по высоте не использовались, что связано с предположением о радиальности фазовых скоростей. Однако при расчете дисперсий на основе (2,22) использование таких распределений становится необходимым.

Из результатов работы ²⁶ следует, что в той части траектории, которая наиболее удалена от поверхности Земли, радиальность изменений показателя преломления, по-видимому, не имеет места. Если это так, то в этой области уравнение (2,22) нуждается в уточнениях.

В заметке ³⁶ приведено несколько траекторий, построенных для относительно высоких частот, когда нарушается даже условие (2,3). Прохождение

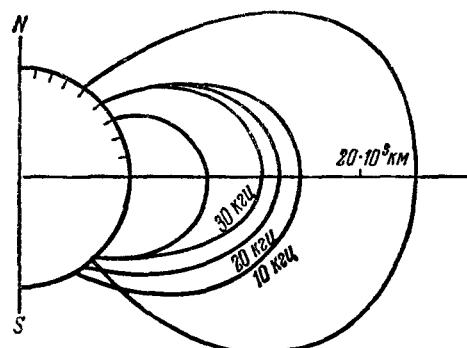


Рис. 16. Траектории свистов, рассчитанные в работе ²⁹.

Для трех траекторий, выходящих из общего пункта, при указанных частотах нарушается условие $V' u \cos \alpha \gg 1$. Две другие траектории (без указания частот) построены для того же случая, что и траектории на рис. 15.

таких частот возможно в принципе только при специальных условиях, и в случае свистов в принимаемых сигналах такие частоты ($f \sim 30 \div 40$ кгц) обычно не представлены. Поэтому мы не будем приводить деталей расчета, заметив лишь, что для траекторий в работе ³⁵ очень резко выражена асимметрия относительно магнитного экватора.

Знание траекторий распространения наряду с определенным выбором распределения электронов N позволяет найти важную интегральную характеристику распространения, уже введенную нами в § 1 на основе данных наблюдений за свистами и называемую дисперсией D . Коэффициент дисперсии может быть найден из анализа экспериментально полученных характеристик вида $t=t(f)$, где t — время запаздывания (см. § 1). Очевидно, что это время определяется из соотношения $t = \int \frac{ds}{|V_{rp}|}$, где ds — элемент пути вдоль траектории. Подставляя значения $|V_{rp}|$ (2,15) при выполнении условия (2,10) (в этом случае $|V_{rp}| = \frac{c}{n} \sqrt{4 + \tan^2 \alpha}$), мы приходим к зависимости вида $t = Df^{-1/2}$, с которой мы уже имели дело в § 1 (см. (1,1)). Для коэффициента дисперсии D имеем ³

$$D = \frac{1}{\sqrt{2\pi c}} \int \frac{\omega_0 ds}{\sqrt{\omega_H \cos \alpha (4 + \tan^2 \alpha)}}. \quad (2,23)$$

Сопоставление экспериментальных и теоретических значений для дисперсии D будет дано в § 3.

Учет движений ионов. До сих пор рассматривались соотношения, в которых не учитывалось движение ионов. Однако хорошо известно, что для частот, удовлетворяющих условию

$$\omega \ll \Omega_H, \quad (2,24)$$

для распространения волн движение ионов весьма существенно ^{1, 22, 23}. Если же частоты являются настолько низкими, что $\omega \ll \Omega_H$, то в разреженной плазме должны распространяться магнитогидродинамические волны. В применении к распространению свистов влияние движения ионов рассматривалось в работах ^{25, 38}. Стори ²⁵ указал на возможность использования наблюдений за свистами для выяснения присутствия в верхней атмосфере ионизированного водорода. Некоторые важные следствия, вытекающие из предположения о таком составе верхней атмосферы на больших высотах, были установлены в работе ³⁹.

Следует иметь в виду, что обычно в действующих приемных установках в спектре атмосферика регистрируются составляющие с частотами не менее $f \simeq 200 \div 400$ гц. Так как особенности, связанные с влиянием ионов, начинают проявляться при $\omega \ll \Omega_H$ (2,24), то можно рассчитывать на обнаружение новых явлений только в том случае, если значения Ω_H превосходят частоту 1200 гц. Следовательно, если плазма в верхней атмосфере состоит преимущественно из протонов и электронов, то влияние первых на характер распространения волн может проявляться в тех областях, где гирочастота электронов $\omega_H = 1,84 \cdot 10^3 \Omega_H$ превосходит значения $\omega_H = 2 \div 3 \cdot 10^6$. Используя формулу (2,4), легко установить, что с подобными значениями ω_H приходится иметь дело примерно при $r_0/r \leq 0,7$ (см. также таблицу на стр. 252). Из сказанного можно сделать вывод ²⁵, что для обнаружения эффектов, связанных с наличием ионов, относительно более благоприятными представляются наблюдения за свистами на сравнительно небольших широтах. В работах ^{25, 38} не приводятся формулы, удобные для описания распространения волн на очень низких частотах в общем случае *).

*) В статье ²⁵ рассматривается разобранный ранее ^{1, 22} случай распространения в направлении магнитного поля H_0 ; что касается работы ³⁸, то в ней основное внимание уделено распространению волн в направлениях, близких к поперечному ($\alpha = \pi/2$).

Однако из соотношений, приведенных в работе³⁸, можно получить следующее выражение для \tilde{n}_2^2 , учитывавшее вклад движения ионов:

$$\tilde{n}_2^2 \simeq \frac{v}{\sqrt{uu_i} \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2} \right) + \sqrt{u \cos^2 \alpha + \frac{uu_i}{4} \sin^2 \alpha}}, \quad (2.25)$$

где $u_i = \Omega_H^2/\omega^2$. При выводе соотношения (2.25) не учитывались соударения и тепловое движение заряженных частиц. Кроме того, предполагалось, что выполнено условие

$$u \gg 1. \quad (2.26)$$

Таким образом, в области относительно высоких частот (скажем, в окрестности носовой частоты f_N и выше) соотношение (2.25) несправедливо. При ограничении $u_i \ll 1$, которое может и не противоречить (2.26), мы приходим к старому соотношению (2.11), тогда как при обратном требовании $u_i \gg 1$ из (2.25) получаем соотношение

$$n_2^2 = \frac{v}{\sqrt{uu_i}} = \frac{4\pi c^2 N M}{H_0^2}, \quad (2.27)$$

определенное распространение магнитогидродинамической волны. Следует заметить, что в области применимости формулы (2.27) n_2^2 не зависит от направления k и групповая скорость V_{gr} совпадает по направлению с фазовой скоростью V_{ph} (кроме того, эти скорости равны здесь по величине в силу отсутствия дисперсии). В данном случае нет характерного для прохождения свистов образования канала. В то же время область, где $\omega \ll \Omega_H$, вряд ли достижима, и реально можно говорить лишь о регистрации частот с $\omega \gg \Omega_H$. Подробный анализ поведения волны в области $\omega \sim \Omega_H$ в литературе, насколько нам известно, еще не проводился. Представляет интерес нахождение величины и направления групповой скорости V_{gr} и определение характера траекторий в этой области.

В работе³⁸ указывается, что движение ионов может оказаться существенным не только на самых низких частотах, но и при довольно высоких частотах, если направление распространения близко к поперечному ($\alpha \simeq \pi/2$). В частности, если $u \gg 1$, то ограничение (2.9) следует видоизменить, а в некоторых случаях оно вообще становится излишним. Однако в целом вопрос остается еще недостаточно ясным, поскольку в области $\sqrt{u} \cos \alpha \simeq 1$, о которой фактически идет речь в работе³⁸, необходим учет теплового движения электронов и может оказаться существенным также специфическое поглощение волн.

Взаимодействие нормальных волн. Остановимся теперь кратко на вопросах взаимодействия нормальных волн. Одной из особенностей свистов является их сравнительно легкое проникновение в ионосферу. То же можно сказать и о выходе из ионосферы свистов и УНЧ-излучения. В то же время для волн более высокой частоты, скажем в диапазоне средних волн, такое проникновение сильно затруднено, и ионосфера практически ведет себя как отражающая среда.

Возможность проникновения свистов в ионосферу и выхода их несомненно связана с взаимодействием нормальных волн, которое возникает в неоднородной магнитоактивной плазме. В данном случае волна типа «1» при падении на ионосферу в области взаимодействия трансформируется в волну типа «2». Эта волна уже может распространяться дальше в ионизованном газе. Теории подобного взаимодействия в настоящее время посвящено большое число исследований, содержание значительной части которых освещено в обзоре²². При нормальном падении радиоимпульсов на ионосферу взаимодействие приводит к эффекту утраивания отраженных

сигналов¹. Для нормального падения область взаимодействия располагается между точками $v=1$ и $v=v_\infty$. При ориентировочных оценках для наклонного падения можно считать, что положение этой области остается практически неизменным. Поскольку далее речь пойдет о нижней ионосфере, где магнитное поле H_0 велико, то можно считать, что $u \gg 1$. Полагая, что α не очень близко к $\pi/2$, получаем грубое условие, определяющее положение области взаимодействия:

$$v \simeq 1. \quad (2,28)$$

Используя это условие, оценим концентрацию электронов N . Для частот f от 400 гц до 10 кгц из (2,28) приходим к значениям $N=0,002 \div 1$. Эти значения N меньше, чем в ионосфере, но в то же время они больше, чем в обычных условиях у поверхности Земли, где электроны быстро исчезают из-за прилипания к молекулам кислорода. Таким образом, область взаимодействия располагается между ионосферой и тропосферой (примерно между высотами от 20 до 70 км).

Можно думать, что эффективность просачивания в значительной мере связана с влиянием соударений. В рассматриваемой области число соударений электронов с молекулами v_{em} много больше так называемого критического числа соударений^{1, 22, 23} v_{kp} . Значения коэффициента просачивания в подобных условиях могут быть велики. Однако в области просачивания одновременно должно иметь место и значительное поглощение. Влияние последнего, по-видимому, ослабляется в связи с тем, что при $v \sim 1$ значения показателя преломления невелики ($n_2 \sim 1$, область взаимодействия обычно достаточно удалена от точки $v=v_\infty$). Так как $n_2 \sim 1$, то длина волны в среде сравнима с длиной волны в свободном пространстве λ_0 . Длины волн λ_0 составляют сотни километров и по своей протяженности сравнимы или превосходят размеры области взаимодействия.

В виде дополнения к сведениям, приведенным в § 1, можно указать, что свисты часто возникают над поверхностью моря в штормовую погоду. В связи с этим в заметке⁴⁰ выдвинута гипотеза, согласно которой увеличение числа свистов при штормах объясняется изменением проводимости на высотах порядка 10—20 км. При разрядах возникают свободные электроны, в силу чего может увеличиться эффективность просачивания излучения в верхнюю атмосферу. Однако в работе⁴⁰ не делается попыток количественной разработки предлагаемой гипотезы.

П о г л о щ е н и е. Рассмотрим поглощение волн. Работы в этой области в применении к распространению свистящих атмосфериков весьма немногочисленны^{24, 30}. Остановимся прежде всего на поглощении из-за соударений.

При определении этой наиболее существенной части поглощения по-прежнему достаточно ограничиться формулой квазипротодольного приближения (2,8). На больших высотах основную роль играют столкновения электронов с ионами. Используя в этом случае известную формулу $v = v_{ei} = \frac{5.5N}{T^{3/2}} \ln(220 T/N^{1/3})$, получаем, что, начиная с области максимума F -слоя до высот, граничащих с межпланетным пространством, где $N \simeq 200 \div 600$, величина v_{ei} меняется в интервале значений от $\sim 10^3$ до 10^{-2} сек⁻¹. При этом хорошо выполняется неравенство $\omega_H \gg v$. Принимая ограничение $|1 - \sqrt{u} \cos \alpha| \gg s$, необходимое при сделанных ранее оговорках только в области $\sqrt{u} \cos \alpha \simeq 1$, получаем из (2,8) следующее выражение для показателя поглощения:

$$q = \frac{sn}{2(\sqrt{u} \cos \alpha - 1)} = \frac{v}{2} n (\omega_H \cos \alpha - \omega)^{-1}. \quad (2,29)$$

Для амплитудного коэффициента поглощения $\chi = \frac{\omega}{c} q$ из (2,29) при учете (2,9) имеем формулу

$$\chi = \frac{\sqrt{\omega} \omega_0 v}{2c (\omega_H \cos \alpha - \omega)^{3/2}}. \quad (2,30)$$

Из этой формулы видно, что поглощение возрастает на высоких частотах, особенно при приближении к резонансу ($\omega_H \cos \alpha \rightarrow \omega$). С этим обстоятельством, по-видимому, связаны определенные трудности в наблюдении высокочастотной части спектра атмосфериков. При не очень высоких частотах, когда выполняется условие $\sqrt{\omega} \cos \alpha \gg 1$, из (2,30) получаем $\chi = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{f^{1/2} \omega_0 v}{c (\omega_H \cos \alpha)^{3/2}}$. Оценки, проведенные на основании последней формулы, показывают, что в невозмущенных условиях на пути распространения атмосфериков амплитуда поля в силу потерь, связанных с соударениями, может уменьшиться на один, максимум два порядка. Если же для частоты соударений v использовать значения, характерные для столкновения электронов с нейтральными частицами, то можно установить, что заметное поглощение возможно в нижней ионосфере (в D - и E -слоях). Это заключение находится в соответствии с преимущественным появлением свистов в ночные часы (ночью D -слой исчезает). В работе ³⁰, где подробности расчетов опущены, отмечается значительность поглощения в слое E . Там же обращается внимание на то, что при определении интенсивности необходимо считаться с фокусирующим действием среды. В работе ⁴¹ указано, что при прохождении свистов через возмущенную верхнюю атмосферу не исключена возможность усиления сигналов (экспериментальные данные, указывающие на такую возможность, были приведены в § 1).

В последнее время в целом ряде исследований ^{42, 43, 44} найдена величина специфического, не связанного с соударениями поглощения, которое возникает в магнитоактивной плазме. В частности, расчет такого поглощения проведен для медленных обыкновенных волн, с которыми связано распространение свистов ^{24, 44}. Оценки величины такого поглощения ²⁴ приводят к выводу о его незначительности для невозмущенной атмосферы. При наличии корпускулярных возмущений это поглощение невелико при концентрациях электронов в потоках вблизи Земли $N \leq 10^3$. С другой стороны, если принять высокие концентрации электронов ($N \sim 10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$), может иметь место интенсивное затухание волн в диапазоне частот $300 \div 500 \text{ гц}$. Таким образом, наблюдения за свистящими атмосфериками в периоды возмущений могут представить интерес в связи с вопросом о максимальных концентрациях электронов в солнечных корпускулярных потоках.

Механизмы генерации УНЧ-излучения. Возникновение УНЧ-излучения связано с действием потоков заряженных частиц, идущих с большими скоростями от Солнца и попадающих во внешнюю ионосферу Земли. Расчет излучения такого пучка, пронизывающего магнитоактивную плазму, достаточно сложен. До настоящего времени в применении к околоземным УНЧ-шумам рассматривалось только излучение отдельных частиц, причем исследовался весьма схематический случай распространения волн только вдоль магнитного поля. Один вариант возможного механизма излучения был предложен Галле и Хеллиуэллом ^{45, 5}; этот механизм был назван в работе ⁵ «механизмом лампы с бегущей волной». Другой механизм был предложен Мак-Артуром ⁴⁶, который рассматривал излучение протонов, движущихся по винтовой линии в магнитном поле с учетом поправки на эффект Допплера. Оба эти механизма могут быть

рассмотрены единым образом. Это будет сделано далее, а конечные результаты указанных авторов будут приведены позже.

Для излучения заряда, движущегося в магнитоактивной плазме, можно получить спектральное и угловое распределение излучаемой энергии. Общее решение этой задачи приведено в работе⁴⁷. Оказывается, что это излучение можно разбить на магнитотормозное излучение (излучение за счет ускорения в магнитном поле с частотой, пропорциональной частоте обращения заряда вокруг поля) и на излучение Вавилова—Черенкова со сплошным спектром.

В общем случае заряд, движущийся со скоростью V в магнитном поле H_0 , направленном по оси z , излучает в направлении, составляющем угол α с осью z , следующие частоты^{47, 48}:

$$\omega = l\Omega_H + kV_z \cos \alpha \quad (l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (2,31)$$

где Ω_H — гирочастота заряда (нас будут интересовать протоны). Напомним также, что $k = \frac{\omega}{c} n$, где для волн «1» и «2» показатель преломления $n_{1,2}$ в магнитоактивной плазме определяется из (2,1) при $s = 0$.

Для случая $l = 0$ из (2,31) получаем обычное условие для черенковского излучения $\omega = kV_z \cos \alpha$ или $\cos \alpha = \frac{c}{n(\omega)V_z}$.

В случае $l \neq 0$ излучаемые частоты определяются из условий

$$\omega = \frac{l\Omega_H}{1 - \frac{V_z}{c} n \cos \alpha} \quad (l > 0), \quad \omega = \frac{l\Omega_H}{\frac{V_z}{c} n \cos \alpha - 1} \quad (l < 0). \quad (2,32)$$

Эти формулы при $l = \pm 1$ совпадают с формулой для эффекта Допплера в среде. Действительно, если излучатель в собственной системе отсчета излучает волны с частотой Ω_H и движется относительно неподвижной среды со скоростью V , то в системе отсчета, связанной с неподвижной средой, излучение имеет частоту $\omega = \frac{\Omega_H \sqrt{1-\beta^2}}{|1-\beta n \cos \alpha|}$, где $\beta = V/c$, что в нерелятивистском случае ($V/c \ll 1$) соответствует (2,32).

В работе⁴⁵ рассматривается излучение, соответствующее $l = 0$, а в работе⁴⁶ излучение при $l = 1$; в обоих случаях учитывается излучение только вдоль магнитного поля ($\alpha = 0$).

Исходя из соотношения $V = c/n$, представляющего собой по существу условие возбуждения излучения Вавилова—Черенкова в направлении движения частицы ($\cos \alpha = 1$), и используя выражения для показателя преломления $\tilde{n}_2^2 = \frac{2}{\sqrt{u-1}}$ (см. (2,8), где $\alpha = 0$ *)), можно найти излучаемые в этом направлении частоты

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_H}{2} \left\{ 1 \pm \left[1 - \left(2 \frac{\omega_0}{\omega_H} \frac{V}{c} \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \right)^2 \right] \right\}. \quad (2,33)$$

Здесь V — скорость корпускулярного потока. Так как для корпускулярных потоков следует принять по многим соображениям⁴⁹ $V = 10^8$ см/сек,

*) Следует указать на известную непоследовательность такого подхода, связанную с тем обстоятельством, что в рассматриваемом приближении при $\alpha=0$ черенковское излучение вообще отсутствует. Таким образом, рассмотрение приобретает смысл, только если $\alpha \neq 0$ или когда изменены условия (учитывается тепловое движение частиц и т. п.). Вместе с тем следует подчеркнуть, что рассмотрение излучения точно в заданном направлении не имеет физического смысла.

то $\frac{V}{c} \sim 10^{-2}$ и поэтому с достаточной точностью из (2,33) имеем

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_H}{2} \left\{ 1 \pm \left[1 - \left(2 \frac{\omega_0}{\omega_H} \frac{V}{c} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (2,34)$$

Отсюда видно, что в продольном направлении испускаются две частоты, значения которых зависят от ω_0 , ω_H и скорости пучка V . Одна из этих частот больше ω_H , а другая меньше. Условием возможности излучения служит неравенство

$$2 \frac{\omega_0}{\omega_H} \frac{V}{c} < 1. \quad (2,35)$$

Оценка⁵ дает для удалений от Земли, не больших чем $4r_0$, $\left(2 \frac{\omega_0}{\omega_H} \frac{V}{c} \right)^2 \ll 1$, и тогда

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \left(\frac{V}{c} \right)^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_H}, \\ \omega_2 &= \omega_H \left[1 - \left(\frac{V}{c} \frac{\omega_0}{\omega_H} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (2,36)$$

Очевидно, что частота ω_1 может оставаться постоянной при движении пучка, если отношение ω_0^2/ω_H не изменяется; это означало бы, что вдоль траектории $N/H_0 = \text{const}$. Если считать $H_0 \sim 1/r^3$, то для изменений электронной концентрации получался бы закон $N \sim r^{-3}$. Как уже указывалось, в спектре УНЧ-излучения зачастую наблюдаются участки с постоянной частотой. Авторы⁴⁵ интерпретируют появление постоянной частоты, принимая $\omega_0^2/\omega_H = \text{const}$ в области генерации. Изменения частоты объясняются как отклонения от этой закономерности.

На основе формул (2,34) – (2,36) были произведены расчеты с целью объяснения различных классов УНЧ-излучения (примеры расчетов и соответствующая литература приведены в работах^{5, 46}). В большинстве расчетов для V принимаются значения порядка 10^3 км/сек , и для определенной части экзосферы $\omega_0^2/\omega_H = \text{const}$. В частности, по утверждению в работе⁵, хорошее согласие получается для спектрограмм в форме крюков.

В работе⁴⁶ рассмотрено магнитотормозное излучение с учетом эффекта Допплера и определены излучаемые частоты из соотношения $\omega = \frac{\Omega_H}{1 - \frac{Vn}{c}}$,

где n снова определяется из (2,8) при $a = 0$, $s = 0$. Тогда для возможных частот излучения ω получается уравнение

$$\begin{aligned} \omega^3 (1 - V^2/c^2) - \omega^2 [\omega_H - (V/c)^2 \omega_H + 2\Omega_H] + \omega [\Omega_H^2 + 2\Omega_H \omega_H + (V/c)^2 \omega_0^2] - \\ - \Omega_H^2 \omega_H = 0. \end{aligned} \quad (2,37)$$

Так как $V^2/c^2 \ll 1$ и $\Omega_H \ll \omega$, то уравнение (2,37) упрощается:

$$\omega^3 - \omega^2 \omega_H + \omega \left(2\omega_H \Omega_H + \frac{V^2}{c^2} \omega_0^2 \right) - \Omega_H^2 \omega_H = 0. \quad (2,38)$$

Поскольку для обычно рассматриваемого случая свистов $\Omega_H \ll \omega$, то из (2,38) следует квадратное уравнение

$$\omega^2 - \omega \omega_H + (V/c)^2 \omega_0^2 = 0,$$

для корней которого имеем

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_H}{2} \left\{ 1 \pm \left[1 - \left(2 \frac{V}{c} \frac{\omega_0}{\omega_H} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (2,39)$$

Этот результат полностью совпадает с (2,34).

Однако совпадение предельных результатов в работах ⁴⁵ и ⁴⁶ носит случайный характер, поскольку рассматриваются в принципе разные составляющие излучения.

Можно рассмотреть вопрос о том, как изменится спектральный состав излучения, если рассматривать волны, идущие под некоторым углом к магнитному полю. В этом случае при $l=0 \cos \alpha = \frac{c}{n(\omega) V}$ (условие излучения Вавилова—Черенкова) и $n^2(\alpha) = 1 + \frac{v}{\sqrt{u \cos \alpha - 1}}$ (см. (2,8)).

Это выражение для показателя преломления соответствует квазипротяженному приближению и отличается от случая $\alpha=0$ заменой ω_H на $\omega_L = \omega_H \cos \alpha$. Легко видеть, что если обозначить $V \cos \alpha$ через V_L , то мы получим соотношение того же вида, что и при $\alpha=0$ ($V=c/n$), но только в форме $V_L = c/n^*$, где n^* отличается от n при $\alpha=0$ заменой ω_H на ω_L . Другими словами, мы получаем те же уравнения Галле, но с измененными параметрами V_L и ω_L ($V_L = V \cos \alpha$ и $\omega_L = \omega_H \cos \alpha$). То же самое утверждение относится к случаю, рассмотренному в работе ⁴⁶.

Получающиеся формулы для частот могут быть легко найдены, и мы не будем их здесь приводить. Отметим только, что все соотношения, в которых величины V и ω_H входят в виде отношения V/ω_H , не меняются.

Резюмируя, можно сказать, что предложенные механизмы излучения отдельных частот позволяют объяснить некоторые частотные закономерности в спектрах УНЧ-излучения. Однако вопросы излучения заряженных пучков в ионосфере до сих пор не рассмотрены. Не рассматривались также вопросы, связанные с расчетами интенсивности приходящего низкочастотного излучения.

§ 3 НИЗКОЧАСТОТНЫЕ РАДИОВОЛНЫ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Несмотря на значительное расширение исследований верхней атмосферы в связи с использованием ракет и спутников, основная роль в систематических наблюдениях за состоянием верхней атмосферы, по-видимому, останется за методами, использующими наземную аппаратуру. Среди таких методов определенную роль могут сыграть наблюдения за свистами и УНЧ-излучением. Хотя наши сведения о свистах и УНЧ-излучении находятся в настоящее время в таком состоянии, когда главную задачу составляет исследование самого излучения и характера его распространения, однако и сейчас имеет смысл обсудить некоторые возможности получения сведений о процессах в верхней атмосфере по данным о низкочастотном излучении.

Остановимся сначала на кратком анализе возможностей, которые появляются при интерпретации данных о прохождении свистов через атмосферу. Можно указать на ряд направлений, по линии которых производилось сопоставление данных наблюдений и теории и были сделаны некоторые заключения о строении верхней атмосферы Земли.

Здесь прежде всего можно сказать о сопоставлении значений коэффициента дисперсии D (см. (1,1) и (2,23)). Измерение величины D , как отмечалось в § 1, можно произвести, используя зависимости $f(i)$ для принимаемых частот. Что же касается расчетов, то для их проведения необходимо использование конкретных моделей, характеризующих распределение электронной концентрации в верхней атмосфере. Кроме того, нужно знать траектории распространения атмосфериков.

В своей первой работе по свистам Стори ³ для геомагнитной широты $\varphi=55^\circ$ из наблюдений определил, что дисперсия D меняется в пределах

$D \simeq 20 \div 120 \text{ сек}^{1/2}$ (см. также ³⁰). В то же время расчет значений D , отнесенных только к ионосфере (в (2,23) интегрирование проводится только для части пути, проходящей через ионосферу), дал результат $D \leq 2 \text{ сек}^{1/2}$. Для того чтобы обеспечить значительно большие дисперсии D , наблюдавшиеся на опыте, нужно допустить, что электронная концентрация должна быть достаточно велика на всем пути распространения свиста.

В одной из последующих работ Стори ⁵⁰ детально разработал метод определения электронной концентрации N в верхней атмосфере путем определения дисперсий D . Недостатком этого метода является необходимость очень точного измерения D . Кроме того, в основу метода положено упрощенное представление о характере траекторий распространения, именно предлагается, что эти траектории совпадают с силовыми линиями земного магнитного поля H_0 . Последнее, как это ясно из примеров, приведенных в § 2, заведомо не имеет места.

Расчет дисперсий при указанном, неточном определении траекторий, когда они совпадают с той или иной линией геомагнитного поля, был проведен также Даунди ³⁹. В этой работе выводится и используется следующее распределение ионной (и электронной) концентрации на больших высотах:

$$N = N_0 \exp(2,5r_0/r). \quad (3,1)$$

Формула (3,1) установлена на основе соображений, связанных с возможностью удержания заряженных частиц в верхней атмосфере Земли. В работе ³⁹ было установлено, что при $\varphi = 55^\circ$ указанные выше значения дисперсий можно объяснить лишь в том случае, когда величина N_0 в (3,1), представляющая собой электронную концентрацию на очень больших расстояниях от Земли ($r \gg r_0$), такова, что $N_0 \simeq 30 \div 1200 \text{ эл/см}^3$. Таким образом, получается вывод, что на высотах, граничащих с межпланетным пространством, $N \sim 10^2 \div 10^3 \text{ эл/см}^3$.

Довольно подробные сопоставления значений дисперсии D , взятых из опыта и теории, были проведены в работе ³⁰. Распределение электронной концентрации подбиралось так, чтобы можно было получить требуемые значения дисперсии D . В результате подбора в работе ³⁰ получена следующая модель для распределения электронов на больших высотах (от 1000 км до 16 500 км):

$$N = 1,8 \cdot 10^5 \exp[-6,57 \cdot 10^{-4}(h - 300)] \text{ эл/см}^3, \quad (3,2)$$

где h — высота над Землей в км. При $h \simeq 16\,500 \text{ км}$ считается, что электронная концентрация убывает с высотой значительно медленнее, чем это следует из формулы (3,2). Принятое распределение, для которого характерно резкое изменение зависимости $N(h)$ при $h \simeq 16\,500 \text{ км}$ (до этой высоты концентрация электронов убывает по экспоненте, а при $h > 16\,500 \text{ км}$ $N(h)$ изменяется слабо), по-видимому, не является для больших высот достаточно удовлетворительной аппроксимацией. Действительно, если положить в (3,2) $h = 16\,500 \text{ км}$, то получается $N \sim 36 \text{ эл/см}^3$. Такое значение электронной концентрации не может считаться исключенным, однако оно в ряде случаев значительно меньше концентраций, указанных в других источниках. Помимо приведенных выше значений N , согласно работам ^{3, 30, 39} можно указать, что из измерений зодиакального света ⁵¹ следует, что $N \simeq 600 \text{ эл/см}^3$. Вероятно, что при $h \geq 2r_0$ убывание электронной концентрации уже нельзя описывать зависимостью вида (3,2), из которой следует очень резкое уменьшение значений $N(h)$. Тот факт, что распределение (3,2) выбрано в соответствии с опытными данными о дисперсиях D , не является решающим аргументом, поскольку этот выбор, как ясно из характера соотношения (2,23), не является однозначным.

В тех случаях, когда свисты регистрируются на станциях с относительно низкими геомагнитными широтами, как это уже указывалось в § 1, наблюдается вполне четкая связь между значениями коэффициентов дисперсии D и состоянием слоя F ионосферы. В этих условиях значения дисперсий D могут в течение нескольких часов существенно изменяться на величину порядка 50%. Сопоставление значений дисперсий D , полученных как из наблюдений, так и из расчетов, было проведено в работе¹¹ на основе данных из двух пунктов приема, расположенных в Японии и имеющих геомагнитные широты 24,5° и 35,3°. Показано, что для этих широт нельзя объяснить наблюдаемые значения дисперсии, используя одно только распределение (3,1), в котором принимается, что $N_0 \simeq 600 \text{ эл}/\text{см}^3$. Этот вывод связан с тем вкладом, который вносится в суммарную дисперсию прохождением свистов через ионосферу и область, непосредственно примыкающую к F -слою. В силу наличия заметных изменений электронной концентрации в этой области можно установить степень ее влияния. В конечном счете по данным дисперсии возможно определить электронную плотность в области верхней атмосферы, лежащей на высотах 1300—3200 км, для которой суточные изменения величины D являются небольшими. В работе¹¹ для указанных высот приведены следующие средние значения для концентраций электронов: $N \simeq (2,1 \div 2,4) \cdot 10^4 \text{ эл}/\text{см}^3$.

Наблюдения за свистящими атмосфериками открывают определенные возможности для нахождения величины земного магнитного поля на значительных высотах. В частности, по-видимому, возможно выяснить степень правильности дипольной аппроксимации для этого поля. К настоящему времени эта возможность до конца не выяснена, и в литературе^{4, 6} приведены лишь отдельные сопоставления, основанные на использовании соотношения $f_N = f_H/4$ (2,17), которое связывает носовую частоту f_N с гиро-частотой $f_H = \omega_H/2\pi$. При этом предполагается, что значения f_H нужно брать в области прохождения свиста, наиболее удаленной от поверхности Земли. Как это утверждение, так и само соотношение (2,17) нельзя считать достаточно обоснованными (см. § 2). Экспериментальные данные, которые в данный момент недостаточно полны, по-видимому, свидетельствуют о том, что отношение f_N/f_H при указанных оговорках, касающихся значений частоты f_H , превосходит значение $f_N/f_H = 0,25$ (см. (2,17)). Это несоответствие нельзя объяснить отклонениями угла α от $\alpha = 0$ (в работах^{4, 6} принято, что $\alpha = 0$), так как из анализа уравнения (2,16) следует, наоборот, что при $\alpha \neq 0$ $f_V/f_H < 0,25$. В работе⁴ указано на две возможности устранения этой трудности. Во-первых, магнитное поле Земли может спадать медленнее, чем в дипольном приближении, которое всюду использовалось при расчетах. Далее, упомянутое несоответствие может быть связано и с тем, что свист приходит в точку приема волноводным путем, выходя из ионосферы южнее места наблюдения (предполагается, что последнее находится в северном полушарии).

К сказанному, однако, необходимо добавить, что и теоретическое определение носовой частоты в работах^{4, 6} не является убедительным. Приведенные опытные данные могут быть объяснены, не прибегая к указанным выше предположениям, если при более детальном определении носовой частоты окажется, что ее значения связаны не только с одной вершинной частью траектории.

Можно ожидать, что ценная информация о процессах в верхней атмосфере может быть получена из анализа особенностей приема низкочастотных составляющих в спектрах свистов (с частотами $f = 1000 \div 400 \text{ гц}$), когда может оказаться влияние ионов водорода. Определенные сведения можно, по-видимому, извлечь, анализируя вопросы интенсивности свистов и, в частности, определяя их поглощение. Однако эти вопросы

в настоящее время лишь поставлены, но не получили сколько-нибудь определенного решения.

Что касается УНЧ-излучения, то здесь можно сделать следующее замечание. Мы указывали, что во многих спектрах этого типа радиосигналов наблюдается излучение постоянной частоты. С точки зрения предложенного в § 2 механизма (а этот механизм безусловно действует, хотя, возможно, и не является единственным) эта частота позволяет оценить отношение N/H_0 вдоль траектории, причем это отношение должно сохранять постоянное значение. Последнее открывает еще одну возможность оценки электронной плотности. С другой стороны, знание постоянных частот позволяет находить отношение V/c , т. е. оценивать скорости корпукулярных потоков, вторгающихся в верхнюю атмосферу Земли (см. § 2).

Кроме того, УНЧ-излучение имеет некоторую особенность по сравнению со свистами, которая, может быть, позволит получить дополнительные данные. Речь идет о том, что генерация УНЧ-излучения происходит на значительных высотах. Если кроме основного сигнала наблюдается еще и эхо, то по времени запаздывания эха, очевидно, можно оценить длину пути сигнала от места генерации до наблюдателя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа данных по распространению и генерации низкочастотных волн в верхней атмосфере следует, что в настоящее время можно считать установленными основные законы распространения этих волн и причины, обуславливающие возникновение свистов и УНЧ-излучения. На основе выполненных наблюдений можно установить ряд важных закономерностей. Однако интерпретация многих особенностей распространения и генерации носит пока лишь качественный характер или же вообще отсутствует. Ниже мы хотим вновь кратко указать на основные нерешенные вопросы, которые, возможно, будут объектом дальнейших исследований.

Для свистов значительный интерес представляет более тщательное экспериментальное изучение «носов», а также области частот, больших чем носовая частота. В частности, было бы существенным определить граничные частоты, выше которых прохождение свистов становится невозможным. В связи с этим перед теорией стоят задачи более точного определения носовой частоты, с учетом вклада всех участков траектории свиста. По всей вероятности при расчете граничных частот необходимо считаться с наличием поглощения. Здесь, кстати, можно добавить, что вопросы, связанные с расчетом интенсивности излучения свистов и одновременным учетом фокусировки и поглощения, вообще не затрагивались.

Область низких частот ($f \leq 1 \text{ кгц}$) интересна в том отношении, что в ней может оказаться влияние движения ионов в плазме. Предварительный анализ показывает, что на низких частотах должна ослабляться канализация излучения, что может привести со стороны низких частот к ограничению в спектрах свистов. Этот вопрос нуждается в детальном анализе как в теоретическом, так и экспериментальном отношении.

Необходимо дать объяснение ряду явлений, связанных с многоканальностью распространения (появление пар свистов, комбинирование путей распространения, наличие многократных носов с постепенным уменьшением носовых частот). Необходимо выяснить условия возникновения нескольких каналов, связать их появление с определенными состояниями верхней атмосферы.

Остается неясным вопрос о том, почему для генерации свистов особенно благоприятны разряды с максимумом в спектре около 5 кгц.

Для УНЧ-излучения возникает большое число задач теоретического характера, поскольку в существующих работах сделаны лишь самые первые шаги. Прежде всего нужно установить, в чем состоит причина различий при генерации излучения со сплошным спектром (шипение) и с дискретным спектром. Развитие теории, по-видимому, пойдет по пути исследований взаимодействия потоков заряженных частиц с плазмой в присутствии внешнего магнитного поля и определения особенностей излучения таких систем.

Необходимо также дальнейшее совершенствование методов, позволяющих на основе данных по распространению и генерации низкочастотных волн получать информацию о строении верхней атмосферы. Для этого круга вопросов большое значение играет задача определения траекторий распространения низкочастотных сигналов в различных условиях.

Примечание при корректуре. В последнее время появилось несколько работ по теме данного обзора. В работе⁵² обсуждаются возможности исследования распространения микрорадиоволн типа свистящих атмосфериков в плотной лабораторной плазме. Этот вопрос может представлять интерес для диагностики плазмы. Эксперименты начаты на установке «ЗЭТА». В работе⁵³ дан обзор материалов, полученных при наблюдениях за свистами в США, начиная с середины 1955 г. Интересные данные, связанные с приемом свистов и УНЧ-излучения в Гренландии для пункта, расположенного в 950 км от геомагнитного полюса, приведены в работе⁵⁴. Характерно, что в спектрах свистов для относительно небольших частот наблюдалось обрезание. Соответствующие минимальные частоты, однако, довольно высоки (от 2,3 до 6,2 кгц).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, М., Гостехиздат, 1953.
2. Л. М. Бревловских, Волны в слоистых средах, М., Изд. АН СССР, 1957; УФН 70, 351 (1960).
3. L. R. Storey, Philos. Trans. A246, 113 (1953).
4. R. A. Helliwell, M. G. Morgan, Proc. IRE 47, 200 (1959).
5. R. M. Gallot, Proc. IRE 47, 211 (1959).
6. R. A. Helliwell, J. H. Cragg, J. H. Pope, R. L. Smith, J. Geophys. Res. 61, 139 (1956).
7. R. H. Helliwell, W. L. Taylor, A. G. Gean, Proc. IRE 46, 1760 (1958).
8. J. R. Koster, L. R. O. Storey, Nature 175, 36 (1955).
9. M. G. Morgan, G. M. Allcock, Nature 177, 30 (1956).
10. A. Iwai, J. Outtsu, Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ. 5, 50 (1958).
11. J. Outtsu, A. Iwai, J. Geom. Geoelectr. 10, 135 (1959).
12. R. A. Helliwell, E. Gehrels, Proc. IRE 46, 785 (1958).
13. R. L. Dowden, R. R. Coldstone, Nature 183, 385 (1959).
14. M. G. Morgan, H. W. Curtis, W. C. Johnson, Proc. IRE 47, 328 (1959).
15. M. G. Morgan, Ann. Inter. Geophys. Year 3, 315 (1957).
16. J. H. Watts, J. Geophys. Res. 62, 199 (1957).
17. J. Agoroff, G. Gustafsson, A. E. Geland, Nature 185, 148 (1960).
18. E. M. Westcott, J. H. Pope, D. O. Dyer, W. H. Campbell, Nature 185, 231 (1960).
19. G. R. A. Ellis, Planet. Space Science 1, 253 (1959).
20. S. Akasofu, Rep. Ionosph. Res. Japan. 10, 227 (1956).
21. T. Obayashi, Rep. Ionosph. Res. Japan. 12, 301 (1958).
22. Б. Н. Гершман, В. Л. Гинзбург, Н. Г. Денисов, УФН 61 561 (1957).
23. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., Физматгиз, 1960.
24. Б. Н. Гершман, Изв. вузов (Радиофизика) 1, № 5—6, 49 (1958).
25. L. R. O. Storey, Canad. J. Phys. 34, 1153 (1956).
26. G. R. Ellis, J. Atm. Terr. Phys. 8, 338 (1956).
27. Я. Л. Альперт, Ф. Ф. Добрякова, Э. Ф. Чудесенко, Б. С. Шапиро, УФН, 65, 161 (1958).

28. К. А. Б е н е д и к т о в, Уч. зап. Горьк. ун-та (сер. физич.) 27, 42 (1954).
29. К. Maeda, I. Kimura, J. Atm. Terr. Phys. 15, 58 (1959).
30. К. Maeda, I. Kimura, Rep. Jonosph. Res. Japan. 10, 105 (1956).
31. Б. Н. Г е р ш м а н, ЖЭТФ 24, 659 (1953); 31, 707 (1956).
32. Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ 33, 151 (1957).
33. J. A. Ratcliffe, The Magneto-Ionic Theory and its Application to the Ionosphere, Cambridge. Univ. press, 1959.
34. Я. Л. Альперт, Распространение радиоволн в ионосфере, М., Гостехиздат, М.—Л., 1947.
35. Б. Н. Г е р ш м а н, Доклад на научной сессии О-ва имени А. С. Попова, Москва, май 1960.
36. O. K. Gaggiot, J. Geoph. Res. 63, 862 (1958).
37. Б. Н. Г е р ш м а н, Ю. С. К о р о б к о в, Изв. вузов (Радиофизика) 1, № 2, 51 (1958).
38. C. O. Hines, J. Atm. Terr. Phys. 11, 36 (1957).
39. J. W. D a n g e y, Phys. Ionosp. (Rep. Phys. Soc. Conference), London, 1955 стр. 299.
40. E. L. Hill, Proc. IRE 48, 117 (1960).
41. F. H. Northover, J. Atm. Terr. Phys. 17, 158 (1959).
42. А. Г. С и т е н к о, К. Н. С т е п а н о в, ЖЭТФ 31, 642 (1956).
43. К. Н. С т е п а н о в, ЖЭТФ 35, 283 (1958).
44. Б. Н. Г е р ш м а н, ЖЭТФ 37, 696 (1959); 38, 912 (1960).
45. R. M. Gallet, R. A. Helliewell, J. Res. Nat. Bur. Standarts, 1959, D63, № 1, 21 (1959).
46. J. W. MacA rtur, Phys. Rev. Letters 2, 491 (1959).
47. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ 34, 431 (1958).
48. В. Л. Г и н з б у р г, УФН 69, 537 (1959).
49. Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на верхнюю атмосферу Земли, М., АН СССР, 1957.
50. L. R. Stogey, Canad. J. Phys. 35, 9 (1953).
51. A. Behr, H. Siedentopf, Z. Astrophys. 32, 19 (1953).
52. R. M. Gallet, J. M. Richardson, B. Wieder, G. D. Ward, G. N. Hardind, Phys. Rev. Lett. 4, 347 (1960).
53. H. E. Dinger, J. Geoph. Res. 65, 547 (1960).
54. E. Ungstrup, Nature 184, 806 (1959).

