

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.7

**ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ И ДИАГНОСТИКА
МАГНИТОСФЕРЫ***В. А. Троицкая, А. В. Гульельми*

I. ВВЕДЕНИЕ

На поверхность Земли из космического пространства падают электромагнитные волны очень низкой частоты. Эти волны, получившие название «геомагнитные пульсации», впервые наблюдались на обсерватории Кью близ Лондона около ста лет назад. Однако интенсивное изучение пульсаций было начато лишь в период Международного Геофизического Года (1957—1958) ¹.

Геомагнитные пульсации — это гидромагнитные волны в магнитосфере Земли. Спектр частот простирается от миллигерц примерно до одного килогерца. Нижняя граница спектра совпадает с наименьшей частотой собственных колебаний магнитосферы, верхняя граница — с гирочастотой протонов в нижних слоях полярной ионосферы. На частоте около 5 гц, однако, существует резкая отсечка спектра колебаний, обусловленная тем, что идущие сверху волны сильно поглощаются в ионосфере и на поверхности Земли практически не наблюдаются. Кроме того, на частотах, больших примерно 5 гц, весьма высок уровень атмосферных помех от молниевых разрядов, что также затрудняет регистрацию излучений космического происхождения. Поэтому на основании материалов наблюдений установилось представление о том, что верхней границей диапазона геомагнитных пульсаций являются частоты в несколько герц.

Начиная с частот в несколько сотен герц ионосфера вновь становится прозрачной и уровень космических шумов возрастает. Здесь расположена нижняя граница диапазона УНЧ, или VLF (very low frequencies) ²).

Максимальная интенсивность УНЧ излучений приходится на частоту в несколько килогерц. Микропульсации и УНЧ, несмотря на такое различие в частотах, обладают формальной и физической общностью ² и в совокупности образуют низкочастотный диапазон естественных электромагнитных излучений (рис. 1).

В журнале УФН были опубликованы два обзора об УНЧ излучениях ^{3, 4}. Результаты же исследования пульсаций не нашли еще отражения в отечественной обзорной и монографической литературе. Между тем в последние годы наблюдается растущий поток информации о геомагнитных пульсациях (см., например, обзоры ^{1, 5-12}).

Авторы предлагаемого обзора ставили своей целью информировать читателей УФН об успехах и перспективах исследования пульсаций — интересного и во многом еще загадочного явления природы.

*) По аналогии с VLF-излучениями, пульсации в диапазоне частот от миллигерц до нескольких герц называют иногда ULF-излучениями (ultra low frequencies).

Наблюдение пульсаций является одним из основных косвенных доказательств существования гидромагнитных волн в магнитосфере Земли. Пульсации — удобный объект для приложения теорий возбуждения и распространения волн в плазме. Более того, интерпретация пульсаций выдвигает новые проблемы, оказывая тем самым определенное стимулирующее влияние на развитие теории плазменных волн. Основные результаты наблюдений геомагнитных пульсаций и существующие теории их происхождения изложены в первой части обзора.

В последнее время повысился интерес к пульсациям как к источнику информации о параметрах магнитосферы и солнечных корпускулярных

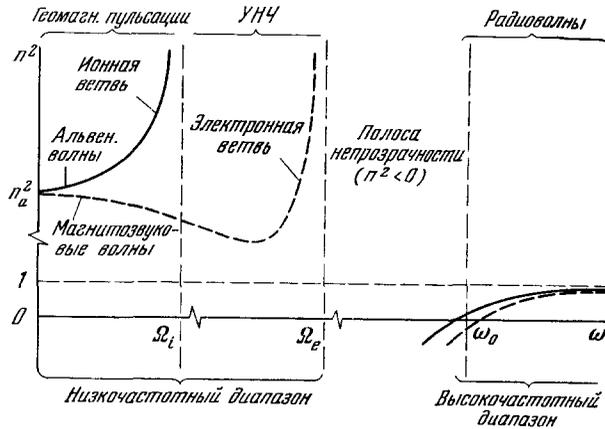


Рис. 1. Дисперсионные кривые для поперечных волн в магнитоактивной плазме.

n — показатель преломления, ω_0 — плазменная частота, Ω_e и Ω_i — гирочастоты электронов и ионов.

потоков. Возбуждаясь на больших высотах, гидромагнитные волны приносят к поверхности Земли ценные сведения о физических условиях в космическом пространстве. Таким образом, наблюдение пульсаций может стать одним из средств диагностики состояния межпланетной среды и параметров магнитосферы в областях генерации волн и на пути их распространения к земной поверхности. Это новое направление в исследовании пульсаций (ему посвящена вторая часть обзора) сложилось в значительной мере благодаря работам сотрудников Отдела электромагнитного поля Земли и Геофизической обсерватории Борок Института физики Земли АН СССР^{8-10, 13-17}. Хотя работы по диагностике носят еще в основном методический характер, их обзор позволит дать представление о перспективах дальнейших исследований.

II. ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ

Существует большое разнообразие типов пульсаций, отличающихся друг от друга спектральным составом, эволюцией во времени, характером распределения по земной поверхности и т. п. Для их регистрации применяются чувствительные магнетометры различных конструкций¹². Приборы установлены на широкой сети обсерваторий, охватывающих более или менее равномерно весь земной шар и ведущих непрерывную запись. По полученным таким образом исходным данным изучается спектр, поляризация, когерентность колебаний, а также проводятся традиционные геофизические исследования — анализируются суточная, 27-дневная,

сезонная и 11-летняя вариации, зависимость свойств пульсаций от солнечной и геомагнитной активности и т. п.

Современные методы исследования пульсаций характеризуются постановкой специальных экспериментов с целью проверки и уточнения тех или иных теоретических моделей. Решающую роль в выяснении природы некоторых типов пульсаций сыграли наблюдения в сопряженных *) и антиподных точках, на геомагнитных полюсах и на экваторе¹⁸⁻²⁰. Успешно осуществляется также обширная программа по сопоставлению спектров пульсаций с данными спутниковых измерений параметров космической среды⁸⁻¹⁰.

Полной теории геомагнитных пульсаций в настоящее время не существует. Установлены общие принципы физической интерпретации и найдено объяснение отдельным свойствам пульсаций. Сложность и изменчивость структуры околоземного пространства затрудняет постановку и строгое решение конкретных задач. Поэтому широко используются приближенные, оценочные расчеты и общий качественный анализ процессов возбуждения и распространения пульсаций.

В последние годы становится все более очевидным, что дальнейшее развитие теории геомагнитных пульсаций возможно лишь в непосредственной связи с четко поставленными экспериментами. Большое значение будут, в частности, иметь одновременные наблюдения пульсаций на земной поверхности и непосредственно в космическом пространстве. До настоящего времени подобные наблюдения были отрывочны и неполны.

1. Основные свойства пульсаций

Кратко рассмотрим классификацию геомагнитных пульсаций. Классификация необходима, чтобы выразить многообразие видов колебаний в ограниченном числе упорядоченных и хорошо отождествляемых типов.

В литературе обсуждалось три, по существу, независимых принципа классификации (рис. 2):

1) классификация по морфологическим признакам (периодам, амплитудам, временам появления и т. п.);

2) коррелятивная классификация (по связи с другими явлениями — магнитными бурями, полярными сияниями, УНЧ излучениями и т. п.);

3) генетическая классификация — по механизмам происхождения. Поскольку действительная природа пульсаций во многом еще не ясна, генетическая классификация, которой при других обстоятельствах следовало бы отдать предпочтение, не может служить основой общей классификации. Коррелятивный принцип также не может быть взят за основу, так как выраженная корреляция наблюдается не у всех видов колебаний. По этим причинам широкое и оправданное признание получил морфологический принцип классификации, впервые четко сформулированный в работе²¹. В насто-

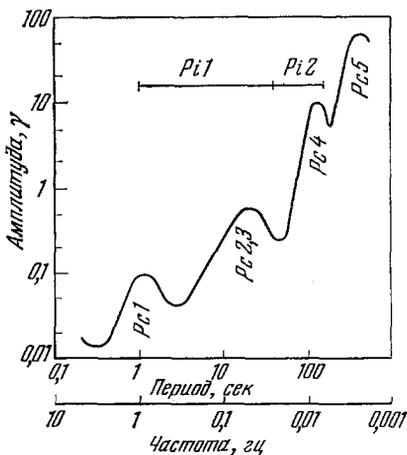


Рис. 2. Спектр геомагнитных пульсаций (схематическое изображение)¹².

*) Сопряженными называют пару точек на земной поверхности, соединенных силовой линией геомагнитного поля.

ящее время используется морфологическая классификация, принятая на XIII Генеральной ассамблее МГТС (август 1963, Беркли, Калифорния^{22, 23}).

Колебания подразделяются на два основных класса: регулярные (устойчивые) и иррегулярные. Регулярные колебания отличаются квази-

Таблица I
Классификация геомагнитных
пульсаций

Тип	Диапазон периодов, сек
Устойчивые пульсации	
Pc1	0,2—5
Pc2	5—10
Pc3	10—45
Pc4	45—150
Pc5	150—600
Иррегулярные пульсации	
Pi1	1—40
Pi2	40—150

синусоидальностью, устойчивостью режима и обозначаются Pc (pulsations continuons). Класс Pc делится в свою очередь на пять спектральных подклассов. Класс иррегулярных колебаний Pi (pulsations irregularities) содержит два подкласса (табл. I). При обсуждении конкретных типов пульсаций часто используются дополнительные обозначения (жемчужины, гидромагнитные шипения и т. п.).

1.1. Жемчужины. Термин «жемчужины» предложен для обозначения серий квазимонохроматических пульсаций в диапазоне Pc1¹. Осциллограмма колебаний действительно напоминает нитку жемчуга (рис. 3, а). Период повторения сигналов $\tau \sim 1-4$ мин. Средняя частота колебаний связана

с периодом повторения соотношением вида $\tau f \approx 10^2$. Амплитуда колебаний порядка $\sim 10-100 \text{ м}\gamma$ ^{8-12, 24-38}.

Огибающие сигналов в магнитосопряженных точках сдвинуты по фазе друг относительно друга примерно на 180° . Иными словами, на противоположных концах силовой линии геомагнитного поля жемчужина появляется попеременно^{9, 18, 25, 26}. Рис. 3, а иллюстрирует эту важную особенность жемчужин. Сигналы были записаны в сопряженных точках Согра (поселок в Архангельской области) и Кергелен (остров в Индийском океане)¹⁸.

Иногда последовательные жемчужины отчетливо разделены во времени. Чаще, однако, сигналы «наползают» друг на друга, создавая сложную картину биений. Такие жемчужины удобно анализировать с помощью сонографа — прибора для построения динамического спектра колебаний²⁴. На рис. 3, б показана типичная сонограмма серии жемчужин. По вертикальной оси отложена частота, по горизонтальной — время, а спектральная плотность колебаний пропорциональна плотности записи. Сонограммы одной и той же серии в сопряженных точках становятся идентичными, если их сдвинуть друг относительно друга вдоль оси времени на половину периода повторения.

Анализ динамических спектров показывает, что в подавляющем большинстве случаев серии жемчужин состоят из дискретных тонов нарастающей частоты. Наблюдаемые иногда серии сигналов падающей частоты являются скорее исключением, чем правилом. Типичный наклон структурных элементов $df/dt \sim 0,1 \text{ гц/мин}$ ²⁵. В конце серии становится заметным медленное изменение наклона с течением времени, т. е. дисперсионный эффект. Относительная ширина полосы изолированных серий сравнительно невелика: $\Delta f/f \sim 0,2$. Широкие полосы наблюдаются при появлении нескольких серий, идущих одновременно в различных участках спектра.

Поляризация жемчужин в горизонтальной плоскости эллиптическая, причем параметры эллипса медленно изменяются во времени, как это и следует ожидать, если учесть, что жемчужины не вполне монохроматичны. В работе²⁷ сообщается, что в сопряженных точках горизонтальные

проекции вектора возмущения магнитного поля \mathbf{h} вращаются во взаимно противоположных направлениях. Северно-южная компонента вектора \mathbf{h} по модулю обычно больше, чем восточно-западная. Имеются указания на то, что отношение h_{N-S}/h_{W-E} увеличивается с уменьшением геомагнитной широты точки наблюдения^{28, 29}.

Жемчужины с периодами $T > 2-3$ сек появляются локально, а с периодами $T < 2$ сек, как правило, глобально, т. е. наблюдаются на далеко отстоящих друг от друга обсерваториях^{8, 30}. Известны случаи

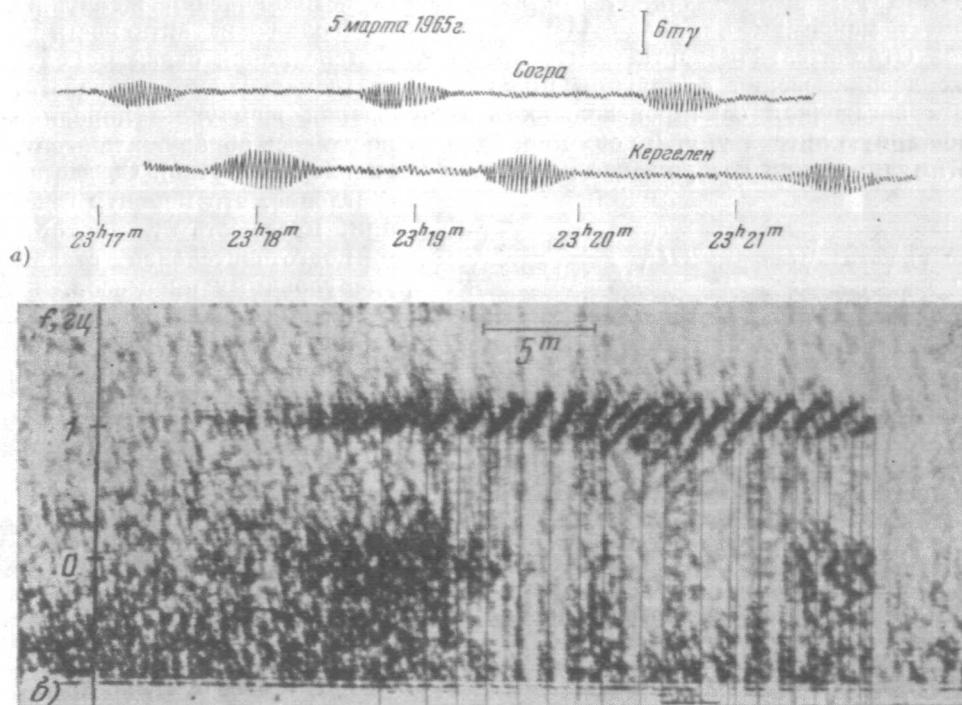


Рис. 3. Осциллограмма жемчужин в магнитоспиряженных точках Согра — Кергелен (а) и динамический спектр жемчужин (б).

одновременного наблюдения жемчужин на средних широтах и на экваторе²⁵, а также на обоих геомагнитных полюсах¹⁹. Тонкими измерениями удалось установить, что жемчужины распространяются вдоль земной поверхности от субавроральных широт по направлению к экватору со скоростью $\sim 700-900$ км/сек^{31, 32}.

Жемчужины — сравнительно редкое явление. Они возникают спорадически и длятся в среднем около получаса. Иногда, впрочем, серии жемчужин идут непрерывно в течение многих часов. Наблюдается сложная суточно-широтная вариация вероятности появления жемчужин^{9, 12, 33}. Максимум вероятности появления приходится на ранние утренние часы и на околополуденное время соответственно на средних и высоких широтах. Небольшое увеличение вероятности появления начинается примерно за час до внезапного начала (ssc) магнитной бури¹. Часто жемчужины возникают также через 1—3 мин после ssc и длятся примерно ~ 40 мин^{34, 35}. В этих случаях, однако, динамический спектр колебаний довольно размыт и нерегулярен. Если ssc по случайным причинам возникает во время серии жемчужин, то несущая частота сигналов скачком увеличивается на $\Delta f \sim 0,1-0,3$ гц³⁴.

С внезапными началами бурь (а также с внезапными импульсами магнитного поля si) ассоциируется лишь небольшая доля общего числа серий жемчужин. В литературе отмечалась некоторая тенденция к появлению жемчужин в дни, когда Земля находится на границе между секторами межпланетного магнитного поля³⁶. Однако, например, прямой связи появления жемчужин с Kp -индексом геомагнитной активности не обнаружено. Известно только, что большое число жемчужин появляется в течение первой недели после магнитной бури^{37,38}. Многолетними наблюдениями установлено также, что вероятность возникновения жемчужин имеет максимум на спаде 11-летнего цикла солнечной активности³⁹.

Отличительная черта жемчужин — отсутствие явной связи момента их возникновения с другими проявлениями геомагнитной активности. Эта загадочная самопроизвольность возбуждения жемчужин породила обширную литературу. До сих пор, однако, не удалось обнаружить агент, стимулирующий возбуждение жемчужин (за исключением ssc). Создается впечатление, что моменту генерации предшествует некоторая подготовительная стадия трудноуловимых процессов.

1.2. Хаотичные пульсации и. Для зоны сияний типичны геомагнитные вариации в диапазоне $Pi1$, имеющие характер шумов. Эти иррегулярные пульсации обнаруживают большое разнообразие видов и обычно сопровождаются сходными по спектру пульсациями потока рентгеновских лучей в стратосфере, интенсивности свечения сияний и т. п. Активность $Pi1$ возрастает с появлением магнитных бурь, во время

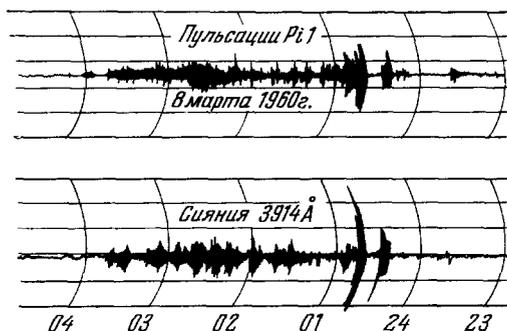


Рис. 4. Одновременная запись магнитных пульсаций и вариаций яркости полярных сияний¹².

которых также повышается свечение сияний, поглощение космических радишумов, ионосферная возмущенность^{1,12}. Основной причиной всего этого комплекса явлений служат флуктуирующие потоки электронов с энергиями ~ 10 кэв, бомбардирующие полярную ионосферу³⁹. Рис. 4 дает пример тесной связи $Pi1$ с флуктуациями свечения сияний¹².

Временами вблизи местной полуночи возникают короткие импульсивные всплески колебаний (рис. 5). Продолжительность отдельных импульсов $\sim 1-2$ мин. В отличие от жемчужин, всплески $Pi1$ имеют широкий спектр и наблюдаются одновременно в сопряженных точках^{18,40}. Они обнаруживают тенденцию возникать группами по 3—5 импульсов с интервалом $\sim 5-15$ мин. Наиболее интересной особенностью является квазипериодичность всплесков. Период повторения всплесков, изображенных на рис. 5, равен $\tau \approx 10$ мин.

В главную фазу геомагнитных бурь в вечерние и предполуночные часы наблюдаются широкополосные пульсации с медленно увеличивающейся средней частотой^{9,41-43} (рис. 6). В течение примерно получаса частота нарастает от долей герца до нескольких герц: $df/dt \sim 5 \cdot 10^{-4}$ гу/сек. Рост частоты сопровождается резким повышением магнитной активности, перемещением к экватору южной границы зоны сияний, высыпанием частиц из радиационных поясов и т. п. На рис. 7 показан пример сопоставления пульсаций нарастающей частоты с данными спутниковых измерений параметров радиационного пояса⁹.

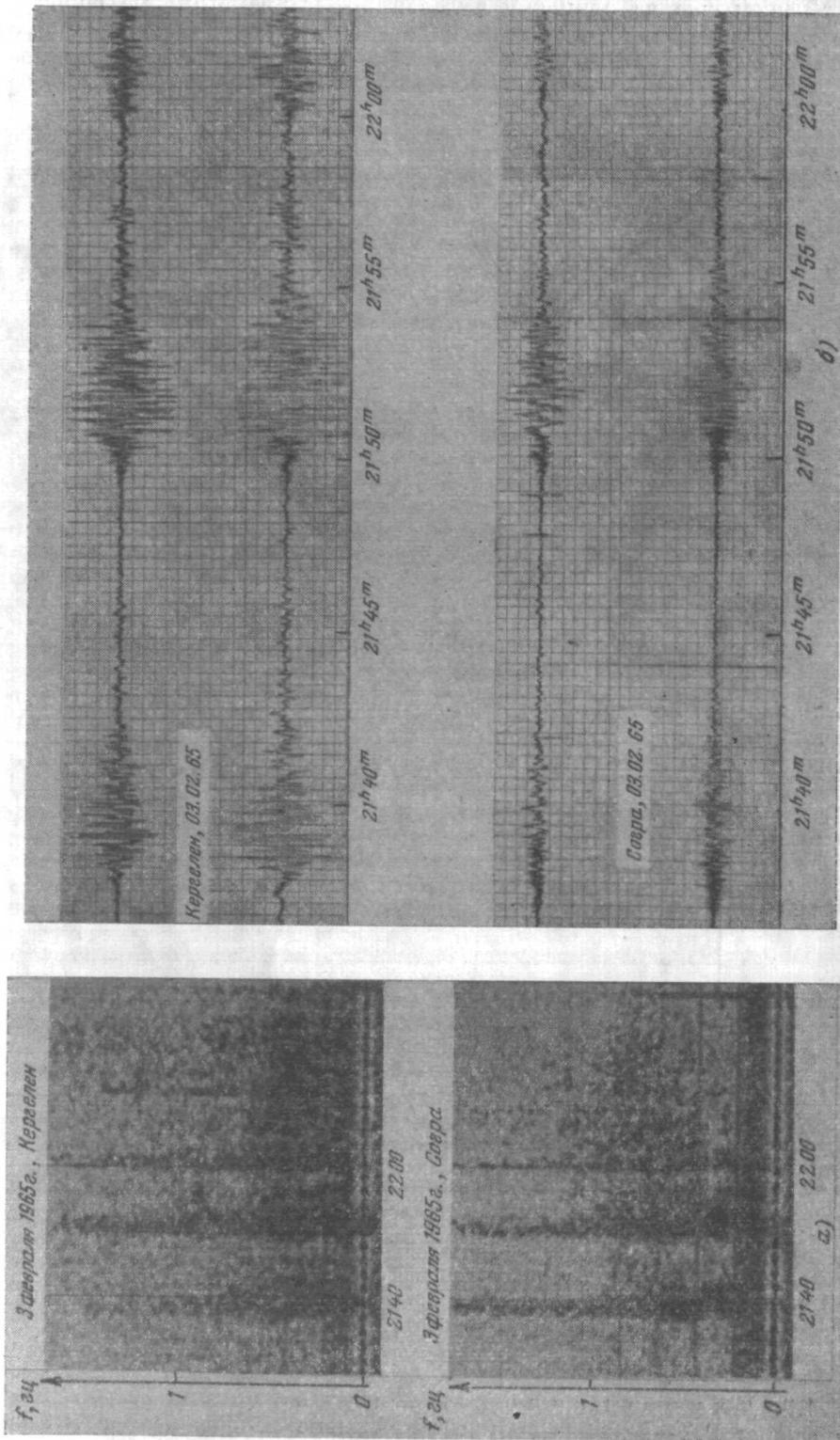


Рис. 5. Импульсивные всплески колебаний P1⁺ в сопряженных точках Согра — Кергелен.

Укажем еще на один тип пульсаций — «гидромагнитные шипения», которые условно можно отнести к диапазону $Pi1$. На сонограмме они

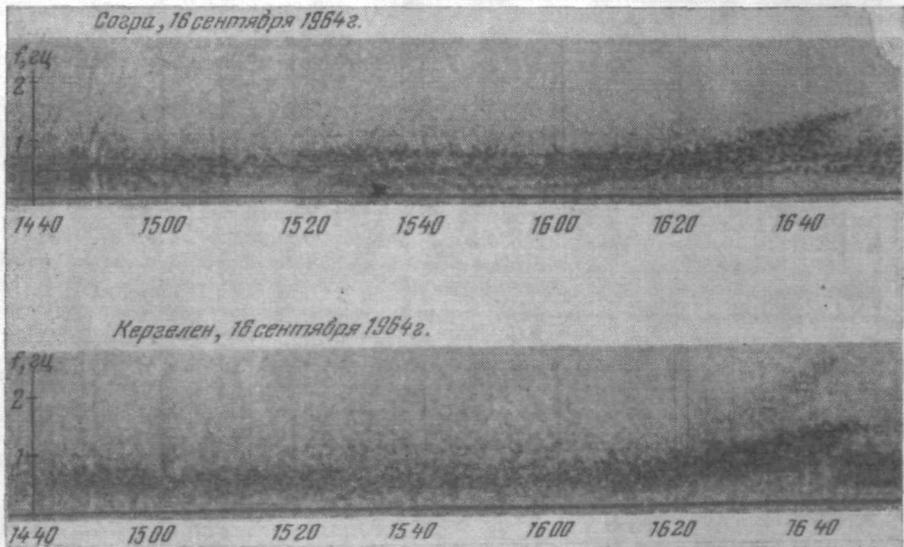


Рис. 6. Пульсации нарастающей частоты.

выглядят в виде широкой полосы, центрированной на частоте $\sim 0,5$ гц⁴⁴. Гидромагнитные шипения возникают по ночам на сравнительно спокойном магнитном фоне и не имеют тонкой структуры.

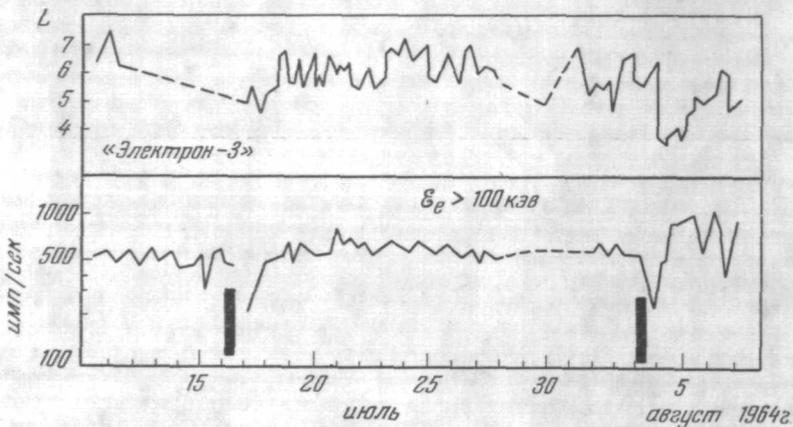


Рис. 7. Возникновение колебаний нарастающей частоты (черные вертикальные полоски) во время интенсивных вариаций параметров внешнего радиационного пояса.

На нижнем рисунке показаны изменения потока электронов с энергиями $E_e \geq 100$ кэв вблизи максимума пояса; на верхнем показана граница пояса по данным спутника «Электрон-3»⁹.

1.3. Длиннопериодные пульсации $Pc2-5$ и $Pi2$. Пульсации $Pc2-4$ наблюдаются непрерывно на обращенной к Солнцу стороне земного шара. Это самый распространенный вид пульсаций

(рис. 8, а). Амплитуда колебаний (порядка $\sim 1-10 \gamma$) спадает при удалении от полуденного меридиана и, по крайней мере в пределах среднеширотного пояса, увеличивается с увеличением геомагнитной широты. Период одновременно идущих колебаний практически одинаков на всей дневной полусфере^{5-9, 45, 46}.

Пульсации Pi2 наблюдаются в виде цугов на ночной стороне Земли (рис. 8, б). Амплитуда Pi2 (порядка $\sim 10 \gamma$) максимальна вблизи зоны сияний в околополуденные часы. В течение ночи на каждой обсерватории

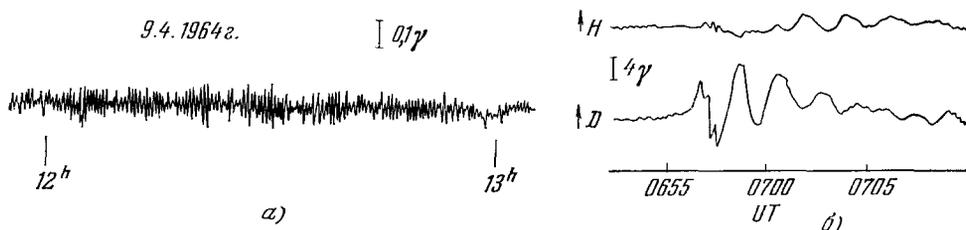


Рис. 8. Длиннопериодные пульсации, наблюдаемые днем (а) и ночью (б).

наблюдается несколько цугов. Число цугов и их амплитуда увеличиваются во время полярных магнитных возмущений. Довольно часто Pi2 являются предвестниками магнитных бурь^{5-9, 47-51}.

Период пульсаций Pc2-4 и Pi2 монотонно уменьшается с ростом геомагнитной активности, характеризуемой Kp-индексом. Природа этого эффекта выяснилась после интересных сопоставлений спектров пульсаций со спутниковыми данными о положении границы магнитосферы^{13, 15, 52}.

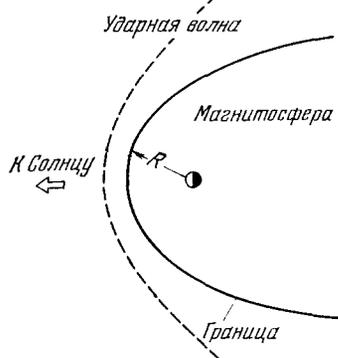


Рис. 9. Экваториальное сечение магнитосферы.

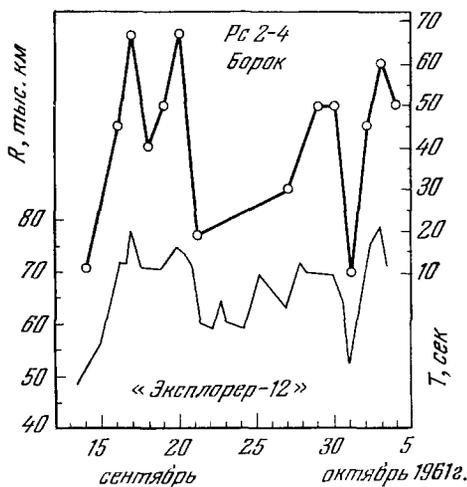


Рис. 10. Сопоставление периодов Pc2-4 с положением границы магнитосферы.

Как известно, магнитосфера Земли формируется под действием потоков солнечной плазмы и представляет собой обширную полость сложной конфигурации⁵³ (рис. 9). С подсолнечной стороны регулярное магнитное поле ограничено квазисферической поверхностью в среднем на расстоянии десяти земных радиусов; в противоположную сторону простирается длинный магнитный хвост. Прямые измерения поля и потоков частиц показывают, что граница магнитосферы находится в постоянном движении, приближаясь к поверхности Земли при усилении

солнечного ветра и удаляясь, когда ветер ослабевает и нормальное давление на поверхность полости уменьшается. Соответствующее положение границы на линии Солнце — Земля изменяется в среднем от $R \sim 8$ до $R \sim 12$ земных радиусов. Оказывается, что изменение R сопровождается изменением периода пульсаций. Типичный пример такого соответствия дан на рис. 10. Нижняя кривая показывает положение границы магнитосферы, измеренное на спутнике «Эксплорер-12»; верхняя

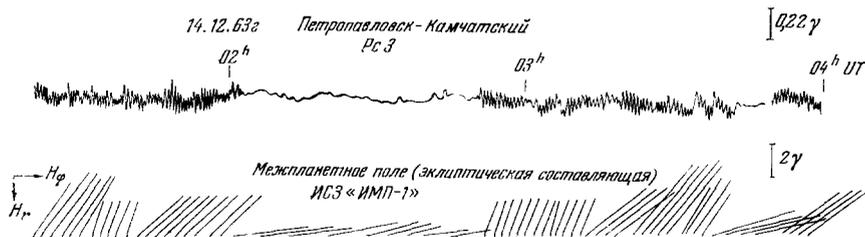


Рис. 11. Модуляция амплитуды РС2—4 межпланетным магнитным полем.

H_r и H_ϕ — радиальная и азимутальная компоненты межпланетного поля в гелиоцентрической системе координат.

кривая — период колебаний РС2—4, зарегистрированных на среднеширотной обсерватории Борок^{15, 46}.

Дальнейший анализ наземных и спутниковых данных привел к установлению следующей важной закономерности: амплитуда РС2—4 зависит от ориентации межпланетного магнитного поля⁵⁴. Вектор напряженности межпланетного поля довольно стабилен по величине ($H \sim 5-10 \gamma$), но весьма изменчив по направлению^{53, 55}. На рис. 11 показан пример модуляции амплитуды РС3 при изменении ориентации межпланетного магнитного поля в плоскости эклиптики. Видно, что при увеличении азимутальной составляющей межпланетного поля пульсации исчезают, т. е. их амплитуда падает ниже уровня шумов.

Компонента межпланетного поля H_\perp , перпендикулярная к эклиптике, как правило, в несколько раз меньше модуля эклиптической проекции⁵⁵. Тем не менее ночные дуги Pi2 чувствительны к изменениям именно этой компоненты. Наиболее часто возникают дуги спустя $\sim 20-40$ мин после изменения направления H_\perp с северного на южное, причем амплитуда Pi2 некоторым образом связана с величиной скачка ΔH_\perp (рис. 12)⁵¹.

Колебания типа РС5 локализованы в сравнительно узких полосах, вытянутых вдоль геомагнитных параллелей и, в отличие от РС2—4 и Pi2, обладают ярко выраженной зависимостью периода от широты точки наблюдения φ_0 ⁵⁶. В интервале от $\varphi_0 \approx 70^\circ$ до $\varphi_0 \approx 60^\circ$ период монотонно уменьшается от $T \sim 500$ сек до $T \sim 200$ сек. Есть основания полагать, что и на более низких широтах существуют колебания с аналогичным свойством. При $\varphi_0 < 60^\circ$ в обычных условиях они, по-видимому, маскируются глобальными пульсациями с периодом, не зависящим от φ_0 .

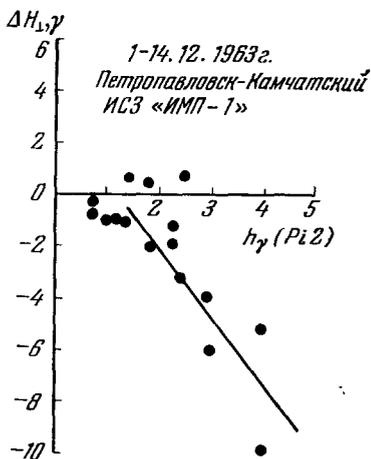


Рис. 12. Связь амплитуды дуг Pi2 с величиной скачка межпланетного поля.

Во всяком случае при ssc возбуждаются цуги колебаний с периодом $T = T(\varphi_0)$, которые удается наблюдать вплоть до $\varphi_0 \approx 53^\circ$ ⁵⁶⁻⁵⁸.

К сожалению, мы не имеем возможности дать полный обзор всех свойств пульсаций, выясненных в результате многолетних наблюдений. Более детально морфология пульсаций описана в обзорах⁸⁻¹² и в периодической литературе.

2. Колебания и волны в магнитосфере Земли

Интерпретация геомагнитных пульсаций состоит прежде всего в отождествлении конкретных типов пульсаций с определенными видами волновых полей в магнитосфере. За последние годы достигнут заметный прогресс, хотя в полной мере задача не может еще считаться решенной.

Амплитуда пульсаций достаточно мала, чтобы в первом приближении использовать линейную теорию распространения волн в плазме. В диапазоне Pc1 допустимо, кроме того, воспользоваться приближением геометрической оптики. Однако в диапазоне Pc2—5 длины гидромагнитных волн соизмеримы с размерами магнитосферы, так что необходимо применять другие приближенные методы или же численный расчет. Соударения между частицами играют существенную роль на ионосферных высотах (60—600 км над земной поверхностью). В других областях магнитосферы плазму можно считать бесстолкновительной.

Эти предварительные замечания оправдывают принятый ниже порядок изложения материала.

2.1. Распространение волн в приближении геометрической оптики. Локальный показатель преломления среды $n = ck/\omega$ определяется путем решения дисперсионного уравнения⁵⁹⁻⁶⁴

$$\text{Det} \left\{ \epsilon_{\alpha\beta} - n^2 \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \right) \right\} = 0, \quad (1)$$

где ω — частота плоской волны $\sim e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}$, k_α — компоненты волнового вектора \mathbf{k} , $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, α и β пробегают значения 1, 2, 3. Вид тензора комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}$ зависит от конкретных свойств среды. Если пренебречь соударениями и тепловым движением частиц, то тензор $\epsilon_{\alpha\beta}$ является эрмитовым и в декартовой системе координат с осью z , направленной вдоль внешнего магнитного поля \mathbf{H} , имеет вид

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \begin{Bmatrix} \epsilon & ig & 0 \\ -ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{Bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathcal{L} = 1 - \sum_j \frac{\omega_{0j}^2}{\omega(\omega - \Omega_j)}, \quad \mathcal{R} = 1 - \sum_j \frac{\omega_{0j}^2}{\omega(\omega + \Omega_j)}, \quad \eta = 1 - \sum_j \frac{\omega_{0j}^2}{\omega^2},$$

$$\epsilon = \frac{1}{2}(\mathcal{L} + \mathcal{R}), \quad g = \frac{1}{2}(\mathcal{L} - \mathcal{R}).$$

Здесь $\omega_{0j} = \sqrt{4\pi e_j^2 N_j / m_j}$ — плазменная частота, $\Omega_j = e_j H / m_j c$ — гирочастота, e_j , m_j и N_j — заряд, масса и концентрация частиц сорта j , c — скорость света. Суммирование производится по всем сортам частиц, составляющих плазму.

Магнитоактивная плазма является диспергирующей анизотропной средой, т. е. n зависит от ω и от угла θ между \mathbf{k} и \mathbf{H} . Строго вдоль внешнего магнитного поля ($\theta = 0$) распространяются две поперечные волны круго-

вой поляризации — одна с правым, другая с левым направлением вращения магнитного вектора \mathbf{h} (если смотреть вдоль \mathbf{H}). Будем для краткости

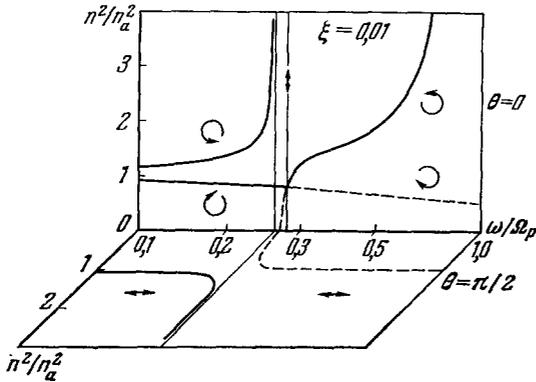


Рис. 13. Дисперсионные кривые в протонно-гелиевой плазме.

Показаны случаи продольного и поперечного распространения. Стрелки изображают характер поляризации волн.

говорить о \mathcal{R} - и \mathcal{L} -волнах, как это принято в геофизической литературе. Квадрат показателя преломления для этих волн равен $n_+^2 = \mathcal{R}$ и $n_-^2 = \mathcal{L}$ соответственно (см. (2)). Если плазма состоит из электронов и ионов одного сорта, то при $\theta = 0$ и $\omega \ll \Omega_e$ имеем

показатель преломления равен $n_+ \approx n_a$, $n_- \approx n_a / |\cos \theta|$. В магнитной гидродинамике эти волны известны как быстрая магнитозвуковая и альвеновская⁵⁹. При $\theta \neq 0$ поляризация гидромагнитных волн почти линейная (сильно сплюснутый эллипс). Вектор возмущения магнитного поля \mathbf{h} в альвеновской волне перпендикулярен к плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{H} ; в магнитозвуковой волне $\mathbf{h} \perp \mathbf{k}$ и лежит в плоскости \mathbf{k}, \mathbf{H} .

Укажем основные пределы применимости написанных формул. Давление плазмы должно быть много меньше магнитного давления: $N(T_e + T_i) \ll H^2/8\pi$ ($T_{e,i}$ — температура частиц). В магнитосфере это условие выполняется с большим запасом⁶⁵. Для \mathcal{L} -волны формула (3) справедлива при $|1 - \Omega_i/\omega|^{3/2} \ll v_{Ti}/v_a$, где $v_{Ti} = \sqrt{2T_i/m_i}$. В магнитосфере $v_a \sim \sim 3 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8$ см/сек, а тепловая скорость ионов меняется от $v_{Ti} \sim 4 \cdot 10^5$ см/сек в ионосфере до $v_{Ti} \sim 3 \cdot 10^6$ см/сек на периферии магнитосферы. Таким образом, выражение (3) для $n_-(\omega)$ несправедливо лишь в области частот, непосредственно примыкающих

где $n_a = c/v_a, v_a = H/\sqrt{4\pi m_i N}$ — альвеновская скорость, $\Omega_{e,i}$ — гирочастота электронов и ионов, N — электронная концентрация. В области еще более низких частот ($\omega \ll \Omega_i$) показатель преломления равен

$$n_{\pm}^2(\omega) = \frac{n_a^2}{1 \pm (\omega/\Omega_i)} + 1, \quad (3)$$

где $n_a = c/v_a, v_a = H/\sqrt{4\pi m_i N}$ — альвеновская скорость, $\Omega_{e,i}$ — гирочастота электронов и ионов, N — электронная концентрация. В области еще более низких частот ($\omega \ll \Omega_i$) показатель преломления равен

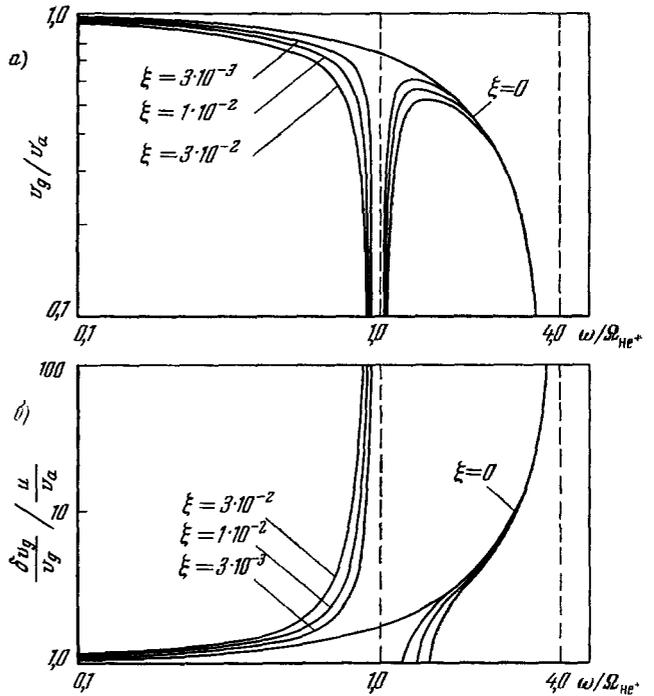


Рис. 14. Групповая скорость \mathcal{L} -волн.

а) Групповая скорость в неподвижной плазме; б) поправка, обусловленная движением плазмы.

к гирочастоте ионов. Формула $n_{\perp} = n_a / |\cos \theta|$ неверна только в узком интервале углов, близких к $\pi/2$.

Околосферная плазма содержит несколько сортов ионов с различным отношением заряда к массе. До высот порядка одной-двух тысяч километров присутствуют ионы кислорода, азота, гелия и водорода. Однако на этих высотах в диапазоне магнитных пульсаций $\omega \ll \Omega_{02}^+$ и многокомпонентность плазмы элементарно учитывается соответствующим выражением для m_i в формуле альвеновской скорости. С удалением от Земли концентрации тяжелых ионов быстро спадают практически до нуля. Что же касается ионов He^+ , то их наличие обнаружено вплоть до высот $\sim 30\,000$ км⁶⁶ (относительная концентрация $\xi = N(He^+)/N \sim 0,01$). Формула для показателя преломления плазмы, состоящей из электронов, протонов и ионов гелия, получена в работах^{67,68}. Дисперсионные кривые в протонно-гелиевой плазме показаны на рис. 13. Заметим, что наличие небольшой примеси ионов He^+ сильно влияет на поведение дисперсионных кривых лишь в непосредственной окрестности гирочастоты Ω_{He^+} .

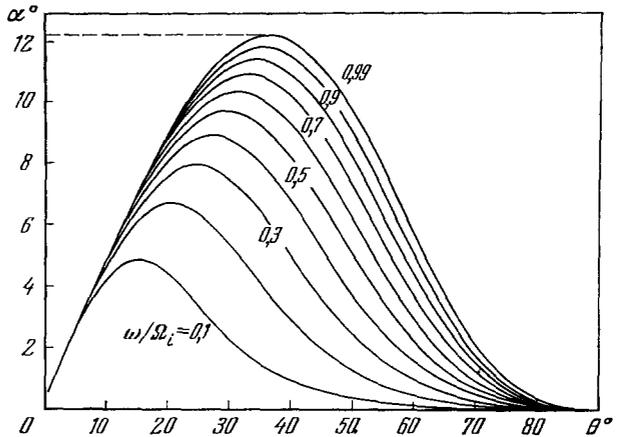


Рис. 15. Эффект магнитной фокусировки \mathcal{L} -волн (см. текст)⁷⁰.

В приближении геометрической оптики направление и скорость распространения пакета волн дается вектором групповой скорости $v_{гр} = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$. Проекция $v_{гр}$ на \mathbf{k} равна⁶⁰

$$v_{гр} = \frac{c}{\frac{\partial\omega n}{\partial\omega}}, \tag{4}$$

а угол между \mathbf{k} и $v_{гр}$ составляет

$$\psi = \arctg \left\{ -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial\theta} \right\}. \tag{5}$$

На рис. 14, а показана зависимость $v_{гр}$ от ω для \mathcal{L} -волн при $\theta = 0$ и различных значениях ξ ⁶⁹. Групповая скорость резко уменьшается с приближением ω к гирочастотам. Рис. 15 иллюстрирует эффект канализации \mathcal{L} -волн внешним магнитным полем ($\xi = 0$)⁷⁰. Видно, что при любых направлениях вектора \mathbf{k} угол $\alpha = \theta - \psi$ между $v_{гр}$ и \mathbf{H} не превышает $12,3^\circ$. Другими словами, пакет \mathcal{L} -волн распространяется почти точно вдоль внешнего магнитного поля. Для \mathcal{R} -волн аналогичный эффект магнитной фокусировки возникает в диапазоне свистящих атмосфериков ($\Omega_i \ll \omega < \Omega_e$). В интересующем нас диапазоне \mathcal{R} -волны распространяются изотропно ($\psi \ll 1$) с групповой скоростью порядка альвеновской.

Наблюдения жемчужин в сопряженных точках явно указывают на то, что траектории сигналов в магнитосфере есть силовые линии геомагнитного поля^{13, 71, 72}. Так как для фокусировки \mathcal{R} -волн требуется специальный характер распределения плазмы (см. ниже), то естественно допустить, что жемчужины являются пакетами \mathcal{L} -волн^{71, 72}. Это позволяет

также объяснить наклон структурных элементов на сонограммах к оси времени (см. рис. 3). В самом деле, при распространении пакета \mathcal{L} -волн вверх вдоль силовой линии несущая частота приближается к гирочастоте ионов и вследствие дисперсии пакет расплывается. Низкочастотные компоненты опережают высокочастотные, так что на поверхности Земли наблюдается сигнал повышающего тона. Отражение сигнала от ионосферы в сопряженных точках приводит к появлению серии жемчужин.

Период повторения жемчужин равен

$$\tau(\omega) = 2 \int \frac{dl}{|v_{\text{гп}}|}, \quad (6)$$

где dl — элемент дуги траектории (силовой линии), а интеграл берется между сопряженными точками. В сферической системе координат уравнение силовой линии дипольного поля имеет вид

$$\frac{r}{r_e} = L \cos^2 \varphi, \quad (7)$$

где φ — геомагнитная широта, L — расстояние до вершины силовой линии в единицах радиуса Земли $r_e = 6,4 \cdot 10^8$ см. Напряженность магнитного поля вдоль силовой линии с параметром L равна

$$H = \frac{H_0}{L^3} \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}}{\cos^6 \varphi}, \quad (8)$$

где $H_0 = 0,31$ гс — геомагнитное поле на экваторе. Распределение концентрации плазмы можно задать, например, в виде $N = N_0 (r_e/r)^3$.

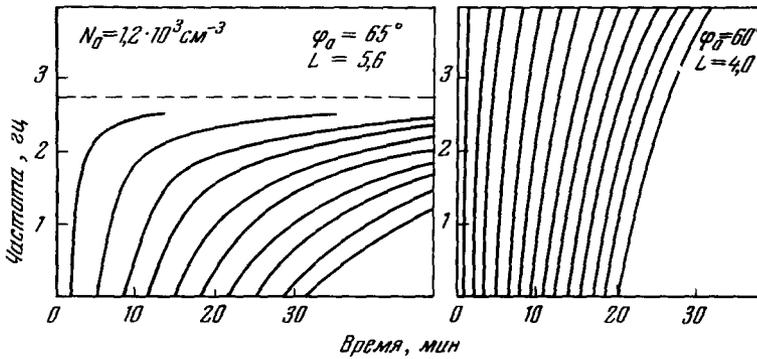


Рис. 16. Теоретическая сонограмма жемчужин ⁷². Пунктиром на левом рисунке показано значение гирочастоты протонов в вершине силовой линии.

На рис. 16 показаны динамические спектры \mathcal{L} -волн, рассчитанные по формулам (3), (4), (6) — (8) ⁷². Для простоты расчета предполагалось, что сигнал мгновенно испущен на широте φ_0 .

Оценим применимость геометрической оптики для данного случая. В известном условии $\left| \frac{1}{n^2} \frac{dn}{dl} \frac{c}{\omega} \right| \ll 1$ положим $n \sim n_a$. Тогда $d \ln n/dl < d \ln H/dl \sim 3l$, где l — координата вдоль силовой линии, отсчитываемая от центра магнитного диполя. Если учесть, что период повторения τ по порядку величины равен $\sim 6r_e L/v_a$, то указанное условие запишется в виде $\tau f \gg 3r_e L/l$. Так как $1 < l/r_e \leq 1,5L$, а $f\tau \sim 10^2$ (см. п. 1.1), то использование геометрической оптики, по-видимому, оправдано.

Сопоставляя теоретические сонограммы жемчужин с наблюдаемыми на опыте, можно оценить отношение несущей частоты ω к гирочастоте протонов в вершине траектории. Измеренная таким образом величина ω/Ω_p меняется от случая к случаю в пределах $\sim 0,3-0,7$ и в среднем равна $\sim 0,5$ ⁷³⁻⁷⁷. Аналогичные цифры получены в⁷⁸ независимым методом. Но это означает, что ω выше, чем Ω_{He^+} в вершине траектории^{79, 80}. Следовательно, при распространении из одной сопряженной точки в другую пакет \mathcal{L} -волн должен пересечь две полосы непрозрачности, расположенные симметрично относительно плоскости экватора (см. рис. 13). Величина ослабления амплитуды сигнала порядка⁷⁹ $A(\delta b) \approx 5,4 \times 10^{11} [f^{2/3} \xi / v_a]$. При типичных значениях $\xi \sim 10^{-2}$, $v_a \sim 10^8$ см/сек и $f \sim 1$ гц ослабление весьма велико, $A \sim 54 \delta b$.

Чтобы согласовать наличие в магнитосфере ионов He^+ с результатами измерений отношения ω/Ω_p , приходится сделать вывод, что траектория жемчужин является «комбинированной» (рис. 17)⁷⁷. От вершины силовой линии сигнал распро-

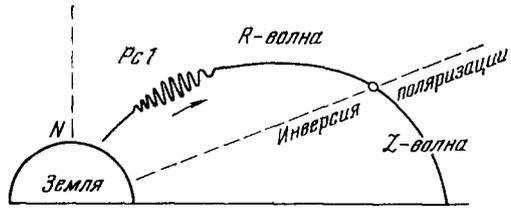


Рис. 17. «Комбинированная» траектория жемчужин.

страняется в виде пакета \mathcal{L} -волн. В точке траектории, где $\omega \approx \Omega_{He^+}$, происходит инверсия поляризации и дальнейший путь к Земле сигнал продельвает в виде \mathcal{R} -волн, распространяющихся в плазменном столбе или слое, вытянутом вдоль силовой линии. Так как дисперсионные эффекты возникают главным образом в вершинной части траектории, вид динамических спектров качественно не изменяется.

В работе⁸¹ найдено условие, при котором кривизна лучей, возникающая вследствие рефракции \mathcal{R} -волн в неоднородной среде, равна кривизне геомагнитных силовых линий. В области частот $\omega < \Omega_i$ магнитная фокусировка \mathcal{R} -волн возможна лишь при достаточно резком спаде концентрации плазмы в направлении, перпендикулярном к магнитной оболочке. Подобный градиент концентрации существует в районе так называемого «колена» (или плазмопаузы^{82, 83}), меняющего свое положение в зависимости от уровня магнитной активности в интервале $L \sim 4-6$. Не исключено существование в магнитосфере и других образований, типа вытянутых волокон плазмы, способных канализировать \mathcal{R} -волны. Однако в области резких градиентов концентрации плазмы геометрическая оптика неприменима, и для обоснования гипотезы о комбинированной траектории жемчужин требуется более строгий расчет.

Мы не рассматриваем здесь других типов низкочастотных волн, вероятно, существующих в магнитосфере, так как их отождествление с наблюдаемыми на Земле пульсациями остается еще проблемой. Укажем, однако, на медленные магнитозвуковые волны, которые, возможно, дают вклад в спектр хаотичных пульсаций в зоне сияний. Дисперсионное соотношение имеет вид⁶³ $\omega = kv_s |\cos \theta|$, а декремент затухания равен $\gamma \sim \sqrt{m_e/m_i} \omega$. Здесь $v_s = \sqrt{T_e/m_i}$, и предполагается, что $T_e \gg T_i$, так как в противном случае волны сильно затухают. Время пробега пакета волн из одной сопряженной точки в другую при $L \sim 7$ и $v_s \sim 5 \cdot 10^6$ см/сек порядка $\tau \sim 1$ час. Из условия $\tau \ll 1$ находим, что слабо затухают волны с периодом $T \gg 1$ мин.

До сих пор говорилось о распространении волн в неподвижной плазме. Однако в космических условиях движущаяся плазма — явление обычное. В межпланетном пространстве с большой скоростью проносятся

солнечные корпускулярные потоки. В магнитосфере существует сложная система конвективных, дрейфовых, термодиффузионных и тому подобных перемещений плазмы. Наконец, плазма находится в движении относительно приемника электромагнитных волн, установленного на спутнике или ракете.

Искажение траектории и дополнительное запаздывание сигналов, распространяющихся в движущейся плазме, как правило, невелики. Поэтому можно использовать выражение для показателя преломления n' движущейся плазмы с точностью до членов первого порядка по $\beta = u/c$ ⁸⁴:

$$n' = n + \beta_z \left\{ \left(1 - n \frac{\partial \omega n}{\partial \omega} \right) \frac{\cos \gamma}{\cos \eta} - \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \cos \theta} \left(1 - \frac{\cos \gamma \cos \theta}{\cos \eta} \right) \right\}. \quad (9)$$

Здесь n — показатель преломления покоящейся плазмы, и если \mathbf{u} — скорость движения плазмы, $\beta_z = u_z/c$, $u_z = u \cos \eta$, γ и η — углы между векторами \mathbf{u} , \mathbf{k} и \mathbf{u} , \mathbf{H} соответственно. Рассчитанная по формуле (9) поправка к групповой скорости $\delta v_{гр} = |v_{гр}' - v_{гр}|$ максимальна в районе гирочастот (рис. 14, б). Особенности распространения волн в движущейся космической плазме, которые могут наблюдаться на опыте, рассмотрены в работах ^{85, 86}.

2.2. Собственные колебания магнитосферы. При расчете спектра собственных колебаний магнитосферы обычно исходят из линеаризованной системы уравнений идеальной магнитной гидродинамики ⁸⁷

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} &= -c \operatorname{rot} \mathbf{E}, & \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= \frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{H}], \\ \mathbf{j} &= \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \mathbf{h}, & \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}], \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где $\rho = Nm_i$ — плотность плазмы, \mathbf{E} , \mathbf{h} , \mathbf{v} , \mathbf{j} — малые возмущения одного порядка. В уравнениях (10) опущены ток смещения и градиент давления. Кроме того, пренебрежено эффектом Холла, джоулевой диссипацией, эффектами вязкости и теплопроводности. Применимость уравнений в такой форме для описания колебаний магнитосферы обсуждается в ⁸⁷.

Дифференцируя по времени первое из уравнений (10) и исключая из него поле \mathbf{E} с помощью остальных, получим волновое уравнение для \mathbf{h} :

$$\operatorname{rot} \{ (4\pi\rho)^{-1} [\mathbf{H} [\mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{h}]] \} - \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} = 0. \quad (11)$$

Аналогичным образом получается уравнение для \mathbf{E} :

$$(4\pi\rho)^{-1} [\mathbf{H} [\mathbf{H} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}]] - \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (12)$$

Уравнения (11) и (12) эквивалентны друг к другу, но при решении конкретных задач удобнее пользоваться каким-либо одним из них.

В известном приближении магнитосферу можно считать аксиально-симметричной и искать решения волнового уравнения, зависящие от φ как $e^{im\varphi}$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, φ (не путать с обозначением широты) — азимут сферической системы координат (r, ϑ, φ) с полярной осью вдоль оси симметрии. Вид волнового уравнения значительно упрощается, если колебания также являются симметричными ($m = 0$). Для этого случая имеем два не связанных между собой дифференциальных уравнения второго порядка ⁸⁷. Одно из них описывает так называемые крутильные колебания

$$(r \sin \vartheta) (\mathbf{H} \nabla) [(4\pi\rho)^{-1} (r \sin \vartheta)^{-2} (\mathbf{H} \nabla) (h_\varphi r \sin \vartheta)] - \frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial t^2}, \quad (13)$$

другое — полоидальные колебания

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\sin \vartheta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right] \chi - \frac{1}{v_a} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2}. \quad (14)$$

Здесь введено обозначение $\chi \equiv r \sin \nu E_\varphi$. Колебания этого класса линейно поляризованы, причем в крутильных колебаниях $\mathbf{h} = (0, 0, h_\varphi)$, $\mathbf{E} = (E_r, E_\nu, 0)$, $\mathbf{v} = (0, 0, v_\varphi)$, а в полоидальных колебаниях $\mathbf{h} = (h_r, h_\vartheta, 0)$, $\mathbf{E} = (0, 0, E_\varphi)$, $\mathbf{v} = (v_r, v_\vartheta, 0)$.

При $m \neq 0$ ситуация значительно более сложная. Некоторое упрощение вновь возникает при очень больших номерах азимутального числа^{87, 88}, однако все эти случаи исследованы еще недостаточно полно. Основное внимание обычно уделяется уравнениям (13) — (14), так как их можно сравнительно легко решить численными методами.

Граничное условие для крутильных колебаний задается на земной поверхности и в силу высокой проводимости земной коры имеет вид

$$E_t(r = r_c) = 0, \quad (15)$$

где E_t — горизонтальная проекция электрического вектора. Иными словами, поверхностный импеданс Земли принимается равным нулю*). При исследовании полоидальных колебаний граничные условия в общем случае необходимо задавать на поверхности Земли, на внешней поверхности магнитосферы и, вообще говоря, на других поверхностях раздела, например, на поверхности плазмоспаузы^{92, 93}.

Уравнение (13) описывает колебания магнитных оболочек, причем различные оболочки колеблются независимо друг от друга⁸⁷. Для расчета спектра задают модель магнитосферы и, как правило, численно решают уравнение (13) при граничном условии (15)⁹⁴⁻⁹⁶. Рис. 18 дает представление о рассчитанной таким образом зависимости периода основной моды крутильных колебаний от широты пересечения магнитной оболочки с земной поверхностью⁹⁴. Кривая 1 соответствует модели магнитосферы с более высокой в среднем плотностью, чем кривая 2.

Крутильные колебания можно отождествить с геомагнитными пульсациями, период которых зависит от широты наблюдения (п. 1.3). Пунктирная линия на рис. 18 проведена через известные из литературы экспериментальные точки^{45, 56}. Видно, что на низких широтах наблюдения лучше соответствуют кривой 1, а на высоких широтах — кривой 2. Так как перелом возникает на широте $\varphi_0 \sim 60^\circ$ ($L \sim 4$), то можно полагать, что этот эффект отражает существование плазмоспаузы. (При расчете 1 и 2 наличие плазмоспаузы не учитывалось.)

Полоидальные колебания, описываемые уравнением (14), охватывают весь резонирующий объем или значительную его часть. Период колебаний

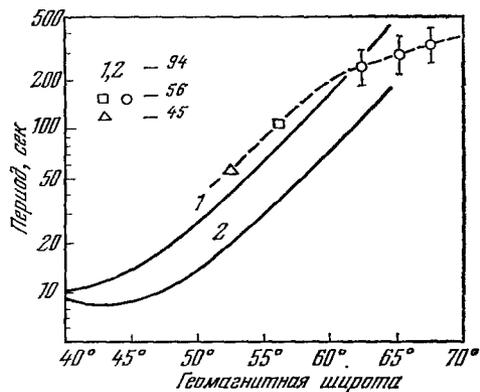


Рис. 18. Зависимость периода крутильных колебаний от геомагнитной широты.

*) В диапазоне микропульсаций импеданс земной поверхности весьма мал, но, разумеется, отличен от нуля. Зависимость импеданса от частоты колебаний используется для электромагнитного зондирования Земли с целью изучения структуры ее глубин и поиска полезных ископаемых⁸⁹⁻⁹¹.

слабо зависит от геомагнитной широты. Аналогичными свойствами обладают пульсации типа Pc 2—4. На этом основании их принято считать полоидальными колебаниями магнитосферы^{5-10, 93, 97}. По порядку величины период колебаний равен $T \sim R/v_a$, где R — характерный размер резонатора. Расстояние от границы магнитосферы до плазмопаузы $R \sim 5r_e$, а до поверхности Земли $R \sim 10r_e$. При $v_a \sim 10^8$ см/сек получим $T \sim 30$ сек и $T \sim 60$ сек соответственно.

Несомненно, колебания реальной магнитосферы могут значительно отличаться от крутильных или полоидальных. Укажем в этой связи на работу⁸⁸, в которой прямым методом вариационного исчисления сделана оценка собственных частот колебаний с большими азимутальными числами ($m \gg 1$). Авторы⁸⁸ полагают, что именно такие колебания наблюдаются в виде пульсаций Pc 2—4.

2.3. Распространение волн в ионосферных слоях. С приближением к Земле плотность нейтральной атмосферы нарастает экспоненциально, и ниже некоторого уровня газ становится ионизованным лишь частично. Ниже ~ 500 км соударения электронов и ионов с нейтральными молекулами начинают заметно влиять на характер распространения гидромагнитных волн; ниже ~ 150 км это влияние оказывается решающим.

Другая особенность распространения волн в этой области высот связана с резкой вертикальной неоднородностью среды. Это приводит к формированию гидромагнитного волновода, по которому пульсации могут распространяться вдоль земной поверхности.

Тензор проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}$ частично ионизованного газа получается из (2) путем формальной замены m_j на $m_j(1 + iv_j/\omega)$, где v_j — частота соударений заряженных частиц с нейтральными. При этом не учитываются электрон-ионные соударения и колебания нейтрального газа. Однако в диапазоне пульсаций влияние этих факторов невелико. Зная выражение $\epsilon_{\alpha\beta}$ через параметры плазмы, можно выбрать

конкретную модель ионосферы и попытаться тем или иным способом решить волновое уравнение⁶⁰

$$\Delta \mathbf{E} - \text{grad div } \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{D} = 0, \quad (16)$$

где $D_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta} E_\beta$. Даже при учете того обстоятельства, что ионосферу можно считать горизонтально-слоистой, задача интегрирования (16) в общем весьма сложна и приходится ограничиваться анализом отдельных частных случаев.

Большое число работ посвящено расчету прохождения через ионосферу вертикально падающих плоских волн⁹⁸⁻¹⁰³. Рис. 19 дает представление о частотной зависимости амплитудного коэффициента прохождения \mathcal{R} - и \mathcal{L} -волн через дневную ионосферу (сплошная и пунктирная линии)⁹⁹. Ночью ионосфера гораздо более прозрачна, чем днем.

При наклонном падении возможен захват \mathcal{R} -волн в ионосферные слои. Существование гидромагнитного волновода можно понять из сле-

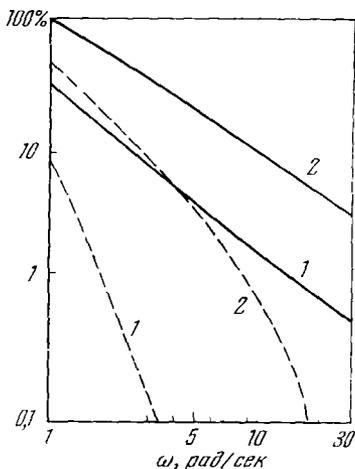


Рис. 19. Коэффициент прохождения гидромагнитных волн через дневную ионосферу⁹⁹. 1 — максимальная, 2 — минимальная солнечная активность.

дующих качественных рассуждений. Вертикальный профиль показателя преломления $n(z) \sim c/v_a \sim \text{const} \cdot N^{1/2}(z)$ повторяет профиль концентрации плазмы, т. е. имеет максимум на высоте около 300 км. Поскольку же, как известно из геометрической оптики, лучи изгибаются в сторону увеличения показателя преломления, H -волны будут концентрироваться к плоскости $z \approx 300$ км (рис. 20)¹⁰⁴.

Строгая теория гидромагнитного волновода должна включать в себя описание структуры источника волн, учитывая связь мод, сферичность и горизонтальную неоднородность ионосферы и т. п. По вполне понятным причинам столь полная теория еще не построена. В настоящее время основные усилия направлены к уточнению качественной картины. На упрощенных моделях производятся численные расчеты критической частоты волновода, фазовой и групповой скорости¹⁰⁵, коэффициента волноводного затухания¹⁰⁴, поляризации волн¹⁰⁶ и т. п. Разрабатываются методические вопросы теории распространения волн в неоднородных анизотропных средах типа ионосферы^{107, 108}.

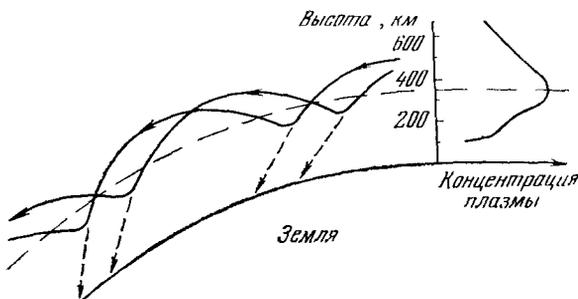


Рис. 20. Ионосферный волновод¹⁰⁴.

Тот факт, что жемчужины с периодами $T < 2$ сек наблюдаются глобально, а с $T > 2$ сек более или менее локально⁸, косвенно указывает на существование волновода с критической частотой $\sim 0,5$ гц. Наиболее прямое доказательство волноводного распространения жемчужин вдоль ионосферных слоев дали точные измерения времени прихода отдельных сигналов на далеко отстоящие пункты наблюдения. Найденная скорость распространения жемчужин (несколько сотен километров в секунду) близка к альвеновской скорости в слое $F2$ ионосферы¹⁰⁵.

3. Механизмы возбуждения пульсаций

Причиной возникновения почти всех видов геомагнитных пульсаций является неустойчивость окружающей Землю космической плазмы*). Пульсации в коротковолновом участке спектра (жемчужины, гидромагнитные шипения, колебания нарастающей частоты) возбуждаются по причине кинетической неустойчивости распределения энергичных частиц, заполняющих магнитосферу. Напротив, механизм генерации длинноволновых пульсаций (собственных колебаний магнитосферы) — неустойчивость гидродинамического типа, возникающая, например, при обтекании магнитосферы солнечным ветром.

Наиболее разработана в линейном приближении теория циклотронной неустойчивости протонов внешнего радиационного пояса^{65, 111–115}. Неустойчивость, в которой многие авторы видят причину появления жемчужин, обусловлена анизотропией распределения энергичных протонов по скоростям. Достигнуты также успехи в теории возбуждения волн на поверхности геомагнитной полости^{87, 88, 123}. Ниже излагаются

*) Пожалуй, единственное исключение — это магнитные флуктуации типа изображенных на рис. 4. Они возникают вследствие быстрых вариаций струйного тока, текущего в зоне сияний на высоте около 120 км^{12, 109, 110}.

основные результаты этих работ. Попутно обсуждаются другие механизмы генерации.

Следует отметить, что построение теории пульсаций только начато и многие принципиальные вопросы еще не ясны. Это относится прежде всего к различным нелинейным эффектам, возникающим в неустойчивой плазме. Внутри магнитосферы нарастающие волны оказывают заметное влияние на распределение частиц радиационных поясов^{4, 65}; на периферии магнитосферы развивается сильная турбулентность. Качественные особенности некоторых типов пульсаций указывают на жесткий режим их возбуждения, т. е. природа таких пульсаций вообще не может быть понята в рамках линейной теории неустойчивости. Интенсивное исследование геомагнитных пульсаций, с одной стороны, и развитие физики плазмы, с другой, приведут, надо полагать, в ближайшем будущем к более глубокому пониманию механизмов возбуждения низкочастотных волн в магнитосфере.

3.1. Кинетическая неустойчивость. Условие резонанса, при котором происходит эффективный обмен энергией между волной и частицей, имеет вид⁶⁰

$$\omega = s\Omega_j + ku \cos \theta, \quad s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (17)$$

где Ω_j — гирочастота, u — проекция скорости частицы на внешнее магнитное поле. Кинематический смысл (17) состоит в том, что в системе координат, где ларморовский центр частицы неподвижен, частота волны либо равна нулю ($s = 0$), либо кратна гирочастоте частицы ($s \neq 0$). Если $s = 0$, то (17) совпадает с условием черенковского излучения; если же $s > 0$, то (17) есть формула нормального, а при $s < 0$ — аномального эффекта Доплера для осциллятора с частотой Ω_j .

Резонансный характер неустойчивости энергичных частиц в магнитосфере позволяет использовать выражение (17) для оценки спектра частот нарастающих волн¹¹⁶⁻¹²². Например, в случае резонанса между протонами и поперечными волнами, бегущими строго вдоль внешнего магнитного поля, имеем¹¹⁶

$$\frac{u}{v_a} = \left(1 \pm \frac{\omega}{\Omega_p}\right)^{1/2} \left(1 - s \frac{\Omega_p}{\omega}\right). \quad (18)$$

Это выражение получено из (17) путем исключения $k = (\omega/c) n$ с помощью (3). Если $u \gg v_a$, то $\omega \approx \Omega_p (v_a/u)$. Вблизи максимума протонного пояса ($L \approx 4$) $\Omega_p \approx 47$ рад/сек, $v_a \approx 7 \cdot 10^7$ см/сек, $u \approx 7 \cdot 10^8$ см/сек и $\omega \approx 4,7$ рад/сек.

В линейном по амплитуде волны приближении устойчивость однородной плазмы исследуется путем анализа корней дисперсионного уравнения (1), в которое поставлены соответствующие выражения компонент тензора $\epsilon_{\alpha\beta}$, зависящие от функции распределения частиц по скоростям⁶¹⁻⁶⁴. (Общие формулы, определяющие $\epsilon_{\alpha\beta}$, даны, например, в обзоре⁶².) Магнитосфера заполнена низкотемпературной плазмой, которую можно считать холодной, и небольшой примесью энергичных частиц. В этих условиях дисперсионное уравнение для гидромагнитных волн, бегущих вдоль силовых линий, принимает вид¹¹¹⁻¹¹⁵

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n_{\pm}^2(\omega) = -i\pi^2 \frac{\Omega_p \omega_{0p}'^2}{c^2 k} \int_0^{\infty} v_{\perp}^2 dv_{\perp} \left[\frac{kv_{\perp}}{\Omega_p} \frac{\partial f}{\partial v_z} \mp \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \right]_{v_z=u}. \quad (19)$$

Здесь $\omega_{0p}' = \sqrt{4\pi e^2 N/m_p}$, N' — концентрация, а $f(v_{\perp}, v_z)$ — функция распределения энергичных протонов по скоростям. (Взаимодействие с электронами в данном случае неэффективно.) Резонанс имеет место

на первой гармонике гирочастоты протонов: $u = (\omega \pm \Omega_p)/k$. Верхний и нижний знаки относятся к \mathcal{R} - и \mathcal{L} -волнам соответственно.

Положим $\omega = \text{Re } \omega > 0$ и $k = k' + ik''$. Если $k'' > 0$, то волны затухают; если же $k'' < 0$, то нарастают, система неустойчива. При $|k''/k'| \ll 1$ действительная часть волнового числа определяется параметрами холодной плазмы: $k' = (\omega/c) n_{\pm}$, где n_{\pm} дается формулой (3). Мнимая часть зависит от конкретного вида функции распределения энергичных протонов. Выбирая двухтемпературное максвелловское распределение

$$f(v_{\perp}, v_z) = \frac{m_p}{2\pi T_{\perp}} \sqrt{\frac{m_p}{2\pi T_{\parallel}}} e^{-\frac{m_p v_{\perp}^2}{2T_{\perp}}} e^{-\frac{m_p v_z^2}{2T_{\parallel}}}, \quad (20)$$

получим

$$k_{\pm}''(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega}{w_{\parallel}} \left(\frac{\omega'_{\theta p}}{ck'_{\pm}} \right)^2 \left[\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \mp \frac{\Omega_p}{\omega} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \right] \exp \left\{ - \left[\frac{\omega \pm \Omega_p}{k'_{\pm} w_{\parallel}} \right]^2 \right\}. \quad (21)$$

Если распределение по скоростям изотропно ($T_{\perp} = T_{\parallel}$), то волны затухают. При «положительной» анизотропии ($T_{\perp} > T_{\parallel}$) усиливаются \mathcal{L} -волны, а \mathcal{R} -волны затухают; при «отрицательной» анизотропии — наоборот. Зная k'' как функцию параметров среды, можно в приближении геометрической оптики рассчитать коэффициент усиления (затухания) пакета волн, прошедшего определенный отрезок пути в магнитосфере:

$$A(\omega) = \int_{l_1}^{l_2} k''(\omega, l) dl.$$

Описанная схема в той или иной модификации используется при анализе неустойчивости протонного пояса ^{65, 111-115 *}.

В протонном поясе поперечная энергия частиц больше продольной, т. е. имеет место положительная анизотропия и раскачиваются \mathcal{L} -волны. На данной L -оболочке неустойчивость наиболее быстро развивается вблизи экваториальной плоскости. Зависимость резонансной частоты от L дается формулой $\omega \approx 300/L^3$ рад/сек.

Неустойчивость имеет конвективный характер, т. е. протонный пояс работает как усилитель гидромагнитных сигналов. Поскольку, однако, усиленный сигнал после отражения от ионосферы возвращается в систему, то возникает положительная обратная связь и пояс может перейти в режим генерации. Суммарный коэффициент усиления при двукратном прохождении сигнала через радиационный пояс приближенно равен (см., например, ¹⁰)

$$A(L) (\delta\delta) \approx 10^{-5} \left(\frac{L}{10} \right)^4 I\Delta - 20 \lg \left(\frac{1}{P} \right), \quad (22)$$

где P — коэффициент отражения от ионосферы. В максимуме ($L \approx 4$) поток протонов с энергией ≥ 100 кэв порядка ¹²⁴ $I \approx 6 \cdot 10^7$ см⁻²сек⁻¹, а степень анизотропии температур $\Delta = (T_{\perp}/T_{\parallel} - 1) \approx 1$, откуда следует, что генерация возникает при $P \geq 0,15$ (на частоте $\sim 0,7$ гц). Переход в надкритическое состояние возможен как при возрастании $I\Delta$, так и при уменьшении потерь энергии волн в ионосфере. Так как величина $I\Delta$, по-видимому, слабо зависит от времени суток, а поглощение в ионосфере ночью меньше, чем днем, то наиболее благоприятными для генерации являются ночные часы.

*) В работе ⁶⁵ более корректно, чем здесь, учтена неоднородность магнитосферы, и получена формула для коэффициента усиления, справедливая в релятивистском случае.

По мере роста интенсивности колебаний включаются различные нелинейные процессы. В работе¹¹² рассмотрено в квазилинейном приближении рассеяние протонов на гидромагнитных волнах. Частицы диффундируют по pitch-углам, степень анизотропии уменьшается, некоторая доля захваченных частиц попадает в конус потерь и покидает пределы геомагнитной ловушки. Если источник частиц стационарный, то в результате формируется стационарный спектр гидромагнитных шумов, стационарный поток частиц в конус потерь и стационарное распределение захваченных частиц. Возможно, впрочем, что спектр гидромагнитных шумов в протонном поясе определяется скорее взаимодействием волн друг с другом, чем квазилинейной диффузией¹⁰.

Кажется сомнительным, чтобы в результате этих процессов возбуждались жемчужины, как это предполагается в работах^{65, 111, 113, 115}. Трудно понять, каким образом неустойчивость протонного пояса могла бы привести к формированию узкополосных сигналов, попеременно появляющихся в сопряженных точках. Вероятно, в протонном поясе возбуждаются гидромагнитные шипения, не имеющие дискретной структуры (см. п. 1.2)¹¹⁹.

Излучение протонного пояса максимально на оболочке $L \sim 4$, в то время как траектории жемчужин пролегают заметно выше⁷³⁻⁷⁸: $L \sim 5-8$. Предварительный анализ изолированных серий жемчужин показал¹²⁵, что поток протонов в максимуме радиационного пояса вполне достаточен для возбуждения волн с наблюдаемой величиной коэффициента усиления в диапазоне $\omega/\Omega_p \sim 0,1$. Между тем подобные значения ω/Ω_p реально никогда не регистрировались: отношение частоты жемчужин к гирочастоте протонов в вершине силовой линии меняется в пределах $\sim 0,3-0,7$. Энергия резонансных протонов составляет при этом несколько *кэв* (см. гл. III, п. 2). Более того, согласно данным работы¹²⁵ коэффициент усиления в начале серии довольно часто увеличивается с течением времени, т. е. рост амплитуды происходит круче, чем по экспоненте. Можно высказать предположение, что генерация жемчужин происходит в результате нелинейной неустойчивости с жестким режимом¹⁷. Магнитосфера в области генерации устойчива относительно малых возмущений, но пакеты волн конечной амплитуды, возникающие в результате флуктуаций, усиливаются и наблюдаются в виде жемчужин.

Конкретную модель нелинейной неустойчивости построить нелегко. Обратим, однако, внимание на следующее обстоятельство¹⁷. Тот факт, что несущая частота жемчужин лежит в пределах $\Omega_{He+} < \omega < \Omega_p$, кажется не случайным: только в этом случае траектория сигналов является комбинированной (см. рис. 17). В линейном приближении на « \mathcal{L} -участке» траектории волна усиливается, а на « \mathcal{R} -участке» затухает (см. (21)). Суммарный коэффициент усиления волн малой амплитуды (когда отсутствуют захваченные частицы) меньше нуля, т. е. система стабильна. При появлении пакета волн конечной амплитуды возможен захват резонансных частиц в потенциальные ямы волны, затухание на « \mathcal{R} -участке» уменьшается и амплитуда пакета начинает нарастать. Если же в магнитосфере возникает ситуация, при которой \mathcal{L} -волны усиливаются в диапазоне $\omega < \Omega_{He+}$, то траектории простые и возбуждаются гидромагнитные шипения, но отнюдь не жемчужины.

Теперь кратко обсудим свойства пульсаций нарастающей частоты (см. рис. 6). В работах^{43, 126} в качестве одной из причин роста частоты рассматривается изменение резонансных свойств ионосферы во время магнитной бури. Однако с этой позиции трудно объяснить поразительную идентичность спектров в сопряженных точках. По-видимому, изменение частоты происходит непосредственно в области генерации, расположен-

ной симметрично относительно сопряженных точек, т. е. вблизи плоскости экватора.

Широко распространена точка зрения, что депрессия геомагнитного поля во время главной фазы бури обусловлена кольцевым током протонов с энергией ~ 10 кэв, дрейфующих вокруг Земли в западном направлении¹²⁷. В работах^{114, 128} предположено, что пульсации нарастающей частоты возбуждаются вследствие циклотронной неустойчивости протонов кольцевого тока. Под действием нарастающих гидромагнитных шумов протоны диффундируют по пичч-углам и сбрасываются в конус потерь. Депрессия геомагнитного поля в области генерации уменьшается и возникает рост частоты пульсаций. Наблюдениям, однако, лучше соответствует точка зрения, что нарастание частоты обусловлено перемещением резонансных частиц в глубь магнитосферы под действием крупномасштабного электрического поля (см. гл. III, п. 2.3).

Наконец, укажем на работу¹¹⁷, в которой исследуется механизм генерации импульсивных всплесков колебаний (см. рис. 5). Широкий спектр и отсутствие дисперсии свидетельствует о том, что пульсации возбуждаются у нижних концов силовых трубок, а тесная связь появления всплесков с авроральной активностью позволяет отождествить механизм генерации с неустойчивостью электронных пучков, вторгающихся в зону сияний с периферии ночной магнитосферы.

3.2. Г и д р о д и н а м и ч е с к а я н е у с т о й ч и в о с т ь. Граница магнитосферы, обтекаемая потоком солнечной плазмы, неустойчива относительно нарастания поверхностных волн^{87, 88}. Механизм неустойчивости аналогичен тому, который приводит к появлению ветровых волн на воде.

В простейшей модели граница магнитосферы плоская и резкая. По одну сторону от границы (в «магнитосфере») плазма с плотностью ρ_1 неподвижна, магнитное поле \mathbf{H}_1 параллельно границе. По другую сторону (в «солнечном ветре») плазма с плотностью ρ_2 движется параллельно границе со скоростью U , а магнитное поле отсутствует ($\mathbf{H}_2 = 0$). Подобный разрыв параметров среды относится в магнитной гидродинамике к классу тангенциальных⁵⁹. Если считать плазму несжимаемой, то условие неустойчивости тангенциального разрыва имеет вид

$$Uk > H_1 k \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{4\pi\rho_1\rho_2} \right)^{1/2}.$$

Наиболее быстро нарастают поверхностные волны, бегущие поперек магнитного поля⁸⁷.

Предполагается, что подобная неустойчивость подсолнечных участков поверхности магнитосферы ответственна за возбуждение дневных пульсаций типа Pc2—4. Однако описанная модель чрезмерно упрощена, чтобы пытаться получить экспериментальные подтверждения гипотезы. В работе⁸⁸ сделан учет кривизны и конечной толщины границы и найдены механизмы трансформации поверхностных волн в собственные колебания магнитосферы. Трансформация в колебания альвеновского типа осуществляется линейным путем (связь мод), а магнитозвуковые колебания могут возбуждаться нелинейно — с удвоением частоты. Известны примеры, когда на высокоширотной обсерватории Ловозеро период колебаний был $T \approx 60$ сек, в то время как на среднеширотной обсерватории Борок $T \approx 30$ сек⁴⁵. Вполне вероятно, что в этих случаях действительно в Бороке наблюдались магнитозвуковые волны, а в Ловозеро — альвеновские⁸⁷.

Анализ эффектов прекращения Pc2—4 дает другую возможность проверки гипотезы о механизме генерации колебаний этого типа. Согласно

результатам работы ⁵⁴ Pc2—4 исчезают, когда эклиптическая проекция межпланетного магнитного поля изменяет свою ориентацию и становится почти перпендикулярной к линии Солнце — Земля (см. рис. 11). Надо полагать, мы имеем здесь дело со стабилизацией тангенциального разрыва магнитным полем H_2 . Для плоской модели условие срыва неустойчивости имеет вид ¹²⁹

$$\frac{H_1^2 H_2^2 \cos^2 \psi}{H_1^2 \sin^2 \beta_1 + H_2^2 \sin^2 \beta_2} \gg \left(\frac{4\pi \rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \right) U^2, \quad (23)$$

где ψ — угол между H_1 и H_2 , $\beta_{1,2}$ — угол между $H_{1,2}$ и U . Для построения рис. 11 использовались данные о межпланетном поле за фронтом головной ударной волны, т. е. в невозмущенном солнечном ветре (см. рис. 9). При переходе через фронт магнитные силовые линии преломляются и некоторым сложным образом обволакивают поверхность магнитосферы ¹³⁰. Поэтому количественный анализ имеющихся экспериментальных данных на основе формулы ²³ затруднен. Видно, однако, что неравенство (23) весьма чувствительно к изменению ориентации ψ поля H_2 .

На поверхности магнитосферы выполняется условие баланса типа

$$\frac{H_1^2}{4\pi} \approx \rho_2 U^2, \quad (24)$$

из которого следует приближенное выражение для радиуса магнитосферы ¹²⁷

$$R \approx \left(\frac{H_0^2}{4\pi \rho_2 U^2} \right)^{1/6}. \quad (25)$$

При быстром уменьшении динамического напора солнечного ветра R возрастает и на поверхности Земли наблюдается отрицательный магнитный импульс si^- , после которого Pc2—4 иногда исчезают. В работе ¹³¹ показано, что прекращение пульсаций происходит только в том случае, когда R после si^- превышает некоторое критическое значение. (Метод оценки R по наземным данным описан в следующей главе.) Качественно этот результат также согласуется с представлениями о стабилизации границы магнитосферы межпланетным магнитным полем. В самом деле, комбинируя (23) — (25), получим условие стабилизации в виде $R \geq R_{кр}$, где

$$R_{кр} \sim \left\{ \frac{\sin^2 \beta_1}{\sin^2 \psi} \left(\frac{H_0}{H_2} \right)^2 / \left[\left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) - \frac{\sin^2 \beta_2}{\sin^2 \psi} \right] \right\}^{1/6}.$$

Механизм возбуждения цугов колебаний Pi2, типичных для ночной полусферы, имеет иную природу. Принято считать, что Pi2 отражают спорадическую активность геомагнитного хвоста. Теория процессов, протекающих в хвосте, еще не разработана, так что о механизме генерации Pi2 можно высказать лишь качественные суждения. Несомненно, анализ Pi2 (и тесно связанных с ними импульсивных всплесков Pi1) позволит в дальнейшем лучше понять некоторые стороны этих процессов.

Высказывалось мнение, что хвост магнитосферы находится в метастабильном состоянии ¹³²⁻¹³⁵. Под действием неоднородностей солнечного ветра часть запасенной в хвосте магнитной энергии высвобождается и идет на ускорение частиц, возбуждение собственных колебаний магнитосферы и т. п. Особая роль в этих процессах отводится нейтральному слою, разделяющему хвост на две половины с противоположно направленными

силовыми линиями (рис. 21). Предполагается, что в результате неустойчивости, стимулированной изменением межпланетной обстановки, происходит пересоединение (перехлест) силовых линий через нейтральный слой и равновесие хвоста нарушается.

Не останавливаясь подробнее на общем анализе этих процессов, который является самостоятельной задачей, выходящей за рамки данного обзора, обсудим одну интересную особенность импульсивных всплесков P1, именно — их периодичность.

Период повторения всплесков τ равен по порядку величины времени пробега уединенного импульса (или слабой ударной волны) от нейтрального слоя до боковой поверхности хвоста и обратно. Действительно,

$$\tau \approx \frac{a \sqrt{16\pi m_i N}}{MH}, \quad (26)$$

где a — радиус хвоста, H и N — невозмущенное магнитное поле и концентрация плазмы в хвосте. Число Маха для уединенной волны $1 \ll M < 2$ ¹³⁶. При типичных значениях $a \approx 20$ земных радиусов $H \approx 20 \gamma$ и $N \approx 1 \text{ см}^{-3}$ имеем $\tau \approx 5-10 \text{ мин}$, что вполне соответствует наблюдаемому периоду повторения всплесков.

Вероятно, периодические всплески пульсаций являются далеким последствием ударного схлопывания хвоста магнитосферы¹³⁷. При перехлесте силовых линий через нейтральный слой генерируется пара ударных волн (или уединенных импульсов), расходящаяся к периферии хвоста. Отразившись от боковой поверхности хвоста, волны бегут навстречу друг другу. Столкновение волн вблизи нейтрального слоя стимулирует новое пересоединение. Регенерация ударных волн приводит к многократному повторению эффекта.

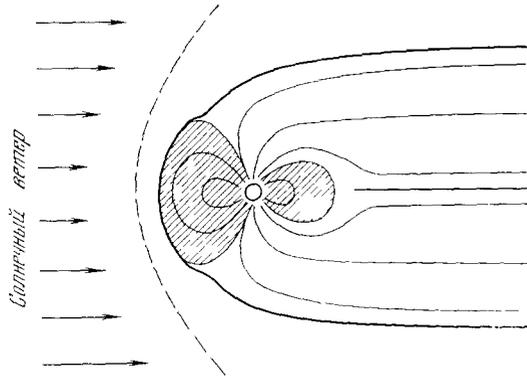


Рис. 21. Схема сечения магнитосферы плоскостью полуденного меридиана.

III. ДИАГНОСТИКА МАГНИТОСФЕРЫ И МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Зондирование плазмы электромагнитными волнами является классическим методом измерения ее параметров — плотности, температуры, ионного состава и т. п. К настоящему времени разработан обширный арсенал наземных и спутниковых методов электромагнитного зондирования плазмы в космических окрестностях Земли. Методы удобно разделить на высокочастотные и низкочастотные (см. рис. 1). Высокочастотные волны используются при ионосферном зондировании концентрации плазмы ниже уровня максимума слоя F2. В высокочастотном диапазоне работают мощные локаторы, позволяющие исследовать параметры плазмы выше главного максимума методом обратного некогерентного рассеяния волн. Высокочастотные волны используются также при измерении параметров плазмы по доплеровскому смещению частоты радиопередатчика, установленного на спутнике, по фарадеевскому вращению плоскости поляризации и т. п.¹³⁸.

Таким образом, при высокочастотном зондировании применяются искусственные электромагнитные поля. В то же время несомненный практический интерес имеют методы, использующие «даровые» электро-

магнитные излучения естественного происхождения, какими являются, например УНЧ излучения и геомагнитные пульсации. Успехи применения свистящих атмосфериков для диагностики концентрации плазмы в магнитосфере хорошо известны. С тех пор как в 1953 г., на заре исследования космического пространства, была сделана первая правильная оценка электронной концентрации на больших высотах¹³⁹, свистящие атмосферники и другие УНЧ излучения прочно вошли в арсенал электромагнитных методов зондирования магнитосферы. Применение геомагнитных пульсаций для целей диагностики («гидромагнитное зондирование») является естественным продолжением этого круга работ¹⁰. Методы исследования магнитосферы по данным пульсаций и УНЧ излучений во многом аналогичны друг другу. Вместе с тем наблюдения пульсаций дают, например, возможность диагностики такого важного параметра, как положение границы магнитосферы. Каких-либо других наземных методов определения этого параметра не существует.

1. Концентрация холодной плазмы

1.1. Диагностика концентрации плазмы по дисперсии жемчужин. Из теории распространения жемчужин следует, что дисперсия сигналов тем больше, чем ближе несущая частота к гирочастоте ионов в вершине траектории и чем выше концентрация плазмы. Это обстоятельство позволяет использовать дисперсионные измерения жемчужин для оценки концентрации плазмы вблизи вершин силовых линий⁷³⁻⁷⁷.

Исходной в теории диагностики является формула

$$\tau(\omega) = \frac{1}{c} \int_{(l)} n_{\text{гр}}(\omega, l) dl, \quad (27)$$

дающая частотную зависимость периода повторения сигналов. Обычно предполагается, что плазма состоит из электронов и ионов одного сорта (протонов), в которой поперечная волна левой поляризации распространяется строго вдоль внешнего магнитного поля:

$$n = \frac{\omega_{0p}}{[(\Omega_p - \omega)\Omega_p]^{1/2}}. \quad (28)$$

В этом случае групповой показатель преломления $n_{\text{гр}} = \frac{\partial \omega n}{\partial \omega}$ равен

$$n_{\text{гр}} = \frac{\omega_{0p} [(\Omega_p - \omega/2)]}{\Omega_p^{1/2} (\Omega_p - \omega)^{3/2}}. \quad (29)$$

Здесь $\omega_{0p} = \sqrt{4\pi e^2 N(l)/m_p}$, $N(l)$ — распределение концентрации плазмы вдоль силовой линии. Задача заключается в том, чтобы найти величину концентрации в вершине силовой линии, считая функцию $\tau(\omega)$ известной из эксперимента.

Основная трудность диагностики состоит в следующем. Спектр жемчужин довольно узкий, так что при разложении экспериментальной функции $\tau(\omega)$ в ряд можно быть уверенным в надежности лишь первых двух членов — периода повторения τ на несущей частоте и первой производной по частоте от периода повторения $d\tau/d\omega$. Поэтому дисперсионные измерения позволяют определить не более двух неизвестных параметров. Между тем вид функции $\tau(\omega)$ зависит, вообще говоря, от характера распространения плазмы $N(l)$ вдоль всей траектории. Более того, из-за существования гидромагнитного волновода сигнал может проделывать

огромный путь вдоль земной поверхности, прежде чем будет зарегистрирован. Поэтому положение точки наблюдения не дает практически никакой информации о координатах траектории сигнала в магнитосфере. Параметр L траектории, который содержится в выражениях (27) — (29), должен быть найден из дисперсионных измерений.

Несмотря на все это, диагностика оказывается возможной благодаря удачному стечению обстоятельств: производная $(\omega/\tau) d\tau/d\omega$ является

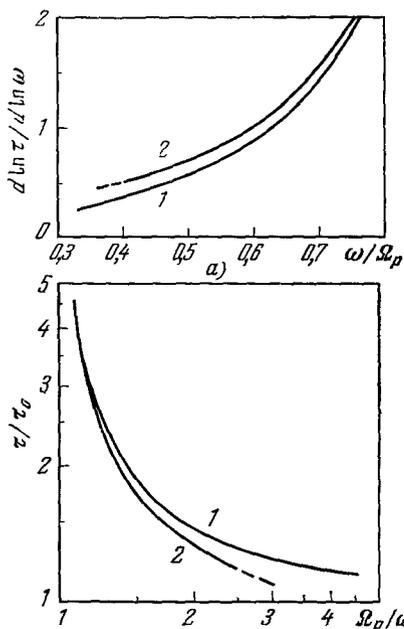


Рис. 22. «Универсальные» дисперсионные функции.

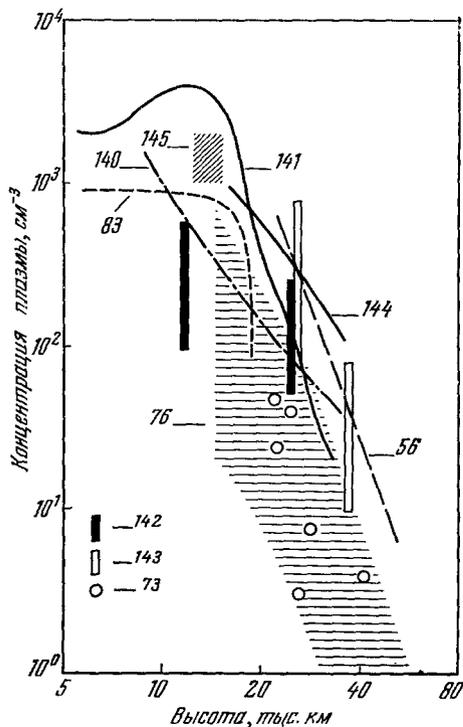


Рис. 23. Профили концентрации плазмы в плоскости геомагнитного экватора.

«универсальной» функцией отношения ω/Ω_p в том смысле, что ее вид весьма слабо зависит как от широты пересечения траектории с поверхностью Земли, так и от характера распределения плазмы вдоль траектории *). В этом можно убедиться путем расчета времени группового запаздывания $\tau(\omega)$ для широкого класса моделей магнитосферы ^{75, 76}. Физически же это означает, что основной вклад в дисперсию вносит приэкваториальный участок траектории, на котором разность $(\Omega_p - \omega)$ минимальна. Вполне понятно, что «универсальной» функцией того же аргумента является и отношение τ/τ_0 , где τ_0 — период повторения пакета альвеновских волн ($\omega \rightarrow 0$).

Вид универсальных дисперсионных функций показан на рис. 22, 1. Анализируя сонограмму жемчужин, находим сначала $(\omega/\tau) d\tau/d\omega$. С помощью графика определяем Ω_p , а значит, и координату L траектории. Зная же L , ω/Ω_p и τ , можно оценить концентрацию плазмы N в вершине траектории. Результаты подобных измерений представлены на рис. 23 ^{73, 76}.

Говоря о распространении жемчужин, мы отметили, что из-за наличия в магнитосфере ионов гелия траектория сигналов, по-видимому,

*) Здесь и в дальнейшем Ω_p — гирочастота протонов в вершине силовой линии.

является комбинированной. Если эта гипотеза верна, то описанная выше процедура диагностики нуждается в некоторой коррекции⁷⁷. На рис. 22, 2 нанесены универсальные дисперсионные функции, построенные с учетом того, что жемчужины распространяются по комбинированным траекториям. При $\omega \gtrsim 0,5\Omega_p$ графики 1 и 2 мало отличаются друг от друга, но при меньших значениях отношения ω/Ω_p координаты L , полученные с помощью кривых 1, будут несколько завышены, а концентрация N — заниженной.

1.2. Диагностика концентрации плазмы по спектру крутильных колебаний. Спектр собственных колебаний магнитосферы зависит от распределения в пространстве плазмы и магнитного поля. Поскольку структура геомагнитного поля известна сравнительно хорошо, данные наблюдения спектра собственных частот могут быть использованы для оценки концентрации плазмы на больших высотах. Весьма интересны с этой точки зрения крутильные колебания. Различные участки их спектра формируются в различных областях магнитосферы. Это, в принципе, дает возможность восстановить по известному спектру не только интегральные параметры распределения плазмы, но и локальные^{56, 140-143}.

Исходным пунктом рассмотрения служит уравнение (13) крутильных колебаний магнитосферы. Пусть уравнение силовой линии имеет вид $\vartheta = \vartheta(r, r_0)$, где r_0 — расстояние от центра Земли до вершины линии. Заменой переменных $\psi = h_\varphi r \sin \vartheta$, $F_1 = (r \sin \vartheta)^2 F$, $F_2 = (r \sin \vartheta)^{-2} F$, $F = H \left[1 + \left(r \frac{d\vartheta}{dr} \right)^2 \right]^{-1/2}$, уравнение (13) преобразуется к более удобному виду¹⁴¹

$$-\frac{F_1}{4\pi} \frac{d}{dr} \left(\frac{F_2}{\rho} \right) \frac{d\psi}{dr} = \omega^2 \psi. \quad (30)$$

Граничное условие приобретает вид

$$\frac{d\psi}{dr} \Big|_{r=r_e} = 0. \quad (31)$$

Коэффициенты F_1 и F_2 выражаются через магнитное поле, которое внутри магнитосферы можно считать потенциальным. Удерживая в гауссовом разложении два главных члена, будем иметь⁹⁰

$$\begin{aligned} H_r &= \left\{ 2H_0 \left(\frac{r_e}{r} \right)^3 - H_1 \right\} \cos \vartheta, \\ H_\vartheta &= \left\{ H_0 \left(\frac{r_e}{r} \right)^3 + H_1 \right\} \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (32)$$

Диагностика состоит в решении обратной задачи Штурма — Лиувилля для крутильных колебаний магнитосферы: по известному спектру собственных частот требуется найти ρ . В силу специфики задачи нельзя воспользоваться строгими решениями уравнения (30), которые могут быть построены для некоторых конкретных видов $\rho(r)$. Поэтому практически неизбежным при попытке аналитического решения задачи является использование приближенных методов. Например, в ВКБ-приближении собственные значения уравнения (30) при граничном условии (31) определяются соотношением

$$\int_{r_e}^{r_0} \frac{r^3 \sqrt{\rho(r)} dr}{\sqrt{r_0 - r}} \{1 + \Phi(r, r_0)\} = \frac{r_e^3 H_0^s \sqrt{\pi}}{2r_0^{1/2} \omega_s(r_0)}, \quad (33)$$

в котором $s = 1, 2, \dots$ — номер гармоники, а $\Phi(r, r_0)$ — малая поправка, учитывающая недипольность магнитного поля.

Нас интересует вопрос о том, как восстановить вид функции $\rho(r)$ по зависимости $\omega_s(r_0)$, которая предполагается известной из эксперимента. С математической точки зрения задача сводится к решению интегрального уравнения (33), в котором $\rho(r)$ рассматривается как неизвестная функция. Выражение (33) есть интегральное уравнение типа Абеля и его нетрудно решить методом последовательных приближений. В первом приближении имеем ¹⁴¹

$$\sqrt{N(r)} = \frac{H_0 s}{4\pi^{3/2} m_i^{1/2}} \left(\frac{r_e}{r}\right)^3 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^3\right] \int_{r_e}^r \left(\frac{dT_s}{dr_0} - \frac{T_s}{2r_0}\right) \frac{dr_0}{\sqrt{r_0(r-r_0)}}. \quad (34)$$

Здесь $|r_m/r_e|^3 = |2H_0/H_1| \gg 1$, $T_s = 2\pi/\omega_s$.

Для расчета концентрации N на расстоянии r от центра Земли требуется знать вид функции $T(r_0)$ в интервале от r_e до r . Между тем широтная зависимость периода пульсаций, которые предположительно являются крутильными колебаниями, дает $T(r_0)$ лишь в интервале $r_0 \sim (3,5-8)r_e$. Однако на высотах до ~ 5 тыс. км распределение концентрации плазмы само по себе хорошо известно из спутниковых и радиолокационных измерений ¹³⁸. Поэтому спектр $T(r_0)$ в интервале $r_0 \sim (1 \div 2)r_e$ можно рассчитать теоретически, а в интервале $r_0 \sim (2 \div 3,5)r_e$ провести интерполяцию.

Описанный метод диагностики позволяет найти экваториальный профиль концентрации $N(r)$ без каких-либо априорных допущений о его виде. Цель эта достигнута ценой ряда упрощений, наиболее сильным из которых является использование ВКБ-решений уравнения (30). Можно показать, используя свойство экстремальности собственных функций, что расчет по формуле (34) дает верхнюю оценку концентрации плазмы в магнитосфере ¹⁰. В принципе точность получаемых результатов контролируется по тому, в какой мере наблюдаемый спектр $T_s(r_0 = \text{const})$ неэквидистантен. Заметим, что неэквидистантность спектра (если ее удастся измерить) сама по себе послужит дополнительной информацией для уточнения параметров распределения $N(r)$.

Разумеется, обратную задачу можно решать и численными методами. Обычно ищется решение соответствующей прямой задачи при заданной гипотезе о структуре среды. Выбирается подходящая аппроксимация геомагнитного поля, распределение концентрации плазмы описывается некоторым набором пробных функций и производится расчет спектра крутильных колебаний. Далее, параметры модели подбираются таким образом, чтобы теоретический и экспериментальный спектры были по возможности близки друг к другу. В работе ¹⁴⁰ вертикальный профиль плотности плазмы отыскивался в классе функций вида $\rho(r) = \alpha e^{\beta/r}$, где α и β — параметры, подлежащие определению, однако спектр колебаний рассчитывался в ВКБ-приближении. Численное решение уравнения (30) с целью диагностики предпринято в работах ^{142, 143}.

Некоторые предварительные результаты определения концентрации плазмы в магнитосфере представлены на рис. 23. Вертикальные профили в плоскости геомагнитного экватора построены различными методами на основе разнородных данных, относящихся к различным уровням магнитной возмущенности. Этим, видимо, объясняется большой разброс значений концентрации. Впрочем, не меньший разброс имеют результаты, полученные, например, с помощью спутников (кривые ^{83, 144, 145} на рис. 23).

В работе ¹³⁷ указан способ оценки концентрации плазмы в геомагнитном хвосте по данным о периоде повторения импульсивных всплесков колебаний (см. рис. 5). Для этого в формуле (26) необходимо устранить

неопределенность в a и H . Магнитное поле переносится в хвост из полярных шапок и может быть оценено по широте южной границы зоны сияний¹⁴⁶. Радиус хвоста некоторым образом связан с положением подсолнечной точки границы магнитосферы, которое определяется по периоду P_{c2-4} ⁵². Остается еще неопределенность в коэффициентах связи, и речь может идти только о порядке измеряемой величины. Вероятно, метод позволит изучать изменчивость во времени концентрации плазмы в хвосте.

2. Энергичные частицы

2.1. Энергия резонансных протонов. Сделаем оценку энергии протонов, ответственных за возбуждение жемчужин. Метод, с помощью которого можно связать наблюдаемый спектр нарастающих волн с продольной энергией резонансных частиц, основан на анализе соотношения (17). Считая, что жемчужины возбуждаются в результате циклотронной неустойчивости, выберем нижний знак в (18) и положим $s = +1$:

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_m \left(\frac{\Omega_p}{\omega} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_p} \right)^3. \quad (35)$$

Здесь $\mathcal{E}_p = m_p v^2/2$, а $\mathcal{E}_m = H^2/8\pi N$ — плотность магнитной энергии на одну частицу холодной плазмы в области генерации. Для оценки \mathcal{E}_p необходимо знать ω/Ω_p в вершине траектории или, что практически одно и то же, параметр L траектории. Дисперсионные измерения дают значение $\omega/\Omega_p \sim 0,5$. При частоте $f \sim 1$ гц типичный параметр траектории будет $L \sim 6$, $\mathcal{E}_m \sim 4$ кэв и, следовательно, $\mathcal{E}_p \sim 2$ кэв.

Ввиду важности всей этой проблемы обратим внимание на другую возможность оценки L и \mathcal{E}_p , которая возникает в некоторых особых случаях^{10, 147}. При внезапном сжатии магнитосферы спектр излучения должен измениться. В самом деле, при сжатии магнитосферы гирочастота увеличивается как вследствие усиления геомагнитного поля, так и в результате радиального дрейфа излучателей вглубь магнитосферы. Далее, изменяется продольная скорость излучателей (бетатронное ускорение, изменение питч-углов). Наконец, меняются параметры окружающей плазмы, от которых зависит величина волнового вектора. Оказывается, что результирующее изменение $\Delta\omega$ частоты излучения при заданной величине деформации магнитосферы является функцией лишь одного переменного — отношения ω/Ω_p . Деформация магнитосферы определяется по величине внезапного импульса геомагнитного поля ΔH , зарегистрированного экваториальной обсерваторией.

Измеряя ω , $\Delta\omega$ и ΔH , находим L по формуле^{10, 147}

$$L \approx 5,7 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{10^2}{\Delta H_\gamma} \right)^{1/3}. \quad (36)$$

Типичные значения $\Delta\omega/\omega \approx 0,2$ и $\Delta H \approx 20 \gamma$ дают оценку $L \approx 5,7$ и $\mathcal{E}_p \approx 3$ кэв. В работе⁷⁸ этим методом проанализировано 14 серий жемчужин, во время которых наблюдались внезапные импульсы si или внезапные начала магнитных бурь ssc . Распределение жемчужин по L -оболочкам показано на рис. 24. Разброс найденных значений энергии довольно велик: $\mathcal{E}_p \sim 0,5-15$ кэв. Для сравнения в верхней части рис. 24 нанесены профили потока протонов различных энергий по данным спутника «ОГО-3»¹⁴⁸.

2.2. Функция распределения энергичных протонов. Если учесть, что в бесстолкновительной плазме может быть реализован чрезвычайно широкий класс функций распределения $f(v)$,

то проблема восстановления $f(v)$ в магнитосфере по наземным данным покажется вполне безнадежной. Однако если распределение частиц неустойчиво относительно раскачки гидромагнитных волн и из каких-либо косвенных соображений приближенно известен общий вид $f(v)$, то параметры распределения можно попытаться уточнить по данным о пульсациях, возбуждаемых в результате неустойчивости.

Чтобы яснее представить идею соответствующих методов, полезно будет сделать небольшое отступление и рассмотреть проблему диагностики в целом. Общая схема электромагнитного зондирования состоит в следующем. Прежде всего находится связь комплексного показателя преломления n с локальными параметрами среды. Далее, ищется связь между наблюдаемыми параметрами электромагнитного поля и распределением n вдоль трасс распространения волн. Наконец, делается попытка восстановить в пространстве распределение исследуемого параметра среды по данным наблюдений электромагнитного поля. Последний этап в общем случае сводится к решению некоторого интегрального уравнения.

Возможность формулировки задачи диагностики как задачи на решение интегрального уравнения не означает, разумеется, что это всегда необходимо делать. Из-за неполноты и неточности экспериментальных данных строгое решение обратной задачи во многих случаях практически неосуществимо, так что приходится ограничиваться лишь оценками параметров, исходя из простых эвристических соображений. Именно такой упрощенный вариант был использован при оценке концентрации плазмы по дисперсии жемчужин и при оценке энергии резонансных частиц по спектру наблюдаемых излучений. В первом случае изучалась действительная часть показателя преломления $Re n(\omega)$, которая определяется параметрами холодной плазмы в предположении, что эффекты затухания (нарастания) волн малы. Наоборот, во втором случае неявно исследовалась мнимая часть показателя преломления $Im n(\omega)$, зависящая от функции распределения небольшой примеси энергичных частиц. При этом, по существу, использовался лишь тот факт, что возбуждение жемчужин обусловлено неустойчивостью, которая развивается в области частот, где $Im n(\omega) < 0$. Следующим этапом является более детальное исследование функции $Im n(\omega)$ по данным наблюдений нарастающих волн.

По темпу нарастания амплитуды жемчужин в одной из сопряженных точек можно попытаться оценить коэффициент усиления при двукратном прохождении сигнала через магнитосферу: $A^* = 20 \lg [h(t + \tau)/h(t)]$. Полученные таким образом исходные данные следует сопоставить с теоретическими значениями коэффициента усиления, рассчитанными при

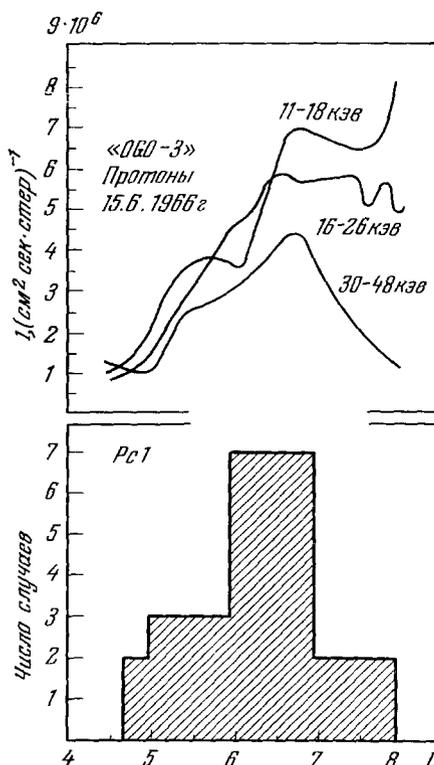


Рис. 24. Распределение жемчужин по L-оболочкам.

В верхней части рисунка нанесены профили потока протонов различных энергии.

различных допущениях о параметрах функции распределения энергичных протонов *).

Реализация этой программы является сложной и тонкой задачей, требующей для своего окончательного решения дальнейших экспериментальных исследований. Предварительный анализ коэффициентов A^* изолированных серий жемчужин дан в работе ¹²⁵. По огибающей амплитуды сигналов оценивался максимальный коэффициент усиления A_1^* в начале

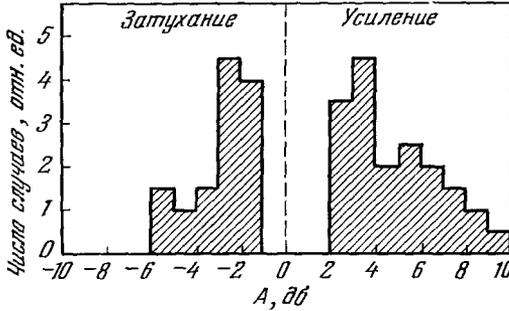


Рис. 25. Распределение коэффициентов усиления и затухания жемчужин.

серии и коэффициент затухания A_2^* в конце каждой серии жемчужин (рис. 25). Для иллюстрации сделаем оценку $I\Delta$ по формуле (22), используя данные рис. 25. Величина A_1^* должна быть порядка A , а $A_2^* \sim -20 \lg(1/P)$. Учитывая, что $A_1^* - A_2^* \sim 10 \text{ дб}$, находим $I\Delta \sim 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и $I\Delta \sim 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при $L \sim 4$ и ~ 7 соответственно.

2.3. Нестационарные процессы в геомагнитной ловушке. Во время магнитных бурь в околоземном пространстве разыгрывается в определенной последовательности сложная картина электродинамических и кинетических явлений. Некоторые из них сопровождаются низкочастотными излучениями, которые можно уподобить свисту и завыванию ветра во время бурь в атмосфере.

Обсудим, какую информацию о динамике магнитосферы можно извлечь из наблюдения пульсаций нарастающей частоты, возникающих в наиболее активную фазу бури (см. рис. 6). Уже сам факт роста частоты отражает нестационарность геомагнитной ловушки. Эта точка зрения подтверждается целым рядом сопоставлений спектров пульсаций с изменениями параметров радиационного пояса. Интересна наметившаяся связь между величиной перемещения внешней границы пояса и предельной частотой пульсаций (см. рис. 7 и табл. II ^{9, 41}).

Таблица II

Дата	Данные о пульсациях			Данные о радиационном поясе					
	начало, УТ	конец, УТ	конечная частота, гц	внешняя граница пояса			поток ($E_e \geq 100 \text{ кэв}$), сек^{-1}		
				в начале	в конце	δL	в начале	в конце	δI
31.01 1964 г.	11,54*	12,35	0,80	6,0	5,0	1,0	$3,5 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$
12.02 1964 г.	13,59	14,45	0,80	6,5	5,3	1,2	$5 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$
20.02 1964 г.	15,52	16,26	0,80	6,0	5,0	1,0	$7 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$
20.02 1964 г.	17,48	19,22	1,55	6,0	4,65	1,5	$7 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$
17.07 1964 г.	17,13	18,23	1,55	6,5	5	1,5	$6 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$

*) В практически интересных случаях функцию распределения $f(v)$ характеризуют три параметра: концентрация частиц, крутизна энергетического спектра и степень анизотропии распределения поpitch-углам α . В ⁶⁵ получен коэффициент усиления в области частот $\omega \ll \Omega_p$ для функции вида $f = \text{const} \cdot v^{-2\nu} \sin^2 \mu \alpha$. Удобная для сопоставлений серия графиков $A(\omega)$ при различных ν и μ имеется в ¹¹³.

Допустим, что рост частоты пульсаций возникает вследствие переноса резонансных частиц поперек L -оболочек под действием крупномасштабного электрического поля *). Если принять циклотронный механизм возбуждения пульсаций, то можно получить оценочную формулу, связывающую компоненту поля E_ϕ (западного направления) с крутизной нарастания частоты ¹⁵²:

$$E_\phi \approx \frac{r_e^m p}{3e} \left(\frac{\Omega_p^{(0)}}{\omega} \right)^{1/3} \frac{d\omega}{dt}. \quad (37)$$

Здесь $\Omega_p^{(0)} = 3 \cdot 10^3 \text{ рад/сек}$. Средняя частота $\omega \sim 6 \text{ рад/сек}$, а дрейф частоты $\dot{\omega} \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ рад/сек}^2$, откуда $E_\phi \sim 10^{-5} \text{ в/см}$. По порядку величины эта цифра согласуется с другими оценками электрического поля на периферии ночной магнитосферы ¹⁴⁹⁻¹⁵¹.

3. Граница магнитосферы

3.1. Дневная граница магнитосферы. В работах ^{13, 52} показано, что пульсации Pc2—4 являются эффективным индикатором, позволяющим непрерывно следить за положением дневной границы магнитосферы. Идея метода состоит в том, что поскольку Pc2—4 есть собственные колебания, их период T должен зависеть от размеров резонатора R . Под R , по-видимому, можно понимать расстояние от центра Земли до подсолнечной точки границы магнитосферы. Значительная сложность резонансной системы затрудняет теоретический анализ связи T с R . Поэтому в данном случае вполне оправдан эмпирический подход к проблеме.

Зависимость T от R , найденную путем сопоставления наблюдений Pc2—4 со спутниковыми данными о положении подсолнечной границы магнитосферы, можно представить в виде ⁵²

$$T = T_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^\nu, \quad (38)$$

где $T_0 \approx 30 \text{ сек}$, $R_0 \approx 10$ земных радиусов, $\nu \approx 4,5$ (рис. 26). Так как пульсации Pc2—4 наблюдаются на освещенной стороне Земли практически непрерывно, то формула (38) позволяет определять положение границы почти в любой момент времени.

Значение этого метода диагностики трудно переоценить. Дело в том, что за период между двумя последовательными витками спутника, пересекающего поверхность геомагнитной полости, положение границы может непредсказуемым образом измениться, т. е. прямые измерения обладают низкой разрешающей способностью во времени. Измерения же по данным пульсаций, хотя и имеют меньшую точность, позволяют следить за положением границы непрерывно.

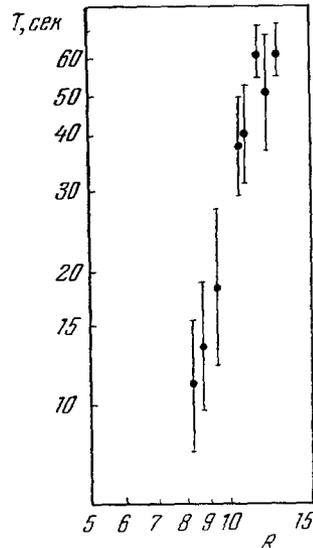


Рис. 26. Зависимость периода Pc2—4 от положения границы магнитосферы.

*) Существование и структура электрических полей в магнитосфере обсуждается, например, в работах ^{133, 148-151}. Прямые измерения электрического поля в удаленных областях магнитосферы наталкиваются на значительные трудности, преодоление которых, по-видимому, потребует немало времени.

Возможность контролировать положение границы магнитосферы имеет значение и для исследования самих пульсаций. Например, иногда после отрицательных внезапных импульсов si^- пульсации $Pc2-4$ исчезают. Понятно, что в таких случаях использовать формулу (38) для оценки R' после si^- невозможно. Учтем, однако, что величина внезапного импульса на экваторе равна ¹⁵³

$$\Delta H = \frac{\Delta H^*}{(R/10)^3} \left[\left(\frac{R}{R'} \right)^3 - 1 \right], \quad (39)$$

где R — положение границы до si , $\Delta H^* \approx 37 \gamma$. Комбинируя (38) с (39), получим ¹⁵⁴

$$R' \approx 10 \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/v} + \frac{\Delta H}{\Delta H^*} \right]^{-1/3}, \quad (40)$$

где T — период пульсаций до si^- . Анализ зависимости вероятности исчезновения пульсаций от R' позволил понять природу этого эффекта ¹⁵¹.

3.2. Размеры ночной замкнутой полости. Магнитосфера сильно несимметрична относительно плоскости утреннего и вечернего меридианов. Наружные силовые линии сдуваются солнечным ветром в длинный хвост и остаются разомкнутыми до расстояний по меньшей мере в несколько десятков земных радиусов. Ось хвоста, естественно, не принимает участия в суточном вращении Земли. Внутренние же замкнутые силовые линии вращаются вместе с Землей (см. рис. 21).

Асимметрия магнитосферы проявляется не только в характерной форме ее внешней поверхности, но также в асимметрии формы границы раздела между замкнутыми и разомкнутыми линиями. Так, если в полуденном секторе граница раздела пересекает поверхность Земли на широте $\varphi_{\text{день}} \sim 78^\circ$, то в полуночном секторе широта пересечения располагается ближе к экватору: $\varphi_{\text{ночь}} \sim 67^\circ$. Иными словами, на ночной стороне замкнутые силовые линии удаляются на меньшие расстояния, чем на дневной.

Вопрос о положении и перемещениях границы замкнутых силовых линий имеет принципиальное значение в теории радиационных поясов и в общей теории магнитосферной динамики. На дневной стороне граница замкнутых линий практически совпадает с границей магнитосферы R , методы наземной диагностики которой описаны в предыдущем разделе. Хотя положение границы замкнутых линий на ночной стороне $\varphi_{\text{ночь}}$ и связано определенным образом с R , связь эта корреляционного типа, так что для суждения об изменениях $\varphi_{\text{ночь}}$ желательно иметь независимый источник информации.

Эффективным орудием исследования ночной магнитосферы являются полярные сияния: мгновенная картина сияний представляет собой овал, очертания которого близки к линии пересечения с Землей граничной поверхности, отделяющей замкнутые линии магнитосферы от силовых линий хвоста ^{39, 146}. Однако целенаправленные исследования сияний сопряжены с организацией широкой сети обсерваторий, оборудованных сравнительно сложной аппаратурой, а обработка первичного материала наблюдений — довольно трудоемкий процесс. В то же время многие общие свойства динамических перемещений ночной границы магнитосферы могут быть исследованы по данным геомагнитных пульсаций.

Для ночной полусферы характерны пути колебаний $Pi2$, возникающие наиболее часто в околополуночные часы. Кажется вероятным, что период дугов определяется размерами замкнутой полости магнитосферы. Детальное исследование этой связи только начато, что объясняется многообразием и сложностью процессов, протекающих в ночной магнитосфере.

Статистический анализ показывает, что период $Pi2$ уменьшается с ростом магнитной возмущенности ⁴⁶⁻⁵¹. Для разработки методов диагностики необходимы, однако, дальнейшие исследования в направлении индивидуальных сопоставлений положения овальной зоны сияний или внешней границы радиационного пояса со спектром дугов колебаний.

4. Параметры солнечного ветра

4.1. Скорость ветра и структура межпланетных полей. Почти весь комплекс физических процессов в магнитосфере обусловлен изменениями межпланетной обстановки в непосредственной окрестности Земли. Можно сказать, что Земля и ее магнитосфера являются гигантским космическим зондом, чутко реагирующим на изменение параметров внешней среды. С точки зрения специалиста, занимающегося диагностикой космической плазмы по данным наземных наблюдений, исследование самой магнитосферы представляется как изучение свойств этого колоссального прибора. Многие еще предстоит сделать в этом направлении, но уже достигнутые успехи позволяют сформулировать основные задачи и изложить некоторые предварительные результаты.

Прежде всего данные пульсаций о положении и перемещениях границы магнитосферы косвенно содержат информацию о динамическом напоре солнечного ветра $\sim NU^2$. Если учесть, что концентрация межпланетной плазмы N и скорость ее радиального расширения U некоторым образом между собою связаны ¹⁵⁵, то станет очевидной возможность оценки U по данным о периодах пульсаций $Pc2-4$. Действительно, измерения показали, что коэффициент корреляции T с U довольно велик ($r = 0,733 \pm 0,166$), а соотношение между этими величинами можно представить в виде ¹⁵⁶

$$U \text{ (км/сек)} = (850 \pm 15) - (9,5 \pm 0,81) T \text{ (сек)}. \tag{41}$$

Результат сопоставления периодов $Pc2-4$ с величиной скорости солнечного ветра дан на рис. 27. Пунктиром нанесена зависимость (41). Этот график полезен для оценки скорости ветра в промежутки времени, когда по тем или иным причинам отсутствуют прямые измерения.

Замирания амплитуды $Pc2-4$ вызваны изменениями ориентации межпланетного магнитного поля ⁵⁴ (см. рис. 11). Этот факт позволяет говорить о возможности ориентировочной оценки неоднородностей межпланетного поля по наземным наблюдениям пульсаций.

Структура магнитного поля в межпланетном пространстве весьма сложна. Она включает в себя набор неоднородностей различных масштабов и различного характера. Сглаженная проекция силовых линий на плоскость эклиптики имеет вид спиралей, угол наклона которых к радиусу-

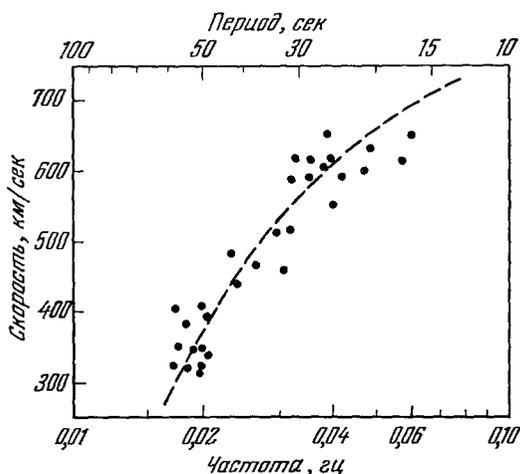


Рис. 27. Зависимость периода $Pc2-4$ от скорости солнечного ветра. Скорость ветра — по данным ракеты «Маринер-2». Пульсации по данным обсерватории Борок.

вектору от Солнца на орбите Земли равен $\psi \sim 50^\circ$ ⁵³. Так как замирание амплитуды Pc2—4 происходит при исчезновении радиальной составляющей межпланетного поля, то данные о замирании позволяют судить о распределении углов поворота силовых линий на $\Delta\psi \sim 40^\circ$. На рис. 28 показано распределение замираний и колебаний Pc2—4 по продолжительности. В среднем длительность замираний $t_1 \sim 6 \cdot 10^3$ сек, а колебаний $t_2 \sim 1,8 \cdot 10^3$ сек. Если считать, что неоднородности проносятся мимо Земли со скоростью солнечного ветра, то соответствующие масштабы равны $l_1 \sim 3 \cdot 10^{10}$ см и $l_2 \sim 9 \cdot 10^{10}$ см. Сквозность l_2/l_1 порядка ~ 3 .

Можно высказать предположение, что зафиксированные таким образом неоднородности как раз именно те, которые определяют характер углового распределения солнечных космических лучей на первой анизотропной стадии их появления¹⁵⁷. Проверка этой гипотезы осуществляется следующим путем. С одной стороны, неоднородности анализируются

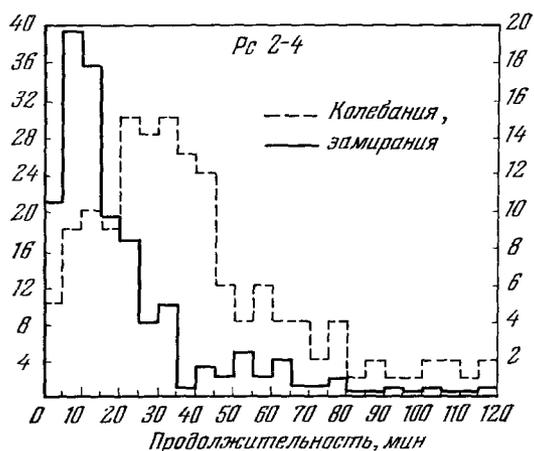


Рис. 28. Распределение по продолжительности замираний (левая шкала) и колебаний Pc2—4 (правая шкала).

График содержит информацию о распределении неоднородностей межпланетного поля.

по данным о направлении прихода космических лучей различных энергий после конкретной вспышки на Солнце. С другой стороны, размеры неоднородностей оцениваются по модуляции Pc2—4 за предшествующий вспышке отрезок времени. Например, при вспышке 28.9 1961 г. сквозность $\sim 2,5$ (космические лучи) и $\sim 2,25$ (пульсации), т. е. имеется вполне отчетливое соответствие.

4.2. О новых индексах геомагнитной активности. Длительное время (уже несколько десятилетий) ведутся поиски удобных количественных мер — индексов активности, характеризующих возмущенность магнитосферы. Хорошо известны *u*, *A*, *Q*, *S*, *Kp*

и другие индексы, построенные по данным стандартных записей магнитных обсерваторий¹⁵⁸. Эти индексы характеризуют изменение компонент геомагнитного поля за выбранный интервал усреднения (1 час, 3 часа, сутки, месяц, год и т. д.). Потребность в практически удобных мерах геомагнитной активности возникает при решении целого ряда задач. На основе корреляции между солнечной и геомагнитной активностью вырабатываются методы прогноза магнитных и ионосферных возмущений, нарушающих радиосвязь и магнитную навигацию. Анализ 27-дневных, сезонных, 11-летних и вековых вариаций активности способствует лучшему пониманию физической природы солнечно-земных связей, и т. п.

Успехи гидромагнитной диагностики магнитосферы делают обоснованным введение серии новых индексов активности¹⁰. Укажем здесь на *M*-, *M*-, *F*- и *S*-индексы, построенные по данным о пульсациях Pc2—4, Pi2, Pc1 и Pi1 соответственно. В совокупности с классическими индексами они позволяют довольно полно описывать состояние магнитосферы и межпланетной среды.

M-индекс формируется из усредненных за три часа периодов дневных пульсаций Pc2 — Pc4 и имеет отчетливый физический смысл. Он равен

величине отклонения положения подсолнечной границы магнитосферы от среднего: $\mathfrak{R} = R_{\text{ср}} - R$. При определенных допущениях можно связать величину \mathfrak{R} -индекса со скоростью солнечного света (табл. III).

Таблица III

\mathfrak{R}	-2	-1	0	+1	+2
U , км/сек	250	300	450	600	800

\mathfrak{R} -индекс равен числу цугов колебаний $Pi2$ за трехчасовой интервал. Он характеризует активность ночной магнитосферы, которая в свою очередь зависит от общей гидромагнитной обстановки в космической окрестности Земли.

\mathfrak{F} -индекс равен логарифму продолжительности серий $Pc1$, умноженному на средний квадрат амплитуды колебаний. Эта величина пропорциональна логарифму энергии гидромагнитных волн в диапазоне $Pc1$.

\mathfrak{S} -индекс, равный $\text{const} \cdot \omega^{-1/3} \times (d\omega/dt)$, формируется по данным о пульсациях нарастающей частоты и является индивидуальной характеристикой каждой магнитной бури.

Для построения индексов используются непрерывные записи пульсаций на обсерваториях Борок (Ярославская область), Петропавловск (Камчатка) и Сороа (Куба). По мере вращения Земли обсерватории поочередно входят в свой «рабочий интервал» местного времени. Это позволяет устранить влияние зависимости периодов и амплитуд колебаний от местного времени.

Рис. 29 дает конкретный пример использования индексов при диагностике концентрации плазмы в хвосте (см. гл. III, п. 1.2). По горизонтальной оси отложен Q -индекс, зависящий от положения овальной зоны полярных сияний¹⁴⁶. График позволяет оценивать N по данным о периоде повторения всплесков $Pi1$ при известных Q - и \mathfrak{R} -индексах¹³⁷.

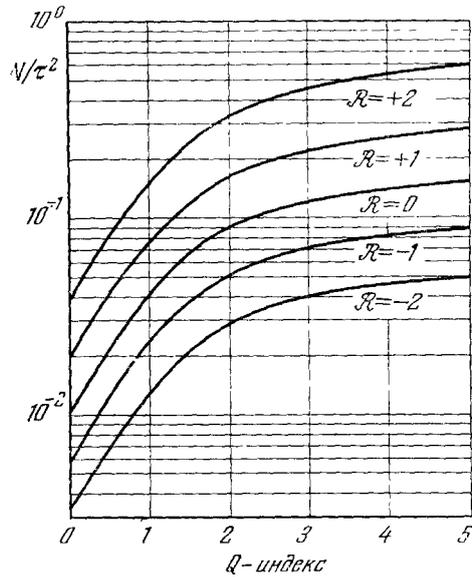


Рис. 29. Диагностическая диаграмма. По данным о периоде повторения импульсов τ в минутах при известных Q - и \mathfrak{R} -индексах можно оценить концентрацию плазмы в хвосте магнитосферы.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исторически так сложилось, что геомагнитные пульсации были первыми электромагнитными волнами, зарегистрированными человеком. Кажется удивительным, что их высокая информативность выяснилась лишь в самое последнее время. Об этом можно сожалеть, но имеет ли смысл использовать пульсации для диагностики магнитосферы в наши дни, когда околоземное пространство бороздят десятки спутников, несущих на своем борту научные приборы?

Право же, на этот вопрос следует со всей определенностью ответить положительно. Вряд ли кто-нибудь серьезно полагает, что установка на спутниках магнетометров для исследования регулярного магнитного поля или вынос астрономических приборов за пределы плотной атмосферы может в какой-то мере уменьшить значение наземной службы наблюдений. Спутниковые и наземные методы исследования космоса не являются конкурирующими, а взаимно дополняют друг друга. В этом свете вполне очевидно значение пульсаций и других низкочастотных излучений как важного вспомогательного орудия исследований. Возможность непрерывных и длительных наблюдений за состоянием магнитосферы с помощью сравнительно несложной аппаратуры является неоспоримым практическим достоинством низкочастотных методов диагностики.

Как и во всякой области, переживающей период становления, в любой момент могут возникнуть неожиданные перспективы, в то время как другие возможности, представляющиеся в настоящее время многообещающими, могут впоследствии оказаться иллюзорными. Так или иначе, хотя отдельные свойства геомагнитных пульсаций остаются еще загадочными, а теории наземной диагностики магнитосферы делает только первые шаги, достигнутые успехи позволяют с уверенностью утверждать, что наблюдение пульсаций открывает новые пути дальнейших исследований магнитосферы.

Развитие этой области будет зависеть от успехов решения целого ряда принципиальных теоретических и экспериментальных задач. В частности, весьма желательны дальнейшие расчеты спектра собственных колебаний реалистических моделей магнитосферы, критической частоты, фазовой скорости и затухания гидромагнитных волн в ионосферном волноводе, коэффициента просачивания волн к поверхности Земли через ионосферу и т. п. Экспериментальные факты и теоретические оценки указывают на то, что механизмы возбуждения пульсаций не могут быть полностью поняты в рамках линейной теории. Иными словами, при интерпретации пульсаций возникает необходимость в решении сложных нелинейных задач.

Многие существенные свойства пульсаций должны быть выяснены в результате комплексных согласованных исследований на глобальной сети наземных обсерваторий и наблюдений гидромагнитных волн непосредственно в космическом пространстве. Развитие методов диагностики будет, видимо, связано с широким использованием вычислительной техники как при обработке пульсаций, так и при решении соответствующих обратных задач. Это в свою очередь требует перехода к методам регистрации пульсаций, позволяющим вводить записи непосредственно в вычислительные машины.

Исследование геомагнитных пульсаций продолжается и есть основания полагать, что наблюдение за ними станет не только удобным, но и количественным методом измерения параметров околоземного космического пространства.

Геофизическая обсерватория Борок,
Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Troitskaya, J. Geophys. Res. **66**, 5 (1961).
2. N. Brice, Nature (London) **206**, 283 (1965).
3. Б. Н. Гершман, В. А. Угаров, УФН **72** (2), 235 (1960).
4. Б. Н. Гершман, В. Ю. Трахтенгерц, УФН **89** (2), 201 (1966).
5. Y. Kato, T. Watanabe, Sci. Repts. Tohoku Univ., Ser. 5, 8, 157 (1957).

6. J. A. Jacobs, K. Sanno, *Geophys. J.* 3, 333 (1960).
7. J. A. Jacobs, K. O. Westphal, в сб. «Physics and Chemistry of the Earth» (L. H. Ahrens et al., Eds.), Vol. 5, стр. 253, Pergamon Press, 1963.
8. В. А. Троицкая, в сб. «Research in Geophysics» (H. Odishaw, Ed.), Vol. 1, стр. 485, M. I. T. Press, 1964.
9. В. А. Троицкая, в сб. «Solar-Terrestrial Physics» (J. W. King and W. S. Newman, Eds.), ch. VII, Acad. Press, London — New York, 1967.
10. В. А. Троицкая, A. V. Gul'elmi, *Space Sci. Rev.* 7, 689 (1967).
11. R. Gendrin, *Space Sci. Rev.* 7, 314 (1967).
12. W. H. Campbell, в сб. «Physics of Geomagnetic Phenomena» (S. Matsushita and W. H. Campbell, Eds.), Vol. 2, стр. 821, Acad. Press, 1967.
13. В. А. Троицкая, О. В. Большакова, Report presented at Symposium on U. L. F. Electromagnetic Fields, Boulder, Colorado, 1964.
14. В. А. Троицкая, О. В. Большакова, А. В. Гульельми, Э. Т. Матвеева, *Геоманнитные исследования* 9, 15 (1967).
15. В. А. Троицкая, О. В. Большакова, Э. Т. Матвеева, *Геоманнетизм и аэрномия* 6, 533 (1966).
16. В. А. Троицкая, А. В. Гульельми, см. *Вест. АН СССР*, № 6, 127 (1968).
17. В. А. Троицкая, A. V. Gul'elmi, Report Presented at Inter-Union Symposium on Cosmical Physics, Washington, 1968.
18. R. Gendrin, V. A. Troitskaya, *Radio Sci.* 69D, 1107 (1965); CNFRA, No. 21 (1967).
19. E. M. Wescott, V. P. Hessler, *Nature* 212, 170 (1966).
20. О. В. Большакова, В. А. Троицкая, V. P. Hassler, *Ann. Geophys.* 23, N 3 (1968).
21. В. А. Троицкая, *ДАН СССР* 99 (2), 231 (1953).
22. J. A. Jacobs, Y. Kato, S. Matsushita, V. A. Troitskaya, *J. Geophys. Res.* 69, 180 (1964).
23. В. А. Троицкая, *Геоманнетизм и аэрномия* 4, 615 (1964).
24. L. R. Terleу, R. C. Wentworth, *J. Geophys. Res.* 67, 3317 (1962).
25. L. Terleу, *Radio Sci.* 69D, 1089 (1965).
26. K. Yanagihara, *J. Geophys. Res.* 68, 3383 (1963).
27. R. Gendrin, S. Lascourly, M. Gokhberg, О. Malevskaya, V. A. Troitskaya, *Ann. Geophys.* 22, 329 (1966).
28. В. Б. Ляцкий, В. П. Селиванов, *Геоманнетизм и аэрномия* 6, 162 (1966).
29. В. А. Троицкая, Л. Н. Баранский, П. А. Виноградов, А. В. Соболев, С. И. Соловьев, *Геоманнетизм и аэрномия* 8, 726 (1968).
30. Э. Т. Матвеева, В. А. Троицкая, *Геоманнетизм и аэрномия* 5, 1079 (1965).
31. R. C. Wentworth, L. Terleу, K. D. Amundsen, R. R. Neasock, *J. Geophys. Res.* 71, 1492 (1966).
32. Л. Н. Баранский, В. Н. Казак, Л. А. Геллер, *ДАН СССР* 177, 85 (1967).
33. J. F. Kenney, H. V. Knaflich, *J. Geophys. Res.* 72, 2857 (1967).
34. R. R. Neasock, V. P. Hessler, *J. Geophys. Res.* 70, 1103 (1965).
35. S. Kokubun, T. Oguti, *J. Geomagn. Geoelectr.* 20 (1968).
36. R. Mc. Pherron, S. Ward, *J. Geophys. Res.* 72, 393 (1967).
37. R. C. Wentworth, *J. Geophys. Res.* 69, 2291 (1964).
38. Т. А. Плясова-Бакунина, Э. Т. Матвеева, *Геоманнетизм и аэрномия*, 8, 189 (1968).
39. С. Акасофу, *УФН* 89, 669 (1966).
40. О. М. Распопов, В. А. Троицкая, Р. Жандрен, В. Н. Казак, Ж. Лоран, *Геоманнетизм, и аэрномия* 7, 864 (1967).
41. R. Gendrin, S. Lascourly, V. A. Troitskaya, M. Gokhberg, R. V. Sheretnov, *Planet. Space Sci.* 15, 1239 (1967).
42. Н. В. Кнафлич, J. F. Kenney, *Boeing Sci. Res. Lab.*, D1-82-0616 (1967).
43. R. R. Neasock, *J. Geophys. Res.* 72, 399 (1967).
44. L. Terleу, K. D. Amundsen, *J. Geophys. Res.* 70, 234 (1965).
45. О. В. Большакова, К. Ю. Зыбин, *Геоманнитные исследования* 6, 79; 87 (1964).
46. О. В. Большакова, Диссертация, М., 1965.
47. К. Ю. Зыбин, *Геоманнитные исследования* 9, 63 (1967).
48. G. Rostoker, *J. Geophys. Res.* 72, 2032 (1967).
49. О. М. Распопов, *Геоманнетизм и аэрномия* 9 (1969).

50. О. М. Распопов, В. А. Троицкая, Р. Шлиш, И. С. Лизункова, Б. Н. Казак, В. К. Кошелевский, *Геомagnetизм и аэрономия* 7, 858 (1967).
51. Р. В. Щепетнов, Диссертация, М., 1968.
52. О. В. Большакова, *Геомagnetизм и аэрономия* 5, 775; 868 (1965).
53. Л. Кахилл, УФН 87, 539; 551 (1965).
54. О. В. Большакова, В. А. Троицкая, *ДАН СССР* 180, 343 (1968).
55. J. M. Wilcox, *Space Sci. Rev.* 8, 258 (1958).
56. А. И. Оль, *Труды ААНИИ* 241, 39 (1962); *Геомagnetизм и аэрономия* 3, 113 (1963).
57. T. Saito, S. Matsushita, *Planet. Space Sci.* 15, 573 (1967).
58. D. Brooks, *J. Atmosph. Terr. Phys.* 29, 589 (1967).
59. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М., Физматгиз, 1959.
60. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, М., Физматгиз, 1960.
61. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмодобных сред*, М., Госатомиздат, 1964.
62. В. Д. Шафранов, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 3, М., Госатомиздат, 1963, стр. 3.
63. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, *Коллективные колебания в плазме*, М., Атомиздат, 1964.
64. Т. Стикс, *Теория плазменных волн*, М., Атомиздат, 1965.
65. Е. А. Тверской, *Динамика радиационных поясов*, М., «Наука», 1968.
66. H. A. Taylor, H. C. Brinton, C. R. Smith, *J. Geophys. Res.* 70, 5769 (1965).
67. М. А. Гинзбург, *Геомagnetизм и аэрономия* 2, 642 (1962).
68. D. A. Gurnett, S. D. Shawhan, N. M. Brice, R. L. Smith, *J. Geophys. Res.* 70, 1665 (1965).
69. А. В. Гульельми, *ДАН СССР* 174, 1076 (1967).
70. R. L. Dowden, *Planet. Space Sci.* 13, 761 (1965).
71. J. A. Jacobs, T. Watanabe, *J. Atmosph. Terr. Phys.* 26, 825 (1964).
72. T. Obauchi, *J. Geophys. Res.* 70, 1069 (1965).
73. R. C. Wentworth, *J. Geomagn. Geoelectr.* 18, 257 (1966).
74. R. L. Dowden, M. W. Emery, *Planet. Space Sci.* 13, 773 (1965).
75. T. Watanabe, *J. Geophys. Res.* 70, 5839 (1965).
76. H. B. Liemohn, J. F. Kenney, H. B. Knaflich, *Boeing Sci. Res. Lab. DL-82-0615* (1967).
77. А. В. Гульельми, *Геомagnetизм и аэрономия* 9, 179 (1969).
78. В. А. Троицкая, Э. Т. Матвеева, К. Г. Иванов, А. В. Гульельми, *Геомagnetизм и аэрономия* 8, 980 (1968).
79. A. V. Gul'elmi, Presented at Inter-Union Symposium on Solar-Terrestrial Physics, Belgrade, 1966.
80. R. L. Djo wden, *Planet. Space Sci.* 14, 1273 (1966).
81. M. S. V. Gopal Rao, H. G. Booker, *J. Geophys. Res.* 68, 387 (1963).
82. D. L. Saenger, *J. Geophys. Res.* 71, 693 (1966).
83. К. И. Грингауз, *Геофиз. бюллетень* 14, 110 (1965).
84. А. В. Гульельми, *Геомagnetизм и аэрономия* 3, 754 (1963).
85. А. В. Гульельми, *Геомagnetизм и аэрономия* 7, 344 (1967).
86. A. V. Gul'elmi, *Ann. Geophys.* 24 (3), 761 (1968).
87. Дж. В. Данжи, в кн. «Геофизика (околоземное космическое пространство)», стр. 383, М., Изд-во «Мир», 1964.
88. Ю. Л. Мюсквин, Д. А. Франк-Каменецкий, *ДАН СССР* 174, 1079 (1967); *Геомagnetизм и аэрономия* 7, 144 (1967).
89. А. Н. Тихонов, Д. Н. Шахсуваров, *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, 4 (1956).
90. Б. М. Яновский, *Земной магнетизм*, Л., Изд-во ЛГУ, 1964.
91. М. Н. Бердичевский, *Электрическая разведка*, М., Изд-во «Недра», 1968.
92. R. L. Sarovillano, H. R. Radosky, J. F. McClay, *Phys. Fluids* 9, 1860 (1966).
93. Л. Л. Ваньян, К. Ю. Зыбин, *Космич. исследования* 4, 935 (1966).
94. G. Mac Donald, *J. Geophys. Res.* 66, 3639 (1961).
95. K. O. Westphal, J. A. Jacobs, *Geophys. J.* 6, 360 (1962).
96. H. G. Radoski, R. L. Sarovillano, *Phys. Fluids* 9, 285 (1966); 10, 225 (1967).
97. H. R. Radoski, *J. Geomagn. Geoelectr.* 19, 1 (1967).

98. W. E. Francis, R. Karplus, J. Geophys. Res. 65, 3593 (1960).
99. R. Karplus, W. E. Francis, A. J. Dragt, Planet. Space Sci. 9, 771 (1962).
100. S.-I. Akasofu, Radio Sci. 69D, 361 (1965).
101. C. Greifinger, Ph. Greifinger, J. Geophys. Res. 70, 2217 (1965).
102. E. C. Field, C. Greifinger, J. Geophys. Res. 70, 4885 (1965); 71, 3223 (1966).
103. J. B o c h n i c e k, Studia Geophys. Geod. 11, 65 (1967).
104. R. N. Manchester, J. Geophys. Res. 71, 3749 (1966).
105. L. T e r p l e y, R. K. L a n d s h o f f, J. Geophys. Res. 71, 1499 (1966).
106. Д. Н. Четаев, М. Г. Савин, Геомагнитные исследования 10 (1969).
107. Д. Н. Четаев, ДАН СССР 174, 775 (1967).
108. В. М. Давыдов, Геомагнетизм и аэрономия 9 (1969).
109. W. H. Campbell, S. Matsushita, J. Geophys. Res. 67, 555 (1962).
110. Г. А. Логинов, М. И. Пудовкин, Р. Г. Скрынников, Геомагнетизм и аэрономия 3, 59 (1963).
111. J. M. Cornwall, J. Geophys. Res. 70, 61 (1965); 71, 2185 (1966).
112. C. F. Kennel, H. E. Petschek, J. Geophys. Res. 71, 1 (1966).
113. H. V. L i e m o h n, J. Geophys. Res. 72, 39 (1967).
114. А. В. Гульельми, Геомагнетизм и аэрономия 8, 412 (1968).
115. Ф. З. Фейгин, В. Л. Якименко, Геомагнетизм и аэрономия 9 (1969).
116. М. А. Гинцбург, Изв. АН СССР, сер. геофиз. 11, 1679 (1964).
117. A. Nishida, J. Geophys. Res. 69, 947 (1964).
118. R. Gendrin, J. Geophys. Res. 70, 5369 (1965).
119. А. В. Гульельми, Геомагнетизм и аэрономия 6, 1129 (1966).
120. J. A. Jacobs, T. Watanabe, J. Atmosph. Terr. Phys. 28, 235 (1966); Planet. Space Sci. 15, 799 (1967).
121. A. Hruška, J. Geophys. Res. 71, 1377 (1966); Studia Geoph. Geod. 11, 235 (1967).
122. Б. Е. Брюнелли, В. Б. Ляцкий, Геомагнетизм и аэрономия 7, 682 (1967).
123. G. Atkinson, T. Watanabe, Earth and Planet. Sci. Lett. 1, 89 (1966).
124. С. Н. Вернов, Исследования космического пространства, М., «Наука», 1965, стр. 277.
125. В. А. Троицкая, Э. Т. Матвеева, А. В. Гульельми, Геомагнетизм и аэрономия 9 (1969).
126. В. А. Троицкая, Н. Ф. Мальцева, Геомагнетизм и аэрономия 7, 1124 (1967).
127. С. Чепмен, в кн. «Геофизика (околоземное космическое пространство)», М., изд-во «Мир», 1964, стр. 243.
128. M. Kozłowski, J. Geophys. Res. 68, 4421 (1963).
129. С. И. Сыроватский (цитируется по 59, стр. 287).
130. D. Fairfield, J. Geophys. Res. 72, 5865 (1967).
131. В. А. Троицкая, Р. В. Щепетнов, А. В. Гульельми, Геомагнетизм и аэрономия 9 (1969).
132. T. Obauchi, в сб. «Solar-Terrestrial Physics» (J. W. King and W. S. Newman, Eds.), Acad. Press, London—New York, 1967.
133. V. P. Shabansky, Space Sci. Rev. 8, 366 (1968).
134. J. H. Piddington, J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 87 (1967).
135. К. Г. Иванов, Н. В. Микерина, Геомагнетизм и аэрономия 7, 1036 (1967).
136. Р. З. Сагдеев, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 20.
137. В. А. Троицкая, А. В. Гульельми, Р. В. Щепетнов, Труды Международного совещания по геомагнитным возмущениям, КрАО. 1969.
138. Я. Л. Альперт, УФН 90, 405 (1966).
139. L. R. O. Storey, Phyl. Trans. Roy. Soc. London A246, 113 (1953).
140. T. Obauchi, Ann. Geophys. 14, 464 (1958).
141. А. В. Гульельми, Геомагнетизм и аэрономия 6, 132 (1966); 7, 442 (1967).
142. T. Kitamura, Rept. Ionosph. Space Res. Japan 19, 21 (1965).
143. J. A. Jacobs, T. Kitamura, Trans. Amer. Geophys. Union 47, 73 (1966).
144. В. И. Слыш, Космич. исследования 3, 760 (1965).
145. T. Obauchi, Rep. Ionosph. Space Res. Japan 19, 2 (1965).
146. Я. И. Фельдштейн, Г. В. Старков, Planet. Space Sci. 15, 209 (1967); Геомагнетизм и аэрономия 7, 62; 72 (1967).

147. А. В. Гульельми, Труды Всесоюзного совещания по результатам МГСС, М., 1969.
 148. L. A. Frank, J. Geophys. Res. 72, 1905 (1967).
 149. N. M. Brice, J. Geophys. Res. 72, 5193 (1967).
 150. О. Е. Дубатенко, М. И. Пудовкин, О. И. Шумилов, Геомагнетизм и аэрономия 8, 303 (1968).
 151. D. L. Saenger, K. Stone, Planet. Space Sci. 15, 395 (1967).
 152. В. А. Троицкая, Р. В. Щепетнов, А. В. Гульельми, Геомагнетизм и аэрономия 8, 798 (1968).
 153. G. D. Mead, J. Geophys. Res. 49, 1181 (1964).
 154. В. А. Троицкая, Р. В. Щепетнов, А. В. Гульельми, ДАН СССР 182, 79 (1968).
 155. Л. Бирман, УФН 90 (1), 163 (1966).
 156. О. В. Большакова, Астрон. ж. 42, 859 (1965); Геомагнетизм и аэрономия 6, 1089 (1966).
 157. Л. И. Дорман, Вариации космических лучей и исследование космоса, М., Изд-во АН СССР, 1963.
 158. S. Charman, J. Bartels, Geomagnetism, Oxford, Univ. Press, 1951.
-