

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Нелинейные явления в ионосфере*

А.В. Гуревич

В основу обзора положен доклад автора на Научной сессии Отделения физических наук РАН, посвященной 90-летию В.Л. Гинзбурга. Изложено современное состояние экспериментальных и теоретических исследований нелинейных явлений, возникающих при распространении в ионосфере радиоволн высокой мощности. Основное внимание уделено модификации ионосферы вследствие резонансного возбуждения собственных колебаний плазмы под действием радиоволн. В верхнегибридном резонансе возникают интенсивные верхнегибридные и нижнегибридные плазменные волны, возбуждаются сильно вытянутые ионосферные неоднородности, генерируется искусственное радиоизлучение ионосферы. В окрестности двойных резонансов, когда верхнегибридная частота близка к величине, кратной частоте гиромангнитного вращения электронов, происходит полная трансформация нелинейных процессов. В области ленгмюровского резонанса возбуждаются интенсивные плазменные и ионно-звуковые волны, эффективно ускоряются электроны, возникает искусственное свечение ионосферы.

PACS numbers: 41.20.Jb, 52.35.-g, 52.40.Db, 94.20.-y

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200711a.1145

Содержание

1. Введение (1145).
2. Кроссмодуляция (1147).
3. Воздействие радиоволн на нижнюю ионосферу (1147).
 - 3.1. Ранние исследования в СССР. 3.2. Эффект детектирования.
 - 3.3. Сверхсветовое движение.
4. Модификация ионосферной плазмы (1150).
 - 4.1. Гигантское ракурсное рассеяние. 4.2. Явления в модифицированной ионосфере. 4.3. Физическая природа модификации ионосферы.
5. Нелинейные явления в верхнегибридном резонансе (1154).
 - 5.1. Резонансная неустойчивость. 5.2. Ракетный эксперимент Келли. Структуризация ионосферной плазмы. 5.3. Эффект магнитного зенита. 5.4. Аномальное и широкополосное поглощение.
6. Искусственное радиоизлучение ионосферы (1161).
7. Многократный гиромангнитный резонанс (1163).
 - 7.1. Бернштейновские моды. 7.2. Модификация ионосферы в области двойного резонанса. 7.3. Широкополосный максимум искусственного радиоизлучения ионосферы. 7.4. Сверхмелкомасштабные вытянутые неоднородности. 7.5. Ракурсное рассеяние радиоволн ультравысокой частоты. 7.6. Ракурсное рассеяние высокочастотных радиоволн вблизи многократного гирорезонанса. 7.7. Ускорение электронов в многократном гирорезонансе.
8. Нелинейные явления в ленгмюровском резонансе (1169).

- 8.1. Ленгмюровская турбулентность. 8.2. Кавитоны. 8.3. Стабилизация кавитонов. 8.4. Многократное ускорение электронов. 8.5. Искусственное свечение ионосферы.
9. Заключение (1175).
- Список литературы (1176).

1. Введение

Ионосфера — это плазменный слой в верхней атмосфере, на высотах от 60 до 1000 км (рис. 1а). Плазма в ионосфере создается ультрафиолетовым излучением Солнца, по высоте она занимает несколько сотен километров. Максимум концентрации достигается в так называемом F-слое, на высоте около 300 км. Максимум концентрации составляет приблизительно 10^6 электронов в 1 см^3 , спадая в ночное время до $3 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Значение максимальной концентрации электронов в ионосфере зависит от широты и несколько изменяется с 11-летним циклом активности Солнца. Ниже F-слоя, в E- и D-слоях, концентрация спадает, уменьшаясь до 10^3 см^{-3} или даже 10^2 см^{-3} . Иногда концентрация E-слоя существенно увеличивается, его называют тогда E-спорадическим. D-слой существует только днем, в ночной период он исчезает.

Концентрация нейтральной компоненты плазмы (т.е. воздуха) в ионосфере изменяется приблизительно от 10^{16} см^{-3} на высотах 50–60 км до 10^9 см^{-3} на высоте 300 км. Далее с высотой она постепенно спадает,

А.В. Гуревич. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (495) 132-64-14
E-mail: alex@lpi.ru

Статья поступила 13 июня 2007 г.,
после доработки 8 августа 2007 г.

* Обзор представляет собой расширенное содержание одноименного доклада на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук и Ученом совете Физического института им. П.Н. Лебедева, посвященных 90-летию академика В.Л. Гинзбурга, состоявшихся 4 октября 2006 г. (см. УФН 177 (5) 553 (2007)). (Примеч. ред.)

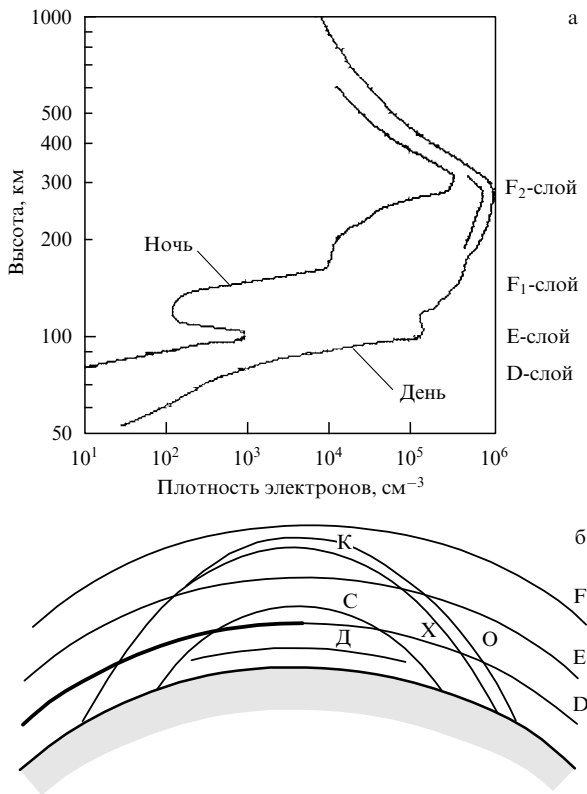


Рис. 1. (а) Распределение концентрации плазмы в ионосфере в зависимости от высоты z . Максимум концентрации плазмы N_{max} достигается в верхнем слое F на высоте $z \approx 300$ км. В дневное время $N_{\text{max}} \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$, в ночное время $N_{\text{max}} \approx 3 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Слои E и D расположены на высотах 60–100 км. Нижний слой D (высота 60–80 км) существует только в дневное время. (б) Характерные траектории распространения радиоволн. O и X — волны обыкновенной и необыкновенной поляризации, K — короткие волны с длиной волны $10 \leq \lambda < 200$ м, частотой $30 \geq f \geq 1,5$ МГц, циклическая частота $2 \times 10^8 \geq \omega \geq 10^7 \text{ с}^{-1}$; C — средние волны ($200 \leq \lambda \leq 2000$ м, $1,5 \geq f \geq 0,15$ МГц, $10^7 \geq \omega \geq 10^6 \text{ с}^{-1}$); D — длинные волны ($2000 \leq \lambda \leq 20000$ м, $0,15 \geq f \geq 0,015$ МГц, $10^6 \geq \omega \geq 10^5 \text{ с}^{-1}$).

становится незначительной, и плазма приближается к полностью ионизованной. В области, лежащей выше 1000 км, ионосфера плавно переходит в магнитосферу.

Ионосфера играет важную роль в *распространении радиоволн*. От F-слоя отражаются короткие радиоволны (рис. 1б). Благодаря большой высоте слоя они распространяются на большие расстояния — до 2–3 тысяч километров. В E- и D-слоях распространяются длинные и средние волны. Вследствие наличия магнитного поля Земли ионосферная плазма анизотропна, что приводит к возникновению двух компонент радиоволн — обыкновенной (O) и необыкновенной (X). Это явление аналогично двойному лучепреломлению электромагнитных волн в анизотропных кристаллах [1–3].

Поглощение радиоволн, которое определяется соударениями электронов с нейтральными молекулами, происходит в основном в нижних слоях, на высотах 60–100 км, где плотность нейтральных частиц высока и соответственно высока частота соударений электронов с ними (рис. 1б). Отметим, что в ночное время поглощение резко уменьшается вследствие исчезновения электронов в D-слое в результате рекомбинации.

Нелинейные явления. Благодаря малой концентрации электронов в ионосфере возникает возможность вызывать достаточно сильное локальное возмущение их

распределения, используя сравнительно слабоинтенсивное воздействие. Именно это обстоятельство лежит в основе экспериментальных исследований физики ионосферной плазмы методом воздействия радиоволн. Такие исследования впервые были начаты в СССР в 1961 г., в США — в 1970 г.

Сейчас в мире имеется пять действующих установок: одна в России ("Сура" в Васильсурске), две в Европе ("Тромсо" в Северной Норвегии и SPEAR на Шпицбергене) и две в США (HAARP и HIPAS на Аляске)¹.

Следует отметить, что на Земле действуют много вещательных и других радиостанций, мощность которых ничуть не меньше мощности установок воздействия на ионосферу, а нередко и превосходит ее. Разница заключается в том, что радиоизлучение станций воздействия специально сфокусировано вблизи вертикального направления. Это дает возможность радиоволнам достичь области резонансов в окрестности максимума концентрации электронов в F-слое. Эффективность воздействия является следствием совпадения частоты возбуждающей волны с частотами собственных колебаний плазмы. В результате в области резонанса происходит сильное возбуждение собственных колебаний электронной плазмы, развивается плазменная турбулентность, что и служит причиной нагрева электронной плазмы, структуризации плазмы, генерации искусственного радиоизлучения, ускорения электронов и ряда других интересных физических явлений.

Замечательная особенность плазмы, находящейся в магнитном поле, состоит в том, что, в отличие от обычных жидкостей и газов, в которых существует только один вид волн — звуковые, в плазме может существовать большое количество разнообразных волн, например:

- плазменные волны — продольные колебания нагретой электронной компоненты плазмы;
- ионно-звуковые волны — совместные продольные колебания электронов и ионов;
- верхнегибридные (ВГ) плазменные волны — электронные колебания поперек магнитного поля;
- бернштейновские моды, связанные с многократным гиромангнитным резонансом, и другие волны. Этим обусловлено чрезвычайно большое разнообразие нелинейных явлений в ионосферной плазме, возникающих при резонансном воздействии мощных радиоволн.

Изучение физических явлений в плазме методом воздействия радиоволнами на ионосферу ведется уже около 40 лет. Для исследования вызванных радиоволнами возмущений плазмы был разработан и использован широкий набор диагностической техники, включающей в себя разнообразные системы радиозондирования, комплексы многочастотных доплеровских измерений, радары некогерентного рассеяния (в том числе наиболее высокочувствительный в мире радар в Аресибо), специальные камеры и телескопы для оптических измерений, магнетометры и другие научно-измерительные приборы. Проводятся также прямые наблюдения со специально запущенных ракет и искусственных спутников.

¹ Названия "Сура", "Тромсо" даны по месту расположения станций. HAARP — High Frequency Active Auroral Research Program; HIPAS — High Power Auroral Simulations; SPEAR — Space Plasma Exploration by Active Radar.

Изложение современного состояния этих исследований является целью настоящего обзора.

2. Кроссмодуляция

Нелинейные эффекты при распространении радиоволн в ионосферной плазме проявляются уже при сравнительно небольшой мощности передатчиков.

Первым нелинейным явлением, открытым в 1930 г. Тележеном, была кроссмодуляция [4]. При включении люксембургской станции ее передачи стали слышны на других средневолновых станциях, частота которых никак не была связана с этой мощной радиостанцией. Природа кроссмодуляции заключается в следующем. Под действием мощной радиоволны изменяется температура электронов в ионосфере. Речь идет о небольших изменениях температуры, порядка $\Delta T/T \sim 5\%$. И все же такое изменение температуры влияет на частоту соударений электронов, что сказывается на поглощении радиоволн, проходящих в возмущенной области. Для передачи звуковых сигналов амплитуда радиоволны модулируется звуковой частотой $F \sim 1$ кГц. Поскольку радиоволна мощной станции модулирована по амплитуде частотой F , то возникнут колебания возмущений электронной температуры ΔT с той же частотой F . Следовательно, радиоволны других станций, распространяющиеся в возмущенной области ионосферы, благодаря переменным изменениям электронной температуры ΔT , частоты соударений ν_e^F и поглощения κ^F приобретают модуляцию мощной станции. Вот это явление и называется кроссмодуляцией.

Кроссмодуляция — нелинейное явление, так как в линейной среде волны распространяются свободно, не оказывая никакого влияния друг на друга. Нелинейность в данном случае тепловая, связанная с нагревом электронов в поле мощной волны. Реализуется тепловая нелинейность в нижней области ионосферы: D- и E-слоях. Кроссмодуляция подробно исследовалось экспериментально. Важно, что уже в 1934 г. Бейли и Мартин создали прекрасную теорию — элементарную кинетическую теорию, в которой свойства кроссмодуляции были хорошо описаны [5]. Надо помнить, что в те времена об ионосфере было известно еще очень мало. Однако теория Бейли и Мартина не только объяснила физическую сущность явления, но и дала количественное описание амплитуды и фазы кроссмодуляции в зависимости от параметров — частоты модуляции, радиочастот взаимодействующих волн, а главное, от параметров ионосферной плазмы: частоты соударений и плотности электронов. Предсказывалось и возникновение второй гармоники кроссмодуляции [6]. Все это получило подтверждение в наблюдениях и послужило источником важных сведений о свойствах нижней ионосферы [7–9]. Полная *кинетическая теория* кроссмодуляции была создана В.Л. Гинзбургом [10].

Следует отметить также метод Фейера, который состоял в исследовании взаимодействия очень коротких импульсов, что позволило локализовать область взаимодействия и тем самым существенно уточнить сведения о значениях и высотном распределении ионосферных параметров [11]. Было обнаружено также самовоздействие волн — изменение амплитуды волны под действием собственной мощности [12]. Подчеркнем, что величины всех нелинейных возмущений были неболь-

шими — слабое самовоздействие и слабая кроссмодуляция. Подробно теория кроссмодуляции и основные результаты наблюдений описаны, например, в [13, 14].

3. Воздействие радиоволн на нижнюю ионосферу

3.1. Ранние исследования в СССР

Все явления кроссмодуляции носили характер слабого возмущения плазмы в нижней ионосфере. Впервые воздействие *мощных* радиоволн на ионосферу было осуществлено в СССР. Работа была совершенно закрытая и основывалась на идее Бейли. В 1937 г. Бейли опубликовал работу [15], в которой предложил использовать резонанс между вращением электронов вокруг магнитного поля, имеющим частоту $f_H = 1,45$ МГц (или циклическую гиромангнитную частоту $\omega_H = 10^7$ рад с^{-1}), и радиоволной. Если вектор электрического поля радиоволны вращается в ту же сторону, что и электроны, то возникает циклотронное ускорение. Предполагалось таким способом довести энергию электронов до большой величины, скажем, 10–15 эВ, и тем самым возбудить значительное свечение ионосферы. Предлагалось даже использовать это свечение для освещения городов.

По предположению Бейли для осуществления эффекта можно использовать станции с относительно небольшой мощностью, $P = 500$ кВт, и коэффициентом усиления антенны $G = 100$, так чтобы эффективная мощность излучения достигала величины $P_{\text{eff}} = PG = 50$ МВт. Согласно расчетам Бейли такой мощности излучения достаточно, для того чтобы осуществить предсказанный эффект в предположении, что волна свободно достигает высот 130–140 км. Эта идея с энтузиазмом была подхвачена у нас в Министерстве связи². Под Москвой была создана мощная импульсная радиостанция с частотой $f = f_H = 1,45$ МГц, длительность импульса 5 мс. Антенная система направляла пучок радиоволн вертикально вверх. Именно в этом случае воздействие электромагнитного поля волн на ионосферную плазму является наиболее сильным. В 1961 г. станция начала работать³. Эффективная мощность P_{eff} равнялась 100 МВт, т.е. вдвое превышала ту, которую полагал достаточной Бейли. Однако ожидаемого эффекта свечения неба наблюдать не удалось. Тогда талантливые инженеры этой станции под руководством И.С. Шлюгера, заметив из данных наблюдений, что для достижения максимального эффекта воздействия можно уменьшить длительность импульса, сократили ее до 0,5 мс. Эффективная мощность излучения в импульсе

² Дело в том, что один замминистра связи с непопулярной теперь фамилией Тапурия решил осуществить это явление и использовать его для освещения городов (поскольку в министерстве надо было создавать что-то реальное). А бывший замминистра с непопулярной в те времена фамилией Шлюгер выполнил поставленную задачу. Под его руководством была построена соответствующая уникальная станция, что потребовало значительных усилий.

³ Результат последовал мгновенно. Менее чем через два часа после пробного включения станции приехала группа лиц в штатском с собаками, арестовала и увезла руководство станции. Это и понятно — сверхмощные импульсы перекрыли всю радиосвязь, в том числе и секретную. К счастью, арест оказался кратковременным, до выяснения обстоятельств. В дальнейшем каждый выход станции в эфир согласовывался заранее.

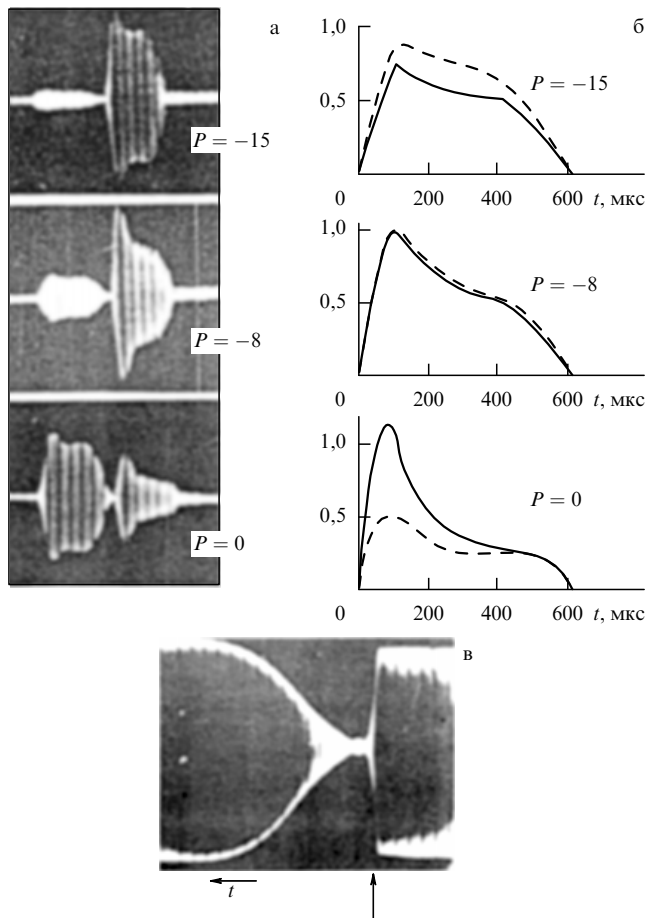


Рис. 2. Самовоздействие сильной волны. Нелинейное изменение формы мощного импульса. (а) Экспериментальные результаты. В левой части рисунка — излученный импульс, в правой — импульс, отраженный от ионосферы (шкала сильно увеличена). Черные полосы — 100-микросекундные метки времени; $P = -10 \log(W/W_m)$, где W — мощность излученного импульса, $W_m \approx 10^6$ кВт. Видно, что отраженный от ионосферы радиоимпульс убывает с возрастанием мощности излученного импульса. (б) Форма огибающей импульса: штриховые кривые соответствуют эксперименту, сплошные — теории [17, 18]. (в) Возмущение огибающей радиоволны частотой $f = 1,35$ МГц ($\omega = 8,48 \times 10^6$ с $^{-1}$) под действием мощного импульса. Полосы — 100-микросекундные метки времени, длительность импульса 500 мкс. Момент начала воздействия отмечен вертикальной стрелкой. Время t идет справа налево. Видно, что возмущение происходит очень быстро. Это — результат сильного возрастания частоты соударений электронов в ионосфере вследствие значительного увеличения их температуры T_e . Релаксация идет гораздо медленнее. Она определяется потерями энергии нагретых электронов вследствие возбуждения ими вращательных уровней молекул воздуха [20].

возросла при этом в 10 раз, достигнув гигантской величины — $P_{\text{eff}} = 1$ ГВт. Даже сейчас на таких низких частотах станций подобной мощности не существует. Но и в этом случае никакого значительного свечения увидеть не удалось⁴.

Причина этого состояла в том, что столь мощная волна испытывает так называемое сильное самовоздействие. Иначе говоря, в нижних слоях ионосферы, на высотах 60–80 км, благодаря очень большой частоте

соударений при сильном нагреве электронов под действием поля волны происходит эффективное самопоглощение волны. В результате в верхние слои (110–140 км) значительная мощность не проходит. Нелинейное поглощение, наблюдавшееся в этих экспериментах, достигало 30 дБ (измерения были проведены впоследствии), т.е. мощность волны из-за самопоглощения понижалась почти в 1000 раз (рис. 2а, б). Наблюдались и другие сильные нелинейные эффекты. Во-первых, происходило полное подавление других волн, распространяющихся в возмущенной зоне: вместо слабой кроссмодуляции — падение мощности в 1000 раз (рис. 2в). Во-вторых, полностью изменялась амплитудная модуляция, так что, например, вторая гармоника становилась сильнее первой. Наблюдались и ряд других явлений. Но в силу того, что эта работа была совершенно секретной, ее достижения оставались никому не известными.

Следует подчеркнуть, что теория распространения сильных радиоволн в нижней ионосфере была создана еще в 1956–1958 гг. автором [17]. Эта теория предсказала целый ряд сильных нелинейных эффектов. Как оказалось впоследствии, предсказания теории находились в хорошем согласии с наблюдаемыми на Московской станции нелинейными явлениями [18]. Однако по указанной выше причине никакого своевременного обсуждения результатов экспериментов не происходило. Отметим особо еще одно интересное явление, наблюдавшееся на этой станции. В тех случаях, когда волна проходила в F-слой, возникала очень сильная самомодуляция отраженного импульса [19]. Это явление, вероятно, связано не только с прямым нагревом электронов полем мощной волны, но и с другими важными физическими процессами, которые потом детально исследовались в работах по модификации F-области ионосферы. Все это осталось неизвестным научному сообществу. Такая секретность, собственно говоря, и привела к тому, что приоритетные результаты, полученные в нашей стране в те годы, оказались невостребованными⁵.

3.2. Эффект детектирования

На построенной небольшой станции воздействия в Зимёнках (под Горьким) под руководством Г.Г. Гетманцева горьковские физики наблюдали распространение амплитудной огибающей высокочастотного сигнала, возникающей при воздействии на ионосферу мощной радиоволны (1974 г.) [21]. Это — эффект нелинейного детектирования в ионосфере радиосигнала; модулированного по амплитуде низкой частотой F : происходит отфильтровывание высокочастотной составляющей и волна с низкой частотой F свободно распространяется в волноводе Земля–ионосфера. Теоретическое истолкование этого эффекта было дано В.Ю. Трахтенгерцем и Д.С. Котиком [22] в 1975 г. Они обратили внимание на стационарный электрический ток J , всегда протекающий в E-слое ионосферы. Этот ток является следствием взаимодействия потока плазмы солнечного ветра с магнитосферой Земли. Как уже указывалось выше, под

⁴ Заметим, что много лет спустя оптическое излучение Московской станции наблюдалось с использованием специальных фотодетекторов Т.Г. Адейшвили и др. [16] (1978 г.).

⁵ Автор, работая в этой области в лаборатории Я.Л. Альперта с 1954 г., узнал о действии станции только в 1973 г., когда соответствующие материалы рассекретили. Основные публикации результатов наблюдений Московской станции [18–20] относятся к 1974–1975 гг. В то время широкую известность уже получили исследования по модификации ионосферы, проведенные в США.

действием мощной радиоволны, модулированной по амплитуде низкой частотой F , в ионосфере возникают колебания температуры электронов ΔT^F , имеющие частоту модуляции F . Как и в случае кроссмодуляции, эти возмущения модулируют частоту соударений электронов ν_e^F , а следовательно, и проводимость ионосферной плазмы σ_e^F , благодаря чему возникают колебания ионосферного тока ΔJ^F , имеющие частоту F . Эти колебания и генерируют наблюдаемое в волноводе Земля–ионосфера низкочастотное излучение.

Гетманцев немедленно обратил внимание на то, что в полярной зоне ионосферные токи гораздо сильнее, особенно в периоды магнитных бурь. Поэтому в 1976 г. возле Мурманска была построена специальная станция (руководителями были И.Н. Капустин и Г.Г. Гетманцев), и, действительно, сразу же было установлено значительное усиление эффекта детектирования в ионосфере (рис. 3) [23]. Наши физики предложили этот эффект называть "эффектом Гетманцева". К сожалению, на Западе это название пока не прижилось.

На рисунке 4 представлены результаты наблюдения эффекта детектирования на станции "Тромсо" [24]. Это итог работ Штуббе и др. (1984–1991 гг.). На рисунке показан огромный диапазон частот модуляции F — от 10^4 Гц до 10^{-3} Гц, т.е. до периода пульсаций порядка одной минуты. В области частот порядка 1 кГц наблюдаются эффекты типа кроссмодуляции, которым соответствуют пики на рис. 4. При больших частотах модуляции, $F > 3$ кГц, эти пики спадают из-за интерференционных эффектов. Они понижаются и с уменьшением F в области $F < 1$ кГц, так как длина генерируемых радиоволн становится сравнимой с масштабом канала Земля–ионосфера. Это и затрудняет генерацию радиоволн столь низкой частоты. В области частот 1–10 Гц наблюдаются так называемые шумановские резонансы. За время, обратное частоте 8 Гц, радиоволна обегает вокруг Земли. Соответственно, область между Землей и ионосферой представляет собой резонатор с собственной частотой 8 Гц, который все время возбужден благодаря радиоизлучению молний (атмосфериков). Кроме того, мощная радиостанция также вносит вклад в возбуждение резонатора. Показанные на рис. 4 эффекты при частотах 10^{-3} – 10^{-1} Гц — результат уже совсем другого процесса: изменения концентрации электронов под действием станции. Дело в том, что с возрастанием температуры электронов уменьшается коэффициент рекомбинации, т.е. нарушается баланс ионизации и рекомбинации в нижних слоях ионосферы. В результате концентрация плазмы увеличивается [13, 14]. Пропорционально концентрации электронов возрастает проводимость плазмы, а следовательно, усиливаются и модуляционные токи. На рисунке 4 видно огромное возрастание этих токов, фактически линейное или даже квадратичное, с уменьшением частоты модуляции F . Максимальные значения амплитуды искусственных возмущений магнитного поля достигают 10γ , т.е. становятся наиболее сильными на Земле после возмущений магнитного поля во время магнитных бурь (средняя буря характеризуется величиной возмущения порядка 100γ , где $\gamma = 10^{-5}$ Гс = 1 нТл). Конечно, речь здесь идет о наблюдениях магнитных возмущений на поверхности Земли.

Известно, однако, что электромагнитное излучение низкой частоты хорошо проникает под Землю и под воду. Результаты соответствующих экспериментов на

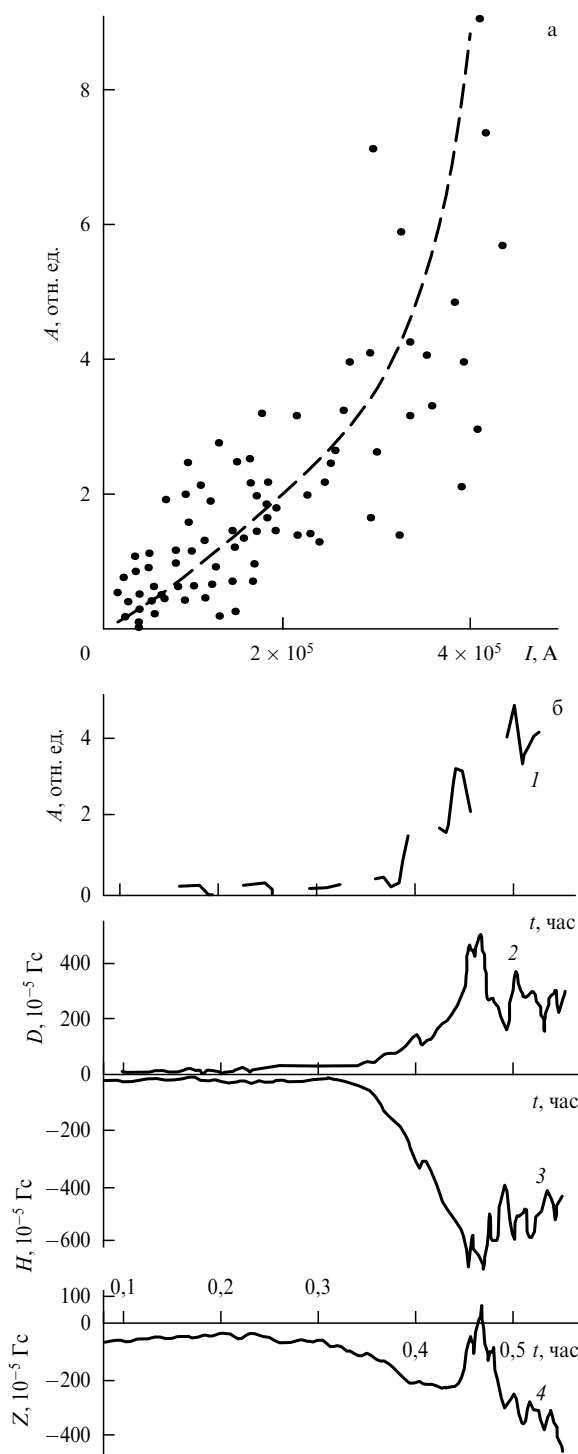


Рис. 3. Эффект детектирования в полярной ионосфере. (а) Зависимость амплитуды низкочастотного излучения A от силы ионосферного тока I в авроральной струе. Мощная станция ($P \approx 110$ кВт) имела частоту $f = 3$ МГц ($\omega \approx 1,9 \times 10^7$ с $^{-1}$) и коэффициент усиления антенны $G = 100$, так что эффективная мощность возмущающей волны $P_G = 10$ МВт. Частота модуляции $F = 2,5$ кГц, глубина модуляции $\mu = 0,6$. Ток в авроральной электроструе имеет максимум на высоте 110–130 км. (б) Пример резкого возрастания амплитуды низкочастотного сигнала с увеличением ионосферного тока в период магнитной бури. Режим работы мощной станции: 2 мин включена, 2 мин выключена. 1 — амплитуда A низкочастотного сигнала, 2–4 — изменение со временем t компонент возмущения магнитного поля Земли (Капустин и др. [23]).

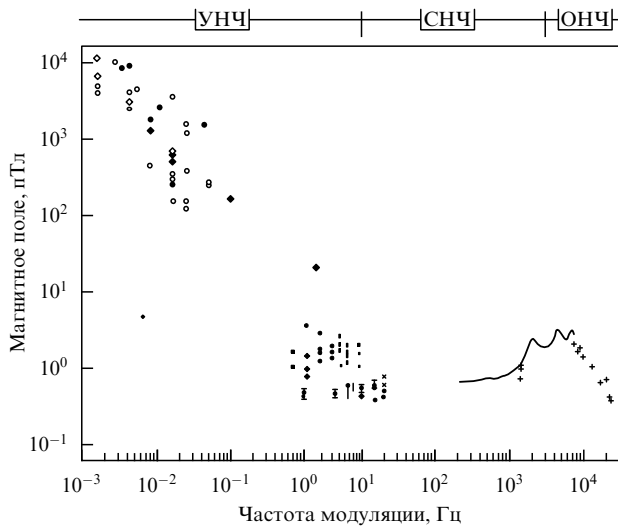


Рис. 4. Эффект детектирования. Итоговые данные, амплитуды детектированного сигнала по измерениям, проведенным на станции "Тромсо" (Штуббе, 1991 г.).

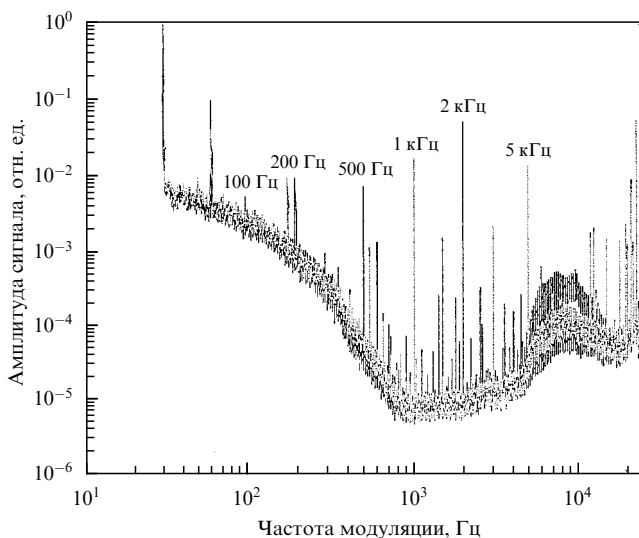


Рис. 5. Проникновение под Землю радиоволн низкой частоты, генерируемых при ионосферном детектировании. Эксперименты проведены на Аляске. Возмущения в ионосфере создавала станция NIPAS (см. рис. 8). Частота возмущающей волны 2,85 МГц, эффективная мощность передатчика $PG \approx 80$ МВт. Частота модуляции F — от 30 Гц до 20 кГц, глубина модуляции $\mu \approx 100\%$. Измерения амплитуды поля детектированной в ионосфере волны с частотой F проводились в тоннеле на глубине 20–25 м под землей на расстоянии 40 км от передатчика. По оси ординат — амплитуда сигнала внутри тоннеля. Результаты измерений и их сопоставление с теорией показывают, что детектированные сигналы, создаваемые более мощной станцией HAARP, могут регистрироваться под водой на расстоянии в несколько тысяч километров (см. Papadopoulos et al., RF Ionosphere Interactions Workshop, v. 1, p. 400, Santa Fe, 2001).

станции NIPAS (Аляска), представленные для примера на рис. 5, наглядно продемонстрировали проникновение радиоволн под землю.

3.3. Сверхсветовое движение

Эффект сверхсветового движения также впервые указан горьковскими физиками Л.Ф. Мироненко и др. [25] (рис. 6). Рассмотрим два мощных передатчика, располо-

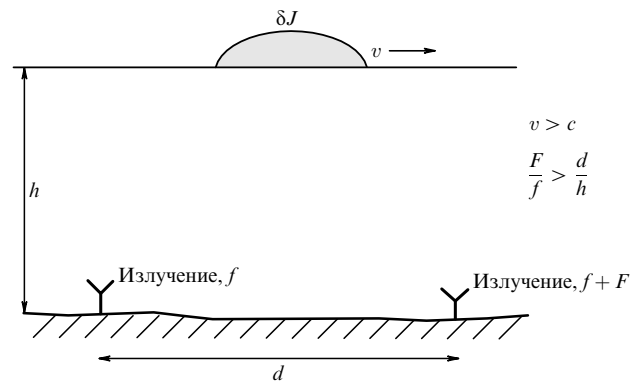


Рис. 6. Сверхсветовое движение возмущения тока δJ в ионосферном токонесящем слое (схема эксперимента [25]).

женных на расстоянии d друг от друга. Если один излучает частоту f , а другой — сдвинутую частоту $f + F$, то интерференционная картина в ионосфере будет перемещаться. При этом перемещаться она будет со скоростью, зависящей от разности частот F и отношения масштаба d к расстоянию от Земли до ионосферы h (см. рис. 6). В случае характерного расстояния между передатчиками $d = 200$ м и $h = 100$ км достаточно сдвига частот $F > 0,01f$ для того, чтобы скорость перемещения интерференционной картины v превзошла скорость света.

При этом, поскольку мощные радиоволны вызывают возмущение тока δJ , текущего в ионосфере, то в интерференционной области ток δJ будет двигаться со сверхсветовой скоростью. Это должно приводить к генерации черенковского излучения. Первые эксперименты дали положительный результат [25]. Однако полного экспериментального доказательства наблюдения черенковского излучения, генерируемого движущимся со сверхсветовой скоростью возмущением ионосферного тока, пока нет. Хочу напомнить, что Виталий Лазаревич Гинзбург всегда очень интересовался вопросами сверхсветового движения, говоря, что зайчик может двигаться со сверхсветовой скоростью, и приводил примеры, как его можно получить. А здесь "зайчик" не простой, а вызывающий возмущение в среде и генерирующий реальные волны. Но этот ионосферный эксперимент еще ждет своего полного воплощения.

4. Модификация ионосферной плазмы

В 1960 г. в обзоре В.Л. Гинзбурга и А.В. Гуревича [26] впервые было указано на возможность возмущения не только нижней ионосферы, но и F-слоя. В дальнейшем этот вопрос был разработан более детально [27] (рис. 7). Пленарный доклад автора, посвященный этой проблеме, на Конгрессе международного радиосоюза (URSI) в 1966 г. вызвал живой интерес американских физиков и подробное обсуждение. Значительно позднее автор узнал причину повышенного интереса. За полгода до этого правительство США решило сменить станцию наблюдения за советскими ракетами на севере, и предложило Институту телекоммуникаций в Булдере бесплатно получить все оборудование от предыдущей станции. Таким образом, в институте оказалось огромное количество передатчиков, приемников, другой радиоаппара-

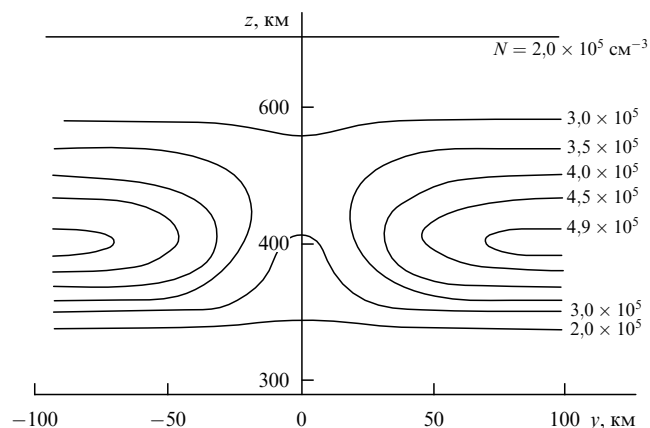


Рис. 7. Возмущение F-слоя ионосферы (теория). Координата z — высота, y — расстояние от возмущающего пучка. Невозмущенная ионосфера — плоскостная, $N(z)$ — плотность плазмы. Максимального значения плотность в невозмущенном слое $N_{\text{max}} = 5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ (ночная ионосфера) достигает на высоте $z \approx 400$ км. Излучение возмущающей станции мощностью $W = 200$ кВт на частоте $f = 6$ МГц направлено вертикально вверх, полуширина направленности 6° . Эффективная мощность излучения $PG \approx 40$ МВт. Предполагается, что поглощение радиоволны в нижних слоях ночной ионосферы отсутствует. Вследствие нагрева электронов в поле мощной волны в области максимума слоя концентрация плазмы уменьшается. Квазинейтральная плазма (электроны и ионы) выдавливается из области нагрева. Кривыми показано установившееся распределение возмущенной плазмы. Мощная волна как бы пробивает «дыру» в F-слое [27].

туры. Естественно, что руководство института стало искать крупную задачу, для решения которой эту технику можно было бы использовать. Вот такая задача и нашлась.

Станция в Платтевилле возле Булдера была построена в 1969 г. под руководством директора института У. Ютло. К концу года она заработала. Первые публикации о результатах исследований в 1970 г. представляли собой сразу целый комплекс статей в *J. Geophys. Res.* [28]. Но, как выяснилось в дальнейшем, основные данные вначале были засекречены и опубликованы лишь в 1974 г.

Наблюдалось много новых нелинейных явлений, вызвавших значительный интерес. Поэтому исследования такого типа, как в Платтевилле, были продолжены и продолжают сейчас на ряде специальных станций: у нас («Сура»), в северной Норвегии («Тромсо») и на Аляске (HAARP и HIPAS). На рисунке 8 показано, как расположены эти станции. Еще одна, пока не очень мощная станция SPEAR начала действовать на Шпицбергене. Кроме того, периодически работает мощная станция «Аресибо» (Аресибо, Пуэрто-Рико). Эта станция замечательна тем, что в Аресибо действует самый большой в мире радар некогерентного рассеяния радиоволн (он же знаменитый радиотелескоп), с помощью которого можно детально исследовать ряд важных особенностей нелинейных явлений. На рисунке 8 показаны не все станции воздействия. Например, в Советском Союзе было еще несколько станций: под Мурманском, под Горьким, в Таджикистане, под Харьковом и под Москвой, которые действовали в течение некоторого времени; частично результаты, полученные на этих станциях, освещены в разделе 3.

- 1970: Платтевилль, Колорадо (✧)
- 1975: «Сура» (Нижний Новгород), Россия
- 1980: «Аресибо» (Пуэрто-Рико) (✧), «Тромсо» (Норвегия), HIPAS (Аляска)
- 1995: HAARP (Аляска)
- 2003: SPEAR (Шпицберген)

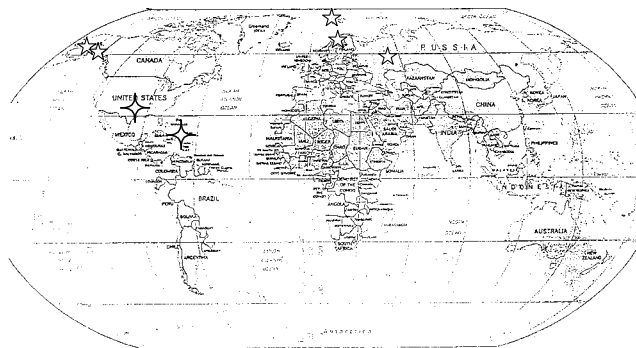


Рис. 8. Станции воздействия на ионосферу. Ионосфера играет важную роль в процессах взаимодействия Земли с потоком плазмы солнечного ветра, обтекающего магнитосферу. Свойства ионосферы существенно различаются в зависимости от широты (точнее от «геомагнитной» широты, поскольку ось магнитного диполя, определяющего свойства магнитосферы, смещена на относительно оси вращения Земли). Это сказывается на географическом распределении станций воздействия, целью которых является не только исследование эффектов воздействия, но и изучение методом воздействия свойств самой ионосферы. Так, станции «Тромсо», HAARP и HIPAS расположены в приполярных областях, или в области так называемой авроральной ионосферы, где эффекты взаимодействия магнитосферы с солнечным ветром проявляются наиболее ярко. «Сура» находится в области сравнительно спокойной среднеширотной ионосферы, новая станция SPEAR — в «полярной шапке», где ионосфера сопрягается с областями, непосредственно соприкасающимися с солнечным ветром.

4.1. Гигантское ракурсное рассеяние

Итак, что же произошло с включением мощной станции в Платтевилле? Сразу же было обнаружено явление, которое получило название «гигантское ракурсное рассеяние». Формально это проявилось в следующем. При включении мощной станции можно было слышать на больших расстояниях очень малоинтенсивные станции. Например, разговоры таксистов, имеющих передатчик мощностью несколько ватт на частоте около 50 МГц, были слышны от Нью-Йорка до Сан Франциско. Обычно такие станции слышны только в пределах видимости, т.е. на расстояниях в несколько десятков километров, а здесь наблюдалось распространение радиоволн на несколько тысяч километров. Подобных случаев оказалось очень много. Таким образом, многочисленные наблюдения показывали, что радиоволны на частотах, существенно превосходящих те, которые обычно отражаются от ионосферы, начинают каким-то образом распространяться на большие расстояния. Иначе говоря, как бы создавалась новая ионосфера. Частота отраженных волн доходила до 100–150 МГц, т.е. превосходила частоту волн, обычно отражающихся от ионосферы, в 5–6 раз (см. рис. 16). Возникло впечатление, что с включением мощной станции появился новый способ радиосвязи на дальние расстояния. Этот вопрос представлял значительный практический интерес. Поэтому для изучения нового явления были привлечены очень большие силы и средства

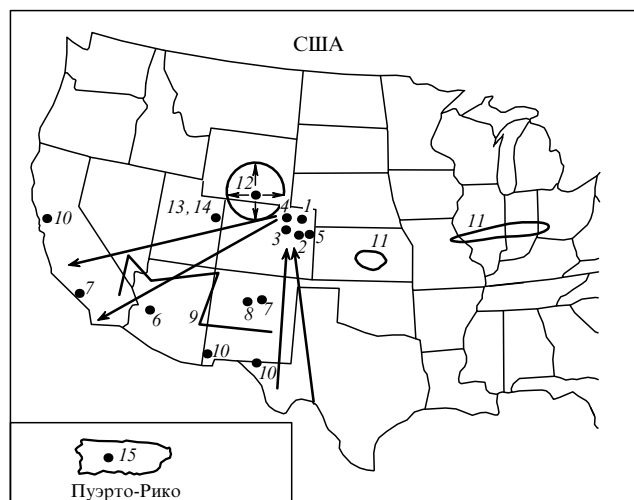


Рис. 9. Экспериментальные работы по воздействию радиоволн на ионосферу, проведенные в рамках программы 1970–1974 гг. (черными кружками приблизительно показаны места проведения работ):

1 — J.C. Carroll, E.J. Violette, W.F. Utlaut, The Platteville high power facility [29, p. 889]; 2 — W.F. Utlaut et al., Ionosonde observations of ionospheric modification [29, p. 895], [28, p. 6429]; 3 — M.A. Biondi et al., Optical detection ($\lambda = 6300 \text{ \AA}$) [28, p. 6421]; 4 — R. Cohen, J.D. Whitehead, Radio-Reflectivity detection of artificial modification [28, p. 6439]; 5 — E.M. Allen et al., HF fased array observations [29, p. 905]; 6 — G.D. Thome, D.W. Blood, First of RF backscatter from field aligned irregularities [29, p. 917]; 7 — P.A. Fialer, Field-aligned scattering at HF and VHF [29, p. 923]; 8 — J. Minkoff et al., VHF/UHF field-aligned and plasma line backscatter measurements [29, p. 941] (большими стрелками показано направление падающих и рассеянных возмущенной ионосферой сигналов радара); 9 — J. Minkoff et al., Radio frequency scattering. Bistatic measurements using airplanes [29, p. 957] (ломаной линией показана траектория полета самолета); 10 — G.B. Carpenter, VHF and UHF bistatic observations (radar frequencies 49,8 MHz, 157,5 MHz, 423,3 MHz, 435 MHz, 1300 MHz [29, p. 965]; 11 — V.R. Frank, Observations of ion-acoustic wave scattering of a long oblique paths [29, p. 971] (замкнутыми контурами выделены области наблюдения рассеянных сигналов с использованием движущихся платформ); 12 — S.A. Bowhill, Scattering from artificial spread-F. Studies from orbital and geostationary satellites [29, p. 975] (окружность со стрелками — область наблюдения); 13 — P.B. Rao, G.D. Thome, Scattering models [29, p. 987]; 14 — G.H. Barry, HF-VHF communications and TV-communications using field-aligned scattering [29, p. 1025]; 15 — W.E. Gordon, H.C. Carlson, Arecibo heating experiments (incoherent scattering radar, instabilities, plasma line, ionograms, optics, electron heating etc.) [29, p. 1041].

(рис. 9) и в течение 1970–1974 гг. было проведено массированное исследование.

На рисунке 10 показано, как выглядит ракурсное рассеяние. Было понято, что в направлениях вдоль магнитного поля над Платтевиллем возникает большая группа сильно вытянутых неоднородностей плазмы. Их можно представлять как набор зеркал, вытянутых строго вдоль магнитного поля, но случайно ориентированных в направлении, ортогональном к полю. В результате, падающая на ионосферу волна рассеивается в направлениях, ортогональных магнитному полю. Это и есть ракурсное рассеяние. В частности, радиоволна, падающая на возмущенную область ортогонально магнитному полю, т.е. под углом 90° , рассеивается во всех направлениях под углом 90° к магнитному полю или вдоль всей линии 90° , показанной на рис. 10. Если же передающая станция расположена на линии 88° , то ее сигнал будет слышен на линии 92° , и наоборот (см. рис. 10). Таким

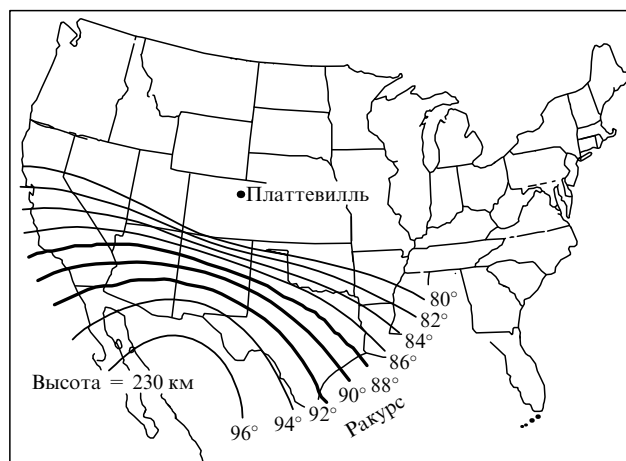


Рис. 10. Ракурсное рассеяние. Под воздействием радиоизлучения мощной станции в Платтевилле в ионосфере над станцией возникает большое количество сильно вытянутых вдоль магнитного поля Земли неоднородностей концентрации плазмы. Эти неоднородности осуществляют ракурсное рассеяние радиоволн высокой частоты (до 100–150 МГц). Показаны контуры линий ракурсного рассеяния. Предполагается, что неоднородности расположены в ионосфере на высоте 230 км над Платтевиллем. Радиоволны, излученные высокочастотной станцией, находящейся в каком-либо месте на линии 90° в области рассеяния, ортогональны неоднородностям. Это означает, что волны будут рассеиваться вдоль всей линии 90° и их излучение может наблюдаться в любом пункте на линии 90° . Если же станция расположена в каком-либо месте на линии 92° , то ее излучение наблюдается на линии 88° , и наоборот. То же относится к линиям 94° и 86° и т.д. (Fialer [29, p. 923]).

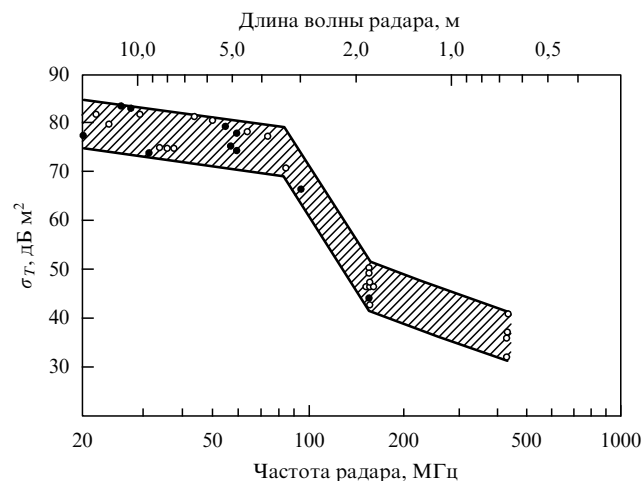


Рис. 11. Сечение ракурсного рассеяния σ_T в зависимости от частоты рассеиваемого сигнала. Приведены данные наблюдений (кружки) и средние контуры сечения. Видно, что максимальное значение сечения достигает 80 dB m^2 . Сечение рассеяния медленно спадает с увеличением частоты до $\sim 100 \text{ МГц}$, соответствующая длина радиоволны $\sim 3 \text{ м}$. Далее следует его резкое уменьшение. Однако в области длин волн менее 2 м спад сечения рассеяния замедляется (Rao, Thome [29, p. 985]).

образом, появился новый вид распространения радиоволн, который был детально экспериментально исследован. Сечение ракурсного рассеяния, действительно, оказалось огромным, указывающим на то, что возникающие возмущения ионосферы чрезвычайно велики. Из рисунка 11 видно, что сечение рассеяния достигает 10^8 м^2 .

Это эквивалентно площадке в 100 км^2 отражающей радиоволны.

Отметим, что, поскольку речь идет о высоких частотах, то поглощения почти нет. Была продемонстрирована возможность использования ракурсного рассеяния для телевизионных передач на большие расстояния. В целом, это весьма интересное физическое явление, хотя, как выяснилось, для практического использования оно большого значения не приобрело.

4.2. Явления в модифицированной ионосфере

Исследования в Платтевилле были исключительно полными. Было показано, что новые явления возникают только под действием мощной обыкновенной радиоволны (О-волны), распространяющейся в вертикальном или близком к нему направлении. Такие явления получили название *модификации ионосферы* под действием мощных радиоволн. Исследования модификации на указанных выше стендах проводятся и сейчас. Кроме гигантского ракурсного рассеяния наблюдаются следующие основные явления.

1. *Структуризация ионосферной плазмы.* Кроме определяющих ракурсное рассеяние сильно вытянутых неоднородностей, имеющих размер $5-10 \text{ м}$ поперек и до 10 км вдоль магнитного поля Земли **В**, создаются и другие сильно вытянутые вдоль **В** структуры. Они имеют поперечный размер от порядка $100-200 \text{ м}$ (группа неоднородностей) до $2-5 \text{ км}$ (зона неоднородностей). Происходит *самофокусировка* возмущающей волны в этих структурах. В результате, мощная волна распространяется вдоль магнитного поля Земли и фокусируется в направлении *магнитного зенита* (МЗ).

2. *Аномальное поглощение.* Мощная волна почти полностью поглощается в ионосфере — отражается $\sim 5\%$, в то время как в обычных случаях, напротив, самопоглощение в ночное время составляет только порядка 5% мощности. Иначе говоря, возникает огромное изменение в поглощении возмущающей ионосферу радиоволны.

3. *Широкополосное поглощение.* Возникает очень сильное поглощение других радиоволн в ионосфере в полосе частот шириной порядка $100-200 \text{ кГц}$ в окрестности частоты мощной станции.

4. *Искусственное радиоизлучение ионосферы* (ИРИ) (stimulated electromagnetic emission, SEE). Возникает очень сильное радиоизлучение из возмущенной области ионосферы на частотах, сдвинутых на $100-300 \text{ кГц}$ относительно частоты мощной станции.

5. *Возбуждение очень сильных собственных колебаний ионосферной плазмы.* Колебания плазмы наблюдаются с помощью радаров некогерентного рассеяния и других специальных мощных радаров, используемых для изучения ионосферы.

6. *Эффективное ускорение электронов в ионосферной плазме.* Ускоренные электроны наблюдаются с помощью использования радаров некогерентного рассеяния, а также проведения прямых измерений на спутниках.

7. *Сильное искусственное оптическое свечение ионосферы.* Свечение наблюдается с помощью специальных спектроскопов, фотодетекторов, телескопов и другой фотодиагностической аппаратуры.

Модификация ионосферы мощными радиоволнами происходит в основном в F-слое. Иногда явления аналогичного типа наблюдаются в слое E-спорадическом.

4.3. Физическая природа модификации ионосферы

В ионосфере, как и во всякой плазме, имеются собственные колебания и волны. Наиболее интересны для нас электронные ленгмюровские колебания и тесно связанные с ними продольные ленгмюровские волны. Частота этих колебаний ω_L возрастает с увеличением плотности плазмы:

$$\omega_L(z_L) = \left(\frac{4\pi e^2 N(z_L)}{m} \right)^{1/2},$$

где e и m — заряд и масса электрона, $N(z_L)$ — плотность плазмы на высоте z_L .

Как видно из рис. 1 в ионосфере плотность плазмы N возрастает с увеличением высоты z до максимума в F-слое. Соответственно возрастает и ленгмюровская частота (рис. 12). Важно, что в точке отражения распро-

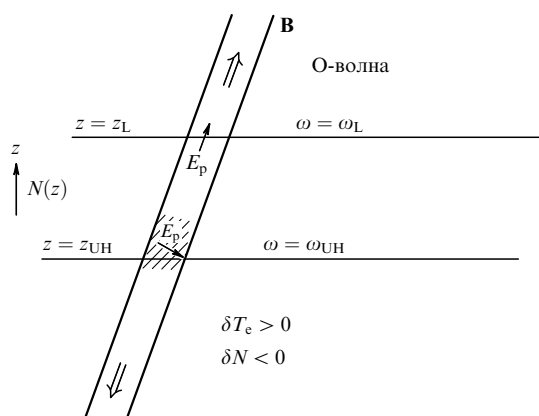


Рис. 12. Область плазменных резонансов. В точке отражения распространяющейся вертикально вверх обыкновенной (О) радиоволны ее частота ω совпадает с собственной частотой продольных ленгмюровских колебаний плазмы: $\omega = \omega_L$. Электрическое поле радиоволны в точке отражения $E(z_L)$ направлено вдоль магнитного поля Земли **В**. Так же направлен и вектор напряженности собственных ленгмюровских колебаний плазмы **Е**. Отражение радиоволны происходит ниже максимума F-слоя (см. рис. 1). Поэтому в окрестности точки отражения z_L концентрация плазмы $N(z)$ возрастает с увеличением высоты z . Ионосфера предполагается плоскостной ($N(z)$), область ленгмюровского резонанса $z = z_L$ показана горизонтальной линией. В верхнегибридном резонансе ($z = z_{UH}$) частота радиоволны ω совпадает с ВГ-частотой: $\omega = \omega_{UH}$. Электрическое поле ВГ-колебаний **Е** перпендикулярно **В**. Область ВГ-резонанса (z_{UH}), изображенная горизонтальной прямой, расположена всегда ниже ленгмюровского резонанса. Между резонансами — резонансный слой толщиной $\Delta z = z_L - z_{UH} \approx (\omega_H^2/2\omega^2)/(dN/dz)$. Здесь принято во внимание, что обычно $\omega_L \sim (3-6)\omega_H$. Учитывая, что характерный масштаб градиента концентрации в F-слое $N/(dN/dz) \sim 30-100 \text{ км}$, находим $\Delta z \sim 2-10 \text{ км}$. Подчеркнем, что положение и ширина резонансного слоя зависит от частоты возмущающей волны ω и распределения концентрации $N(z)$ в ионосфере. Вблизи максимума F-слоя ($dN/dz \rightarrow 0$) область резонансов значительно расширяется.

Резонансная неустойчивость. В области ВГ-резонанса $z = z_{UH}$ при наличии неоднородностей в плазме под действием электрического поля мощной радиоволны возбуждаются ВГ-волны. Если неоднородность отрицательна, $\delta N < 0$, то ВГ-волны захватываются ею и образуют стоячую волну. Такие волны эффективно нагревают электроны, $\delta T_e > 0$, что приводит к выдавливанию плазмы и усилению неоднородности. В результате возникает неустойчивость, приводящая к генерации большого количества сильно вытянутых вдоль магнитного поля отрицательных неоднородностей. Зона нагрева электронов в области ВГ-резонанса показана штриховкой, потоки вытекающей плазмы указаны стрелками.

страняющейся вертикально вверх обыкновенной радиоволны ее частота ω совпадает с *ленгмюровской частотой* $\omega_L(z_L)$. Совпадение частот $\omega = \omega_L(z_L)$ означает, что возможно *резонансное взаимодействие* мощной О-волны с собственными колебаниями и волнами ионосферной плазмы. Именно резонансные процессы взаимодействия мощной волны накачки с собственными колебаниями ионосферной плазмы и определяют основные особенности модификации F-слоя.

Существенное влияние на частоту собственных продольных колебаний ионосферной плазмы оказывает магнитное поле Земли **B**. Если плазма колеблется вдоль магнитного поля, точнее, если напряженность электрического поля колебаний **E** направлена вдоль **B** (т.е. $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$), то собственная частота колебаний совпадает с ленгмюровской частотой ω_L (см. рис. 12). Если же вектор напряженности электрического поля **E** перпендикулярен магнитному полю (т.е. $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$), то собственная частота колебаний равна *верхнегибридной частоте* ω_{UH} (см. рис. 12):

$$\omega_{UH}(z_{UH}) = \left(\frac{4\pi e^2 N(z_{UH})}{m} + \omega_H^2 \right)^{1/2},$$

где $\omega_H = eH/mc$ — гиромагнитная частота. При одном и том же значении концентрации плазмы N разница между частотами ω_L и ω_{UH} составляет 2–10 %. Отсюда следует, что поскольку в ионосфере плотность плазмы N изменяется с высотой z , то для мощной волны с заданной частотой ω существует целый *резонансный слой*: на нижней границе слоя достигается *верхнегибридный резонанс*: $\omega = \omega_{UH}(z_{UH})$, на верхней границе — *ленгмюровский резонанс* $\omega = \omega_L(z_L)$. Толщина резонансного слоя в условиях F-области ионосферы составляет 2–10 км. (Подробное пояснение см. на рис. 12.)

Следует подчеркнуть, что радиоволны — тоже собственная мода ионосферной плазмы, только поперечная. В однородной плазме собственные моды линейно независимы. Они распространяются свободно и никак не связаны между собой. Резонансная связь между модами возникает в результате *нелинейных процессов*.

Отметим основные особенности нелинейного воздействия мощной радиоволны на верхнюю ионосферу.

1. Области резонансов достигает только обыкновенная волна при вертикальном или близком к нему распространении. Необыкновенная волна всегда отражается ниже резонансов.

2. Вблизи точки отражения амплитуда радиоволны значительно возрастает ([1, §17]). Причина этого — уменьшение групповой скорости в области отражения. Возрастание амплитуды способствует усилению нелинейных процессов.

3. Возбуждению продольных собственных колебаний плазмы препятствуют столкновения электронов. В F-слое частота соударений весьма мала: $\nu \sim 3 \times 10^2 - 10^3 \text{ с}^{-1}$, что на много порядков меньше собственной частоты колебаний $\omega_L \sim 10^7 - 3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, т.е. $\nu/\omega_L \approx 10^{-4} - 10^{-5}$. Это создает возможность для интенсивного нелинейного возбуждения собственных волн плазмы под действием волны накачки.

4. Более того, благодаря незначительности столкновительных потерь создается возможность осуществления целого комплекса процессов нелинейного взаимодействия и взаимной трансформации плазменных

волн, возбуждения турбулентных спектров, возникновения плазменных структур и ускорения электронов. Все это определяет широкую палитру физических явлений, наблюдаемых при модификации ионосферы.

5. Нелинейные явления в верхнегибридном резонансе

5.1. Резонансная неустойчивость

Невысокая частота столкновений в F-слое определяет еще одну важную особенность плазмы в верхней ионосфере. Дело в том, что процессы переноса — диффузия и теплопроводность — в замагниченной плазме сильно зависят от отношения частоты соударений электронов ν к гиромагнитной частоте их вращения ω_H . В F-слое это отношение очень мало: $\nu/\omega_H \sim 3 \times 10^{-5} - 10^{-4}$. В результате, перенос частиц и тепла вдоль магнитного поля на несколько порядков выше, чем в поперечном направлении. Иначе говоря, процессы продольного переноса очень сильны. Но это означает, что любые начальные возмущения плотности или температуры быстро стремятся превратиться в сильно вытянутые вдоль магнитного поля неоднородности.

Теперь представим себе, что такая плазменная неоднородность находится в области ВГ-резонанса для радиоволны мощной станции, воздействующей на ионосферу. Иначе говоря, $\omega = \omega_{UH}$, где ω — частота радиоволны, а ω_{UH} — частота ВГ-резонанса. Но это означает, что мощная волна может возбуждать верхнегибридные плазменные волны. При этом эффективность возбуждения плазменных волн пропорциональна градиенту концентрации плазмы $|\nabla N|$. А поскольку неоднородности сильно вытянуты вдоль магнитного поля **B**, то максимальный градиент концентрации $(\nabla N)_{\max}$ ортогонален **B**. Таким образом, мощная волна наиболее эффективно накачивает в ВГ-резонансе именно верхнегибридные плазменные волны с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel (\nabla N)_{\max}$. Эти волны распространяются ортогонально магнитному полю, т.е. ортогонально оси неоднородности. При этом, если плотность плазмы понижена, $\delta N < 0$ (см. рис. 12), они оказываются захваченными неоднородностями и образуют стоячую ВГ-волну.

Вследствие соударений энергия ВГ-волны поглощается. Это приводит к увеличению температуры электронов T_e . Возрастание T_e служит причиной выдавливания плазмы, т.е. усиления отрицательного возмущения концентрации плазмы. При этом абсолютная величина градиента плотности $|\nabla N|$ возрастает. Соответственно возрастают накачка и захват неоднородностями ВГ-волн, вновь ведущие к увеличению T_e , понижению концентрации и дальнейшему усилению накачки волн и т.д. Таким образом возникает неустойчивость, приводящая к увеличению электронной температуры, усилению выдавливания плазмы из неоднородности и возрастанию количества захваченных неоднородностями ВГ-волн. Эта неустойчивость получила название *резонансной неустойчивости*. Сильно вытянутая вдоль магнитного поля Земли отрицательная плазменная неоднородность играет в неустойчивости роль резонатора, в котором под действием поля мощной радиоволны резонансно накачиваются ВГ-волны. Теория резонансной неустойчивости была развита в работах Васькова и Гуревича [30] и Мёлхуса [31].

Резонансная неустойчивость объяснила появление в ионосфере под действием мощной О-волны огромного количества сильно вытянутых неоднородностей, приводящих к гигантскому ракурсному рассеянию радиоволн. Была указана важная роль процессов в области ВГ-резонанса. Кроме того, впервые была обнаружена неустойчивость, соединившая бесстолкновительную генерацию плазменных волн со столкновительными процессами — нагревом электронов и диффузией плазмы. Неустойчивость такого типа возникает только в сильно замагниченной плазме ($\omega_H \gg \nu$), где имеется очень большое различие между процессами продольного и поперечного переноса, и служит одной из основных причин структуризации плазмы.

5.2. Ракетный эксперимент Келли.

Структуризация ионосферной плазмы

Явление гигантского ракурсного рассеяния, впервые обнаруженное в Платтевилле, детально исследовалось в 1980-е годы на стенде "Сура" и на других станциях воздействия⁶ в СССР Л.М. Ерухимовым с сотрудниками [32, 33], А.М. Насыровым и др. [34], а также в Аресибо С. Ноблом и Ф. Джусом [35].

Было установлено, что возмущения плотности имеют величину порядка 1 %, длина неоднородностей составляет порядка 1–10 км, поперечный масштаб — порядка нескольких метров. Изучены их временные и пространственные зависимости. Было установлено, что при наличии в ионосферной плазме дрейфов, обусловленных действием внешнего электрического поля, неоднородности перемещаются вместе с плазмой (П. Бернхард, Л. Дункан и др. [36]). При этом сами неоднородности очень стабильны — ширина полосы рассеяния $\sim 0,1$ Гц.

И все же данные рассеяния не давали полной картины. Решающее значение приобрел прямой ракетный эксперимент, проведенный в Аресибо М.Келли и др. [37] в 1995 г. На рисунке 13 показаны результаты эксперимента. Ракета пересекла возмущаемую мощной радиостанцией область. Частота радиоволн, излучаемых станцией, составляла 5,1 МГц. Область их отражения находилась на высоте примерно 268 км. Однако неоднородности наблюдались и ниже области отражения и выше ее: от ~ 255 км до 275 км, т.е. они были видны на масштабе более 20 км по высоте. Во всех неоднородностях наблюдалось только понижение концентрации плазмы. На вставке рис. 13 видно, что неоднородности представляют собой резкие солитонообразные ямки плотности, причем не очень глубокие, их глубина нигде не превосходит 10 % от концентрации электронов в ионосфере. Ракета пересекла несколько зон. В некоторых из них неоднородностей почти не наблюдалось, в других они возбуждались очень мощно. Обработка данных наблюдений показала, что неоднородности стационарны. Их характерный поперечный размер 7–10 м. Кроме того, неоднородности объединены в группы с поперечным размером 100–200 м и в большие зоны радиусом 1–3 км.

Теория стационарных неоднородностей построена в 1995 г. А.В. Гуревичем, А.В. Лукьяновым и К.П. Зыби-

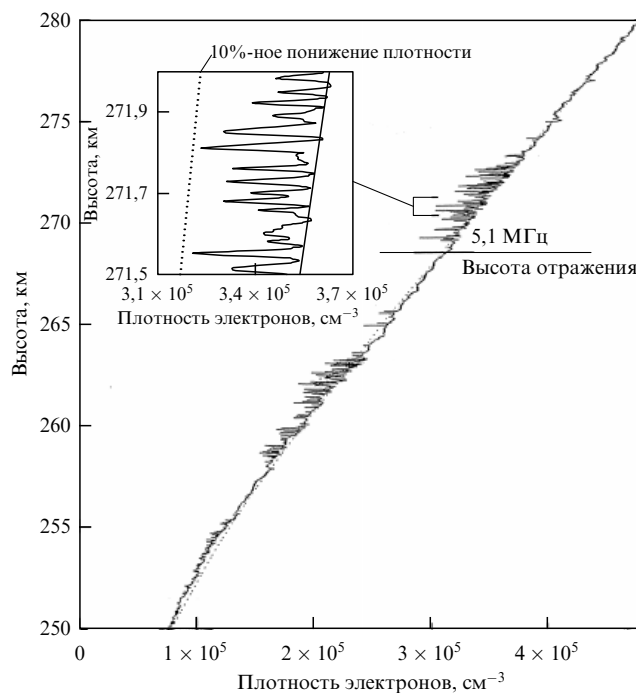


Рис. 13. Распределение концентрации в возмущенной ионосферной плазме в зависимости от высоты z , измеренное на ракете (Келли и др. [37]). Возмущение производилось на частоте 5,1 МГц станцией в Аресибо, имеющей эффективную мощность $P_G = 40$ МВт. Видны три ярко выраженные зоны, содержащие неоднородности концентрации. Область, занятая неоднородностями, растянута более чем на 20 км по высоте z , от 250 до 274 км. На вставке представлены подробно данные наблюдений на отрезке $\Delta z \sim 0,5$ км. Видно, что все неоднородности отрицательны: $\Delta N = N - N_0(z) < 0$. Они имеют солитонообразную форму, их характерный размер 7–10 м. Возмущения концентрации в неоднородностях не превышают 10 %: $|\Delta N|/N \leq 0,1$. Возмущения разбиты на три больших зоны с размером 2–5 км. Между зонами возмущений почти нет. Внутри зон выделяются группы возмущений масштабом 100–200 м.

До эксперимента [37] предпринималось несколько аналогичных попыток исследования возмущенной радиоволнами области на ракетах, но они не принесли существенных результатов. Основная причина успеха Келли и др. заключалась в использовании высокоточной и высокоскоростной техники измерений. Измерения проводились с помощью ленточного зонда, расположенного на вынесенной вперед на носу ракеты штанге. Зонд имел размер 1,6 мм, а зондовая характеристика снималась 90000 (!) раз в секунду. Это позволило измерить возмущение концентрации плазмы через каждые 1–2 см на пути ракеты и получить очень детальную картину. Обработка данных наблюдений показала, что неоднородности концентрации плазмы стационарны и сильно вытянуты вдоль магнитного поля Земли (более чем на 10 км).

ным [38] почти одновременно с ракетным экспериментом. В основе теории — резонансная неустойчивость. Верхнегибридные волны, возбуждающиеся под действием мощной радиоволны, оказываются захваченными отрицательными неоднородностями ($\Delta N = N - N_0 < 0$) и образуют в каждой из них стоячие ВГ-волны. Это приводит к эффективному нагреву электронов в неоднородностях и усиливает резонансную неустойчивость. Стабилизация неустойчивости — следствие того, что генерация и захват ВГ-волн происходит только в окрестности ВГ-резонанса, т.е. на масштабах порядка 300–500 м, а вытягиваются неоднородности плотности плазмы и температуры электронов на расстояния до десяти километров. В той области, где воздействия нет, проис-

⁶ Отметим, что ракурсное рассеяние можно наблюдать на Земле только на средних или низких широтах. Это определяется наклоном магнитного поля Земли **В**. В высоких широтах направление **В** близко к вертикальному, так что высокочастотные радиоволны, посланные с Земли, после ракурсного рассеяния на Землю не возвращаются.

ходят только перенос возмущения и его затухание за счет столкновительных потерь. В результате чего и образуется стационарная сильно вытянутая неоднородность. Ее структура и масштабы определяются как воздействием мощной радиоволны, резонансной генерацией и захватом ВГ-волн, так и процессами продольного и поперечного переноса в плазме.

Результаты теории показаны на рис. 14. В зависимости от амплитуды электрического поля волны накачки возбуждаются неоднородности разной величины. Характерно, что относительные возмущения плотности не превосходят величины порядка 10 % в полном соответствии с данными наблюдений. Поперечный размер неоднородностей также составляет 5–10 м, он выражается через параметры переноса ионосферной плазмы. Хотя возмущения плотности невелики, температура электронов в неоднородности может сильно возрастать — в 2–4 раза. Это основное предсказание теории.

Отметим еще одну важную особенность, выявленную теорией стационарных неоднородностей. Дело в том, что ВГ-волны, резонансно возбуждаемые волной накачки в данной неоднородности, диссипируют не только вследствие нагрева электронов, но и за счет прямой трансформации ВГ-волн в электромагнитные — в так называемую Z-моду [1, § 29], [30, 31]. Волны Z-моды свободно распространяются поперек магнитного поля. Они имеют ту же частоту, что и ВГ-волна. Поэтому, будучи излученными одной неоднородностью, волны Z-моды принимают участие в накачке ВГ-волн в других неоднородностях. В результате волны Z-моды оказываются поглощенными достаточно большой группой (порядка 10^2 – 10^3) стационарных неоднородностей. Вследствие

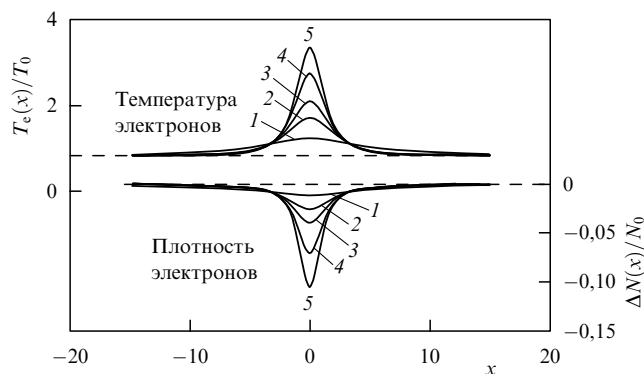


Рис. 14. Поперечное распределение возмущений температуры электронов T_e/T_0 и концентрации плазмы $\Delta N/N_0$ в сильно вытянутых вдоль магнитного поля Земли стационарных плазменных неоднородностях (T_0 и N_0 — температура и концентрация невозмущенной плазмы, $\Delta N = N - N_0$). По оси абсцисс отложено расстояние x от оси неоднородности в единицах $l_0 = (D_{\perp}^2 \kappa_{\parallel} \tau / D_{\parallel} \delta v_e)^{1/4}$, где $D_{\perp}$ и $D_{\parallel}$ — продольный и поперечный коэффициенты амбиполярной диффузии плазмы, $\kappa_{\parallel}$ — коэффициент электронной теплопроводности, v_e и τ — частота соударений и время жизни электронов, δ — средняя доля энергии, теряемой электронами при одном соударении. В условиях F-слоя ионосферы $l_0 \sim 5$ – 10 м. Кривые приведены для различных значений относительной амплитуды электрического поля волны накачки E_0/E_c : 1 — $E_0/E_c = 1,15$; 2 — $E_0/E_c = 1,4$; 3 — $E_0/E_c = 1,8$; 4 — $E_0/E_c = 2,6$; 5 — $E_0/E_c = 2,9$. Здесь E_c — критическое поле возбуждения стационарных неоднородностей. В условиях F-слоя ионосферы $E_c \sim 30$ – 100 мВ м $^{-1}$. Такое поле создает в F-слое возмущающая станция с эффективной мощностью излучения $PG \approx 10$ – 100 МВт.

этого процесс возбуждения волной накачки сразу группы стационарных неоднородностей оказывается более эффективным, чем возбуждение отдельных неоднородностей [38].

Критическое поле возбуждения стационарных неоднородностей выражается в виде $E_c \approx E_T \sqrt{\delta v_T/c}$. Здесь мы выделили характерное значение сильного поля $E_T = (m\omega/e) v_T$, при котором скорость осциллирующих электронов в поле волны накачки $eE_0/m\omega$ становится равной их тепловой скорости v_T . Одновременно, поскольку частота ω близка к ленгмюровской частоте, при $E_0 = E_T$ плотность энергии волны накачки $E_0^2/4\pi$ становится равной тепловой энергии электронов плазмы $N_0 T_e$. Ясно, что при $E_0 \geq E_T$ распространение радиоволны в плазме полностью преобразуется и определяется нелинейными процессами.

Резонансные нелинейные эффекты ярко проявляются уже в полях $E_0 \ll E_T$. В частности, критическое поле E_c много меньше E_T , так как δ и v_T/c — малые параметры. В условиях F-слоя ионосферы $E_c \sim 30$ – 100 мВ м $^{-1}$. Такое поле создает в F-слое возмущающая станция с эффективной мощностью излучения $PG \sim 10$ – 100 МВт.

Самофокусировка мощной радиоволны. Возбуждение групп стационарных неоднородностей является одной из причин самофокусировки мощной радиоволны. Действительно, поскольку радиоволна мощной станции имеет примерно на порядок больший масштаб, чем поперечный масштаб сильно вытянутых неоднородностей, то она одновременно охватывает целую группу неоднородностей. Поскольку плотность плазмы в каждой неоднородности понижена ($\Delta N < 0$), то в среднем для волны накачки плотность оказывается пониженной. При этом понижение плотности, как видно из рис. 14, зависит от амплитуды волны накачки. Это приводит к нелинейному эффекту самофокусировки мощной радиоволны и одновременно к формированию групп неоднородностей, имеющих параболическую солитонобразную структуру по амплитуде максимальных возмущений плотности $\Delta N_{\max} < 0$ (рис. 15). Благодаря тому, что неоднородности сильно вытянуты вдоль магнитного поля Земли, самофокусировка происходит только в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. В результате в ионосферной плазме образуются волновые каналы, в которые захватывается сама мощная волна накачки. При этом, как видно из рис. 15, волна накачки распространяется в канале только вдоль направления магнитного поля. В этом состоит главная особенность эффекта самофокусировки на сильно вытянутых неоднородностях [39].

Канал создается группой сильно вытянутых неоднородностей. Поперечный размер группы порядка 100–300 м. Именно группы неоднородностей такого масштаба и наблюдались в эксперименте Келли. Также были видны большие группы неоднородностей, состоящие уже из многих каналов. Таким образом, процесс самофокусировки приводит к возникновению в ионосферной плазме разнообразных структур, вытянутых вдоль магнитного поля Земли (рис. 16). Одновременно происходит самоканализация, захват мощной волны и ее распространение в направлении магнитного поля. Этот процесс служит, в частности, основной причиной так называемого эффекта магнитного зенита.

Таким образом, нелинейная самофокусировка мощной радиоволны на созданных ею самой плазменных неоднородностях приводит к возникновению целого

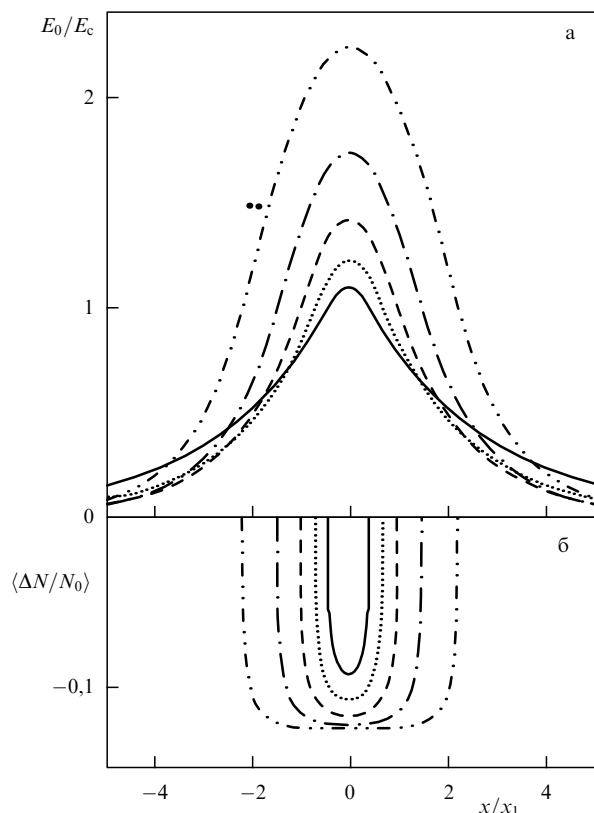


Рис. 15. Канализация мощной радиоволны вследствие самофокусировки на сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностях. (а) Распределение амплитуды поля мощной волны в поперечном к магнитному полю направлении x ; волна захвачена в канал. (б) Усредненное по группе сильно вытянутых неоднородностей распределение возмущений плотности плазмы $\langle \Delta N \rangle / N_0$. Масштаб канала x выражен в единицах $x_1 = (\lambda/2\pi)[((\Delta N/N_0)^2)]^{-1/4}$, где λ — длина возмущающей волны. В условиях F-слоя ионосферы $x_1 \sim 30-50$ м.

Видно, что если сфокусированное поле мощной волны в максимуме $E_0^{\max}$ лишь немного превышает критическое поле E_c , то формируются небольшие параболические волновые каналы, охватывающие соответственно небольшую группу неоднородностей. В случае более сильного поля, $E_0^{\max} \sim 2E_c$, канал увеличивается и приобретает прямоугольную форму. Поле волны практически полностью захватывается таким каналом.

спектра структур в ионосферной плазме, вытянутых вдоль магнитного поля Земли.

5.3. Эффект магнитного зенита

Суть эффекта магнитного зенита (MZ) состоит в следующем. В линейном приближении обыкновенная радиоволна, направленная вертикально вверх, в области отражения должна отклоняться в северном полушарии к северу ([1, § 35, рис. 35г]). Неожиданным оказалось то, что в экспериментах по модификации ионосферы пучок мощных обыкновенных радиоволн, направленный вертикально вверх, как обнаружили М. Кош и др. [41], Т. Педерсен и Г. Карлсон [42], отклоняется, наоборот, к югу. Напомним, что магнитное поле Земли также отклоняется от вертикали к югу в сторону экватора. В соответствии с представленными выше результатами эксперимента и теории мощная волна вследствие нелинейной самофокусировки может захватываться каналом и распространяться вдоль магнитного поля [43]. Более того, наиболее сильное возмущение возникает именно в

направлении линии магнитного поля, проходящей непосредственно через станцию. Это и есть *эффект магнитного зенита* [44–48]. На рисунке 17, где представлена схема эффекта MZ, показано, что в направлении MZ возникает канал, в котором распространяется мощная волна и сильно повышается электронная температура — от 1000 К в окружающей плазме до 3000 К в канале.

Эффект MZ наблюдался в экспериментах, проводившихся на всех мощных стендах. На станции HAARP наблюдалась сильная вспышка излучения в ионосфере при направлении пучка в магнитный зенит [44]. На рисунке 18 представлены результаты измерений на спутнике "Oscar-27". Пучок направлен вертикально вверх, а максимальное возмущение возникает южнее, в направлении, близком к MZ. Основная мощность волны смещается к югу, поэтому здесь мы видим наиболее сильный эффект [49].

Впервые эффект MZ был обнаружен Т. Лейзером, Б. Густавсоном и др. на станции "Тромсо" [46, 48]. Станция работала в периодическом режиме: 2 минуты включена, 2 минуты выключена. При проведении эксперимента как направление мощного пучка, так и направление измеряющего радара постепенно смещали от вертикали в сторону магнитного поля. Значительных возмущений плотности плазмы и ионной температуры замечено не было. Вначале не наблюдалось и больших изменений температуры электронов T_e . Однако, когда направление пучка приблизилось к MZ, неожиданно резко возникло сильное увеличение электронной температуры — до $(3-4) \times 10^3$ К. При этом резко увеличился и вертикальный размер зоны, в которой наблюдался интенсивный разогрев электронов плазмы. Она поднялась до высот 300–400 км. На рисунке 19 представлены другие наблюдения на "Тромсо" [48]. Одновременно изменялся угол наклона передатчика и угол наклона радара, который измерял температуру. Видно, что при углах больших, чем 10° от направления магнитного поля, т.е. от направления MZ, температура электронов T_e составляет 1000 К, как и в невозмущенной ионосфере. При угле 5° температура начинает повышаться, а при направлении строго в зенит возрастает до 3000 К. Это показывает, что по углу отклонения от направления в зенит эффект очень узкий⁷.

Эффект MZ, согласно теории, должен ослабевать с уменьшением широты, на которой расположена станция. Однако и на среднеширотной станции "Сура" (широта 56°) наблюдалось значительное усиление оптического свечения в направлении MZ. На рисунке 20 показаны возмущения распределения концентрации в ионосфере, наблюдавшиеся со спутника Е.Д. Терещенко и др. [50]. На рисунке 20а представлен случай, когда пучок возму-

⁷ Замечу, что в 1995–1996 гг., когда наша фиановская теоретическая группа работала в Институте астрономии им. Макса Планка, которому принадлежит станция "Тромсо", мы неоднократно пытались убедить руководителей эксперимента, что согласно теории [38] должно происходить значительное увеличение температуры электронов в F-слое под воздействием мощной волны и что следует проверить это утверждение. Экспериментаторы всегда отвечали, что наблюдения регулярно показывают повышение температуры не более чем на 20–30 %, а больших возмущений никогда не возникает. Для почти любого направления мощного пучка они были правы. Однако, как мы видим, проведенные спустя несколько лет специальные измерения с использованием возмущающего пучка, направленного в MZ, подтвердили предсказания теории.

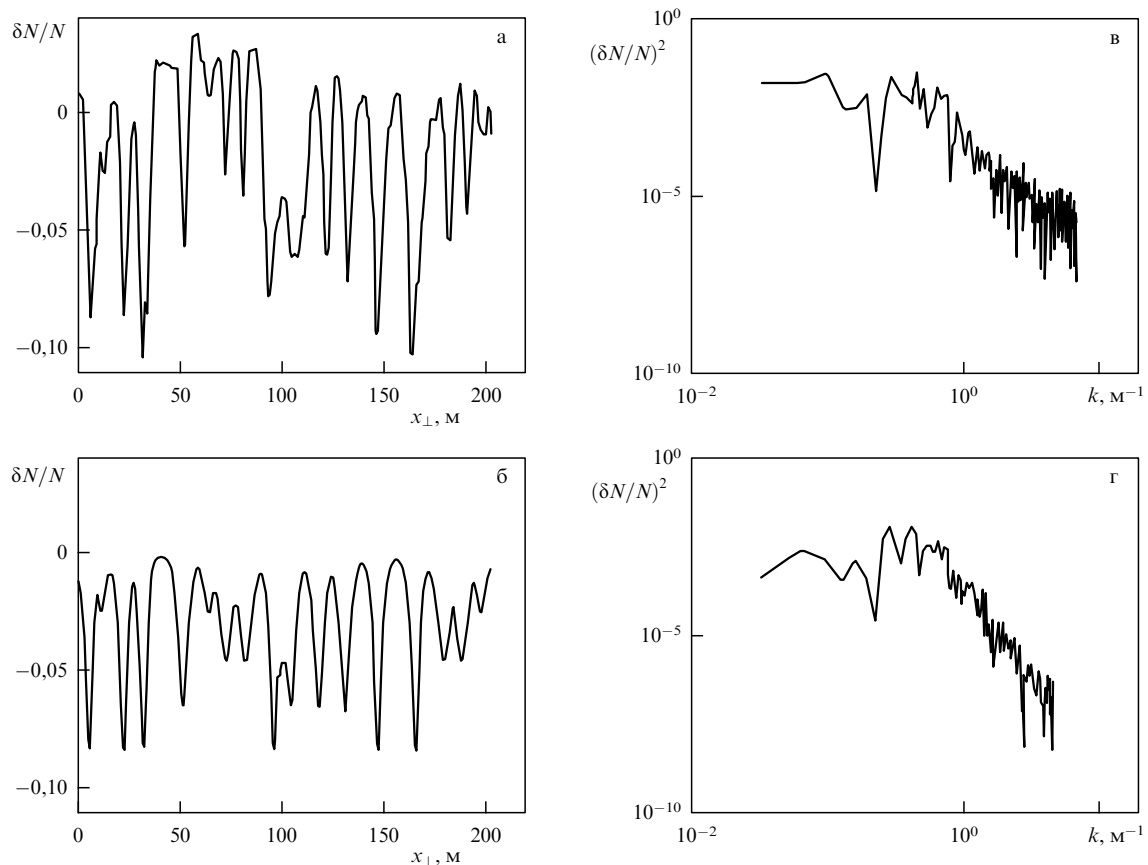


Рис. 16. Спектр неоднородной структуры возмущенной ионосферной плазмы. Процесс самофокусировки приводит к возникновению спектра структур поперек магнитного поля в ионосферной плазме. Сопоставление данных наблюдения с теорией проведено в работе [40] (Франц и др.). (а) Результаты обработки наблюдений на ракете [37]: данные прямых наблюдений спроектированы на плоскость, перпендикулярную магнитному полю Земли. (б) Результат численного расчета пространственного спектра согласно теории [38]; при расчете использована наблюдаемая в [37] статистика максимальных амплитуд флуктуаций плотности. Видно в целом хорошее согласие теории с экспериментом. (в, г) Те же данные в k -пространстве. В масштабах от $k \approx 0,02 \text{ м}^{-1}$ до $k \approx 0,5 \text{ м}^{-1}$ экспериментальный и теоретический спектры полностью подобны. При $k > 0,5 \text{ м}^{-1}$ спектр, построенный согласно теоретической модели, спадает, имея везде спектральный индекс, близкий к 4. Экспериментальный спектр имеет тот же индекс лишь до $k \approx 2 \text{ м}^{-1}$, после чего его спад замедляется.

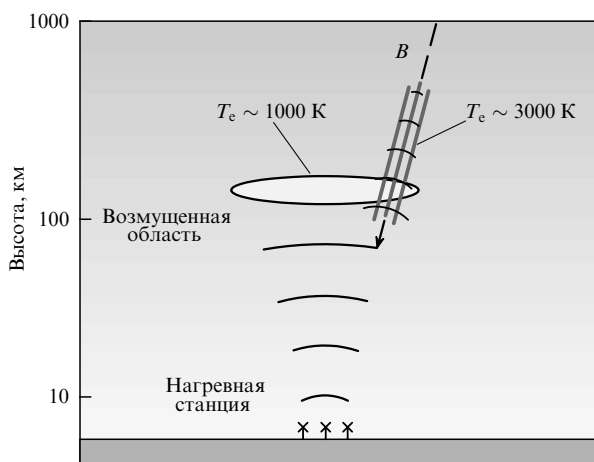


Рис. 17. Эффект магнитного зенита (модель). Мощная станция посылает пучок радиоволн, направленный вертикально вверх. Однако наиболее сильный нагрев электронов, свечение и возмущение ионосферной плазмы наблюдаются не в вертикальном направлении, а в направлении магнитного зенита (MZ). Возмущение поднимается при этом до высот 400–600 км, т.е. значительно выше максимума F-слоя. Магнитный зенит — это направление вектора магнитного поля в месте расположения станции на Земле. Отклонение MZ от вертикали θ_z определено магнитным склонением (наклоном) оси магнитного диполя к оси вращения Земли и географической широтой места. Оно меньше для авроральных станций: для HAARP $\theta_z \approx 13^\circ$, для "Тромсо" $\theta_z \approx 9^\circ$. С понижением широты угол θ_z , естественно, возрастает: для станции "Сура" $\theta_z \approx 19^\circ$.

шающей станции ("Сура") направлен вертикально вверх. Видно, что хотя пучок вертикальный, в направлении магнитного поля имеется сильное возмущение. Рисунок 20б соответствует случаю, когда пучок отклонен на 12° в сторону В. Здесь гораздо более четко видно возмущение в узкой области в направлении MZ. Одновременно изменились возмущения концентрации в неоднородностях

масштабом порядка 100 м. Эти возмущения резко возрастали при наклоне пучка.

Приведенное выше простое объяснение природы эффекта MZ справедливо лишь при воздействии на ионосферу радиоволн низкой частоты, $f \leq 4 \text{ МГц}$. Для высоких частот, $f \geq 5 \text{ МГц}$, картина усложняется. Дело в том, что при низких частотах f область ВГ-резонанса

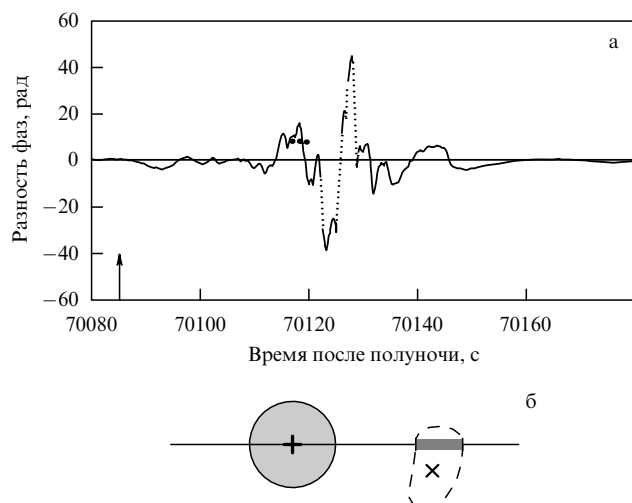


Рис. 18. Полярный спутник "Oscar-27" на круговой орбите на высоте 1000 км определяет интегральное возмущение концентрации плазмы в ионосфере по разности фазового сдвига двух радиоволн на частотах $f_1 = 149,999$ МГц и $f_2 = 389,968$ МГц. Измерения проводятся с помощью сети наземных приемных станций. Возмущения в ионосфере создавались станцией HAARP. Пучок мощных радиоволн направлялся вертикально вверх. При пролете спутника над станцией заметного возмущения плазмы не наблюдалось. Зато очень сильное возмущение было обнаружено спустя 30 с в области, проекция которой совпадала с направлением MZ. (а) Данные наблюдений возмущений плотности плазмы в ионосфере в зависимости от времени; стрелкой отмечен момент прохождения спутника над станцией HAARP. (б) Горизонтальная проекция возмущения F-области ионосферы; прямой показана траектория спутника, символом + показано положение станции HAARP, символом × — положение MZ, темный круг — проекция пучка мощной радиоволны. Область наблюдаемого сильного возмущения на траектории спутника показана темной полосой. Видно, что сильное возмущение возникает в направлении близком к MZ. Величина возмущения согласуется с результатом теоретического расчета [49].

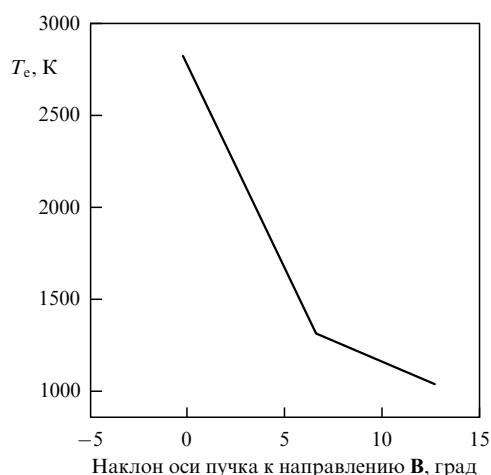


Рис. 19. Возмущение температуры электронов в Тромсо. Температура электронов T_e на высотах 300–500 км в зависимости от угла между направлением оси мощного пучка и направлением магнитного поля $\mathbf{B}$ на станции "Тромсо". Частота возмущающей волны 4 МГц, эффективная мощность станции $P_G = 300$ МВт. Измерение T_e производилось с помощью радара некогерентного рассеяния, направленного соосно возмущающему пучку.

находится существенно ниже точки отражения радиоволны при ее вертикальном падении на ионосферу. Поэтому даже при значительных углах наклона магнит-

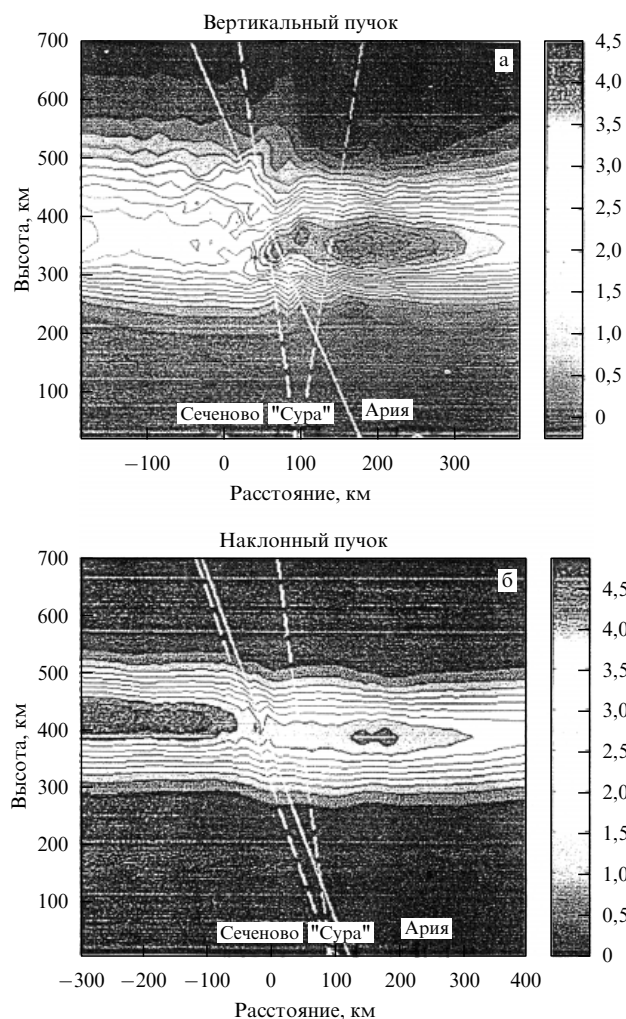


Рис. 20. Возмущения плазмы в ионосфере, создаваемые станцией "Сура". Частота мощной радиоволны 4,3 МГц, эффективная мощность излучения 30 МВт. Пучок показан штриховыми прямыми: (а) пучок вертикальный, (б) пучок склонен на 12° в сторону магнитного поля. Направление магнитного поля (19° от вертикали) показано сплошной прямой; Сеченово и Ария — места наблюдения. Измерение распределения концентрации плазмы в ионосфере производилось радиотомографическим методом с помощью российского навигационного спутника. Видно усиление возмущения ионосферы в окрестности направления MZ. Эффект усиливается при наклоне пучка передатчика. Видно также, что длительный нагрев перед пролетом спутника (14–20 мин) вызывает появление возмущений волнового типа в широкой области на высоте в окрестности максимума F-слоя.

ного поля к вертикали ($\theta_z \leq 20^\circ$) радиоволны, направленные в MZ, достигают области ВГ-резонанса (рис. 21а).

При высоких частотах f картина меняется. Область ВГ-резонанса в этом случае близка к точке отражения при вертикальном падении волны на ионосферу. Поэтому даже при не очень больших углах наклона MZ к вертикали ($\theta_z \leq 10^\circ - 15^\circ$) радиоволна, направленная в MZ, распространяется наклонно и отражается ниже области ВГ-резонанса (рис. 21б). В этом случае эффект достигается за счет омического нагрева электронов ионосферы в окрестности точки отражения радиоволны. Вследствие прогрева электронов в области отражения плазма "продавливается" (как это показано на рис. 7) и волна, продвигаясь выше, достигает области ВГ-резонанса. Затем процесс развивается так же, как и в

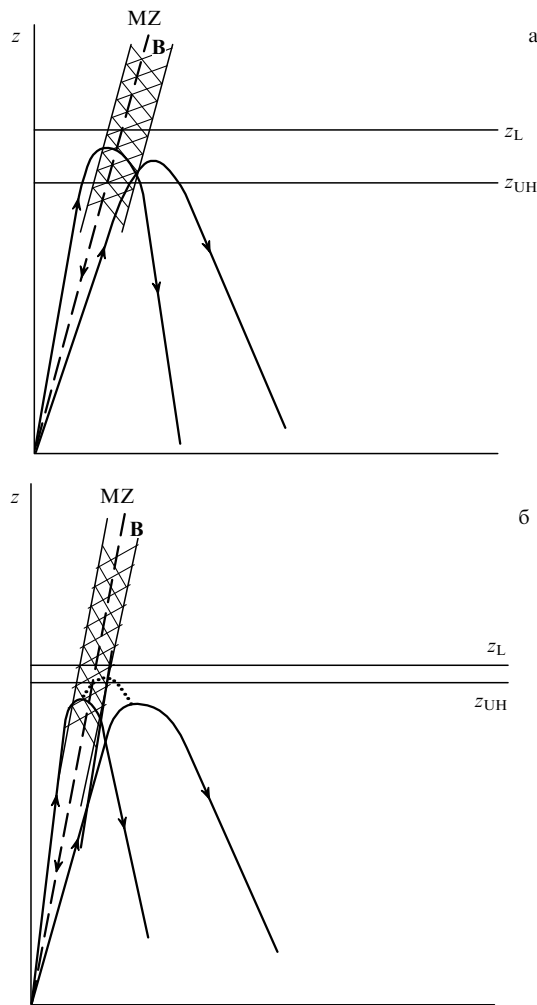


Рис. 21. MZ-эффект в низкочастотном и высокочастотном пределе. Штриховая прямая — направление магнитного поля (направление MZ). Сплошные кривые — граничные лучи пучка возмущающей радиоволны, направленного в MZ. Высота z_{UH} соответствует области ВГ-резонанса, z_L — области ленгмюровского резонанса. (а) Радиоволна низкой частоты ($f \leq 4$ МГц). Видно, что пучок радиоволн, направленный в MZ, свободно достигает области ВГ-резонанса, где вследствие резонансной неустойчивости развивается ВГ-турбулентность, приводящая в конечном счете к сильному разогреву плазмы и формированию канала, в который захватывается волна накачки. В результате, возмущающая волна достигает области не только верхнегибридного (z_{UH}), но и ленгмюровского (z_L) резонанса, где происходит эффективное ускорение электронов. Область канала показана штриховкой. (б) Радиоволна высокой частоты ($f \geq 6$ МГц). Область резонансов (между z_{UH} и z_L) в этом случае узкая. Радиоволна, направленная в MZ, отражается ниже области ВГ-резонанса. Однако, благодаря омическому нагреву электронов плазмы в окрестности точки отражения, плазма постепенно "продавливается" (область прогрева показана пунктирной линией). В результате волна достигает области ВГ-резонанса. Далее процесс возникновения MZ-эффекта идет так же, как и для низкочастотной волны. Отличие — запаздывание проявления эффекта на 20–30 с. Это время прогрева электронов с постепенным выдавливанием плазмы.

низкочастотном случае [45, 51]. Наличие предварительного прогрева фиксируется в эксперименте как запаздывание возникновения MZ-свечения в высокочастотном пределе [44] (так как предварительный прогрев требует значительного времени — 20–30 с). Можно поэтому сказать, что MZ-эффект в высокочастотном случае в известном смысле аналогичен предсказанному в [27]

пробиванию "дыры" в ионосфере в результате омического нагрева плазмы. Однако общая физическая природа MZ-эффекта, связанная с резонансными процессами, разумеется, значительно сложнее.

5.4. Аномальное и широкополосное поглощение

Сильное возбуждение собственных колебаний плазмы в области ВГ-резонанса, естественно, приводит к эффективному поглощению энергии как волны накачки, так и других радиоволн, распространяющихся в возмущенной области. Поглощаются только волны, имеющие, как и волна накачки, обыкновенную поляризацию. Ширина полосы поглощения (± 200 кГц) определяется шириной области резонанса и масштабом сильно вытянутых неоднородностей (Ерухимов и др. [32, 33], Штуббе и др. [52–55]). На рисунке 22а приведен пример аномального поглощения пробной волны (ПВ) с частотой, превосходящей частоту волны накачки на 70 кГц. Возмущающая станция (рис. 22б) включалась и выключалась с периодом 1 мин. Видно, что при включении возмущающей

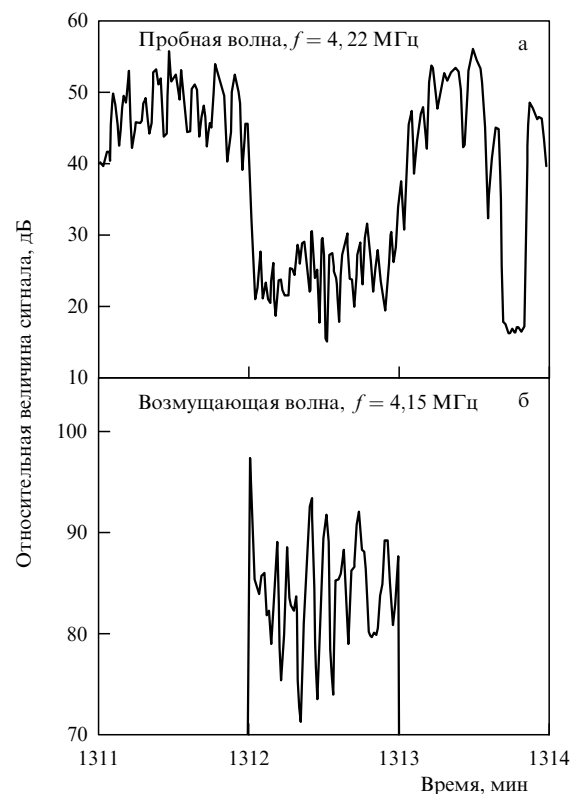


Рис. 22. Аномальное широкополосное поглощение. Возмущение ионосферы осуществляется мощной станцией "Тромсо". Эффективная мощность передатчика $P_G = 200$ МВт. Частота возмущающей волны $f = 4,15$ МГц. Передатчик работал в периодическом режиме: 1 мин включен, 1 мин выключен. Интенсивность отраженной волны передатчика представлена на рис. б. Возмущающая волна испытывает сильное аномальное поглощение (~ 20 дБ). На рис. а представлена амплитуда пробной волны (ПВ). Частота ПВ $f_p = 4,22$ МГц, что на 70 кГц выше частоты возмущающей станции. Видно, что аномальное поглощение ПВ возникает очень резко — быстрее, чем за 10 с после включения возмущающей станции. Величина аномального поглощения ПВ ~ 20 дБ. При выключении возмущающей станции эффект исчезает значительно медленнее — за время порядка 20 с. Это время определено процессом затухания сильно вытянутых неоднородностей, возбужденных мощной волной в области ВГ-резонанса ПВ (Т. Джонс и др. [53]).

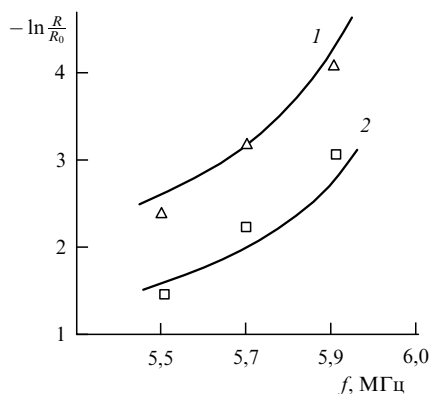


Рис. 23. Зависимость anomального поглощения от частоты пробной волны. Возмущение создавалось станцией с относительно небольшой максимальной мощностью ($PG = 20$ МВт) в Зимёнках (под Нижним Новгородом). Частота возмущающей станции $f = 5,75$ МГц. Критическая частота F-слоя $f_c \approx 6$ МГц. (f_c — максимальная частота отражающихся от F-слоя радиоволн при их вертикальном распространении.) Anomальное поглощение исследовалось, таким образом, в окрестности максимума F-слоя (R, R_0 — коэффициенты отражения соответственно возмущенной и невозмущенной волн). Измерения проведены как при максимальной (Δ) мощности возмущающей станции, так и при мощности, уменьшенной вдвое ($\square$). Видно, что anomальное поглощение ПВ занимает широкую полосу частот — порядка 400 кГц. Поглощение возрастает при приближении к максимуму F-слоя. Причина этого заключается в том, что при приближении к максимуму слоя уменьшается градиент концентрации плазмы dN/dz и соответственно возрастает длина сильно вытянутых неоднородностей. Кривые — результат теоретического расчета. Сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими позволило определить среднюю величину возмущений концентрации в неоднородностях в предположении, что они плотно заполняют всю возмущенную область: $|\delta N/N| \approx 0,7\%$ при полной мощности передатчика и $|\delta N/N| \approx 0,5\%$ при половинной. Подчеркнем, что несмотря на относительно небольшую мощность возмущающей станции anomальное поглощение достигает 15 дБ. (Эксперимент — Гетманцев и др. [56], теория — Васьков, Гуревич [14].)

станции резко возникает anomальное поглощение ПВ, причем величина поглощения составляет более 20 дБ. Иначе говоря, мощность принимаемого сигнала ПВ падает более чем в 100 раз! Отметим, что нормальное столкновительное поглощение в F-области не превосходит 5–10 %, так что эффект anomального и широкополосного поглощения исключительно ярко выражен. Восстанавливается сигнал ПВ за 10–20 с. Это время характеризует процесс рассасывания сильно вытянутых неоднородностей. Дело в том, что поглощение ПВ является следствием возбуждения самой пробной волной ВГ-колебаний на сильно вытянутых неоднородностях, созданных волной накачки. С выключением накачки неоднородности постепенно исчезают и поглощение прекращается. Именно анализ поглощения ПВ разной частоты позволил оценить продольный масштаб (~ 10 км) и среднюю величину возмущений плотности ($\sim 1\%$) вытянутых неоднородностей задолго до проведения ракетных наблюдений [24, 54]. Пример зависимости anomального поглощения от частоты ПВ в окрестности максимума F-слоя приведен на рис. 23.

Перенос модуляции. Широкополосное anomальное поглощение проявляется в своеобразной "кроссмодуляции" радиоволн в F-слое. Если излучение мощной возмущающей станции модулировано некоторой низкой частотой F , то вызываемое ею anomальное поглощение пробных радиоволн другой частоты приводит к появле-

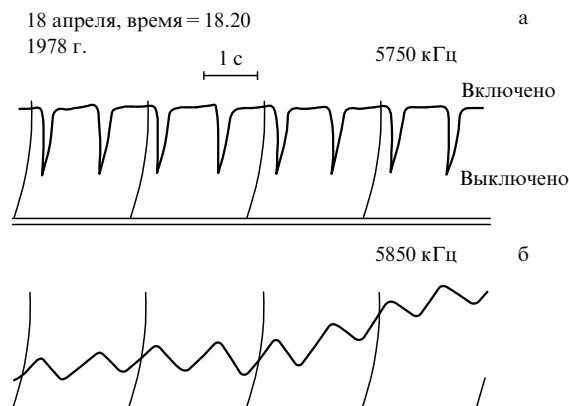


Рис. 24. "Перенос" модуляции. Воздействие на ионосферу производилось станцией с относительно небольшой максимальной мощностью $PG = 20$ МВт в Зимёнках. Станция работала на частоте $f = 5,75$ МГц в периодическом режиме: 1 с включена, 0,12 с выключена. (а) Запись отраженного сигнала мощной радиоволны; полосы — метки времени через 2,24 с. (б) Представлен принимаемый сигнал пробной волны (ПВ) с частотой 5,85 МГц и О-поляризацией, отражающейся в возмущенной области. Видно, что благодаря anomальному поглощению ПВ промодулирована той же частотой $F = (1,2\text{с})^{-1}$, хотя излучавшаяся ПВ имела постоянную амплитуду. Можно отметить, что форма "перенесенной" модуляции сильно отличается от модуляции возмущающей станции. Виден и значительный сдвиг фазы модуляции. Как изменение формы, так и сдвиг фазы модуляции отражают процессы развития и затухания сильно вытянутых неоднородностей, генерируемых радиоизлучением возмущающей станции и определяющих anomальное поглощение ПВ, следствием которого и является "перенос" модуляции (Ерухимов и др. [32]).

нию у них модуляции той же низкой частотой F . Это явление "переноса" модуляции продемонстрировано на рис. 24. Мощная станция на частоте 5,75 МГц работала в режиме: 1 с включена, 0,12 с выключена (рис. 24а). Модуляция оказалась переданной ПВ с частотой 5,85 МГц (рис. 24б). Основная частота перенесенной модуляции та же. Однако форма или частотный спектр модуляции очень сильно изменены. Это не удивительно. Ведь перенос модуляции связан с возникновением и ростом неоднородностей, создаваемых в F-слое волной накачки. Поэтому характерные времена их развития и исчезновения существенно влияют на процесс переноса модуляции. Это приводит к "гистерезису" и другим интересным особенностям явления [32, 52, 56]. Детальное исследование переноса модуляции служит одним из источников сведений о нестационарных процессах развития как верхнегибридной, так и ленгмюровской турбулентности. Для изучения последней используется модуляция с очень коротким возмущающим импульсом — $\Delta t \leq 0,1$ с [57].

6. Искусственное радиоизлучение ионосферы

В 1970-х годах Л. Стенфло [58] предсказал, что воздействие на ионосферу мощной радиоволной должно привести к возникновению обратного радиоизлучения из ионосферы на частотах, существенно отличающихся от частоты возмущающей станции. Экспериментально это радиоизлучение — искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ) — было обнаружено Б. Тиде, Г. Копкой и П. Штуббе [59] в 1982 г. Установлено, что источники ИРИ находятся в возмущенной мощной радиоволной обла-

сти. Излучение непрерывное и некогерентное. Кроме особых случаев, которые будут обсуждены в дальнейшем, излучение идет на частотах более низких, чем частота возмущающей волны.

Характерные примеры спектра ИРИ представлены на рис. 25. Видно, что общая ширина полосы ИРИ достигает нескольких десятков килогерц. Выделяется первый пик обратного излучения на частоте, сдвинутой вниз на 10–15 кГц от частоты возмущающей волны. Интенсивность излучения в первом пике очень высока — всего на 15–20 дБ ниже интенсивности отраженной волны возмущения. Этот пик, который представляет собой наиболее типичную структуру ИРИ, называют сдвинутым вниз

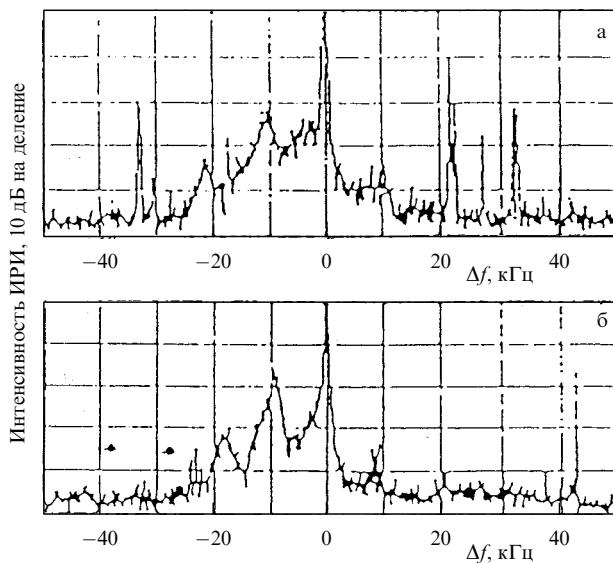


Рис. 25. Искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ). Характерные примеры спектров ИРИ, полученные на "Тромсо" П. Штуббе и др. [62]. Мощность возмущающей станции $PG = 210$ МВт, частота излучения (а) $f = 5,3$ МГц и (б) $f = 5,4$ МГц; $\Delta f = f_s - f$ — сдвиг частоты принимаемого радиоизлучения f_s ионосферы относительно частоты возмущающей станции. По оси ординат — относительная интенсивность сигнала f_s (10 дБ на одно деление). Видно, что частота ИРИ f_s сдвинута вниз от частоты возмущающей станции. Это явно указывает на распадный характер процессов, генерирующих наблюдаемое излучение.

Распад сильно возбужденных под действием волны накачки ВГ-волн (ω_{UH} , k_{UH}) происходит на верхнегибридные (ω_{UH1} , k_{UH1}) и нижнегибридные (НГ) (Ω_{LH1} , K_{LH1}) волны: $\omega_{UH} = \omega_{UH1} + \Omega_{LH1}$, $k_{UH} = k_{UH1} + K_{LH1}$. ВГ-волны определены собственными колебаниями электронов плазмы в направлении, ортогональном магнитному полю, а НГ-волны — совместными колебаниями электронов и ионов. Частота ВГ-колебаний — высокая: $\omega_{UH} = (4\pi e^2 N(z_{UH}) / m + \omega_{He}^2)^{1/2}$, близкая к частоте волны накачки $\omega_{UH} = \omega = 2\pi f$. Частота НГ-колебаний — низкая, она близка к $\Omega_{LH} = \omega_{UH} \sqrt{m/M}$, где m и M — массы электронов и ионов. В условиях ионосферы НГ-частота $F_L = \Omega_{LH} / 2\pi \approx 8$ кГц. Отметим, что F_L — это минимальная частота НГ-волн — частота "отсечки". Спектр НГ-волн, возникающих в распадном процессе, имеет характерные частоты $F_{LH} \sim (1,2 - 1,5) F_L$. Поэтому и частоты возникающих при распаде ВГ-волн отличаются от частоты волн накачки на 10–12 кГц. Именно эти волны и определяют ясно видный первый пик излученного ионосферой радиосигнала f_s . Этот пик называют "сдвинутым вниз максимумом" (СВМ) (downshifted maximum, DM). Его высота, как видно, лишь на 15–20 дБ ниже амплитуды отраженной основной волны. СВМ — наиболее ярко выраженная структура ИРИ. Второй видный пик излучения — результат вторичного распада. Его частота отличается от f уже на 20–25 кГц. Сильно развитая ВГ-турбулентность генерирует радиоизлучение со сдвигом по частоте до 100 кГц от основной частоты.

максимумом (СВМ) (downshifted maximum). Часто наблюдается и второй, более размытый максимум. За ним следует хвост протяженностью до сотни килогерц.

Детальное исследование свойств ИРИ показывает, что СВМ полностью развивается в течение нескольких секунд (до 10 с) после включения станции воздействия. После выключения станции СВМ исчезает за несколько миллисекунд. Изучение этих и других характеристик показывает, что СВМ и последующий максимум тесно связаны с процессами в области ВГ-резонанса.

Согласно теории в области ВГ-резонанса (см. рис. 12) вследствие резонансной неустойчивости сильно возбуждены собственные колебания плазмы. Их частота ω_{UH} совпадает с частотой волны накачки ω , т.е. $\omega_{UH} = \omega$. Длина соответствующих ВГ-волн или их волновой вектор k_{UH} определены поперечным размером сильно вытянутых неоднородностей, образующихся в процессе развития резонансной неустойчивости. Эти колебания когерентны — стабильность фазы диктуется стабильностью как волны накачки, так и сильно вытянутых неоднородностей.

Однако в ионосферной плазме всегда имеются малые флуктуации других волн. Когда амплитуда накачиваемых ВГ-волн достигает достаточно большого значения, существенно превосходящего амплитуду волны накачки (резонанс!), возникает "распадная" неустойчивость. Суть этой неустойчивости состоит в следующем: среди флуктуаций плазмы найдутся такие верхнегибридные (ω_{UH1} , k_{UH1}) и нижнегибридные (Ω_{LH1} , K_{LH1}) волны, которые удовлетворяют распадным условиям $\omega_{UH} = \omega_{UH1} + \Omega_{LH1}$, $k_{UH} = k_{UH1} + K_{LH1}$. Эти условия означают, что биения двух высокочастотных волн по частоте ($\omega_{UH} - \omega_{UH1}$), и в пространстве ($k_{UH} - k_{UH1}$) точно совпадают с низкочастотной волной с Ω_{LH1} , K_{LH1} . Тогда становится возможной перекачка энергии от имеющей очень высокую амплитуду основной ВГ-волны с ω_{UH} , k_{UH} к очень слабым волнам флуктуаций (ω_{UH1} , k_{UH1} и Ω_{LH1} , K_{LH1}). Процессу перекачки препятствует сбой фаз, возникающий из-за соударений электронов. Но поскольку частота соударений электронов в F-слое мала: $v/\omega_{UH} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$, то при достижении достаточно большой амплитуды основной ВГ-волны сбой фаз преодолевается и возникает процесс распада. При этом, однако, вследствие регулярного сбоя фазового синхронизма из-за случайных соударений излучение волн, генерирующихся в распадной неустойчивости, оказывается некогерентным.

Дальнейший распад волн (ω_{UH1} , k_{UH1}) приводит к появлению второй гармоники (ω_{UH2} , k_{UH2}) и т.д. Так возникает *верхнегибридная плазменная турбулентность*. На ее развитие могут влиять и другие нелинейные плазменные процессы. Важно, что определяющую роль в ВГ-турбулентности играют распадные процессы. Поэтому ВГ-турбулентность развивается в области частот, лежащих ниже частоты возмущающей станции ω [60, 61].

Мы пока обсудили только образование частотного спектра верхнегибридной плазменной турбулентности в ионосфере. Как же возникает наблюдаемое на Земле ИРИ? И верхнегибридная волна, и радиоволна являются независимыми модами пространственно однородной ионосферной плазмы. В нашем же случае из-за наличия большого количества вытянутых неоднородностей плазма является сильно неоднородной. В такой плазме процесс преобразования верхнегибридных плазменных

волн в радиоволны происходит вследствие линейной трансформации (рассеяния) ВГ-волн на стационарных неоднородностях ионосферы. При таком процессе все особенности частотного спектра плазменной турбулентности сохраняются в наблюдаемом спектре ИРИ. В частности, наиболее ярко выраженная особенность ИРИ — характерный пик сдвинутого вниз максимума — отражает частоту первой распадной моды (ω_{UH1} , k_{UH1}) ВГ-турбулентности (см. рис. 25). Сдвиг частоты СВМ от частоты возмущающей станции имеет величину порядка 10–15 кГц. Этот сдвиг характеризует частоту нижегибридных (НГ) волн Ω_{LH} . Аналогично, второй пик отражает второй распад, т.е. его сдвиг по частоте имеет порядок удвоенной частоты НГ-волн.

Напомним также, что длина ВГ-волн совпадает с масштабом ионосферных неоднородностей, так как они генерируются одновременно в результате прямой резонансной накачки мощной радиоволной. Вследствие этого весьма эффективен и обратный процесс линейной трансформации ВГ-волн на неоднородностях в радиоволны. Тесная связь ИРИ с ВГ-турбулентностью доказана в ряде экспериментальных и теоретических исследований [63–68].

Отметим, что в этом разделе рассмотрена лишь наиболее характерная часть свойств ИРИ. В детальных экспериментах обнаружены и другие интересные особенности ИРИ [69–74], которые будут частично обсуждены в разделах 7, 8.

7. Многократный гироманнитный резонанс

7.1. Бернштейновские моды

При определенных частотах возмущающей волны ω в ионосфере можно осуществлять сразу два резонансных эффекта. Первый — это обычный резонанс ($\omega = \omega_{UH}$) между ω и ВГ-частотой ω_{UH} . Именно этот резонанс рассматривался в разделе 6. Он возникает в области ВГ-резонанса на определенной высоте в ионосфере z_{UH} , зависящей от частоты ω и высотного профиля концентрации электронов $N(z)$ (см. рис. 12). Второй резонанс — это резонанс с частотой, кратной частоте гироманнитного вращения электронов: $\omega = n\omega_H$. Таким образом, двойной резонанс возникает в тех областях ионосферы, где выполняется условие

$$\omega \approx n\omega_H \approx \omega_{UH}(z). \quad (1)$$

Условие кратного гирорезонанса (1) в F-слое ионосферы может выполняться при значениях $n = 2, 3, 4, 5, 6$ и даже больших, в зависимости от величины максимальной концентрации электронов F-слоя (рис. 1а). Ясно, что условия двойного резонанса выполняются лишь при вполне определенных частотах возмущающей волны ω и на определенных высотах z , зависящих от профиля электронов $N(z)$.

Вблизи двойного резонанса происходит очень сильное изменение всех явлений, возникающих в области ВГ-резонанса при воздействии мощной волны на ионосферу.

А именно радикально изменяется количество сильно вытянутых неоднородностей (вплоть до их полного исчезновения). Соответственно изменяется гигантское ракурсное рассеяние, аномальное и широкополосное поглощение радиоволн, а также полностью трансформируется ИРИ. Кроме того, согласно прогнозу теории, должна возникнуть система новых сверхмелкомасштабных сильно вытянутых неоднородностей. Вместе с ними должно появиться сильное ракурсное рассеяние радиоволн ультравысокой частоты (УВЧ), вплоть до 1–2 ГГц.

Природа эффекта состоит в том, что в двойном резонансе появляются волны нового типа, так называемые бернштейновские моды. Физически эти волны связаны с гироманнитным вращением электронов вокруг направления магнитного поля. В разделе 3.1 мы уже говорили о возможности синхротронного ускорения электронов электрическим полем волны, имеющим частоту ω , совпадающую с частотой гироманнитного вращения электрона⁹ $\omega = \omega_H$. Оказывается, что и в случаях кратного гирорезонанса $\omega = n\omega_H$ возможен фазовый синхронизм колебаний электрического поля волны с гироманнитным вращением [75]. Для этого необходимо только, чтобы в плазме возникали пространственные неоднородности, т.е. волны, длины которых находятся во вполне определенном соотношении с радиусом гироманнитного вращения электрона ρ_e . Эти волны и называют бернштейновскими модами. Поскольку в условиях ионосферы радиус ρ_e имеет величину порядка 1–2 см, то и длина волны бернштейновских мод поперек магнитного поля мала: $\lambda_B \sim 2\pi\rho_e \sim 10\text{--}40$ см. Длина λ_B слегка уменьшается с возрастанием номера гармоники n . Вследствие фазового синхронизма энергия возмущающей волны может эффективно перекачиваться в бернштейновские моды. Отметим, что возбуждение мод возможно только при частотах, немного превышающих резонансную частоту, $\omega > n\omega_H$, точнее при $\omega - n\omega_H \sim 2\pi \times (20\text{--}100)$ кГц.

7.2. Модификация ионосферы в области двойного резонанса

Рассмотрим, как развиваются возмущения ионосферы вблизи двойного резонанса. Будем считать, что частота возмущающей волны ω постепенно приближается к резонансу $n\omega_H$. В области $\omega < n\omega_H$ бернштейновские моды еще не возбуждаются. Однако уже при приближении к резонансу резко ослабевают процессы в области ВГ-резонанса. Это сказывается, прежде всего, на возбуждении сильно вытянутых неоднородностей.

На рисунке 26 представлены результаты теоретического расчета возбуждения сильно вытянутых неоднородностей и аномального поглощения волны накачки вблизи третьего гирорезонанса ($n = 3$) [76]. Видно, что при подходе к резонансу очень резко уменьшается число сильно вытянутых неоднородностей. В точке резонанса ($\omega = 3\omega_H$) их вообще нет. Возрастание количества неоднородностей после резонанса происходит еще более резко. Общая ширина по частоте области сильного искажения эффектов модификации составляет всего 2–3 % от частоты резонанса, т.е. 100–200 кГц.

Изменение числа вытянутых неоднородностей, естественно, сказывается на аномальном поглощении как

⁸ Здесь мы учитываем, что изменения величины магнитного поля в приполярной и среднширотной ионосфере относительно малы, так что условно частоту гироманнитного вращения электронов можно приближенно считать фиксированной: $\omega_H \approx 10^7$ с⁻¹ (см. раздел 3.1).

⁹ Отметим, что гироманнитное вращение электронов в магнитном поле называют также ларморовским вращением.

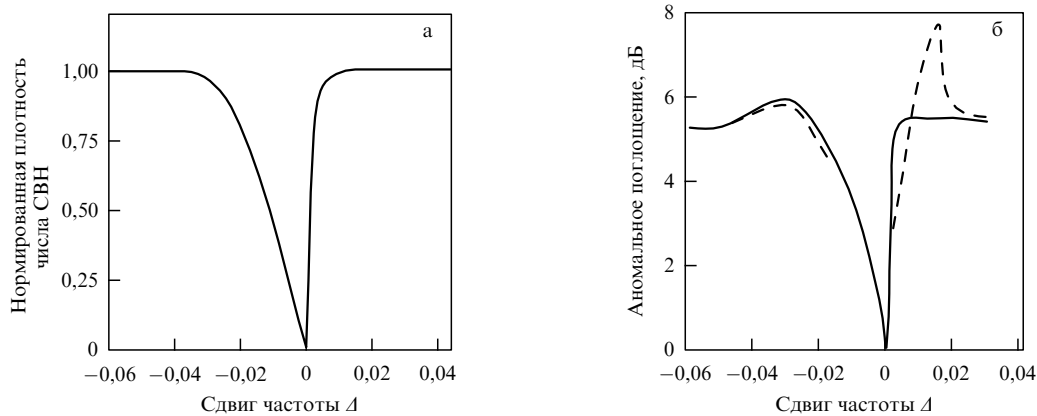


Рис. 26. Падение количества сильно вытянутых неоднородностей вблизи двойного гиорезонанса. Представлены результаты теоретического расчета изменения (а) числа сильно вытянутых неоднородностей (СВН), (б) аномального и широкополосного поглощения в зависимости от частоты возмущающей волны f в двойном гиорезонансе в окрестности третьей гиогармоники [76]. По оси абсцисс — сдвиг частоты возмущающей волны f от резонанса $\Delta = f/3f_H - 1$. По оси ординат на рис. а — плотность числа сильно вытянутых неоднородностей, нормированная на плотность числа неоднородностей, возбуждаемых вдали от двойного резонанса. Видно, что число неоднородностей быстро понижается при приближении f к резонансной частоте $3f_H$. При $f = 3f_H$ неоднородности полностью исчезают. С повышением частоты ($f > 3f_H$) число неоднородностей резко возрастает и уже при $f - 3f_H = 0,01f$ практически выходит на невозмущенный уровень. На рисунке б сплошной кривой показано аномальное поглощение возмущающей волны f и штриховой кривой — поглощение волны, сдвинутой по частоте на 70 кГц (широкополосное поглощение). Видно, что изменения аномального и широкополосного поглощения фактически определяются изменением числа сильно вытянутых неоднородностей. В частности, в резонансе $f = 3f_H$ и аномальное, и широкополосное поглощение равны нулю (т.е. отсутствуют). Небольшой пик широкополосного поглощения при $f - 3f_H \approx 0,02f$ связан с тем, что в расчете учитывалась неоднородность плазмы по вертикали z . При этом точка ВГ-резонанса для частоты $f + 70$ кГц сдвинута вверх по z , что и вызвало сдвиг пика поглощения.

Поясним на языке теории природу сильного изменения возмущенного состояния плазмы в окрестности двойного резонанса. Схематическая система уравнений, описывающая возбуждение ВГ-волн и сильно вытянутых неоднородностей, может быть представлена в виде [38, 76]:

$$-P_0 N_1 = E_1 (\epsilon_0(z) - N_1) + \frac{1}{1 - [f/(2f_H)]^2} \frac{d^2 E_1}{dx^2} + \frac{\delta^2}{1 - [f/(3f_H)]^2} \frac{d^4 E_1}{dx^4} + \frac{\delta^4}{1 - [f/(4f_H)]^2} \frac{d^6 E_1}{dx^6} + \dots, \quad (\text{I})$$

$$N_1 = D_1(N_1, T_{e1}), \quad (\text{II})$$

$$T_{e1} = E_1^2 + D_2(N_1, T_{e1}). \quad (\text{III})$$

Уравнение (I) описывает возбуждение ВГ-волн E_1 волной накачки P_0 . Здесь N_1 — относительное (т.е. нормированное на среднюю плотность) возмущение плотности плазмы в сильно вытянутых неоднородностях, $\epsilon_0(z)$ — линейная диэлектрическая проницаемость ВГ-волн, зависящая от высоты z , x — координата поперек неоднородностей, нормированная на их поперечный масштаб l . Дифференциальные операторы D_1 и D_2 описывают процессы переноса N_1 и T_{e1} вдоль и поперек магнитного поля. Система уравнений (I)–(III) для поля ВГ-волн E_1 , возмущений концентрации плазмы N_1 и температуры электронов T_{e1} описывает сильно вытянутые неоднородности N_1 , T_{e1} и возбуждающие их ВГ-волны E_1 . Члены уравнения (I), пропорциональные δ^2 , δ^4 , ..., определяют влияние двойного гиорезонанса при разных гиогармониках, $n = 3, 4, \dots$. В общем случае их роль незначительна, так как $\delta = \rho_e/l$ — малый параметр: $\delta \sim 10^{-2}$ (здесь ρ_e — радиус гиромагнитного (ларморовского) вращения электронов в магнитном поле Земли, $l \sim 5$ м). Однако вблизи двойного резонанса, когда частота волны f приближается к кратной гиромагнитной частоте $n f_H$, их влияние резко возрастает. Так, при $f \approx 3f_H$ главным в уравнении (I) постепенно становится третий член в правой части (подчеркнутый). При этом возбуждение ВГ-волн уменьшается. В резонансе, при $f = 3f_H$ они полностью подавляются. Вместе с ними подавляются и сильно вытянутые неоднородности. То же происходит вблизи четвертого гиорезонанса, где главную роль начинает играть четвертый член в правой части (I) (нижняя фигурная скобка) и т.д.

самой возмущающей волны, так и пробных радиоволн с частотой, сдвинутой на величину до 100 кГц и более, распространяющихся в возмущенной области. Это видно как из рис. 26б, на котором представлены результаты теоретического расчета, так и из рис. 27, демонстрирующего результаты экспериментальных наблюдений. Видно, что в точке резонанса $\omega = \omega_H$ аномальное поглощение значительно понижается или даже полностью исчезает.

Аналогичное изменение, разумеется, претерпевает и ракурсное рассеяние радиоволн.

7.3. Широкополосный максимум искусственного радиоизлучения ионосферы

На рисунке 28 представлены результаты экспериментального наблюдения спектра ИРИ при изменении

частоты возмущающей станции в окрестности гиромагнитного резонанса [62]. Конкретно, представлены результаты измерения ИРИ вблизи четвертого гиорезонанса, $n = 4$. Совершенно аналогичная картина наблюдается вблизи других резонансов с номерами $n = 3, 5, 6, 7$. Видно, что при частотах, меньших резонансной, $\omega < \omega_H$, наблюдается типичная картина ИРИ, обсуждавшаяся в разделе 6. Спектр излучения сдвинут вниз от частоты волны накачки, имеется ярко выраженный пик СВМ, хвост излучения растягивается на 30–40 кГц. По мере приближения частоты волны накачки к резонансу картина меняется: пик СВМ быстро спадает. В момент резонанса пик СВМ исчезает совсем. Это полностью соответствует исчезновению при резонансе сильно вытянутых неоднородностей, а следовательно, и ВГ-турбулентности.

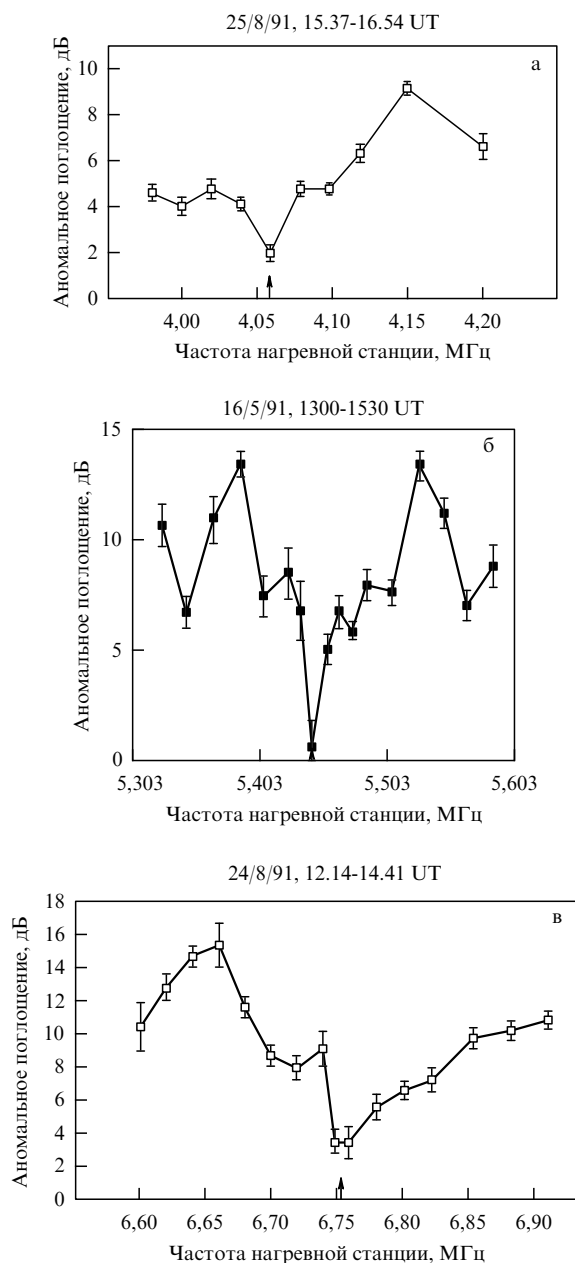


Рис. 27. Аномальное поглощение радиоволн в окрестности двойного резонанса. Результаты наблюдений аномального поглощения радиоволн в окрестности третьего (а), четвертого (б) и пятого (в) гирорезонансов на станции "Тромсо". Эффективная мощность передатчика $PG = 210-230$ МВт. По оси абсцисс — частота возбуждающей волны в окрестности: (а) третьего гирорезонанса, $3f_H = 4,06$ МГц; (б) четвертого гирорезонанса, $4f_H = 5,443$ МГц; (в) пятого гирорезонанса, $5f_H = 6,76$ МГц. Точка резонансов отмечена стрелкой. По оси ординат — аномальное поглощение радиоволн, сдвинутых на 50–70 кГц от частоты возбуждающей станции. Видно резкое уменьшение аномального поглощения вблизи резонансной частоты. Ширина полосы изменения аномального поглощения в окрестности резонанса составляет ± 50 кГц, т.е. $\pm 1\%$ от резонансной частоты (результаты P. Stubbe, F. Honary, A.J. Stocker, T.R. Robinson, T.B. Jones [52, 62]).

Отметим, что представленные на рис. 26б результаты теоретического расчета относятся к случаю поглощения плоской волны в стационарной горизонтально однородной ионосфере. Реальная же ионосфера содержит горизонтальные неоднородности и изменяется во времени, а пучок пробных радиоволн отличается от плоской волны. Кроме того, заметный вклад может вносить нормальное (столкновительное) поглощение радиоволн в нижней ионосфере. Поэтому можно считать, что приведенные здесь результаты наблюдений вполне хорошо согласуются с теорией (см. рис. 26б).

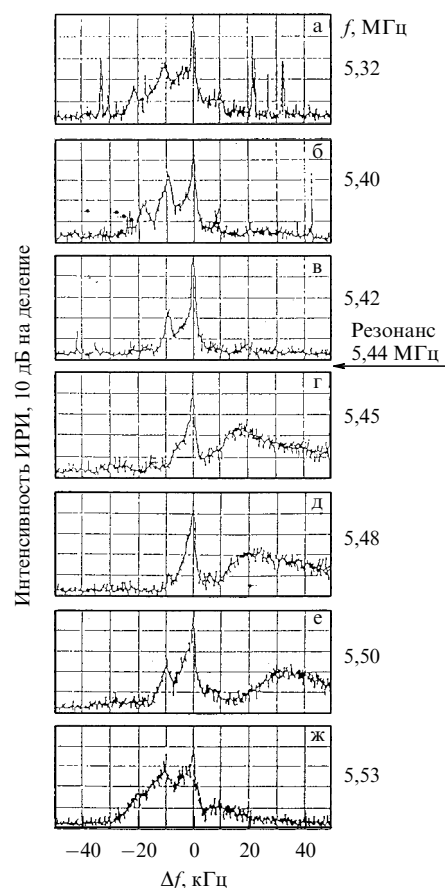


Рис. 28. Искусственное радиоизлучение ионосферы. Широкий сдвинутый вверх максимум (ШСВМ). Изменение спектра ИРИ при изменении частоты возбуждающей станции f в окрестности гироманнитного резонанса $f \sim 4f_H$. Эксперимент проводился на "Тромсо" П. Штуббе и др. [62]. Мощность возбуждающей станции $PG = 210$ МВт, частота четвертой гирогармоники $4f_H \approx 5,44$ МГц. Приведены спектры ИРИ при различных значениях частоты возбуждающей станции f . По оси абсцисс — сдвиг частоты ИРИ $\Delta f = f_s - f$ относительно частоты возбуждающей станции. По оси ординат — интенсивность принимаемого сигнала (одно деление 10 дБ). Значения частоты f возбуждающей станции указаны на рисунке. Видно, что при частоте f , более низкой, чем резонансная, $f < 4f_H$ (а, б), ярко проявляются только максимумы интенсивности принимаемого сигнала, имеющие сдвинутую вниз частоту $f_s < f$. Видны как первый, так и второй сдвинутые вниз максимумы (СВМ). Это излучение определено только распадным процессом (см. раздел 6 и рис. 25). При приближении к резонансу величина СВМ резко уменьшается (в). В точке резонанса $f = 4f_H \approx 5,44$ МГц СВМ полностью исчезает. При дальнейшем повышении частоты возбуждающей волны f СВМ постепенно вновь нарастает (г–е). Важно, что при $f > 4f_H$ появляется новый широкий сдвинутый вверх максимум (г). С увеличением частоты возбуждающей волны f ШСВМ расширяется и сдвигается вверх по частоте, т.е. $f_s - f$ возрастает (д, е). Однако при $f - 4f_H \geq 80$ кГц ШСВМ начинает понижаться и постепенно исчезает (ж). ШСВМ появляется в результате возбуждения в ионосфере бернштейновской моды в четырехволновом распадном процессе в окрестности кратного гирорезонанса. Частота бернштейновской волны всегда выше частоты возбуждающей станции. Четырехволновой распад существует вблизи резонансной частоты $n f_H$ в диапазоне $\delta f/f \leq 2\%$, где $\delta f = f - n f_H$.

При частотах, превышающих резонансную, $\omega > n\omega_H$, пик СВМ постепенно восстанавливается. Однако главная особенность здесь состоит в появлении нового широкого максимума в спектре ИРИ. Этот максимум лежит выше частоты волны накачки ω и в дальнейшем, с возраста-

нием частоты ω , все больше отодвигается от нее вперед. Эффект широкого сдвинутого вверх максимума (ШСВМ) (broad upshifted maximum, BUM) радиоизлучения ионосферы охватывает область частот, лежащую выше резонанса, порядка 100 кГц. ШСВМ был открыт в 1983 г. Б. Тиде и др. [77], которые сразу обратили внимание на то, что, поскольку наблюдаемая в ШСВМ частота волны радиоизлучения ионосферы выше, чем частота волны накачки, она не может появиться в результате трехволнового распадного процесса. Необходим четырехволновый процесс. Теория этого процесса разрабатывалась рядом авторов (С.М. Грач, Я.Н. Истомин и др.) [78–80] и в окончательной форме была построена Д. Хуангом и С. Куо [81, 82]. В четырехволновом процессе взаимодействуют верхнегибридная волна (ω_1, k_1), бернштейновская мода (ω_2, k_2), мощная радиоволна накачки ($\omega, k_0 = 0$) и низкочастотная электростатическая волна (ω_s, k). Основные соотношения частотного и фазового синхронизма, определяющего генерацию, имеют вид

$$\omega_1 + \omega_s = \omega = \omega_2 - \omega_s, \quad k_1 + k = 0 = k_2 - k. \quad (2)$$

Видно, что частота бернштейновской моды ω_2 всегда лежит выше частоты мощной радиоволны накачки ω .

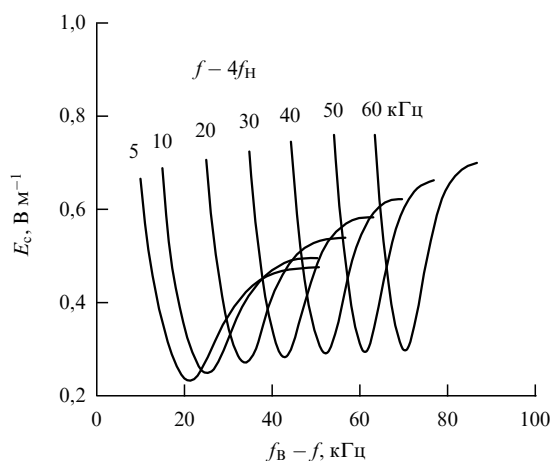


Рис. 29. Пороговое электрическое поле возбуждения четырехволнового процесса. Представлены результаты теоретического расчета пороговых электрических полей четырехволновой параметрической неустойчивости [82]. Неустойчивость возникает вблизи кратного гиromaгнитного резонанса в результате двойного нелинейного распадного процесса. В этом процессе участвуют два кванта (фотона) мощной радиоволны накачки, приводящие одновременно к генерации ВГ-волны (ВГ-"плазмон"), бернштейновской моды (бернштейновский "плазмон") и двух низкочастотных НГ-волн (НГ-"плазмон").

По оси абсцисс — сдвиг частоты бернштейновской волны f_B относительно частоты волны накачки f . По оси ординат — величина порогового поля волны накачки для четырехволнового распадного процесса. Видно, что распад возникает только при $f_B > f$ и в области частот $20 \leq f_B - f \leq 80$ кГц. Бернштейновская мода наблюдается в спектре ИРИ в виде широкого сдвинутого вверх максимума.

Значения порогового поля четырехволновой неустойчивости приведены при различных величинах сдвига $f - 4f_H$ частоты волны накачки от гиromaгнитного резонанса, указанных на рисунке. Бернштейновская мода появляется только при $f > 4f_H$. Видно, что с возрастанием $f - 4f_H$ увеличивается и частота $f_B - f$, при которой достигается минимум порогового поля генерации бернштейновской моды. Иначе говоря, с увеличением $f - 4f_H$ возрастает и сдвиг положения максимума радиоизлучения ионосферы (ШСВМ) относительно частоты волны накачки. Это полностью соответствует результатам наблюдений, приведенным на рис. 28.

Критические поля, представленные на рис. 29, хорошо соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Объяснены и другие особенности поведения ШСВМ. Верхнегибридная волна ω_1 генерирует вновь появившийся выше резонанса сдвинутый вниз максимум, а ШСВМ определен исключительно бернштейновской модой ω_2 (см. рис. 28).

7.4. Сверхмелкомасштабные вытянутые неоднородности

Как мы видели в разделе 7.3, ШСВМ определен генерацией бернштейновской моды. Теория хорошо соответствует данным наблюдений, так что, казалось бы, все в порядке.

Однако возникает вопрос. Ведь в теории речь идет о возбуждении бернштейновских мод, т.е. продольных волн, имеющих длину порядка нескольких десятков сантиметров. Тогда как на Земле наблюдается радиоизлучение ионосферы, т.е. поперечные электромагнитные волны длиной 50–60 м, — нечто совсем другое. Значит, бернштейновская мода должна каким-то образом трансформироваться в эту наблюдаемую волну. Причем максимум наблюдаемого радиоизлучения, как видно из рис. 28, очень высок, так что трансформация должна быть весьма эффективной. Не видно, на чем происходит эта трансформация. Дело в том, что сильно вытянутые ионосферные неоднородности имеют большой масштаб, $d \sim 7-10$ м, а масштаб бернштейновской волны существенно меньше, $\lambda_B \sim 10-40$ см. Следовательно, распространение бернштейновской волны в неоднородностях носит адиабатический характер, а в этом случае линейная трансформация экспоненциально мала. Ответ на этот вопрос недавно дала теория А.В. Гуревича и К.П. Зыбина [83]. В процессе четырехволнового взаимодействия, генерирующего бернштейновскую моду, важную роль играет ВГ-волна (см. соотношения (2)). А ВГ-волна не является свободной — она захвачена вытянутой неоднородностью, иначе говоря, это стоячая волна со стационарной фазой (рис. 30), которая образуется двумя волнами, бегущими в противоположных направлениях¹⁰. Но, поскольку четырехволновый распад происходит линейно, каждая из этих волн, бегущих вправо и влево, генерирует бернштейновскую моду. Таким образом, бернштейновская мода тоже образует стоячую волну внутри неоднородности. Стоячая бернштейновская волна так же, как и ВГ-волна, имеет большую амплитуду. Поэтому она выдавливает плазму из областей максимума электрического поля вследствие стрикционного эффекта. В результате возникают неоднородности плазмы, которые имеют поперечный масштаб $\lambda_B/2$, а продольный масштаб, т.е. вдоль магнитного поля, — порядка 1 км. Это и есть вытянутые сверхмелкомасштабные (СММ) неоднородности. Их поперечный размер составляет лишь несколько десятков сантиметров. Линейная трансформация (рассеяние) бернштейновских волн на СММ-неоднородностях объясняет генерацию широкого сдвинутого вверх максимума искусственного радиоизлучения. По наблюдаемой интенсивности рассеянного сигнала получена оценка величины флуктуаций плотности плазмы в СММ-неоднородностях:

¹⁰ Отметим, что этот факт оказывается существенным и в трехволновом распадном процессе, генерирующем СВМ радиоизлучения ионосферы [68].

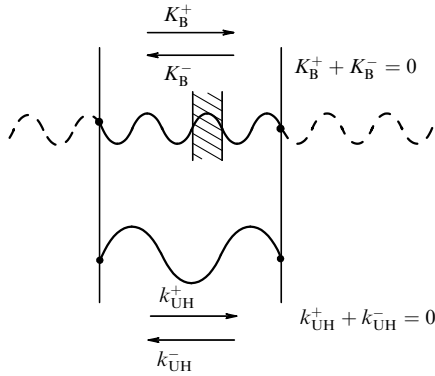


Рис. 30. Захваченные волны в сильно вытянутых ионосферных неоднородностях. В нижней части рисунка показана ВГ-волна. Важную роль в резонансной неустойчивости (см. раздел 5.1), при которой одновременно интенсивно возбуждаются ВГ-волны и генерируются сильно вытянутые ионосферные неоднородности, играет захват ВГ-волн неоднородностями. В установившихся стационарных неоднородностях (раздел 5.2) ВГ-волны образуют стоячую волну, т.е. представляют собой сумму двух волн с волновыми векторами k_{UH}^+ и k_{UH}^- , движущихся в противоположных направлениях. Условие обнуления поля на границах неоднородности $x=0$ и $x=d$: $E_{UH}^+|_{x=0} + E_{UH}^-|_{x=0} = 0$, $E_{UH}^+|_{x=d} + E_{UH}^-|_{x=d} = 0$, $d = 2\pi/|k_{UH}|$, устанавливает строго определенное соотношение между фазами волн с k_{UH}^+ и k_{UH}^- , создавая тем самым стоячую захваченную ВГ-волну, изображенную на рисунке.

Бернштейновские волны, показанные в верхней части рисунка, вообще говоря, свободно распространяются в ионосферной плазме. Они не захватываются неоднородностями. Однако в наших условиях они генерируются в четырехволновом распадом процессе. Важную роль в этом процессе играют ВГ-волны. Каждая из ВГ-волн с k_{UH}^+ и k_{UH}^- будет генерировать свою бернштейновскую моду (K_B^+ и K_B^-). Важно, что ВГ-волны возбуждены только внутри неоднородностей. Значит, и бернштейновские моды могут генерироваться только внутри неоднородностей. При этом как связь между волновыми векторами ВГ-волн $k_{UH}^+ + k_{UH}^- = 0$, так и их фазовое соотношение передаются волнам Бернштейна: $K_B^+ + K_B^- = 0$; $E_B^+|_{x=0} + E_B^-|_{x=0} = 0$, $E_B^+|_{x=d} + E_B^-|_{x=d} = 0$. В результате, внутри сильно вытянутой ионосферной неоднородности образуется стоячая бернштейновская волна, показанная сплошной кривой в верхней части рисунка. В области максимума модуля поля бернштейновской волны плазма выдавливается — образуются СММ-неоднородности (одна из них показана штриховкой).

$\Delta N/N \sim 10^{-3}$ или $\Delta N \sim 3 \times 10^2 \text{ см}^{-3}$. Эта величина согласуется с оценкой амплитуды бернштейновской моды, возбуждающейся при четырехволновом взаимодействии.

7.5. Ракурсное рассеяние радиоволн ультравысокой частоты

Появление сверхмелкомасштабных вытянутых неоднородностей, ответственных за определенные особенности ИРИ вблизи многократного гирорезонанса, может служить причиной и других эффектов. Главный из них — сильное ракурсное рассеяние радиоволн ультравысокой частоты. Результаты расчета показаны на рис. 31. Видно, что значительное рассеяние могут испытывать радиоволны очень высокой частоты — до 1–3 ГГц. Максимальная величина сечения рассеяния $\sigma_{\max}$ может быть определена на основании оценок мелкомасштабных флуктуаций плотности плазмы, указанных в разделе 7.4, $(\Delta N/N)^2 \sim 10^{-5}$. Это дает $\sigma_{\max} \sim 10^7 \text{ м}^2$ — очень сильное рассеяние. Подчеркнем, что такое рассеяние все же значительно слабее наблюдаемого гигантского ракурсного рассеяния сверхвысокочастотных (СВЧ) радиоволн на стационарных сильно вытянутых ионосферных неод-

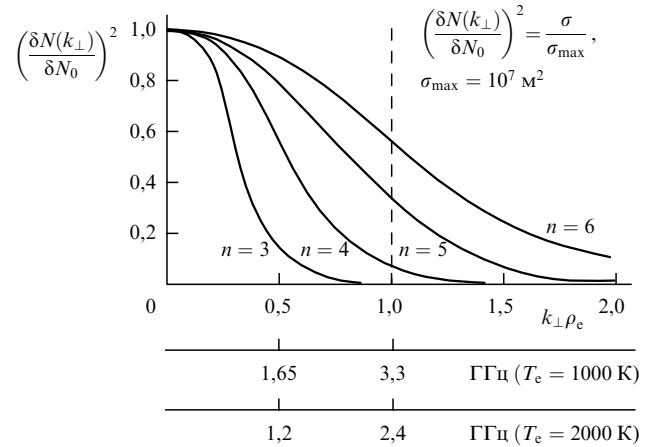


Рис. 31. Спектр сверхмелкомасштабных (СММ) флуктуаций и рассеяние УВЧ-радиоволн. Представлен спектр СММ-флуктуаций и сечение рассеяния на них УВЧ-радиоволн. Здесь $k_{\perp} = 2\pi/d_{\perp}$ — волновой вектор СММ-флуктуаций, $d_{\perp}$ — масштаб флуктуаций поперек магнитного поля Земли, $\rho_e = \sqrt{T_e/m\omega_{He}} = \sqrt{T_e c/eH}$ — ларморовский радиус вращения электронов. $\delta N(k_{\perp})$ — величина флуктуаций, $\delta N_0 = \delta N(k_{\perp} = 0)$. Кривые соответствуют различным гиромангнитным резонансам, номера n которых указаны на рисунке. Видно, что с возрастанием n спектр СММ-флуктуаций растягивается в сторону меньших масштабов. СММ-неоднородности могут приводить к эффективному рассеянию радиоволн, в том числе УВЧ-радиоволн, $f > 300 \text{ МГц}$. Сечение рассеяния $\sigma(k_{\perp})$ пропорционально величине $(\delta N_1(k_{\perp})/\delta N_0)^2$, приведенной на оси ординат. Максимальное значение сечения рассеяния $\sigma_{\max}$ достигается при $k_{\perp} \rightarrow 0$. Согласно оценке $\sigma_{\max} \sim 10^7 \text{ м}^2$. На дополнительных осях абсцисс показаны частоты рассеяния УВЧ-радиоволн. Поскольку масштаб неоднородностей и соответственно рассеяние зависят от величины радиуса ларморовского вращения электронов $\rho_e \sim \sqrt{T_e}$, приведены две дополнительные оси абсцисс для значений температуры электронов в ионосфере $T_e = 1000 \text{ К}$ и $T_e = 2000 \text{ К}$. Видно, что СММ-неоднородности могут приводить к эффективному рассеянию радиоволн с очень высокой частотой — до 1–3 ГГц. При этом частота рассеиваемых радиоволн возрастает с увеличением номера n многократного гирорезонанса.

нородностях. Однако частотный диапазон эффекта на порядок выше. Отметим и другие особенности предсказанного в [83] эффекта.

1. СММ-неоднородности возникают внутри сильно вытянутых неоднородностей. Последние появляются вследствие нагрева электронов резонансно возбужденными ВГ-волнами. Поэтому температура электронов внутри неоднородностей в 2–3 раза превышает среднюю. Градиенты температуры приводят к появлению квазистационарного электрического поля. Мелкомасштабные неоднородности дрейфуют в этом поле. Скорость дрейфа может достигать $30\text{--}100 \text{ мс}^{-1}$. Эта скорость должна определять доплеровскую ширину частотного спектра рассеянных СММ-неоднородностями радиоволн.

2. При резком включении возмущающей станции СММ-неоднородности растут вместе с сильно вытянутыми неоднородностями. Поэтому время их роста имеет одинаковый порядок и составляет 1–10 с. Напротив, при резком выключении станции СММ-неоднородности, определяющиеся стрикционными процессами, исчезают за время меньшее или порядка 50 мс, а сильно вытянутые неоднородности живут 10 с или даже дольше. Это создает возможность для возникновения гистерезисных эффектов для УВЧ-рассеяния при манипуляции

периодами включения и выключения возмущающей станции.

7.6. Ракурсное рассеяние высокочастотных радиоволн вблизи многократного гиорезонанса

Ракурсное рассеяние высокочастотных (ВЧ) радиоволн вблизи многократной гиоргармоники, рассчитанное согласно теории [83], показано на рис. 32. Оно должно содержать две компоненты: одна из них определяется стационарными сильно вытянутыми неоднородностями, а другая — СММ-неоднородностями. Их свойства, как мы видели в разделе 7.5, могут заметно различаться.

Экспериментальное исследование ракурсного рассеяния ВЧ-радиоволн в области четвертого гиорезонанса впервые было проведено Л. Пономаренко, Т. Лейзером и Б. Тиде [84] (1999 г.). Воздействие на ионосферу осуществлялось на станции "Сура", анализ данных наблюдений рассеянного радиосигнала частотой 15 МГц проводился на крупнейшем в мире харьковском ВЧ-радиотелескопе УТР-2. Результаты наблюдений представлены на рис. 33, 34. Частота возмущающей станции "Сура" медленно возрастала вблизи четвертого гиорезонанса. На рисунке 33 показан доплеровский спектр рассеянного сигнала. Видно, что ниже резонанса (при $f < nf_H$) полуширина доплеровского спектра составляет 0,1–0,2 Гц. Это означает, что ракурсное рассеяние происходит на очень стабильных квазистационарных сильно вытянутых неоднородностях. Однако при прохождении гиорезонанса, $f > nf_H$, доплеровский спектр сильно расширяется — до 2–3 Гц. Это показывает, что важный вклад в ракурсное рассеяние теперь дают неоднородности, скорости движения которых достигают нескольких десятков метров в секунду. Анализ данных наблюдений позволяет сделать вывод о том, что в области $f > nf_H$ возникают две компоненты ракурсного рассеяния (см. рис. 34). Одна — узкая, которая создается, как обычно,

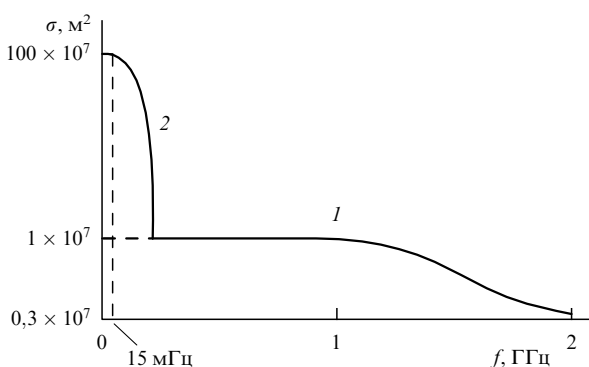


Рис. 32. Ракурсное рассеяние ВЧ-радиоволн вблизи многократного гиорезонанса. Ракурсное рассеяние ВЧ-радиоволн вблизи гиоргармоники определено двумя процессами: рассеянием на стационарных сильно вытянутых неоднородностях (СВН) и рассеянием на сверхмелкомасштабных (СММ) неоднородностях. Показаны сечения рассеяния σ обоих процессов в зависимости от частоты рассеиваемой волны f . Кривая 1 соответствует стандартному рассеянию на СВН, кривая 2 — рассеянию на СММ-неоднородностях. Характерная частота ВЧ-радиоволн (15 МГц) указана штриховой прямой. Видно, что рассеяние ВЧ-радиоволн определяется в основном СВН и носит стандартный характер. Возникает, однако, и дополнительная компонента рассеяния, определяемая СММ-неоднородностями. Она обладает интересными особенностями: более широким доплеровским спектром, быстрым исчезновением при выключении станции и др., что позволяет ее выделить и исследовать отдельно.

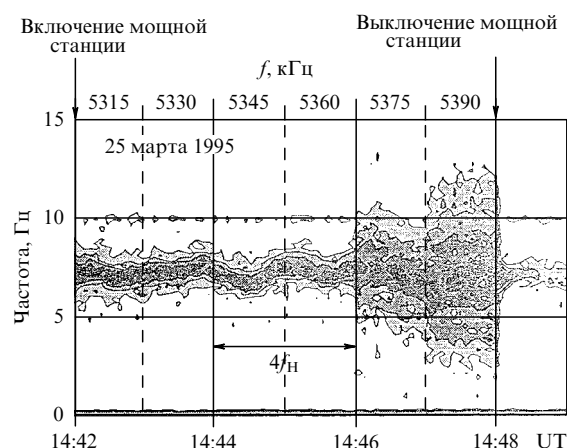


Рис. 33. Доплеровский спектр рассеянного ВЧ-сигнала в окрестности четвертого гиорезонанса. Представлено изменение со временем доплеровского спектра радиосигнала с частотой 15 МГц при его ракурсном рассеянии [84]. Возмущение ионосферы производилось станцией "Сура", эффективная мощность излучения $P_G = 150$ МВт. Режим работы мощного передатчика: 6 мин включен, 1 мин выключен. Одновременно изменялась и его частота. ВЧ-радиоволна частотой 15 МГц непрерывно передавалась из Москвы, а спектр рассеянного в возмущенной ионосфере над станцией "Сура" радиосигнала (спектр ракурсного рассеяния) исследовался в Харькове с помощью крупнейшего в мире радиотелескопа УТР-2. На оси абсцисс отложено точное время одного цикла работы передатчика: в 14 час 42 мин включен, в 14 час 48 мин выключен. На верхней шкале — изменение частоты передатчика f , которая увеличивается каждую минуту на 15 кГц. В период времени близкий к 14 час 45 мин частота передатчика проходила область четвертого гиорезонанса $4f_H \approx 5,35$ МГц. По оси ординат отложена доплерограмма радиосигнала, полученная на радиотелескопе. Уровни мощности сигнала, показанные градиацией цвета (максимальной мощности отвечает наиболее темный цвет), различаются на 12 дБ. Общий сдвиг сигнала на 7 Гц вызван общим ионосферным дрейфом возмущенной области. Видно, что при частотах возмущающей станции, меньших гиорезонансной частоты, ширина доплеровского спектра рассеянного сигнала невелика. Она резко увеличивается — в 5 раз и даже более — после прохождения резонанса в 14 час 46 мин–14 час 48 мин. При выключении станции в 14 час 48 мин ширина сигнала очень резко спадает — остается только узкий сигнал, который длится в течение минуты, постепенно спадая по интенсивности.

сильно вытянутыми неоднородностями. Одновременно возникает и другая, широкая компонента. Она имеет амплитуду меньшую, чем узкая, приблизительно на 10 дБ, но зато ширина ее спектра значительно, примерно в 5 раз, больше. Это уширение спектра хорошо соответствует скорости движения СММ-неоднородностей. Разница в интенсивностях в 10 дБ также полностью согласуется с соотношением максимальных сечений рассеяния: 10^8 м² для квазистационарных неоднородностей (см. раздел 4.1, рис. 11) и 10^7 м² для СММ-неоднородностей (см. раздел 7.5, рис. 31). При резком выключении возмущающей станции, как видно из рис. 33, широкая и узкая компоненты спадают с совершенно разными скоростями. Широкая спадает сразу до нуля в пределах чувствительности измерений (которая составляла 70 мс), а узкая компонента остается на несколько десятков секунд, как обычно и положено компонентам, обусловленным сильно вытянутыми неоднородностями. Аналогичные явления наблюдались в 2004 г. Фроловым, Ямпольским, Вертоградовым и др. [85] при возмущении ионосферы станцией "Сура", причем исследование

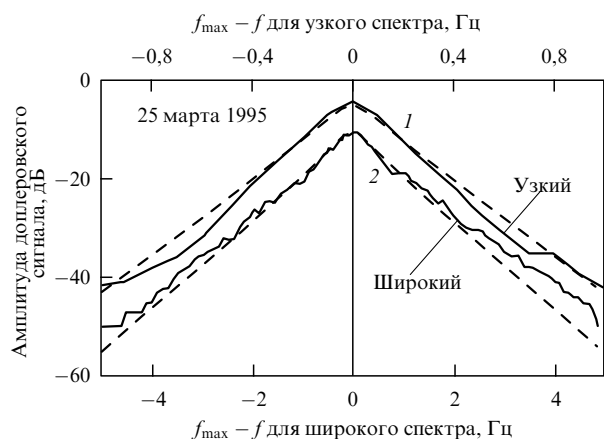


Рис. 34. Форма линий двух компонент доплеровского спектра рассеянного сигнала. Представлена форма линии доплеровского спектра двух компонент рассеянного сигнала вблизи четвертого гирорезонанса (по данным работы [84]). Возмущение ионосферы производилось станцией "Сура" на частотах, близких к частоте четвертого гирорезонанса, $f \approx 4f_H \approx 5,35$ МГц. Резонансное рассеяние испытывала радиоволна частотой 15 МГц. В спектре рассеянного сигнала при $f > 4f_H$ явно выделились две компоненты. Форма спектра обеих компонент получена 60-секундным усреднением наблюдаемого сигнала при $f < 4f_H$ и $f > 4f_H$. В условиях $f < 4f_H$ (при $f = 5,13$ МГц) спектр представлен только узкой линией (кривая 1), а в условиях $f > 4f_H$ (при $f = 5,390$ МГц) выделена и широкая компонента (кривая 2). Штриховые кривые показывают экспоненциальное фильтрование обоих сигналов. По нижней и верхней осям абсцисс отложен сдвиг частоты от максимума рассеянного сигнала $f_{\max} - f$ соответственно для широкой и узкой компонент. По оси ординат — относительная амплитуда рассеянного радиосигнала, нормализованная на максимальную амплитуду широкого спектра. Видно, что формы линий спектра подобны. Только широкая линия в пять раз шире узкой. Амплитуда узкой линии в максимуме ($f_{\max} - f = 0$) примерно на порядок выше амплитуды широкой линии. Тем не менее на доплерограмме (см. рис. 33) широкая линия хорошо видна, так как узкая линия очень резко (экспоненциально) спадает с частотой, что соответствует предсказаниям теории [83] (см. рис. 32). Можно поэтому предположить, что наблюдаемая широкая спектральная компонента в сигнале ракурсного рассеяния ВЧ-радиоволны обусловлена рассеянием на сверхмелкомасштабных неоднородностях.

ракурсного рассеяния проводилось теперь одновременно на двух частотах и в двух пунктах: в Ростове (10 МГц) и Харькове (15 МГц). Таким образом, не только наблюдения ШСВМ-компоненты в спектре ИРИ, но и прямые исследования ракурсного рассеяния ВЧ-радиоволн в области многократного гирорезонанса определенно указывают на возникновение СММ-неоднородностей. Однако только *прямые экспериментальные исследования эффектов рассеяния УВЧ-радиоволн* могут доказать существование этого интересного физического явления.

7.7. Ускорение электронов в многократном гирорезонансе

Сильное циклотронное ускорение электронов в основном резонансе при $\omega = \omega_H$, несомненно, имело место при воздействии на ионосферу Московской импульсной станции в ночных условиях, когда мощная волна достигала F-слоя ионосферы (см. раздел 3.1) [14, 19]. Однако из-за отсутствия соответствующих средств диагностики наблюдательных подтверждений ускорения электронов не было получено ¹¹.

Исследования воздействия мощного радиоизлучения на второй гармонике, $f = 2f_H$, были начаты еще в экспериментах на мощной станции в Платтевилле. П. Файлер впервые выявил значительное усиление гигантского ракурсного рассеяния вблизи второго гирорезонанса [29]. В 2004 г. начались интенсивные исследования при $f \approx 2f_H$ на станции HAARP. Ф. Джус и др. [86] обнаружили сильное ускорение электронов и резонансное возбуждение ВГ-волн.

Это согласуется с предсказаниями теории: вблизи второй гармонике должно происходить резонансное усиление возбуждения ВГ-волн и ускорение электронов [38, 87] (см. также подпись к рис. 26, где в уравнении (I) член, ответственный за резонансное усиление ВГ-волн вблизи второй гирогармоники, отмечен верхней фигурной скобкой). На более высоких гармониках, $\omega/\omega_H = 3, 4, 5, \dots$, теория предсказывает ускорение электронов бернштейновскими волнами [87, 88]. Величина эффекта сильно зависит от наличия СММ-неоднородностей. Данных об экспериментальном наблюдении эффекта ускорения электронов при многократном гирорезонансе пока нет. Требуется дальнейшее детальное исследование этого явления как в эксперименте, так и в теории.

8. Нелинейные явления в ленгмюровском резонансе

8.1. Ленгмюровская турбулентность

Ленгмюровский резонанс $f = f_L = \omega_L/2\pi$, как уже отмечалось (см. раздел 4.3), достигается вблизи точки отражения направленной вертикально вверх обыкновенной радиоволны частотой f , возмущающей ионосферу. Напомним, что ленгмюровская частота f_L — это частота собственных электронных колебаний плазмы в направлении магнитного поля Земли **B** (см. рис. 12). Электрическое поле мощной радиоволны **E** вблизи точки отражения параллельно полю **B**. В таком электрическом поле может возбуждаться *параметрическая неустойчивость* (В.П. Силин [89, 90] (1965 г.), Д. Дю-Буа и М. Голдман [91] (1965 г.)). Эта неустойчивость представляет собой совместный апериодический и периодический трехволновой процесс. В апериодическом процессе генерируются две электронных плазменных волны (k^+ и k^-), движущиеся навстречу друг другу, $k^+ + k^- = 0$, т.е. фактически генерируется стоячая плазменная волна. В периодической неустойчивости, носящей распадный характер, генерируется одновременно электронная и ионная плазменные волны. Сдвиг частоты электронной плазменной волны вниз от частоты волны накачки компенсируется частотой ионной волны.

Возбуждение плазменных волн в ионосфере хорошо наблюдается с помощью радаров некогерентного рассеяния. Впервые спектры нелинейных колебаний плазменных волн, возбужденных мощной станцией, были получены в Аресибо В. Гордоном и др. [28, 29] в 1971 г. На рисунке 35 представлен пример наблюдений, проведенных в Тромсо. Первый пик показывает возбуждение стоячей ленгмюровской волны с частотой, строго равной плазменной частоте ω_L . Это результат апериодической части неустойчивости. Вторым пиком — результат периодической части неустойчивости. Здесь частота плазменной волны сдвинута вниз на частоту ионных

¹¹ Отметим, что в D- и E-слоях свечение наблюдалось [16]. Оно, по видимому, было вызвано прямым нагревом электронов в ионосфере.

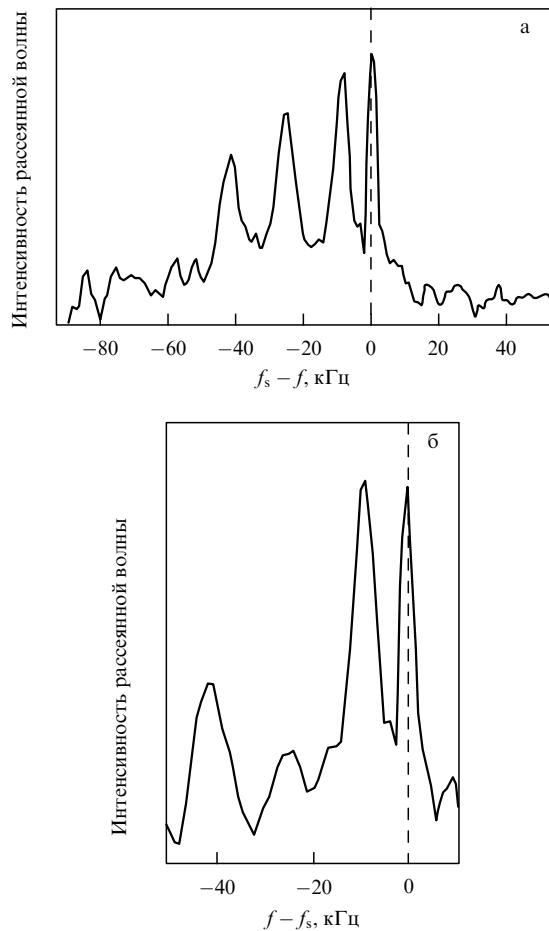


Рис. 35. Ленгмюровская турбулентность. (а) Спектр плазменных волн, возбужденных в ионосфере в области отражения возмущающей О-волны станцией "Тромсо" [92]. Эффективная мощность передатчика $PG = 200$ МВт, частота $f = 5,7$ МГц. Плазменные волны наблюдаются с помощью СВЧ-радар некоррелированного рассеяния. По оси абсцисс отложен $f_s - f$ — сдвиг частоты рассеянного сигнала f_s относительно частоты волны накачки f . По оси ординат — интенсивность рассеянной волны (одно деление — 10 дБ). Видно, что максимум главного пика рассеяния соответствует нулевому сдвигу частоты, показанному штриховой прямой. Этот пик создают стоячие плазменные волны, возбуждающиеся вследствие апериодической параметрической неустойчивости. Они имеют частоту, тождественно совпадающую с частотой ленгмюровских колебаний, $f_s = f_L = f$. Следующий пик — результат распада на электронную и ионную волны. Он возникает вследствие периодической параметрической неустойчивости и по частоте сдвинут вниз на частоту ионно-звуковой волны. Следующие ярко выраженные пики — результаты дальнейших распадов — второго и третьего (каскад). Затем уже идет размытый хвост. Видно, что структура плазменных колебаний, возбуждаемых в области ленгмюровского резонанса, в рассматриваемом здесь примере "слабой" турбулентности носит каскадный характер: она имеет ярко выраженные пики и растягивается вниз по частоте на область масштабом 100 кГц. (б) Пример спектра "сильной" турбулентности, наблюдаемой на "Тромсо". Здесь выражены только первые пики апериодической и периодической параметрической неустойчивости. Регулярной каскадной структуры нет, вместо нее — общее широкое плато спектра со случайными выбросами.

колебаний. Далее видны последующие распадные процессы: появляется первая гармоника, вторая гармоника и т.д. Каждый раз распад происходит на плазменную и ионно-звуковую волны. Видно, что плазменная волна первого распада имеет очень большую амплитуду. Пик превосходит соседний минимум на 20 дБ, т.е. в 100 раз.

При последующих распадах ширина пика увеличивается, а его превышение над минимумом уменьшается. В целом это представляет собой спектр электронных плазменных волн в ленгмюровской турбулентности, возбужденной волной накачки. Аналогичный вид имеет и спектр ионно-звуковых плазменных волн. Отметим, что приведенный на рис. 35а каскадный спектр ленгмюровских волн характерен для так называемой "слабой" турбулентности. Наблюдаются и другие спектры, не имеющие каскадной структуры (рис. 35б). Они соответствуют "сильной" турбулентности [92, 93].

Подчеркнем некоторые особенности временного развития ленгмюровской турбулентности. При резком включении возмущающей станции происходит быстрое возбуждение ленгмюровских волн. При этом идет также очень эффективное поглощение волны накачки. Одновременно возбуждается сильное искусственное радиоизлучение ионосферы. Однако длительность этого сильного ленгмюровского эффекта невелика — порядка 100 мс. Дело в том, что ниже ленгмюровского слоя лежит область ВГ-резонанса. В этой области развиваются сильно вытянутые неоднородности, которые постепенно, через 0,5–5 с, начинают определять аномальное поглощение радиоволн. В результате интенсивность волны накачки в области ленгмюровского резонанса падает, что и приводит к ослаблению процессов в ленгмюровской турбулентности. Детальному изучению эффектов начальной стадии развития ионосферной турбулентности посвящен целый ряд экспериментальных исследований [57, 63, 70–74, 94–96].

8.2. Кавитоны

При очень сильном возбуждении плазменных волн в ленгмюровском резонансе благодаря нелинейным процессам могут возникать возмущения в распределении средней концентрации плазмы. При этом образуются так называемые кавитоны.

Процесс возникновения кавитонов вполне аналогичен процессу возникновения сильно вытянутых неоднородностей, рассмотренному в разделе 5.1. Только в ленгмюровском резонансе, в отличие от ВГ-резонанса, как электрическое поле волны накачки, так и поле плазменных колебаний поляризованы вдоль магнитного поля. Представим себе, что в плазме возникает неоднородность концентрации — ямка плотности в плоскости поперек магнитного поля. Тогда поле волны накачки будет возбуждать плазменные колебания в этой неоднородности. Иначе говоря, ямка плотности — кавитон — в ленгмюровском резонансе служит резонатором, в котором электрическое поле мощной радиоволны резонансно накачивает плазменные волны. При этом под действием стрикционных сил ямка плотности углубляется и накачка усиливается. Процесс генерации и роста кавитонов является следствием "модуляционной" неустойчивости [97, 98]. В гидродинамическом приближении он описывается уравнениями Захарова [99].

Кавитоны представляют собой слои неоднородности плотности плазмы, расположенные поперек магнитного поля. Поперечный масштаб этих неоднородностей порядка десяти дебаевских радиусов, т.е. в условиях F-слоя ионосферы порядка 10 см. Согласно теории сильной турбулентности в гидродинамическом приближении кавитоны постепенно развиваются под действием поля волны накачки, в них накапливаются плазменные

волны, выдавливается плазма. Кавитон при этом углубляется, сжимается и в конце концов схлопывается — коллапсирует [100]. Этот процесс называют коллапсом Захарова.

8.3. Стабилизация кавитонов

Нелинейная кинетическая теория развития плазменной турбулентности в ленгмюровском резонансе строится с использованием как аналитических, так и численных методов [101–106]. При этом важно, что в условиях F-слоя ионосферы общая толщина области ленгмюровского резонанса L имеет порядок длины возмущающей волны вблизи точки отражения, т.е. составляет около 100 м, что меньше длины свободного пробега электронов. Поэтому при описании кинетики электронов и ионов внутри области ленгмюровского резонансного слоя в первом приближении можно пренебречь соударениями частиц. На рисунках 36, 37 приведены результаты

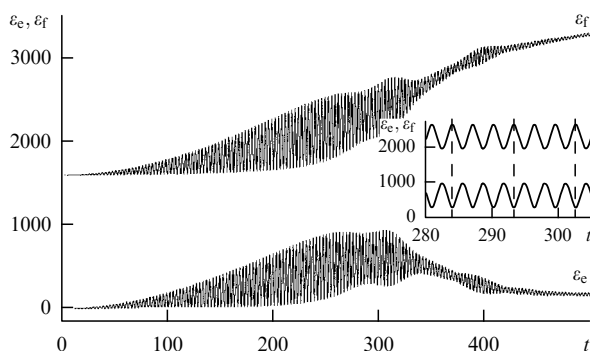


Рис. 36. Развитие параметрической неустойчивости (кинетическая теория). Изменение энергии электрического поля ε_f и кинетической энергии колебаний электронов ε_e со временем t при развитии параметрической неустойчивости в плазме. По оси абсцисс — время t в единицах ω_L^{-1} , где ω_L — ленгмюровская частота плазменных колебаний. По оси ординат — полная энергия электрического поля ε_f и кинетическая энергия осцилляций ε_e . Энергия поля складывается из энергии внешнего поля волны накачки, энергии колебаний и энергии кавитонов. Видно, что с началом параметрической неустойчивости (момент $t = 0$) энергия плазменных колебаний и кинетическая энергия осцилляций электронов экспоненциально возрастают. Отметим, что, как показано на вставке, быстрые колебания поля (ε_f) и электронов (ε_e) находятся при этом строго в противофазе. К моменту времени $t_c \sim 250/\omega_L$, соответствующему характерному инкременту развития модуляционной неустойчивости [98, 99], $t_c \sim \gamma_m^{-1}$, экспоненциальное возрастание ε_f и ε_e вначале замедляется, а затем они устанавливаются на вполне определенном, достаточно низком уровне.

Решение совместной системы бесстолкновительных кинетических уравнений для электронов и ионов с уравнением Пуассона для электрического поля в ускоряющем слое плазмы масштабом L проводилось [106] методом частиц в ячейках с использованием порядка 10^7 частиц. Внешнее поле $E(x) \sin \omega t$, возбуждающее неустойчивость плазмы, считалось заданным. Граничные условия для внешнего поля в слое L — периодические. Масштаб слоя $x = 1000 \lambda_D$, где λ_D — дебаевский радиус. Условия на границах ускоряющего слоя для функции распределения электронов определены решением кинетического уравнения вне слоя. Это решение учитывает соударения электронов с нейтральными молекулами и ионами вне слоя. Соударения приводят к многократному возвращению быстрых электронов в ускоряющий слой, что проявляется в значительной накачке энергии электронов в высокоэнергичном хвосте функции распределения. Изменение характера возрастания осцилляций ε_f и ε_e при $t > t_c$ связано с появлением и развитием кавитонов, а постепенное падение осцилляций до низкого квазистационарного уровня — с установлением квазистационарной ионно-звуковой волны (см. раздел 8.4).

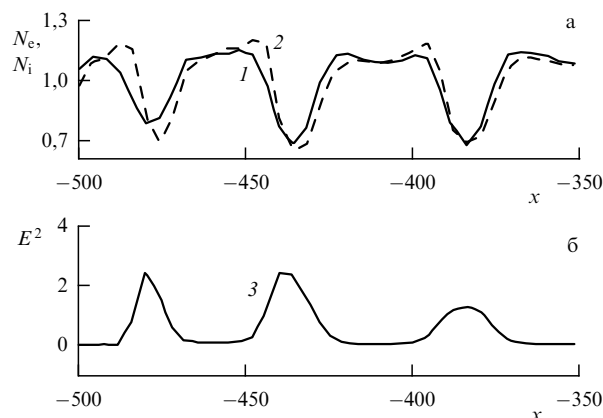


Рис. 37. Структура кавитонов. Представлены результаты численного решения системы кинетических уравнений совместно с уравнением для электрического поля в ускоряющем слое в развитой нелинейной фазе $\omega_L t \sim 300-400$. (а) Нормированное на среднюю плотность плазмы N распределение концентрации электронов (сплошная кривая) и ионов (штриховая кривая) на участке ускоряющего слоя $-500 \leq x/\lambda_D \leq -350$ в момент времени $\omega_L t = 350$. (б) Распределение энергии электрического поля плазменных колебаний на том же участке в тот же момент времени.

Видно, что к рассматриваемому моменту $\omega_L t = 350$ в результате развития модуляционной неустойчивости в ускоряющем слое образовалась система кавитонов — ямок плотности плазмы. Возмущения плотности в кавитонах глубокие — до 30–40 % от средней плотности плазмы. При этом возмущения плотности электронов и ионов близки друг другу — кавитоны квазинейтральны. Средний размер кавитонов $15 \lambda_D$, среднее расстояние между ними 40–50 λ_D .

Пики плотности энергии колебаний электрического поля E^2 полностью коррелируют с расположением кавитонов. Плазменные колебания резонансно накачиваются в ямках плотности полем мощной волны накачки $E_0(x)$. Плазменные колебания захвачены в кавитоны, и электрическое поле колебаний в каждом кавитоне имеет фиксированную фазу. Однако колебания поля в разных кавитонах не связаны, и соотношения их фаз носят случайный характер. Это сказывается на ускорении быстрых электронов электрическим полем захваченных в кавитоны плазменных волн.

численного решения совместной системы бесстолкновительных кинетических уравнений для электронов и ионов с уравнением для электрического поля [106]. Как видно из рис. 36, под воздействием внешнего электрического поля накачки вследствие параметрической неустойчивости экспоненциально увеличивается энергия электрического поля плазменных колебаний ε_f . Одновременно возрастает и кинетическая энергия осцилляций электронов ε_e , достигая величины, равной значительной части их тепловой энергии (до 30–50 %). По истечении характерного времени порядка $t \sim 1/\gamma_m$ — обратного величине инкремента модуляционной неустойчивости γ_m [98], экспоненциальный рост поля прекращается. Неустойчивость приводит к появлению ямок плотности — кавитонов, показанных на рис. 37. Как видно из рис. 37, возмущения плазмы в кавитонах значительны — порядка $(0,2-0,4) N$. При этом плотности электронов и ионов в кавитонах близки друг к другу — кавитоны квазинейтральны. Ширина кавитонов $a \approx 15-20 \lambda_D$, характерное расстояние между ними $d \approx 50 \lambda_D$. Здесь $\lambda_D = v_T/\omega_L$ — дебаевский радиус, $v_T = \sqrt{2T_e/m}$ — тепловая скорость электронов, $\omega_L = 2\pi f_L$ — угловая частота ленгмюровских колебаний. Области наиболее сильно возбужденных кавитонов, естественно, совпадают с областью макси-

мума амплитуды волны поля накачки $E_0(x)$. Ямки плотности плазмы хорошо коррелируют со средней энергией плазменных колебаний, захваченных кавитонами (см. рис. 37). Захваченная в кавитон волна — стоячая, т.е. имеет фиксированную фазу колебаний. Однако фазы колебаний в разных кавитонах сильно различаются. Это служит причиной эффективной передачи энергии колебаний быстрым электронам плазмы.

В начальный период, до $t \approx 2/\gamma_m$, глубина кавитонов резко возрастает. Затем их рост замедляется, и при $t \sim (5-10)\gamma_m^{-1}$ система кавитонов образует как бы ионно-звуковую волну плотности с амплитудой 0,2–0,3. Минимумы плотности заполнены плазменными колебаниями, имеющими достаточно высокий уровень амплитуды колебаний электрического поля E^2 (см. рис. 37). Таким образом, кавитоны в рассматриваемой здесь кинетической задаче не коллапсируют, а стабилизируются. Стабилизация происходит за счет поглощения ускоренными электронами энергии плазменных колебаний, возбуждаемых в ямках плотности волной накачки. Подробно процесс ускорения электронов и их взаимодействия с кавитонами описан в разделе 8.4.

Отметим, что расчеты проводились и при наличии соударений тепловых электронов в ленгмюровском слое. Результаты этих расчетов показывают, что учет соударений приводит к нагреву электронов и ослаблению плазменных колебаний (понижению амплитуды кавитонов). Нагрев отбирает заметную долю энергии у волны накачки — для ионосферных условий до 30 %.

8.4. Многократное ускорение электронов

Электрическое поле плазменных колебаний, как мы видели выше, резко усиливается в каждом кавитоне. Вместе с тем, как хорошо известно, плазменные волны могут передавать энергию электронам согласно механизму затухания Ландау. Ускорение происходит локально при пересечении движущимися электронами кавитонов и носит диффузионный характер. Величина ускорения определяется коррелятором электрического поля плазменных колебаний (рис. 38). Видно, что коррелятор имеет ярко выраженные максимумы в областях кавитонов. Важная особенность этого механизма ускорения состоит в том, что ускоряются только электроны, имеющие достаточно высокую скорость v , для которых длина $\lambda = v/\omega_L$ больше, чем масштаб кавитона a . Иначе говоря, ускоряются только электроны, принадлежащие хвосту функции распределения. Тогда как медленные (тепловые) электроны осциллируют в кавитоне адиабатически и энергию поля не поглощают. Граница между быстрыми и медленными электронами определяется эффективным шириной кавитона $a \approx 15-20 \lambda_D$.

Однако в ионосферных условиях процесс ускорения этим не заканчивается. Толщина ускоряющего плазменного слоя, как указывалось выше, меньше длины свободного пробега электронов. Поэтому ускоренные в слое электроны вследствие рассеяния из-за соударений вне слоя могут вернуться и пройти ускоряющий слой вновь, увеличивая свою энергию. Затем процесс повторяется. Возрастание энергии быстрых электронов будет происходить до тех пор, пока теряемая ими вследствие соударений энергия не сравняется с приобретаемой в ускоряющем слое. В результате многократного прохождения электронов через слой ленгмюровской турбулентности эффект ускорения значительно усиливается, а

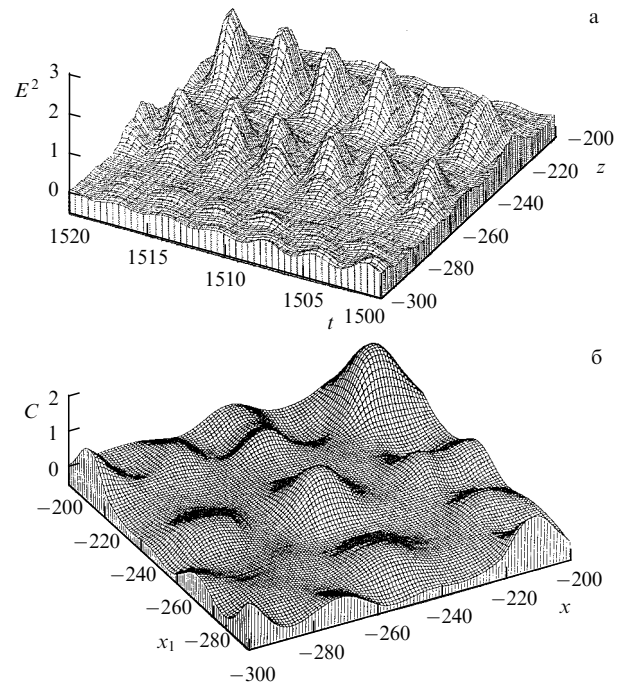


Рис. 38. Установившаяся энергия и коррелятор электрического поля плазменных колебаний. (а) Распределение в пространстве x и во времени t энергии электрического поля установившихся электронных плазменных колебаний. По оси абсцисс — пространственный масштаб x , нормированный на дебаевский радиус λ_D , и время t , нормированное на ω_L^{-1} . По оси ординат — энергия электрического поля электронных плазменных колебаний, нормированная на тепловую энергию плазмы. Видно, что электрическое поле колеблется со временем с ленгмюровской, т.е. электронной (плазменной) частотой. В пространстве x колебания поля захвачены системой кавитонов, образующих квазистационарную ионно-звуковую волну. Характерная длина волны $\sim 50 \lambda_D$. (б) Коррелятор колебаний электрического поля $C(x; x_1; t) = \langle E(x, t_1) E(x_1, t_1 + t) \rangle_{t_1}$. Усреднение проводится по ансамблю колебаний поля E . Коррелятор имеет ярко выраженные максимумы в областях кавитонов. Он определяет диффузионное ускорение электронов электронными плазменными колебаниями, захваченными в кавитоны. Ускоряются только быстрые электроны. В установившихся (стационарных) условиях функцию распределения ускоренных электронов при $\varepsilon \gg T_{e0}$, где T_{e0} — температура тепловых электронов в плазме, можно приближенно представить в виде [106, 108]:

$$f \approx f_0 \exp \left(- \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{T_{\text{eff}}(\varepsilon)} \right), \quad f_0 = f(\varepsilon_0), \quad \varepsilon_0 \gg T_{e0},$$

где

$$T_{\text{eff}}(\varepsilon) = \frac{e^2}{\sqrt{\delta}} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \int_0^L dx D \left(\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}; x, t \right),$$

$$D \left(\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}; x, t \right) = \int_{-\infty}^t dt_1 C \left[x; x - \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}(t - t_1); t_1 \right].$$

Видно, что функция распределения быстрых электронов по энергии ε носит квазимагвелловский характер. Эффективная температура электронов T_{eff} в хвосте функции распределения определена усредненным по всему ускоряющему слою L коррелятором электрического поля. Важную роль играет процесс многократного ускорения. Этот процесс отражает в соотношении для T_{eff} малый параметр δ — средняя доля энергии, теряемой электроном при столкновении с нейтральными молекулами или ионами в ионосферной плазме вне ускоряющего слоя L . В характерных условиях ленгмюровской турбулентности, возбуждаемой в ионосфере мощными радиоволнами, $T_{\text{eff}} \sim 5-10$ эВ. Для сравнения температура тепловых электронов $T_{e0} \sim 0,1-0,2$ эВ. Иначе говоря, благодаря ускорению в кавитонах число быстрых электронов в возмущенной области ионосферной плазмы экспоненциально возрастает.

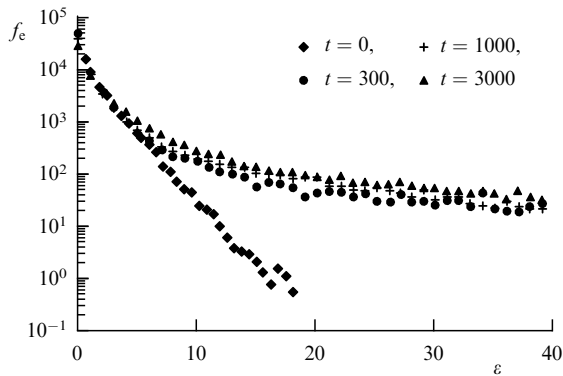
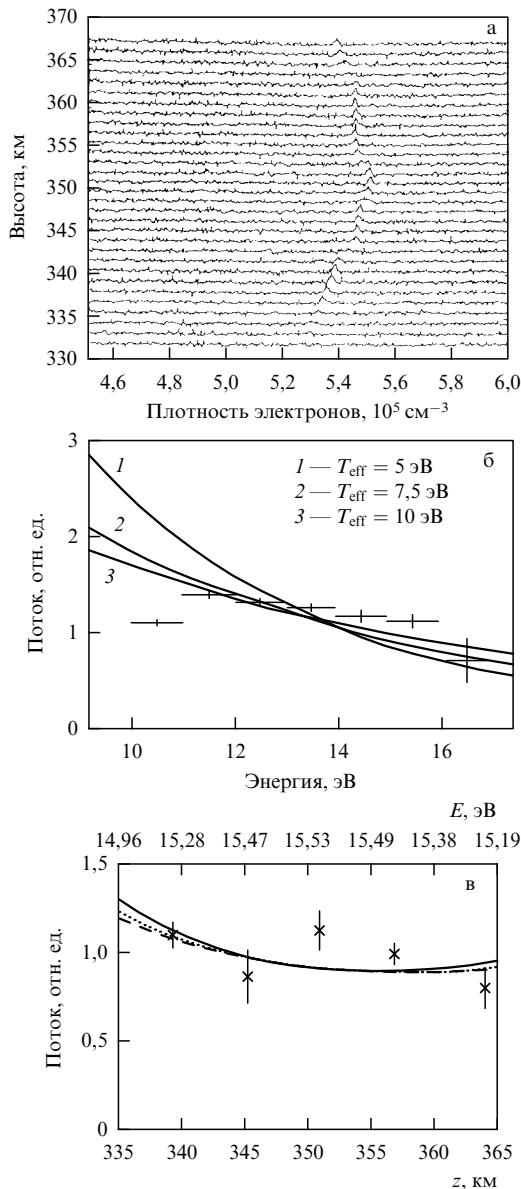


Рис. 39. Функция распределения электронов по энергии. Результат численного расчета функции распределения электронов f_e в лэнгмюровской турбулентности [106]. По оси абсцисс — энергия электронов ϵ , нормированная на начальную температуру T_{e0} , по оси ординат — значения f_e в логарифмическом масштабе. Символами $\blacklozenge$ показана начальная функция распределения, $\bullet$, $+$, $\blacktriangle$ соответствуют моментам времени t , указанным на рисунке в единицах ω_L^{-1} . Видно, что благодаря эффективному ускорению в кавитонах очень быстро вытягивается хвост функции распределения. Эффективная температура электронов в хвосте в 50–100 раз больше тепловой T_{e0} .



размер области, занимаемой ускоренными электронами, возрастает во много раз, достигая нескольких десятков километров [107, 108].

Результат численного решения с учетом процессов многократного рассеяния представлен на рис. 39. Видно, что начальное максвелловское распределение электронов быстро искажается — вытягивается хвост быстрых электронов. Его можно характеризовать эффективной температурой T_{eff} , которая в 50–100 раз превосходит начальную температуру T_{e0} : $T_{\text{eff}} = 5\text{--}10$ эВ при $T_{e0} = 0,1\text{--}0,2$ эВ [107]. Число столь сильно ускоренных электронов невелико, оно составляет величину порядка или даже менее 1% общего числа частиц. Однако полная энергия ускоренных электронов сопоставима с полной энергией тепловых частиц.

Поскольку масштаб кавитона a является важным параметром, определяющим общее число ускоренных частиц, то он связан и с общим балансом между потерями энергии волны накачки на возбуждение плазменных колебаний в кавитонах и энергией плазменных колебаний в кавитонах, теряемой на нагрев и ускорение электронов плазмы. Собственно этот баланс и опреде-

Рис. 40. Энергичные электроны. Результаты прямого наблюдения ускоренных электронов в ионосфере при воздействии мощной радиоволны. Наблюдения проводились с помощью радара некогерентного рассеяния в Аресибо, имеющего длину волны $\lambda_r \approx 70$ см (частота 430 МГц). Радар позволяет разрешать плазменные волны в рассеянном ионосферой сигнале. Основной рассеянный сигнал приходит от волн, волновой вектор которых направлен в сторону радара, а длина волны λ_p удовлетворяет условию пространственного синхронизма с длиной волны радара: $\lambda_p = (1/2) \lambda_r$. Учитывая, что

$$\lambda_p = \frac{v_p}{f_p},$$

где v_p — фазовая скорость плазменной волны, а

$$f_p = \omega_L / 2\pi = \sqrt{\frac{e^2 N(z)}{\pi m}}$$

— ее частота, и полагая, что волна возбуждается быстрым электроном, движущимся со скоростью v , т.е. $v_p = v$, имеем

$$v = v_p = f_p \lambda_p = \frac{1}{2} \lambda_r \sqrt{\frac{e^2 N(z)}{\pi m}}, \quad \epsilon = \frac{mv^2}{2} = \frac{\pi e^2}{m} N(z) \lambda_r^2.$$

Радар определяет плотность плазмы $N(z)$ с высоким разрешением по z .

(а) Пример наблюдений рассеянного сигнала в зависимости от высоты z , с которой приходят рассеянные ионосферой сигналы. По оси абсцисс отложена плотность ионосферной плазмы. На фоне шума четко выделяется резонансный сигнал от быстрых электронов. Используя приведенные выше соотношения, можно найти энергию быстрых электронов, наблюдаемых в точке z , а по амплитуде основного рассеянного сигнала — плотность их потока. Представлены относительная величина плотности потока от (б) энергии (эксперимент [110]) и (в) высоты (эксперимент [109]). Кривые — результат расчета по формулам [107, 108] (см. подпись к рис. 38) для значений T_{eff} , указанных на рисунке. Видно, что область, в которой наблюдаются ускоренные электроны, протягивается по высоте на несколько десятков километров. Наблюдения плазменной линии быстрых электронов проводятся сразу после выключения мощной станции. Происходит постепенное затухание сигнала в течение 10–20 мс в полном согласии с теорией. Область лэнгмюровской турбулентности, т.е. основная область ускорения электронов в период воздействия станции, наблюдалась в эксперименте [109] на высоте $z = 285$ км, а в эксперименте [110] — на высоте $z = 295$ км. Быстрые электроны (рис. а, в) видны на расстояниях вплоть до нескольких десятков километров от области ускорения.

ляет эффективный масштаб кавитона a . Таким образом, структурные особенности нелинейной ленгмюровской турбулентности определены сложным комплексом процессов, происходящих как внутри ускоряющего слоя, так и вне его в широкой области окружающей столкновительной плазмы.

На рисунке 40 представлены результаты прямого наблюдения ускоренных электронов в ионосфере [109, 110]. Эксперименты проведены на уникальном радаре "Аресибо". Только на этой станции имеется возможность непосредственно наблюдать импульсы быстрых электронов по возбуждаемым ими плазменным волнам (рис. 40а). На рисунке 40б показана величина потока

электронов в зависимости от их энергии. Видно, что энергия достигает 18–20 эВ. Пределы измерений энергии (9–18 эВ) ограничены методом наблюдений и техническими возможностями радара. Важно то, что пространственные масштабы области, в которой наблюдаются быстрые электроны, достигают нескольких десятков километров (рис. 40а, в). Быстрые электроны видны как выше, так и ниже ускоряющего слоя. Это полностью согласуется с результатами теории многократного ускорения. Отметим, что первые наблюдения ускоренных под воздействием мощной станции электронов на значительном расстоянии от области воздействия были осуществлены Карлсоном и др. в 1972 г.

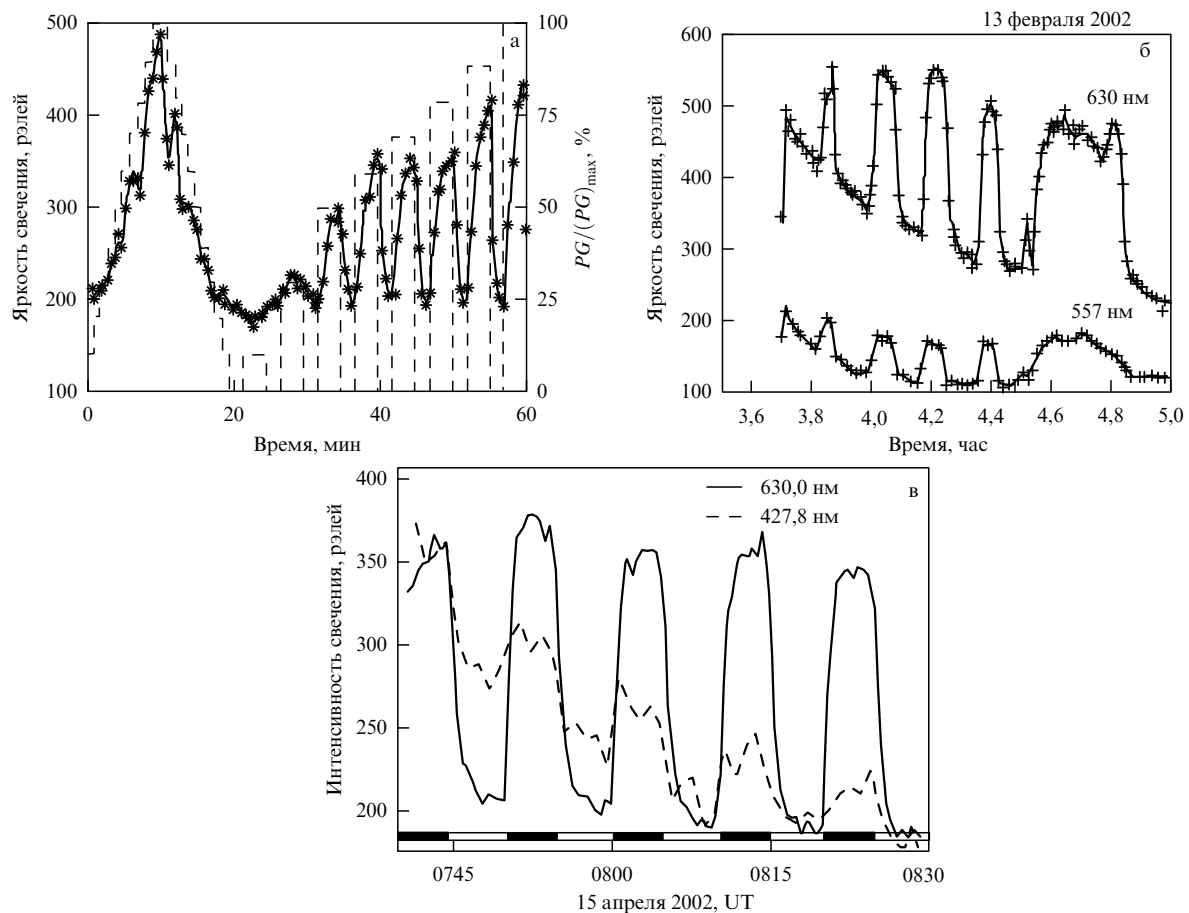


Рис. 41. Оптическое излучение из возмущенной области ионосферы. Примеры оптического свечения возмущенной ионосферы, наблюдавшегося на станции HAARP в 2002 г. Педерсеном и др. [44] и Геркен и др. [118].

(а) Наблюдения свечения в красной линии (630 нм). Частота мощной волны низкая: 3,3 МГц. Максимальная эффективная мощность излучения $(PG)_{\max} = 20$ МВт. Вначале, в течение первых 20 мин мощность PG равномерно нарастала до максимальной, а потом спадала. Затем изучалась зависимость оптического свечения от мощности станции. Станция работала в периодическом режиме: 3 мин включена, 2 мин выключена. При этом мощность ее излучения постепенно возрастала от 10 % до 100 % от $(PG)_{\max}$, как показано на рисунке штриховой линией. По оси ординат — наблюдаемое свечение в красной линии в рэлях (1 рэлей — 1 млн фотонов света, испущенного во всех направлениях на 1 см² площади приемника в 1 с). Видно, что свечение возрастает пропорционально мощности излучения PG . Однако при максимальных мощностях возрастание свечения замедляется. Наблюдаемое свечение в красной линии при воздействии радиоволн низкой частоты согласуется с теорией [45, 51], которая объясняет возрастание свечения с мощностью PG эффективным нагревом ионосферной плазмы в области ВГ-резонанса (см. разделы 5.3, 8.4).

(б) Наблюдения свечения в красной (630 нм) и зеленой (557 нм) линиях. Частота мощной волны высокая: 7,8 МГц. Свечение зеленой линии (над фоном) составляет почти 1/3 от свечения красной. Это очень большая величина, явно указывающая на то, что свечение вызывается электронами, ускоренными в ленгмюровской турбулентности. Подтверждением этому служит значительное запаздывание (~ 20 с) появления свечения зеленой линии по отношению к моменту включения мощного передатчика. Теория объясняет это запаздывание необходимостью предварительного прогрева ионосферной плазмы под действием поля мощной волны — прогрев позволяет мощной волне накачки достичь области ленгмюровского резонанса (см. раздел 5.3, рис. 21).

(в) Одновременные наблюдения в красной (630 нм) и фиолетовой (427,8 нм) линиях. Высокий минимальный потенциал возбуждения фиолетовой линии (19 эВ) явно свидетельствует о том, что эффективная температура ускоренных электронов очень высока: $T_{\text{eff}} \sim 10$ эВ. Это вполне соответствует теории многократного ускорения электронов в ленгмюровском резонансе.

8.5. Искусственное свечение ионосферы

Основные линии оптического излучения при воздействии мощных радиоволн на ионосферу — красная (630 нм) и зеленая (557 нм). Обе линии — результат возбуждения атомарного кислорода: $O(^1D_2)$ (красная) и $O(^1S_0)$ (зеленая). Красная линия особая — у нее очень низкий минимальный уровень возбуждения электронным ударом (1,96 эВ), причем максимум сечения тоже низкий — 6,4 эВ. Вместе с тем излучение в этой линии — переход $^1D_2 - ^3P_2$ — имеет большое время задержки: $t_1 \approx 130$ с. Поэтому существенное значение приобретает процесс гашения возбужденного атома за счет его столкновения с другими молекулами и атомами ионосферы. Отсюда следует, что интенсивность излучения красной линии существенно зависит от высоты. В частности, на высотах F-слоя ($z \sim 300$ км) гашение не является сильным, а в E-слое ($z \sim 110-130$ км) гашение практически подавляет красную линию излучения.

Зеленая линия имеет более высокий минимальный потенциал возбуждения (4,17 эВ), зато высвечивается с очень малой задержкой. Так что свечение зеленой линии определяется только ее возбуждением ударами электронов.

Излучение обеих линий при воздействии мощных радиоволн на ионосферу в области F-слоя наблюдалось многократно на всех мощных станциях начиная со станда в Платтевилле [41, 42, 111–115]. При этом интенсивность излучения в зеленой линии слабее, чем в красной. На рисунке 41 представлено для примера излучение в красной и зеленой линиях, наблюдавшееся на станции HAARP [44]. Результаты измерений в целом согласуются с теорией. В частности, масштаб излучающей области, составляющий согласно наблюдениям [46] порядка 10–30 км, соответствует его оценке в теории многократного ускорения.

Анализ данных наблюдений и их сопоставление с результатами теории показывают, что при воздействии на ионосферу низкочастотными радиоволнами, $f \leq 4$ МГц, излучение в красной линии определяется интенсивным разогревом электронов в ВГ-резонансе, т.е. является следствием значительного повышения температуры электронов [45, 116, 117], тогда как зеленая линия может появиться только вследствие ускорения электронов в ленгмюровском резонансе [103–106, 111, 114]. То же относится и к излучению красной линии при воздействии высокочастотным радиоизлучением, $f > 5$ МГц [45]. С улучшением разрешения и повышением чувствительности фотокамер стали наблюдаться и другие линии, соответствующие более высоким минимальным потенциалам возбуждения: 9 эВ (777,4 нм), 11 эВ (3446 нм), 19 эВ (4278 нм) [86, 118]. Излучение этих линий свидетельствует о наличии в возмущенной ионосферной плазме электронов с высокой энергией, появившихся вследствие многократного ускорения в ленгмюровском резонансе. Отметим, что наиболее сильное излучение в зеленой линии наблюдается в слое E-спорадическом (Л. Каган [119] (2000)). При возбуждении в направлении магнитного зенита на станции HAARP это излучение достигает исключительно большой величины (до 4000 рэлей), его можно наблюдать невооруженным глазом [120, 121].

Можно надеяться, что дальнейшее развитие техники оптических наблюдений и детальное сопоставление результатов этих наблюдений с теорией позволят значи-

тельно углубить наши представления о процессах ускорения электронов в ленгмюровской турбулентности.

9. Заключение

Ионосфера — естественная лаборатория для исследования физических явлений в плазме. В лабораторных установках свойства плазмы во многом определяются процессами ее создания и взаимодействия со стенками камеры. В особенности это относится к сильно разреженной плазме. Ее подвижность и активное взаимодействие с электрическими и магнитными полями ведут к неустойчивости и турбулизации. Все это определяет исключительную сложность экспериментального исследования плазмы и теоретического истолкования результатов наблюдений. Разнообразие нелинейных состояний плазмы фактически приводит к необходимости изучения ее свойств в данной конкретной установке — для каждой новой установки требуется "своя" теория¹². Недаром так сложно оказалось создать достаточно изолированную от стенок долгоживущую плазму в термоядерных установках и изучить ее физические свойства.

Поэтому проведение физических экспериментов в свободной, созданной природой плазме, каковой является ионосфера, представляет особый научный интерес. Благодаря экспоненциально быстрому изменению концентрации нейтральных молекул с высотой в атмосфере и наличию магнитного поля Земли свойства свободной ионосферной плазмы необычайно разнообразны. Вследствие этого можно изучать линейные и нелинейные физические эффекты в плазме, возбуждение турбулентных состояний, возникновение плазменных структур различного вида, механизмы ускорения электронов, различные плазменные и гиромангнитные резонансы. Результаты экспериментальных исследований достаточно хорошо согласуются с теорией, т.е. имеется возможность истолковать наблюдаемые явления качественно, а в значительной части случаев даже количественно.

Разумеется, изучение нелинейных явлений в ионосферной плазме далеко не закончено. Ряд наблюдений, например результаты детального исследования нестационарных процессов развития искусственного радиоизлучения ионосферы (см. раздел 6), не имеет еще ясного теоретического истолкования. С другой стороны, предсказанное теорией явление сверхмелкомасштабного расщепления ионосферы пока не обнаружено в прямых экспериментах (разделы 7.4, 7.5). Несомненно, будут интенсивно развиваться исследования оптического излучения. Вообще, дальнейшее повышение временного и пространственного разрешения различных методов диагностики возмущений ионосферной плазмы представляется весьма перспективным.

Изучение нелинейных эффектов является в то же время важным методом исследования самой ионосферы: процессов диффузионного и теплового переноса, ветров нейтральных молекул и дрейфов, обусловленных электрическим полем, потоков ионосферной плазмы, химического состава в зависимости от высоты в различных широтных зонах ионосферы и т.д. Эти исследования эффективно развиваются. Например, можно выделить

¹² Сказанное не означает, что детальные лабораторные исследования плазмы не приносят ценной информации. Из недавних исследований можно отметить, например, работу [122].

метод рассеяния на искусственных периодических неоднородностях [123].

Особый интерес представляет возможность использования нелинейного воздействия на ионосферу для исследования магнитосферы и ионосферно-магнитосферных связей. Это очень широкая область. Она включает в себя прежде всего исследование распространения в магнитосфере альвеновских и свистовых волн, генерируемых в результате модуляции мощной радиоволной электрического тока в ионосфере (эффект нелинейного детектирования Гетманцева). Подчеркнем, что спектр частот электромагнитных колебаний, генерируемых этим методом, чрезвычайно широк (раздел 3.2). Другой метод — изучение прямых восходящих нелинейных потоков плазмы и быстрых электронов, генерируемых в ионосфере станциями воздействия при возмущении на частотах, близких к критической частоте F-слоя. Особо важное значение имеют нелинейные ионосферно-магнитосферные исследования в авроральных и приполярных областях. Так, недавние измерения на станции HAARP с использованием воздействия на область резонанса в F-слое показали, что низкочастотные возмущения (1 Гц) могут распространяться на очень большие расстояния, до 5000 км. Амплитуда этих возмущений на четыре порядка выше, чем полученные ранее в результате воздействия на область токов в E-слое (см. рис. 4). При этом в верхней части ионосферы, на высоте 700 км, наблюдаются большие возмущения, охватывающие область по горизонтали до 600 км [124]. Одновременно можно осуществить воздействие на радиационные пояса Земли излучением мощной ОНЧ-станции свистового диапазона (10–20 кГц) [125]. Таким путем можно было бы исследовать глобальную токовую систему, создавая небольшие временные возмущения в ней посредством резонансного воздействия на ионосферу и магнитосферу. Для диагностики таких возмущений потребуются глобальная сеть наблюдательных станций и использование спутников.

Нельзя не отметить в заключение, что с момента запуска в СССР первого искусственного спутника Земли в 1957 г. началось практическое освоение ближнего космического пространства — ионосферы и магнитосферы. В последние десятилетия этот процесс развивается с поразительной быстротой. Ежегодно запускаются сотни спутников, создаются специализированные спутниковые системы (например ГЛОНАСС (Глобальная навигационная спутниковая система), NAVSTAR GPS (Navigation Satellite Time and Ranging, Global Positioning System), "Galileo", NAVSAT (Navy Navigation Satellite), NIMS (Navy Ionospheric Monitoring System), Globalstar и др.). Практическим результатом этого развития является создание глобальных систем: *Интернет, мобильная телефония, глобальное телевидение, глобальная видеосвязь, глобальные навигационные системы, глобальная локация и т.п.* Таким образом, практическое освоение ионосферно-магнитосферного пространства стало основой *глобализации*, коснувшейся, фактически, всего человечества. Важнейшую роль в этом процессе играет радиосвязь, точнее различные системы сверхдальней радиосвязи (между спутниками, между спутниками и Землей, между наземными станциями) [126]. Поэтому можно не сомневаться в том, что исследование физических явлений в ионосфере и магнитосфере, связанных с распространением радиоволн, в том

числе радиоволн высокой мощности, будут продолжаться и расширяться.

Благодарности. Работа поддержана грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ и грантом EOARD 067004 (МНТЦ 3641р). Автор чрезвычайно признателен М.О. Птицыну за неоценимую помощь в создании данного обзора и К.П. Зыбину за многолетнее плодотворное сотрудничество.

Список литературы

1. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* 2-е изд. (М.: Наука, 1967)
2. Альперт Я Л *Распространение радиоволн и ионосфера* (М.: Изд-во АН СССР, 1960)
3. Kelley M C *The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics* (San Diego: Academic Press, 1989)
4. Tellegen B D H *Nature* **131** 840 (1933)
5. Bailey V A, Martyn D F *Philos. Mag.* **18** 369 (1934)
6. Виленский И М, Зыкова Н А *Изв. вузов. Радиофизика* **2** 543 (1959); **5** 221 (1962)
7. Ratcliffe J A, Shaw I J *Proc. R. Soc. London Ser. A* **193** 311 (1948)
8. Huxley L G H, Foster H G, Newton C C *Proc. Phys. Soc. London* **61** 134 (1948)
9. Hibberd F H J *Atm. Terr. Phys.* **6** 268 (1955); **8** 120 (1956)
10. Гинзбург В Л *Изв. АН СССР, сер. физ.* **12** 293 (1948)
11. Fejer J A J *Atm. Terr. Phys.* **7** 322 (1955); **32** 597 (1970)
12. King J W J *Atm. Terr. Phys.* **10** 166 (1957); **14** 41 (1959)
13. Гуревич А В, Шварцбург А Б *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере* (М.: Наука, 1973) § 5.5
14. Gurevich A V *Nonlinear Phenomena in the Ionosphere* (New York: Springer, 1978) §§ 2.5.5, 2.5.6
15. Bailey V A *Nature* **139** 68, 838 (1937)
16. Адейшвили Т Г и др. *Физ. плазмы* **4** 1293 (1978)
17. Гуревич А В *ЖЭТФ* **30** 1112 (1956); *Радиотехника и электроника* **1** 706 (1956); *Радиофизика* **1** (4) 21; (6) 17 (1958)
18. Гуревич А В, Шлюгер И С *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 1237 (1975)
19. Шлюгер И С *Письма в ЖЭТФ* **19** 274 (1974); **20** 722 (1974)
20. Гуревич А В, Милих Г М, Шлюгер И С *ЖЭТФ* **69** 1640 (1975)
21. Гетманцев Г Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **20** 229 (1974)
22. Котик Д С, Трахтенгерц В Ю *Письма в ЖЭТФ* **21** 114 (1975)
23. Капустин И Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **25** 248 (1977)
24. Barr R, Stubbe P *Radio Sci.* **19** 1111 (1984); Barr R et al. *Nature* **309** 534 (1984); *J. Geophys. Res.* **90** 2861 (1985); **91** 4451 (1986); *Radio Sci.* **22** 1073 (1987); **23** 379 (1988); Barr R, Stubbe P *Geophys. Res. Lett.* **18** 1035, 1971 (1991); **20** 2243 (1993); Dowden R L et al. *Ann. Geophys.* **8** 765 (1990)
25. Мироненко Л Ф и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 298 (1998)
26. Гинзбург В Л, Гуревич А В *УФН* **70** 201, 393 (1960)
27. Гуревич А В *Геомагн. и астрономия* **5** 70 (1965); **7** 291 (1967)
28. *J. Geophys. Res.* **73** 6402 (1970) (Collection of papers)
29. *Radio Sci.* **9** (11) 881 (1974) (Collection of papers)
30. Васильков В В, Гуревич А В *ЖЭТФ* **69** 176 (1975); **73** 923 (1977); *Геомагн. и астрономия* **24** 350 (1984)
31. Mjølhus E J *Plasma Phys.* **29** 195 (1983); *J. Atm. Terr. Phys.* **55** 907 (1993); Dysthe K B et al. *Phys. Scr.* **T2B** 548 (1982)
32. Ерухимов Л М, в сб. *Тепловые нелинейные явления в плазме* (Отв. ред. В Ю Трахтенгерц) (Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1981) с. 3
33. Ерухимов Л М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **30** 208 (1987)
34. Насыров А М *Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями* (Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 1991)
35. Noble S T, Djuth F T *J. Geophys. Res.* **95** 15195 (1990)
36. Bernhardt P A, Duncan L M, Tepley C A *Science* **242** 1022 (1988)
37. Kelley M C et al. *J. Geophys. Res.* **100** 17367 (1995)
38. Gurevich A V, Zybin K P, Lukyanov A V *Phys. Rev. Lett.* **75** 2622 (1995); Gurevich A V, Lukyanov A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **206** 247 (1995)
39. Gurevich A et al. *Phys. Lett. A* **239** 385 (1998)
40. Franz T L, Kelley M C, Gurevich A V *Radio Sci.* **34** 465 (1999)
41. Kosch M J et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 2817 (2000)
42. Pedersen T R, Carlson H C *Radio Sci.* **36** 1013 (2001)
43. Gurevich A V, Carlson H, Zybin K P *Phys. Lett. A* **288** 231 (2001)

44. Pedersen T R et al. *Geophys. Res. Lett.* **30** 1169 (2003)
45. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **305** 264 (2002)
46. Gustavsson B et al. *J. Geophys. Res.* **106** (A12) 29105 (2001)
47. Leyser T B et al. *Adv. Polar Atm. Res.* **14** 1 (2000)
48. Rietveld M T et al. *J. Geophys. Res.* **108** (A4) 1141 (2003)
49. Gurevich A et al. *Phys. Lett. A* **301** 307 (2002)
50. Tereshchenko E D et al. *Phys. Lett. A* **325** 381 (2004)
51. Гуревич А В, Зыбин К П, Карлсон Х С *Изв. вузов. Радиопизика* **48** 772 (2005)
52. Stubbe P *J. Atm. Terr. Phys.* **58** 349 (1996)
53. Jones T B et al. *J. Atm. Terr. Phys.* **46** 147 (1984)
54. Robinson T R *Phys. Rep.* **179** 79 (1989)
55. Jones T B et al. *Radio Sci.* **18** 835 (1993)
56. Гетманцев Г Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **18** 621 (1973)
57. Cheung P Y et al. *Phys. Plasmas* **8** 802 (2001)
58. Stenflo L S *Eos. Trans. AGU* **60** 595 (1979); Stenflo L, Trulsen J J. *Geophys. Res.* **83** (A3) 1154 (1978); Stenflo L, Yakimenko I P *Phys. Scr.* **18** 151 (1978); Dysthe K B et al. *J. Geophys. Res.* **82** 717 (1977)
59. Thidé B, Kopka H, Stubbe P *Phys. Rev. Lett.* **49** 1561 (1982)
60. Stubbbe P et al. *J. Geophys. Res.* **89** 7523 (1984)
61. Leyser T B *Geophys. Res. Lett.* **18** 408 (1991)
62. Stubbe P et al. *J. Geophys. Res.* **99** (A4) 6233 (1994)
63. Leyser T B et al. *J. Geophys. Res.* **99** (A10) 19555 (1994)
64. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиопизика* **42** 619 (1999)
65. Zhou H L, Huang J, Kuo S P *Phys. Plasmas* **1** 3044 (1994)
66. Shvarts M M, Grach S M *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **59** 2421 (1997)
67. Mjølhus E J. *Geophys. Res.* **103** (A7) 14711 (1998)
68. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **231** 97 (1997)
69. Bernhardt P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 2879 (1994)
70. Фролов В Л и др. *Изв. вузов. Радиопизика* **40** 1091 (1997)
71. Frolov V L et al. *Geophys. Res. Lett.* **24** 1647 (1997)
72. Frolov V L et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1630 (1998)
73. Frolov V L, Kagan L M, Sergeev E N *Изв. вузов. Радиопизика* **42** 635 (1999)
74. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиопизика* **45** 214 (2002)
75. Ахизер А И и др. *Электродинамика плазмы* (Под ред. А И Ахизера) (М.: Наука, 1974)
76. Gurevich A V, Lukyanov A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **211** 363 (1996)
77. Thidé B et al. *Radio Sci.* **18** 851 (1983)
78. Будько Н И, Васильков В В *Геомагн. и астроном.* **32** 80 (1992)
79. Грач С М, Тиде Б, Лейзер Т *Радиопизика* **37** 617 (1994)
80. Istomin Ya N, Leyser T B *Phys. Plasmas* **2** 2084 (1995)
81. Huang J, Kuo S P *J. Geophys. Res.* **99** (A10) 19569 (1994)
82. Huang J, Kuo S P, Zhou H L *J. Geophys. Res.* **100** (A2) 1639 (1995)
83. Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **358** 159 (2006)
84. Ponomarenko P V, Leyser T B, Thidé B J. *Geophys. Res.* **104** (A5) 10081 (1999)
85. Kagan L M et al. *Radio Sci.* (in press)
86. Djuth F T et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 125001 (2005)
87. Kuo S P, Rubinant M, in *Proc. RF Ionospheric Interactions Workshop, Santa Fe, NM, April 25–28, 2006*
88. Dimant Ya S, Gurevich A V, Zybin K P *J. Atm. Terr. Phys.* **54** 425 (1992)
89. Силян В П *ЖЭТФ* **48** 1679 (1965)
90. Силян В П *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму* (М.: Наука, 1973)
91. DuBois D F, Goldman M V *Phys. Rev. Lett.* **14** 544 (1965)
92. Stubbe P, Kohl H, Rietveld M J. *Geophys. Res. A* **97** (A5) 6285 (1992)
93. DuBois D F et al. *J. Geophys. Res.* **98** (A10) 17543 (1993)
94. Nordling J A et al. *Radio Sci.* **23** 809 (1988)
95. Cheung P Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1273 (1997)
96. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиопизика* **41** 313 (1998)
97. Веденов А А, Рудаков Л И *ДАН СССР* **159** 767 (1964)
98. Литвак А Г, Фрайман Г М, в сб. *Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой* (Отв. ред. А Г Литвак) (Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1980) с. 50
99. Захаров В Е *ЖЭТФ* **62** 1745 (1972)
100. DuBois D F, Rose H A, Russell D *Phys. Rev. Lett.* **61** 2209 (1988); *J. Geophys. Res.* **25** (A12) 21221 (1990); *Phys. Rev. Lett.* **66** 1970 (1991)
101. Morales G J, Lee Y C *Phys. Rev. Lett.* **33** 1534 (1974)
102. Коврижных Л М, Сахаров А С, в сб. *Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой* (Отв. ред. А Г Литвак) (Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1980) с. 117
103. DuBois D F, Russell D, Rose H A *Phys. Plasmas* **2** 76 (1995)
104. Wang J G, Newman D L, Goldman M V *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **59** 2461 (1997)
105. Mjølhus E, Helmersen E, DuBois D F *J. Geophys. Res.* **106** (A9) 18525 (2001)
106. Гуревич А В и др. *Физ. плазмы* **30** 1071 (2004)
107. Васильков В В, Гуревич А В, Димант Я С *ЖЭТФ* **84** 536 (1983)
108. Gurevich A V et al. *J. Atm. Terr. Phys.* **47** 1057 (1985)
109. Gurevich A V et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 2461 (2000)
110. Carlson H C, Wickwar V B, Mantas G P *J. Atm. Terr. Phys.* **44** 1089 (1982)
111. Gordon W E, Carlson H C *Radio Sci.* **9** 1041 (1974)
112. Sipler D P, Enemark E, Biondi M A *J. Geophys. Res.* **79** 4276 (1974)
113. Haslett J C, McGill L R *Radio Sci.* **9** 1005 (1974)
114. Bernhardt P A, Tepley C A, Duncan L M *J. Geophys. Res.* **94** 9071 (1989); Bernhardt P A, Duncan L M, Tepley C A *Science* **242** 1022 (1988)
115. Bernhardt P A et al. *Geophys. Res. Lett.* **18** 1477 (1991)
116. Mantas G P, Carlson H C *J. Geophys. Res.* **101** (A1) 195 (1996)
117. Gurevich A V, Milikh G M *J. Geophys. Res.* **102** (A1) 389 (1997)
118. Gerken E et al., in *Proc. RF Ionospheric Interaction Workshop, Santa Fe, NM, April, 2005*
119. Kagan L M et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 218 (2000)
120. Pedersen T D, Gerken E A *Natre* **433** 498 (2005)
121. Kagan L M et al. *Phys. Rev. Lett.* (2007) (in press)
122. Starodubtsev M V, Nazarov V V, Kostrov A V *Phys. Rev. Lett.* **98** 195001 (2007)
123. Belikov V V et al. *Ionospheric Research by Means of Artificial Periodic Irregularities* (Berlin: Copernicus GmbH, 2002)
124. Papadopoulos D et al., Доклад на Международном научном форуме: "Космос и наука XXI века", октябрь 2007, Москва
125. Polyakov S V et al., in *Proc. of VIIth ISS Suzdal Symp. on Ionosphere Modification, Moscow, 16–18 October 2007* (Troitsk: IZMIRAN, 2007) p. 54
126. Гуревич А В, Цедилина Е Е *Сверхдальнее распространение коротких радиоволн* (М.: Наука, 1979) [Gurevich A V, Tsedilina E E *Long Distance Propagation of HF Radio Waves* (Berlin: Springer-Verlag, 1985)]

Nonlinear effects in the ionosphere

A.V. Gurevich

P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 132-64 14. E-mail: alex@pli.ru

The review is based on a report presented at the RAS Physical Sciences Division's session in honor of V L Ginzburg's 90th anniversary. It examines the current status of theoretical and experimental research on nonlinear phenomena arising when a powerful radio wave propagates in the ionosphere. The focus of the attention is on the modification of the ionosphere under the resonance excitation of natural plasma oscillations. The upper-hybrid resonance gives rise to strong upper- and lower-hybrid plasma waves; excites highly extended inhomogeneities; and causes artificial ionospheric radiation. Near double resonances, nonlinear processes are found to undergo complete transformation when the upper-hybrid frequency is close to a multiple of the electron gyrofrequency. In the neighborhood of the Langmuir resonance intense plasma waves and ion-sound waves are excited, the electrons are effectively accelerated, and the artificial glow of the ionosphere appears.

PACS numbers: 41.20.Jb, **52.35** – g, 52.40.Db, **94.20** – y
Bibliography — 126 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (11) 1145–1177 (2007)

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200711a.1145
Received 13 June 2007, revised 8 August 2007
Physics – Uspekhi **50** (11) (2007)