

УДК 621.371.25

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНОГО РАДИОИМПУЛЬСА В НИЖНИХ СЛОЯХ ИОНОСФЕРЫ

A. B. Гуревич, I. C. Шлюгер

Исследуются нелинейные эффекты самовоздействия и взаимодействия радиоволн при вертикальном зондировании ионосферы радиоимпульсами высокой мощности на частоте, близкой к гирочастоте электронов. Обнаружено сильное искажение формы отраженного от ионосферы импульса, вызванное его самовоздействием. Установлено, что в дневных условиях для обыкновенной волны, начиная с некоторого значения мощности, поглощение резко растет, а стационарный уровень отраженного от ионосферы сигнала убывает с ростом мощности излучения (эффект «насыщения»). Для необыкновенной волны при не слишком высокой мощности наблюдается, напротив, ослабление поглощения (эффект «просветления» плазмы). Исследовано взаимодействие мощного импульса с радиоволнами непрерывного ($f_2 = 254 \text{ кГц}$, $f_2 = 394 \text{ кГц}$) и импульсного излучения (f_2 от 0,5 до 6,5 $M\text{Гц}$), а также кроссмодуляция мощных волн непрерывного излучения. Наблюдается глубокая кроссмодуляция (до 90%), сильное искажение формыгибающей и удвоение частоты при кроссмодуляции (эффект «перемодуляции»), «подавление» волны f_2 мощной волной (нелинейное затухание до 30 дБ) и обратный эффект «просветления» плазмы (усиление волны f_2 под действием мощной волны f_1). Обнаружено изменение свойств слоя E_s под действием поля мощной волны, вызванное, по-видимому, увеличением концентрации электронов.

Результаты эксперимента сопоставлены с теорией, учитывающей нагрев электронов под действием поля волны в нижней ионосфере. Показано, что температура электронов на высотах 70—80 км возрастает примерно в 20 раз под действием мощного импульса. Указано на возбуждение параметрической неустойчивости в области отражения волны в E -слое ионосферы.

Нелинейное взаимодействие (кроссмодуляция) радиоволн в ионосфере систематически изучалось еще в 30-х—40-х годах [1]. Фейер [2] использовал взаимодействие коротких импульсов для исследования нижних слоев ионосферы (слой D и E), и его метод впоследствии приобрел широкое распространение. Эффекты самовоздействия обнаружены экспериментально Кингом [3], Виленским и др. [4]. В этих работах, однако, наблюдались лишь сравнительно слабые эффекты: глубина кроссмодуляции не превосходила 10—15%, взаимодействие импульсов имело порядок 10^{-3} — 10^{-4} , автомодуляция — порядка 10%.

Вместе с тем, современные радиопередатчики могут генерировать такие мощные радиоволны, под действием которых свойства ионосферной плазмы сильно изменяются, $E_0 \gg E_p$. Здесь E_0 — амплитуда поля волны в плазме, E_p — характерное плазменное поле [5, 6]. Нелинейность должна оказывать определяющее влияние на распространение сильных радиоволн. Их исследование представляет поэтому фундаментальный интерес для проблем ионосферной радиосвязи на волнах высокой мощности.

Для изучения нелинейных явлений в сильных полях был построен специальный мощный импульсный радиопередатчик, который мог созда-

вать в D - и E -слоя ионосферы поля E_0 , на порядок превосходящие E_p . Изложению ряда результатов этих экспериментов и их сопоставлению с теорией посвящена настоящая работа*.

1. ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ

Экспериментальные исследования нелинейных явлений, возникающих в нижней ионосфере при распространении интенсивного радиоимпульса, проводятся в НИИР (Москва) с 1961 г., на передатчике усиленной мощности—с 1967 г.

Передатчик имеет диапазон частот $\sim 1300—1400 \text{ кГц}$. Эта полоса разбита на участки в 15 кГц каждый. В пределах каждого такого участка полосы допускается плавная автоматическая настройка на любую частоту. Излучаемая обычно частота $f_1 = 1350 \text{ кГц}$ (или $\omega = 8,48 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$) близка к местной гиромагнитной частоте электронов ω_H . Излучение импульсное, частота следования импульсов $25 \text{ и } 50 \text{ Гц}$. Импульс прямоугольный, длительность $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. Характерная форма огибающей показана на рис. 1 а). При высоких мощностях могли возни-

кать приблизительно 10-процентные искажения формы огибающей (пунктир). Наклон огибающей в верхней части импульса не превосходит 20%. Эффективная мощность в импульсе может в течение $15—20 \text{ с}$ плавно изменяться от $P = 0 \text{ дБ}$ (максимальная мощность) до $P = -15 \div -20 \text{ дБ}$ (минимальная мощность): $W = W_{\max} \cdot 10^{P/10}$. При максимальной мощности излучения значение отношения E_0/E_p в начале ионосферного слоя (на высоте $z \approx 50 \text{ км}$) достигало $12—15$, в области эффективного возмущения плазмы $z \approx 70 \text{ км}$: $E_0/E_{p0} \approx \approx 10$ (поле E_{p0} , см. (9)). При минимальной мощности излучения $P = (-20 \div -15) \text{ дБ}$ на высоте $z \approx 70 \text{ км}$ отношение $E_0/E_{p0} \approx \approx 1 \div 1,5$.

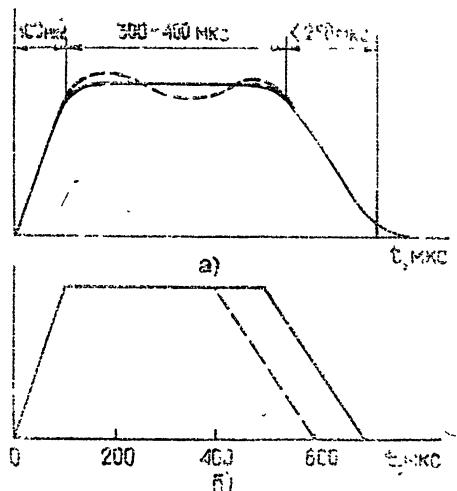


Рис. 1.

Антенна состоит из 36 групп (4×9), каждая из которых составлена из двух взаимно перпендикулярных горизонтально расположенных полуволновых вибраторов. Вектор электрического поля поляризован в горизонтальной плоскости. Направление его вращения может быть изменено путем простого переключения подводящих к диполям фидеров. Это позволяет излучать в зенит волну фиксированной поляризации: либо обыкновенную, либо необыкновенную. КНД антенны в направлении главного луча $G > 100$. Диаметр пятна на высоте 50 км приблизительно равен 20 км (граница на уровне напряженности $E_0 \approx 0,7 E_{0\max}$)

Ионосферная станция, использовавшаяся для контроля за состоянием ионосферы и в экспериментах по кроссмодуляции импульсов, — реконструированная станция типа SP-3. Длительность импульса $1,0 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, диапазон частот $0,5—10 \text{ МГц}$, мощность в импульсе 100 кВт , разрешающая способность в полосе $0,5—2,1 \text{ МГц}$ увеличена до $0,02 \text{ МГц}$.

* Ее результаты частично опубликованы в [7, 8].

Для регистрации и анализа результатов наблюдений использовалась специально созданная аппаратура: компаратор импульсов, измеритель глубины кросимодуляции и др. В процессе эксперимента проводилась также фоторегистрация развертки отраженных от ионосферы радиоимпульсов при различной излучаемой мощности. Скорость регистрации составляла 10 кадров в секунду.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА. САМОВОЗДЕЙСТВИЕ

Самовоздействие интенсивного радиоимпульса в ионосфере при $\omega \approx \omega_H$ существенно зависит от поляризации волны и времени суток.

Обыкновенная волна

Светлое время суток На рис. 2 представлен характерный пример развертки импульсов обыкновенной волны в дневное время (4.II.68, 11¹⁰ мск). Вертикальные темные полосы на рисунке — метки времени, отсчитываемые слева направо и расположенные на расстоянии 10^{-4} с друг от друга. Справа указана мощность излучения в децибелах от максимальной мощности W_{\max} . Первый импульс на рисунках — земной, второй — отраженный от E -слоя ионосферы. Видно, как с ростом мощности передатчика W монотонно нарастает амплитуда земного импульса $E \sim \sqrt{W}$.

Форма ионосферного импульса сильно искажена. Эти искажения носят нелинейный характер: они невелики при минимальной мощности излучения, но быстро нарастают с ростом W . За время порядка $2 \cdot 10^{-4}$ с амплитуда ионосферного импульса выходит на уровень, близкий к стационарному E_c (см. рис. 3 а). Из рис. 2 видно, что амплитуда E_c не растет, а, напротив, падает с увеличением мощности излучения.

Нелинейная деформация импульса в дневной период носит стабильный характер. На рис. 3 а сплошная кривая дает усредненную за день зависимость коэффициента деформации m ,

$$m = (E_{\max} - E_c) / (E_{\max} + E_c), \quad (1)$$

от мощности излучения (E_{\max} — максимальное значение амплитуды в отраженном импульсе, см. рис. 3 б). Эта кривая мало изменяется от дня ко дню. Обращает на себя внимание наличие максимума коэффициента m при $P \sim -5 \text{ dB}$, который связан с немонотонной зависимостью E_{\max} от P . Действительно, амплитуда E_{\max} вначале растет, а затем энергично падает с ростом P . Это видно из рис. 2.

Усредненные значения стационарной амплитуды отраженных сигналов E_c определялись с помощью специального импульсного компаратора. Медленные значения полей E_c при заданном уровне мощности излучения усреднялись в течение 10-минутных отрезков времени. Это позволило строить графики E_m в зависимости от времени суток. Пример такого графика приведен на рис. 4. Видно, что и усредненная мощность отраженного сигнала падает с ростом мощности передатчика. На основе таких графиков построена зависимость усредненного дополнительного поглощения $P'_{\text{ср}}$, возникающего вследствие нелинейности, от мощности излучения P (нижняя сплошная кривая на рис. 5)*.

* Усредненная кривая на рис. 5 дает, фактически, разность между нелинейным поглощением при заданном уровне мощности P и поглощением при $P = -20 \text{ dB}$. Детальное сопоставление с теорией (см. разд. 5) показывает, что при уровне $P = -20 \text{ dB}$ имеется заметное нелинейное поглощение — порядка $2 - 3 \text{ dB}$. Вследствие этого полное нелинейное поглощение несколько выше. Оно показано на рисунке пунктирной кривой.

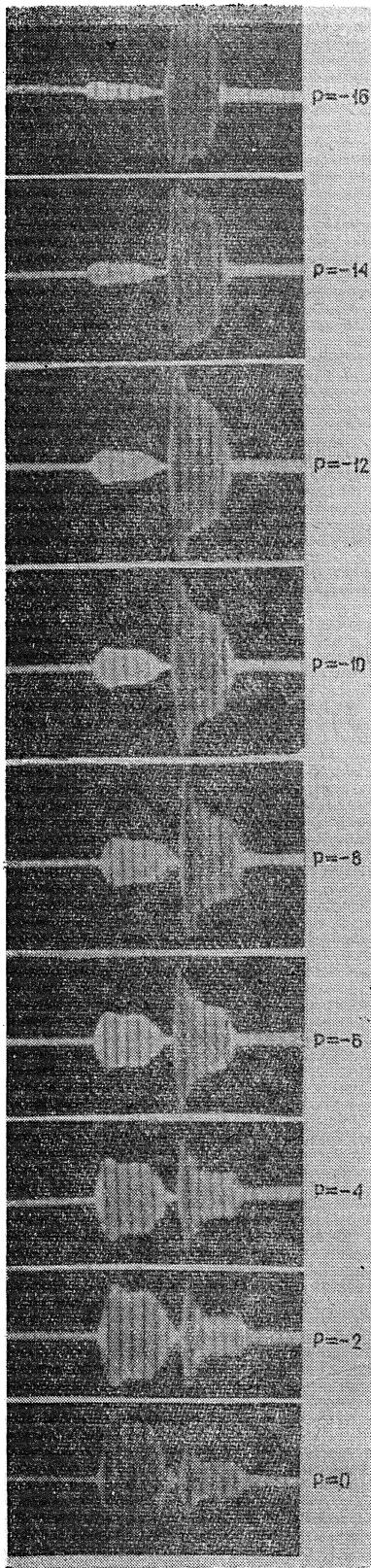


Рис. 2.

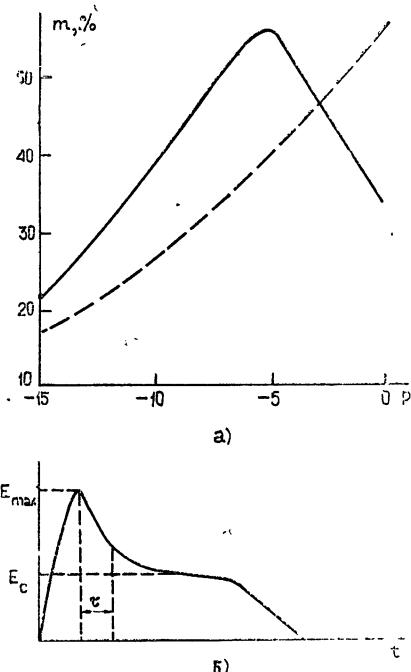


Рис. 3.

Качественный характер наблюдаемых явлений вполне понятен и хорошо согласуется с предсказаниями теории [5, 6, 9]. Под действием поля волны в нижней ионосфере возрастают температура электронов. С ростом температуры увеличивается частота соударений электронов с молекулами, что и приводит к росту нелинейного поглощения. Ясна и причина деформации импульса. Дело в том, что начальная часть импульса распространяется в невозмущенной или в слабо возмущенной ионосфере, так как за время t , меньшее времени установления $\tau \sim 10^{-4}$ с, температура электронов не успевает существенно измениться под действием поля. Поэтому нелинейное поглощение в начальной части импульса (на его пути до точки отражения) невелико. При $t \sim \tau$ возмущения температуры быстро возрастают, а при $t > \tau$ выходят на уровень, близкий к стационарному. Соответственно возрастает нелинейное поглощение и падает амплитуда отраженного импульса, также приближаясь к стационарному уровню (см. рис. 2). Время установления τ существенно зависит от мощности возмущающей волны. Оно представлено на рис. 6 (определенось по быстроте спада поля отраженного импульса за точкой E_{\max} (рис. 3 б)).

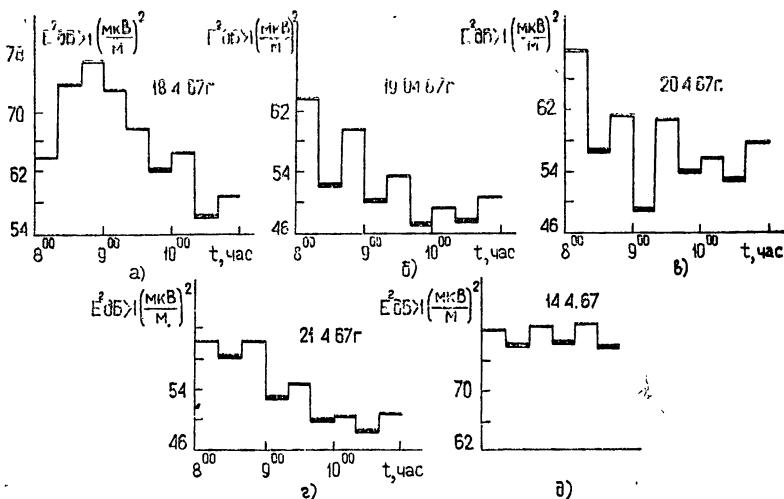


Рис. 4. Зависимость медианных значений напряженности поля в точке приема от излучаемой мощности: толстая линия — мощность выше на 10 dB , чем тонкая линия.

- а) $P'_{\text{cp}} = 11,5 \text{ dB}$; б) $P'_{\text{cp}} = 12,9 \text{ dB}$; в) $P'_{\text{cp}} = 11,3 \text{ dB}$; г) $P'_{\text{cp}} = 12,0 \text{ dB}$;
д) $P'_{\text{cp}} \approx 12,0 \text{ dB}$, исключена зависимость медианных значений E_m от времени.

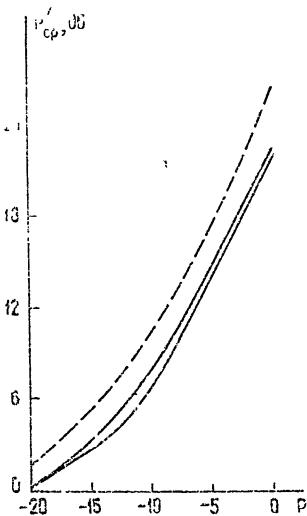


Рис. 5.

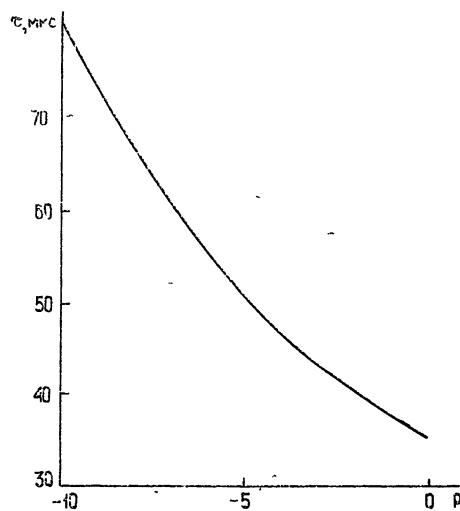


Рис. 6.

Стабильная картина наблюдается в светлое время суток, когда обыкновенная волна отражается на высоте $z \leq 100 \text{ км}$. Ближе к вечеру, когда E -слой ослабевает и точка отражения сдвигается к $110-120 \text{ км}$, картина часто становится нестационарной. Отраженный импульс приобретает осцилляторную структуру и удлиняется. Иногда он сильно ослабевает. Примеры приведены на рис. 7, 8 (мощность $P = 0 \text{ dB}$; февраль 1969; 17 — 20^h).

Темное время суток (ночь). Характерный пример развертки импульсов обыкновенной волны, отраженных в ночное время от F -слоя, представлен на рис. 9 (16 II.69, 1^h). Видно, что при невысокой мощности излучения $P \approx -15 \div -10 \text{ dB}$ искажения формы отраженного импульса незначительны и его амплитуда линейно растет с ростом амплитуды излученной волны. При $P \approx (-10 \div -5) \text{ dB}$ появляется заметное искажение задней части импульса, вызванное нелинейным поглощением. Однако наиболее сильно нелинейные эффекты проявляются при максимальных мощностях излучения: $P \approx -5 \div 0 \text{ dB}$ [8]. Здесь нелинейное поглощение аномально возрастает, так что средняя амплитуда отраженного импульса энергично падает с ростом мощности излучения. Одновременно развиваются сильные искажения формы огибающей импульса, наблюдается как бы глубокая амплитудная модуляция отраженного радиосигнала с частотой $\sim 5 \text{ кГц}$ (две—три пульсации за время длительности импульса $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$). Указанные искажения формы импульса носят нерегулярный характер и быстро пульсируют во времени. Нередко наблюдается также увеличение длительности отраженного импульса на 100—200 μs *

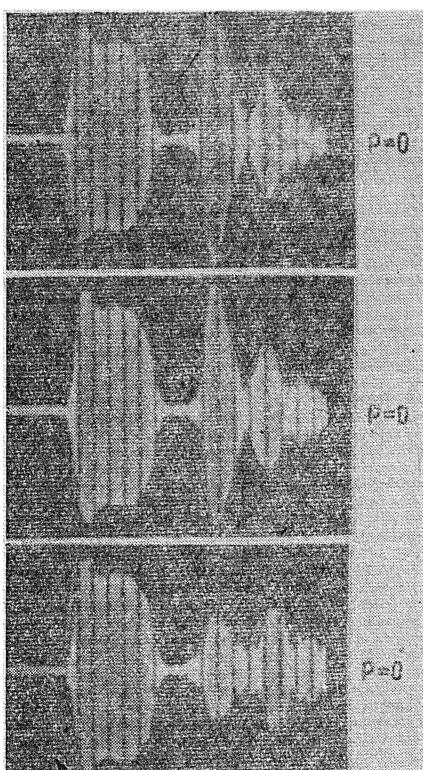


Рис. 7.

нелинейного поглощения аномально возрастает, так что средняя амплитуда отраженного импульса энергично падает с ростом мощности излучения. Одновременно развиваются сильные искажения формы огибающей импульса, наблюдается как бы глубокая амплитудная модуляция отраженного радиосигнала с частотой $\sim 5 \text{ кГц}$ (две—три пульсации за время длительности импульса $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$). Указанные искажения формы импульса носят нерегулярный характер и быстро пульсируют во времени. Нередко наблюдается также увеличение длительности отраженного импульса на 100—200 μs *

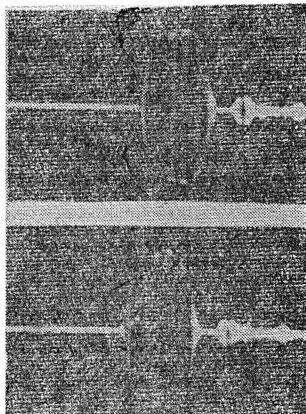


Рис. 8.

Эти явления не определяются нагревом электронов в нижних слоях ионосферы. Действительно, линейное поглощение здесь ночью мало, и даже при существенном возрастании температуры электронов под действием поля волны оно не в состоянии обеспечить достигнутого уровня поглощения. Кроме того, как видно из результатов предыдущего раздела (см. также разд. 5), нагрев электронов в нижней ионосфере приводит к стабильной структуре отраженного импульса. Поэтому наблюдаемые нелинейные явления — аномальное поглощение, осцилля-

* Детальные измерения, выполненные в [10], указывают и на случай большего возрастания длительности отраженного импульса. Обнаружена также его фазовая модуляция

ции формы огибающей и удлинение импульса — связаны с другими процессами, по-видимому, с возбуждением параметрической неустойчивости в области отражения волны в F -слое ионосферы. Теоретический анализ эффектов самовоздействия импульса при возбуждении параметрической неустойчивости в ионосфере проведен в работах [11–14], он приводит к качественному соответствуию с результатами настоящего эксперимента.

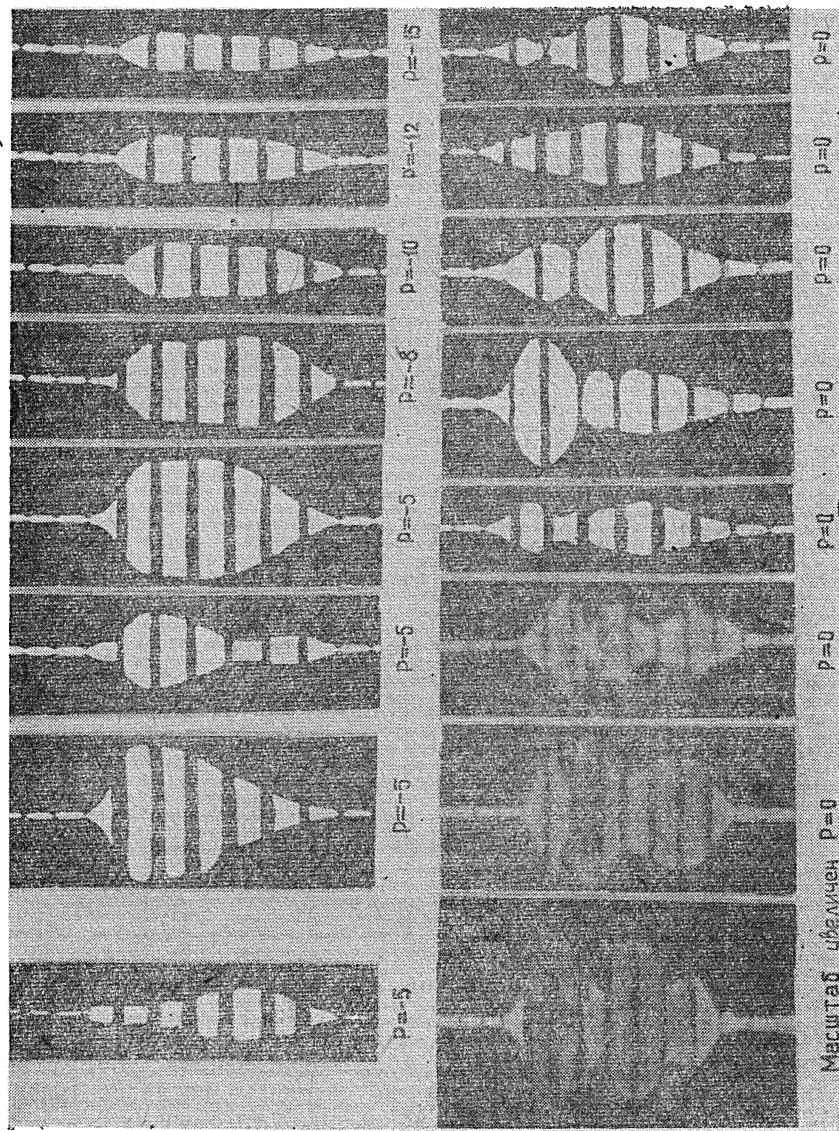


Рис. 9.

Необыкновенная волна

Отраженные от ионосферы импульсы необыкновенной волны при $\omega \approx \omega_H$ наблюдались лишь в ночное время. Характерный пример представлен на рис. 10 (19.III.70; 23^н). Видно, что отражение идет от F -слоя (слева — излученный импульс). Картина стабильна. Искажения формы импульса незначительны при любой мощности излучения.

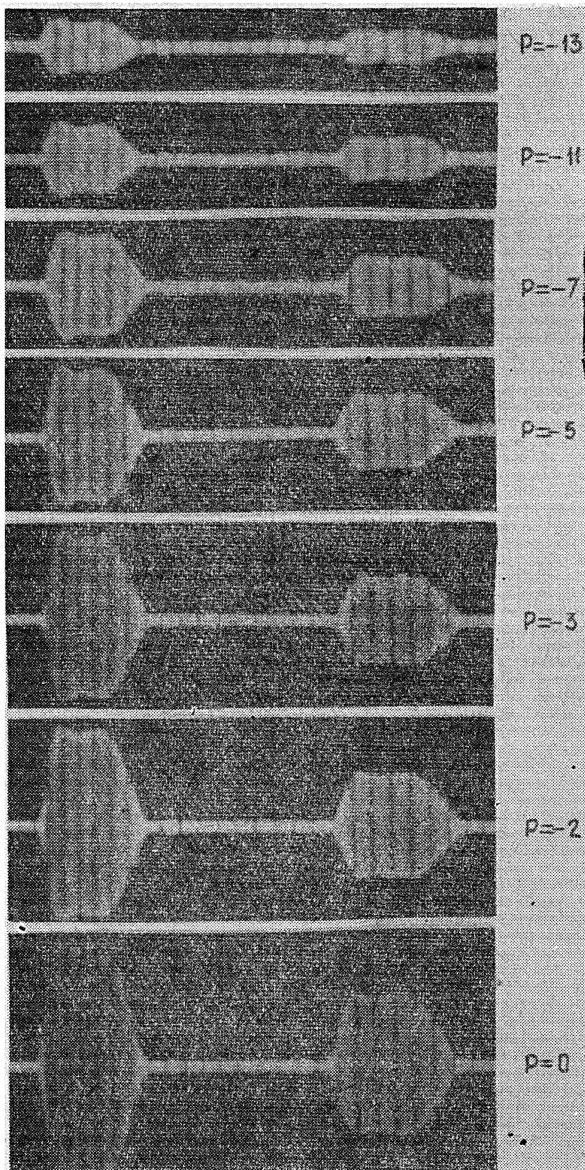


Рис. 10.

Интересную особенность имеет, однако, зависимость амплитуды отраженного сигнала от мощности излучения. Она представлена на рис. 11 (верхняя кривая). Пунктир показывает линейный рост E . Нижняя кривая на рисунке дает дополнительное (нелинейное) поглощение. Обе кривые — результат усреднения длительного цикла измерений* (темное время суток). Видно, что при небольших мощностях излучения $P \leq -12 \text{ dB}$ поглощение отраженного от ионосферы сигнала уменьшается с ростом мощности излучения. Это явление «просветления»

* Как и в случае обычной волны, кривые на рис. 11 дают, фактически, разность между поглощением на данном уровне излучения и поглощением при $P = -20 \text{ dB}$.

ионосферной плазмы связано с нагревом электронов в поле мощной волны. Действительно, с ростом T_e увеличивается частота соударений электронов с молекулами ν и падает поглощение χ , поскольку для необыкновенной волны при $\omega \approx \omega_H$ ($\cos \alpha \approx 1$)

$$\chi \sim \frac{\nu}{(\omega - \omega_H \cos \alpha)^2 + \nu^2} \sim \frac{1}{\nu}. \quad (2)$$

Таким образом, и в этом случае имеется качественное согласие с теорией [5, 9].

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИОВОЛН

Кроссмодуляция изучалась на примере взаимодействия двух импульсных радиоволн (а), импульсной и непрерывной (б) и двух непрерывных волн (в). Ниже приводятся краткие результаты этих исследований.

Кроссмодуляция импульсов

В этих исследованиях в качестве возмущающего ионосферу использовался мощный импульсный передатчик с $\omega \approx \omega_H$ (см. разд. 1). Кроссмодуляции подвергались импульсы ионосферной станции (полезный передатчик), частота их менялась от 1500 до 6500 кГц. Оба передатчика и приемное устройство расположены в одном месте, излучение направлено вертикально вверх. Частота повторения импульсов полезного передатчика в два раза превышала частоту повторения импульсов возмущающего передатчика. Это позволило сравнивать амплитуды полезных импульсов в точке приема при наличии возмущающего передатчика и в его отсутствие, т. е. непосредственно определять результат кроссмодуляции [2]. Для удобства оба импульса совмещались на экране осциллографа. Характерный пример развертки полезного импульса представлен на рис. 12. Здесь тонкой линией показан невозмущенный импульс, жирной — возмущенный. Внизу указана мощность возмущающего передатчика P . Видно, как с ростом P ослабевает импульс полезного передатчика. При больших значениях P полезный импульс совсем «подавлен», дополнительное нелинейное поглощение в этом случае достигает 20—30 дБ.

Взаимодействие между импульсами характеризуют глубиной кроссмодуляции

$$\mu = \frac{E_2 - E_2^*}{E_2}, \quad (3a)$$

где E_2 и E_2^* — соответственно амплитуды невозмущенного и возмущенного импульсов. В настоящих экспериментах глубина кроссмодуляции достигала $\sim 90\%$.

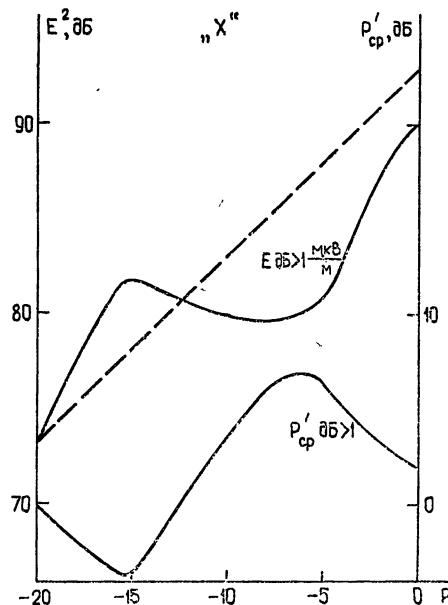


Рис. 11.

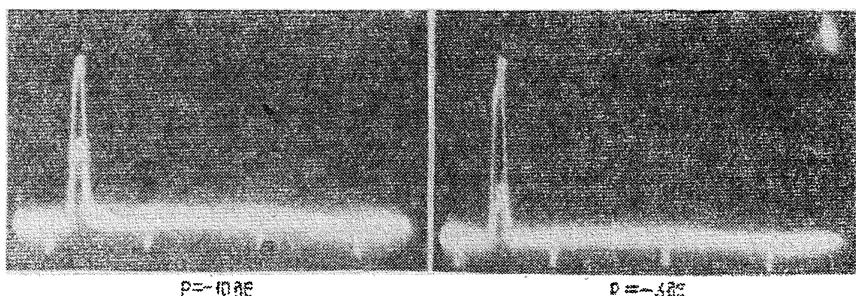


Рис. 12.

Кроссмодуляция импульсов существенно зависит от промежутка времени между излучением возмущающего и полезного импульса. Пусть излучение возмущающего импульса начинается в момент t_0 . При изменении момента излучения полезного импульса t глубина кроссмодуляции μ достигает максимума μ_{\max} при $t = t_0$. При $t > t_0$ величина μ спадает, время спадания определяется релаксацией температуры электронов. Примеры изменения глубины кроссмодуляции μ от $\Delta t = t - t_0$ показаны на рис. 13. Из таких кривых можно определить характерное время релаксации температуры электронов в области взаимодействия $\tau_{\text{рел}}$. Оно показано на рис. 14 («О» — обыкновенная возмущающая волна). Изменения $\tau_{\text{рел}}$ связаны как с изменением частоты соударений электронов под действием поля возмущающей волны, так и с изменением области эффективного взаимодействия волн. С ростом частоты полезной волны f_2 и при переходе от дня к ночи область эффективного взаимодействия повышается ($z \approx 70 \div 80$ км).

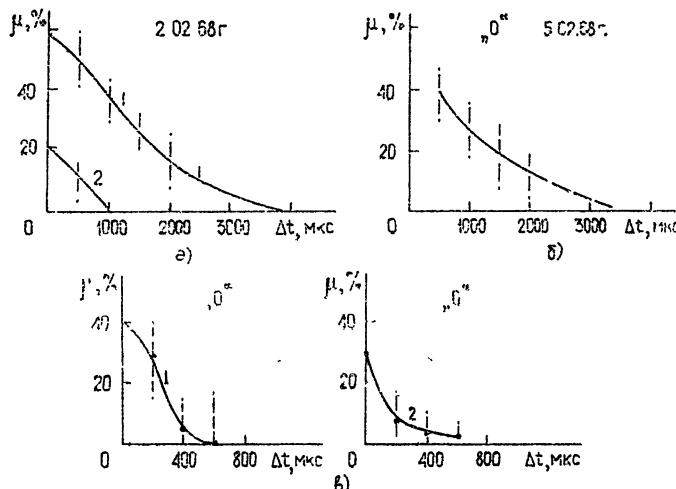


Рис. 13. Изменение глубины кроссмодуляции от $\Delta t = t - t_0$.
 а) 1— $P = -3$ дБ, $f_2 = 1500$ кГц ($180^\circ - 184^\circ$), 2— $P = -10$ дБ,
 $f_2 = 1500$ кГц ($190^\circ - 194^\circ$); б) $P = -3$ дБ, $f_2 = 2000$ кГц ($180^\circ - 183^\circ$); в) 1— $f_2 = 4500$ кГц ($130^\circ - 132^\circ$), 2— $f_2 = 6500$ кГц
 $(132^\circ - 134^\circ)$.

Исследована зависимость медианных значений глубины кроссмодуляции μ_{\max} от времени суток для различных частот полезной волны f_2 . Характерные примеры такой зависимости для обычной («О») и необычайной («Х») возмущающей волны показаны на рис. 15. Здесь мощность возмущающего передатчика $P = 0$ дБ, частоты полез-

ных импульсов равны: 1 — $f_2 = 1,65 \text{ МГц}$, 2 — $f_2 = 4,3 \text{ МГц}$. Каждая точка этих кривых получена в результате усреднения 150 измеренных значений. Наряду с медианными значениями μ_{\max} приведен также их эффективный разброс (пунктире). Буквы E, F обозначают отражающий полезную волну слой. Видно значительное ослабление кроссмодуляции в ночной период.

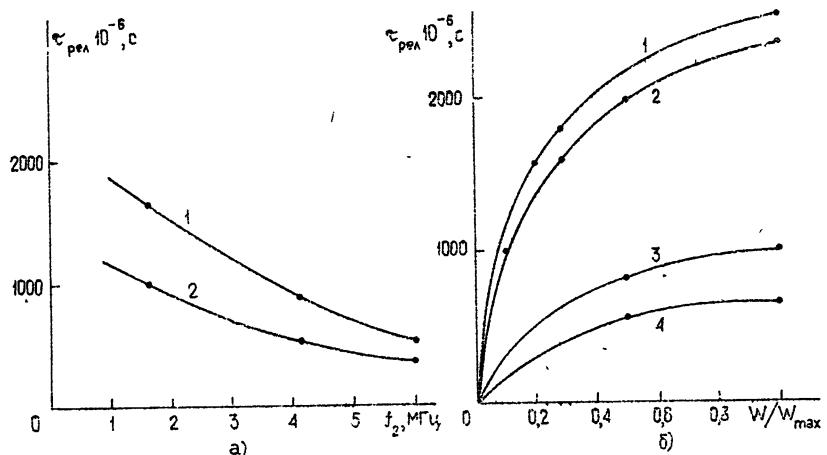


Рис. 14. Зависимость времени релаксации температуры электронов от излучаемой мощности и частоты (${}^{\circ}\text{O}^-$);
а) темное время суток. 1 — $P = -3 \text{ дБ}$, 2 — $P = -10 \text{ дБ}$;
б) день: 1 — $f_2 = 1600 \text{ кГц}$, 2 — $f_2 = 2100 \text{ кГц}$, 3 — $f_2 = 4600 \text{ кГц}$, 4 — $f_2 = 6500 \text{ кГц}$

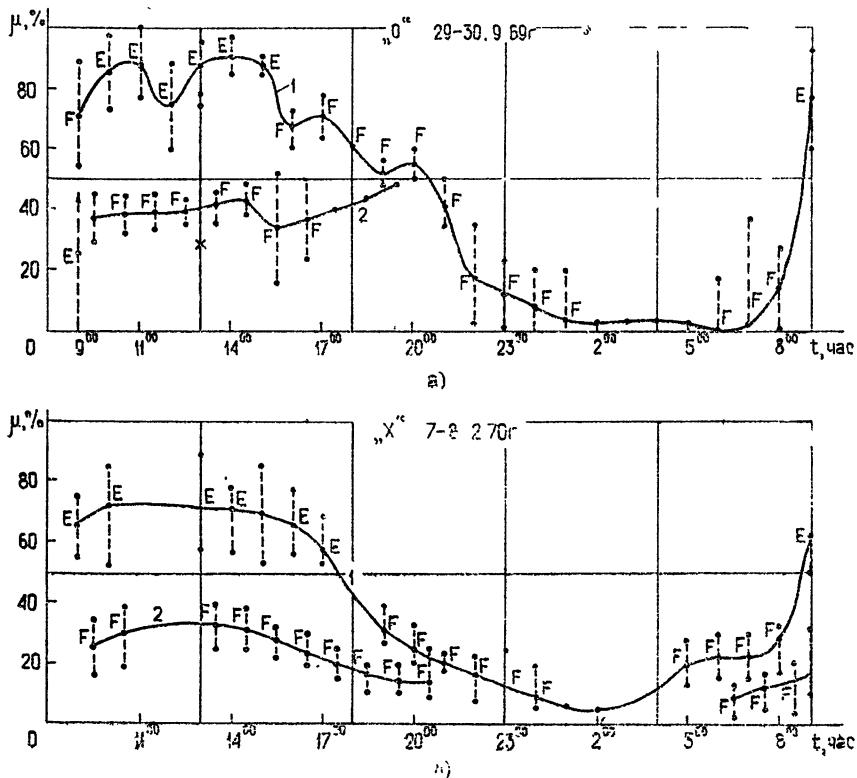


Рис. 15.

Зависимость медианных значений глубины кроссмодуляции от частоты f_2 и мощности P показана на рис. 16, 17. Видно, что μ_{\max} монотонно убывает с частотой и существенно нелинейно зависит от мощности возмущающей волны (в качественном согласии с теорией [5, 15]).

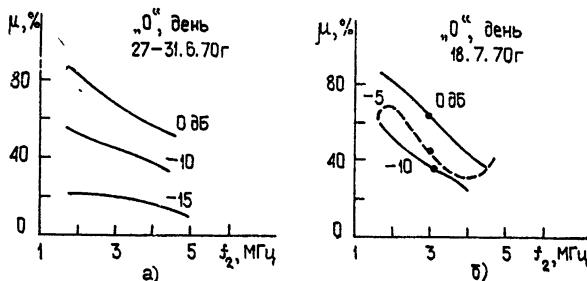


Рис. 16.

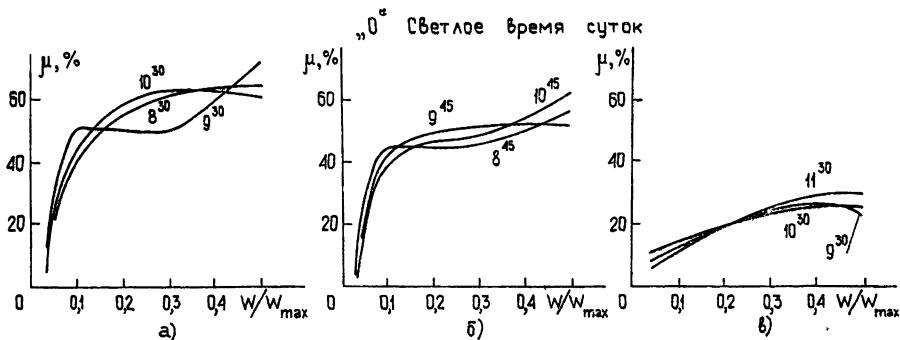


Рис. 17. Зависимость медианных значений глубины кроссмодуляции (светлое время суток):
а) $f_2=1600 \text{ кГц}$; б) $f_2=2100 \text{ кГц}$; в) $f_2=4750 \text{ кГц}$.

Взаимодействие импульсной волны и непрерывной

Для возмущения ионосферы использовался тот же импульсный передатчик. Полезные передатчики находились от мешающего на расстояниях 45 и 40 км и излучали непрерывно соответственно на частотах 254 и 394 кГц. Точка приема размещалась на таком же расстоянии по другую сторону от возмущающего передатчика.

На рис. 18 показаны характерные взаимодействия полезных сигналов, наблюдавшиеся на осциллографе (а) $f_2=394 \text{ кГц}$, б) в) $f_2=254 \text{ кГц}$). Видно, что возможно как «подавление» полезной волны, так, напротив, и ее усиление («просветление» плазмы). Время релаксации возмущения существенно больше длительности возмущающего импульса (0,5 мс), эффект может продолжаться 4—5 мс.

При приеме записывалась амплитуда поля полезной волны E_2 и глубина кроссмодуляции μ , определенная согласно

$$\mu = (E_{2 \max} - E_{2 \min}) / (E_{2 \max} + E_{2 \min}). \quad (35)$$

Пример такой записи показан на рис. 19. Виды сильные флуктуации как амплитуды поля, так и глубины кроссмодуляции. Анализ записей осуществлялся за десятиминутные промежутки времени, каждому из которых соответствовала заданная мощность в импульсе возмущающего передатчика. Полученная в результате усреднения зависимость коэффициентов кроссмодуляции от мощности носит существенно нелинейный характер, она представлена на рис. 20 а. Статистический анализ записи значений μ показывает, что последние носят случайный характер. Их изменения подчинены логарифмически- нормальному закону. Числовые характеристики распределения показаны на рис. 20 б (по оси абсцисс — время в процентах, в течение которых отношение μ/μ_m превосходит данное значение).

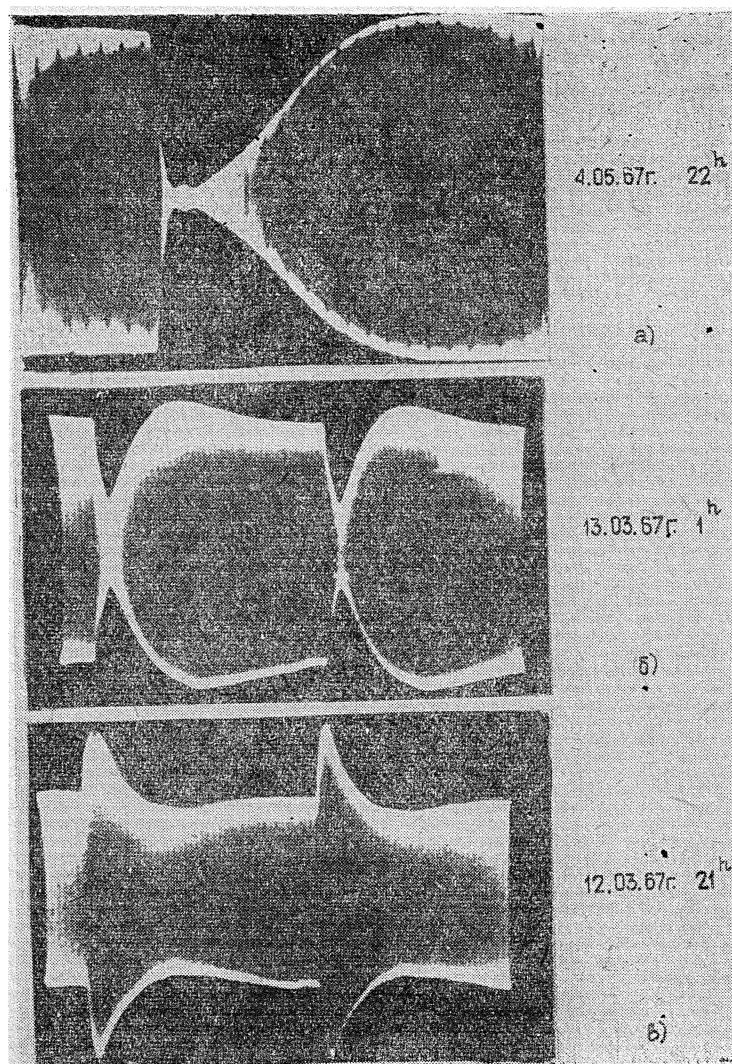


Рис. 18.

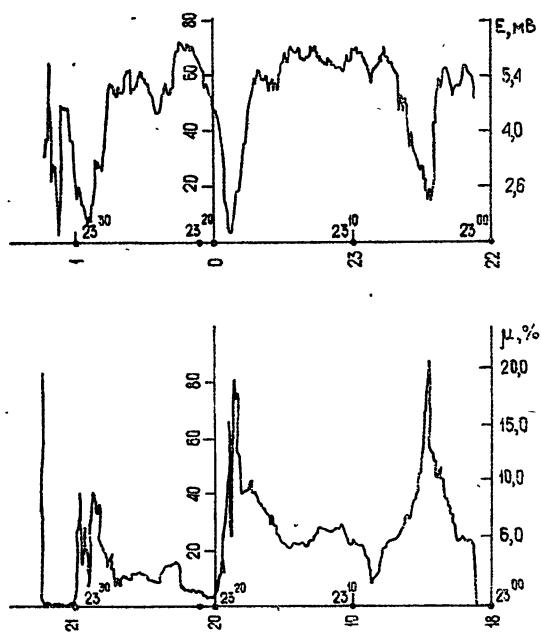
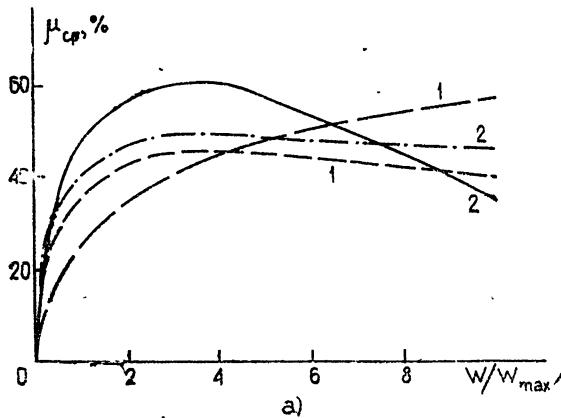
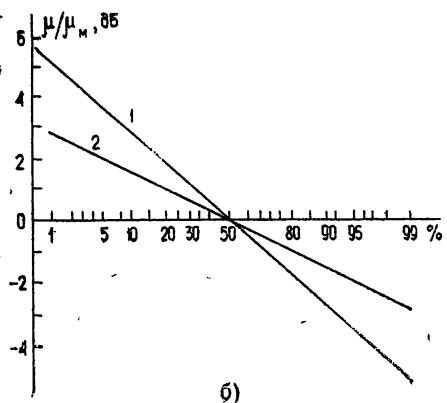


Рис. 19.



a)



б)

Рис. 20. Зависимость коэффициентов кросс-модуляции от мощности („О“);

а) темное время суток: 1 — $f_2 = 394 \text{ кГц}$,
2 — $f_2 = 254 \text{ кГц}$; б) 1 — ночные часы,
2 — дневные часы.

Взаимодействие двух радиоволн непрерывного излучения

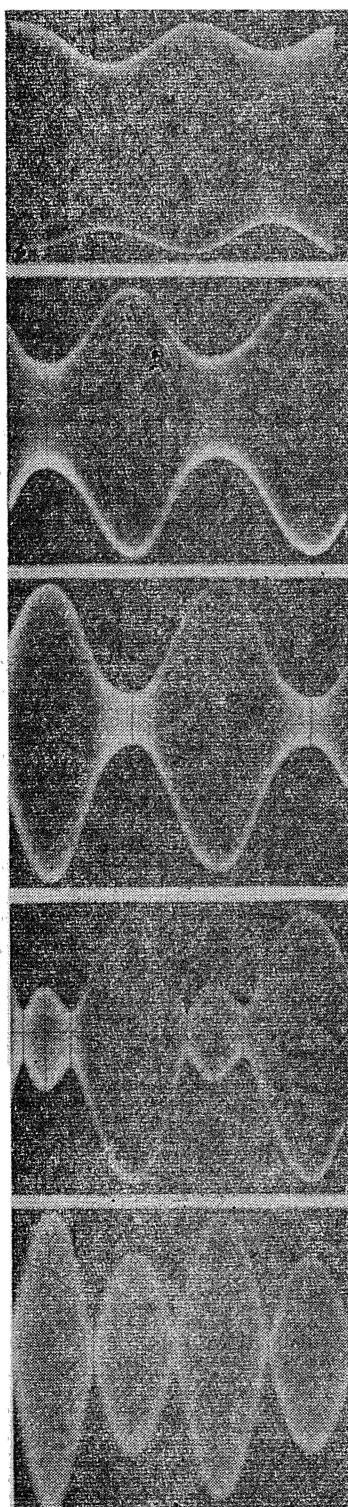
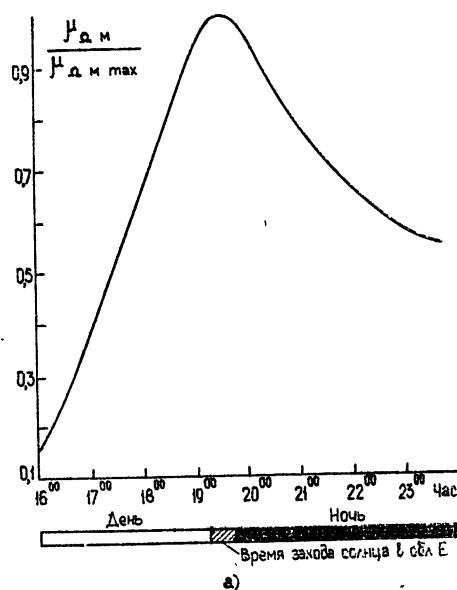


Рис. 21.

В качестве возмущающего ионосферу в этих экспериментах использовался передатчик с частотой 1200—1400 кГц. Частота полезного передатчика 260 кГц, расстояние между ними 140 км. Эффективная мощность греющего передатчика $P \approx -23$ дБ, т. е. он мог создавать в ионосфере поля $E_0/E_p \approx 1$. Излучение не имело специальной поляризации. Частота модуляции 100 Гц, глубина $\approx 80\%$.



а)

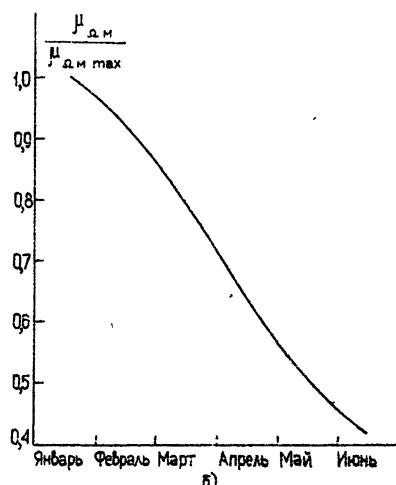


Рис. 22.

Глубина кроссмодуляции обычно не превышала 20%. Однако в определенные моменты она сильно возрастала. Характерный пример приведен на рис. 21. Видно, что глубина кроссмодуляции не только достигает больших значений, но возникает и удвоение частоты модуляции, носящее характер «перемодуляции». Качественно эти явления согласуются с предсказаниями теорий [6, 15].

Статистическая обработка записей глубины кроссмодуляции μ_2 показала, что она распределена по логарифмически-нормальному закону с характеристиками, близкими к показанным на рис. 20б. На рис. 22 представлены усредненные суточные и сезонные зависимости глубины кроссмодуляции.

4. ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Контроль за изменением концентрации электронов в ионосфере осуществлялся с помощью ионосферной станции. Зондирование производилось при возмущении ионосферы мощным импульсным передатчиком и в отсутствие возмущений. Ионограммы фиксировались через каждые 5 мин. Статистическая обработка данных ионограмм показывает, что под действием мощной станции

1) возрастает частота появления слоя E_s (рис. 23, треугольник—передатчик включен, затемненный кружок—передатчик выключен);

2) возрастают на 5—10% предельные частоты слоя E_s (рис. 24, треугольник—передатчик включен, затемненный кружок—передатчик выключен);

3) возрастают на 2—3% минимальные частоты слоя E_s (рис. 25, треугольник—передатчик включен, затемненный кружок—передатчик выключен).

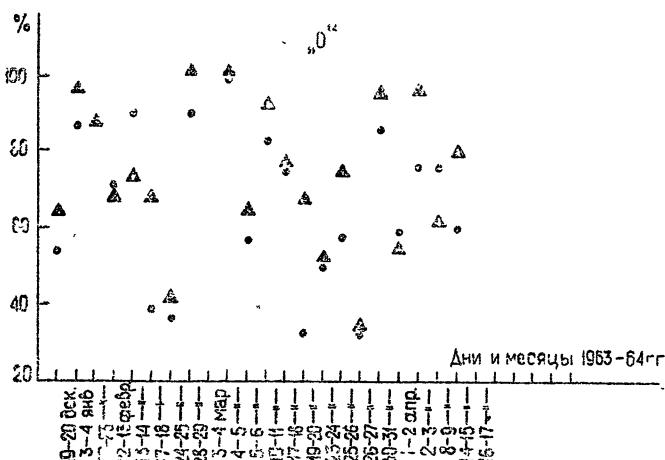


Рис. 23.

Естественно полагать, что эти изменения характерных частот слоя E_s вызваны увеличением концентрации электронов N_e под действием возмущающей волны.

К росту N_e может привести, например, изменение среднего значения коэффициента рекомбинации*. Действительно, температура электронов

* Другие процессы, которые могут привести, напротив, к понижению концентрации в слое E_s (диффузия тяжелых ионов [16], конвекция [17]), развиваются лишь за длительное время.

в возмущенной области ионосферы существенно увеличена под действием поля в течение 2—4 мс для каждого импульса. В этот период коэффициент рекомбинации α понижен (так как $\alpha \sim T_e^{-\lambda}$, $\lambda \approx 1$ [6]). Частота следования импульсов — 25 в секунду. Отсюда следует, что в среднем по времени коэффициент α понижен на 5—10%, а это должно привести к соответствующему повышению концентрации электронов, так как $N_e \sim 1/\sqrt{\alpha}$.

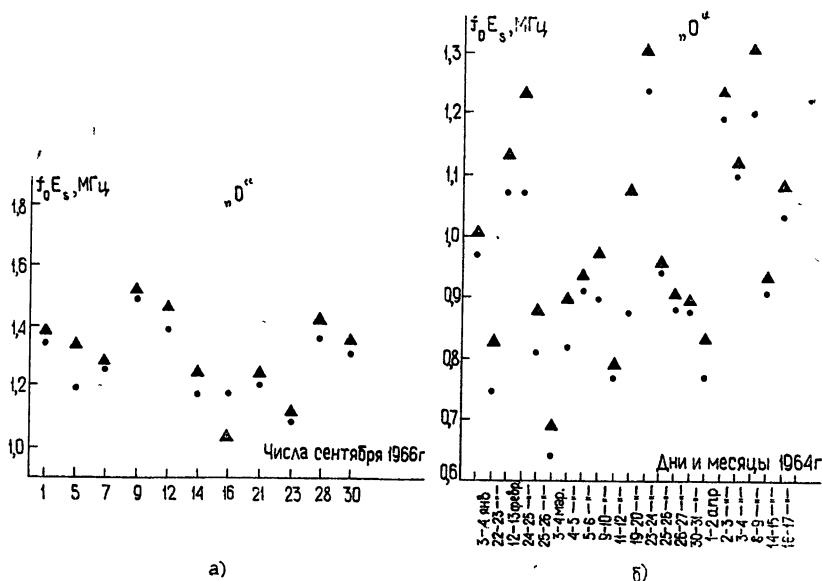


Рис. 24.

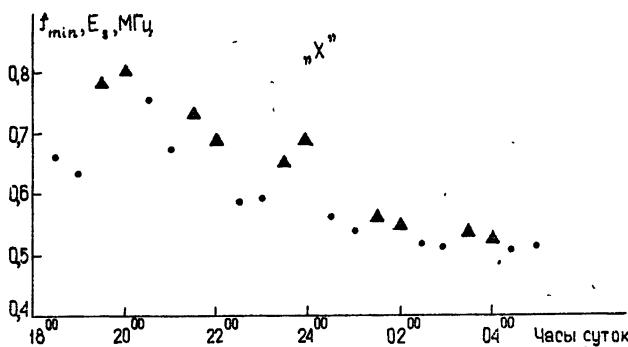


Рис. 25.

5. САМОВОЗДЕЙСТВИЕ РАДИОИМПУЛЬСА В ИОНОСФЕРЕ

Выше уже отмечалось, что наблюдаемые явления находятся в качественном соответствии с теорией. Цель настоящего раздела — произвести их более детальное количественное сопоставление.

В приближении геометрической оптики система уравнений, описывающая изменение температуры электронов и электрического поля волны в нижней ионосфере, имеет вид [5, 6]

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + v_{rp} \left(\frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{E_1}{4\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{E_1}{z} + \frac{\omega}{c} \chi E_1 \right) = 0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial t} - v_{rp} \left(\frac{\partial E_2}{\partial z} - \frac{E_2}{4\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \frac{E_2}{2z_0 - z} - \frac{\omega}{c} \chi E_2 \right) = 0; \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \delta\nu(T_e - T_{e0}) = \frac{2}{3} \chi v_{rp} E^2 k_s, \\ E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \varphi. \quad (6)$$

Здесь E_1 — волна, падающая на ионосферу и распространяющаяся вертикально вверх (ось z), E_2 — отраженная волна, $\nu = \nu(T_e)$ — частота соударений электронов, ε — диэлектрическая проницаемость плазмы δ — эффективная доля энергии, теряемой электроном при одном соударении, T_{e0} — невозмущенная температура электронов, K_s — численный коэффициент, φ — разность фаз между волнами E_1 и E_2 . Члены E_1/z и $E_2/(2z_0 - z)$ учитывают расходимость сферической волны (z_0 — точка отражения). Групповая скорость

$$v_{rp} = c / \frac{d}{d\omega} (n\omega). \quad (7)$$

Показатели поглощения χ и преломления n описываются общими формулами магнитоионной теории [18]*.

Уравнения (4) — (7) интегрировались численно. Начальная форма импульса интерполировалась, как показано на рис. 1 б. Функции $\delta(T_e)$, $\nu(T_e)$ были взяты из [6]. В частности,

$$\nu(T_e) = \nu_0 (T_e/T_0)^{5/6}. \quad (8)$$

Распределение с высотой концентрации электронов N , температуры T_e и частоты соударений ν_0 были выбраны согласно модели [19, 20] для широты $\theta = 55^\circ$.

Приведем здесь результаты расчетов для обыкновенной волны в дневное время. На рис. 2б представлено изменение формы огибающей импульса отраженной волны в зависимости от мощности излучения. Расчет — сплошные кривые, пунктир — результаты эксперимента (рис. 2). Все кривые как экспериментальные, так и теоретические нормированы на одно значение поля. (чтобы исключить линейное поглощение): за единицу принято максимальное значение E при $P = -8 \text{ dB}$. Видно в целом достаточное соответствие результатов теории и эксперимента. Нелинейное поглощение весьма велико: установившееся значение E при уровне излучения $P = 0$ ниже, чем при $P = -25 \text{ dB}$.

На рис. 5 результат расчета нелинейного поглощения (верхняя кривая) сопоставлен с усредненными данными эксперимента (нижняя кривая). При расчете, как и в эксперименте, поглощение определялось относительно уровня $P = -20 \text{ dB}$ и по значениям E_c , определенным согласно рис. 3 б (см. сноску на стр. 1239). Видно хорошее соответствие

* Здесь не рассматриваются изменения концентрации электронов, так как они характеризуются значительным временем $\tau_N \geq 10 \text{ с}$ и для коротких импульсов $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ несущественны. Отметим также, что под воздействием поля волны изменяется, вообще говоря, вид функции распределения электронов. Однако при рассмотрении основных эффектов самовоздействия и взаимодействия радиоволны в первом приближении достаточно учесть лишь изменение эффективной температуры электронов T_e .

кривых. Полное нелинейное поглощение для стационарной волны (расчет) показано на рис. 5 пунктиром. Видно, что в условиях эксперимента при $P = 0$ оно достигало 25 дБ.

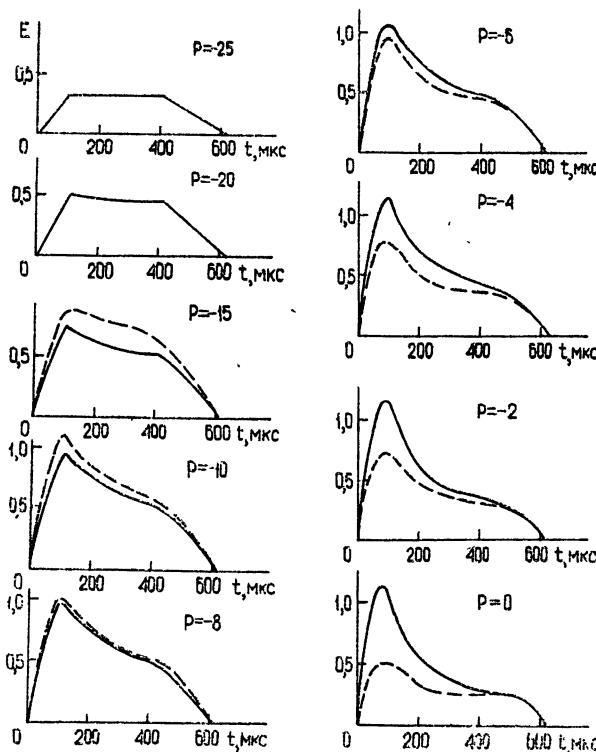


Рис. 26.

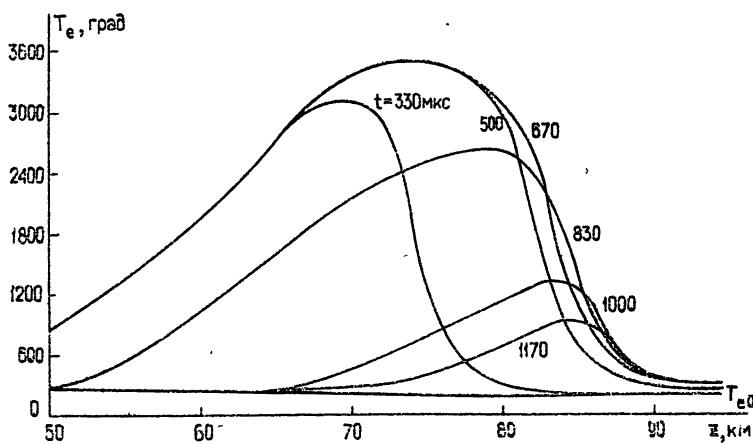


Рис. 27.

На рис. 27 показано распределение температуры электронов в ионосфере в случае максимальной мощности излучения $P = 0$ дБ. Время t указанное возле кривых, отсчитывается от момента начала излучения импульса. Видно, что температура имеет максимум на высотах

70—80 км. Значение отношения T_e/T_{e0} достигает здесь примерно, 20, (а в ночных условиях даже 40). Учитывая достаточно хорошее соответствие теории и эксперимента, можно с уверенностью сказать, что эти кривые отражают реальную картину нагрева ионосферы. При этом частота соударений электронов на высотах $z \approx 70 \div 80$ км возрастает под действием поля волны на порядок (8). Это и служит причиной наблюдавшихся сильных нелинейных эффектов.

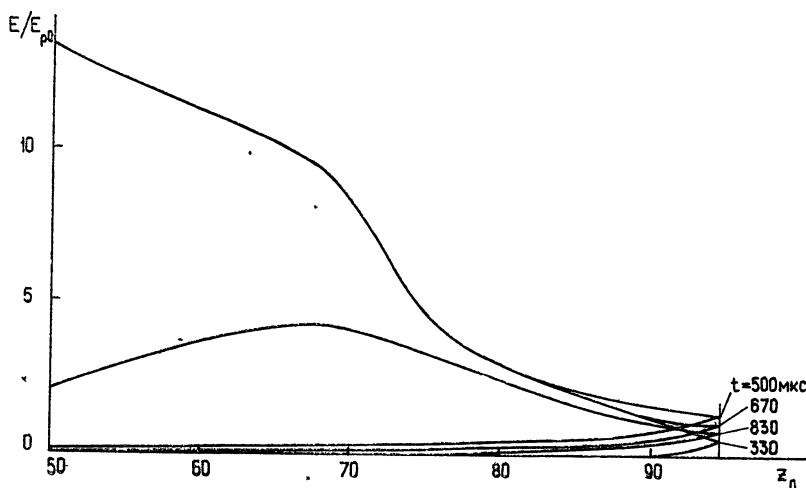


Рис. 28.

На рис. 28 представлено распределение амплитуды поля волны в ионосфере в зависимости от высоты z для $P = 0$ дБ. Кривые нормированы на E_{p0} , где

$$E_{p0} = \sqrt{3T_0 m \delta_0} \frac{(1 + \cos \alpha) \omega}{e} \approx 445 \text{ мВ/м} \quad (9)$$

($T_0 = 300^\circ$, $\delta_0 = 1,7 \cdot 10^{-3}$, $\cos \alpha = 0,96$).

Видно, что поле падающего импульса имеет длительное время почти стационарную структуру в ионосфере. Основная область взаимодействия такой стационарной волны с ионосферной плазмой, как следует из рисунка, лежит в пределах 68—75 км. Эта область достаточно узкая. Поэтому, рассматривая самовоздействие, в первом приближении можно пренебречь сферической расходимостью волны, т. е. считать волну плоской. Задача о самовоздействии плоской волны в предположении $T_{e0} = \text{const}$, $\delta = \delta_0 = \text{const}$, $n \equiv 1$, $\omega^2 \gg v^2$ решается аналитически [5, 9]. При этом из (4)—(8) в стационарных условиях получается следующее выражение для амплитуды плоской волны $E(z)$ в глубине плазмы*:

$$E = E_0 p \exp(-K),$$

$$p = 2 \cdot 3^{3/4} \frac{E_p}{E_0} \left(\frac{\tau_0 - 1}{\tau_0 + 1} \right)^{1/2} \frac{(\tau_0^{2/3} - \tau_0^{1/3} + 1)^{3/4}}{(\tau_0^{2/3} + \tau_0^{1/3} + 1)^{3/4}} \exp \left[-\frac{\sqrt{3}}{2} \left(\arctg \frac{2\tau_0^{1/3} + 1}{\sqrt{3}} + \arctg \frac{2\tau_0^{1/3} - 1}{\sqrt{3}} - \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (10)$$

* В сравнении с [6], § 7 здесь интегрирование проведено до конца и исправлена неточность в формуле (7.28).

$$\tau_0 = \sqrt{1 + \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2}, \quad E_p = \sqrt{3Tm\delta_0} \frac{\omega + \omega_H \cos \sigma}{e},$$

$$K(z) = \frac{\omega}{c} \int_0^z x_0 dz.$$

Здесь $K(z)$ — полное линейное поглощение волны, формула (10) справедлива лишь при $K \gg 1$. Ход функции $E/E_p e^{-K}$ от E_0/E_p показан на рис. 29. Видно, что при больших значениях E_0/E_p амплитуда поля, проникшего в глубину плазмы, выходит на режим «насыщения» [9]. Это видно и непосредственно из (10); при $\tau_0 \gg 1$

$$\frac{E}{E_p e^{-K}} \approx 2 \cdot 3^{3/4} \exp\left(-\frac{\sqrt{3}\pi}{4}\right) \approx 1,16. \quad (11)$$

Причина «насыщения» вполне понятна. При $\omega^2 \gg v^2$ поглощение волны пропорционально v , и, следовательно, оно интенсивно растет с ростом электронной температуры. Благодаря этому нелинейному эффекту, вся энергия сильной волны, падающей на плазму, поглощается в начале слоя (у нас на высоте 68—75 км), и лишь вполне определенной ее части удается проникнуть в глубину плазмы.

Амплитуда отраженной при вертикальном зондировании волны, т. е. волны, еще раз прошедшей через поглощающую область, описывается выражением

$$E_2 = E_0 p^2 \exp(-2K). \quad (12)$$

Ход функции $E_2/E_p e^{-2K}$ показан на рис. 29. Видно, что амплитуда отраженной волны достигает максимума при $E_0/E_p \approx 1,1$, а затем падает; при $E_0/E_p \gg 1$

$$E_2 \approx 12 \sqrt{3} \exp\left(-\frac{\sqrt{3}\pi}{2}\right) \frac{E_p}{E_0} e^{-2K}. \quad (13)$$

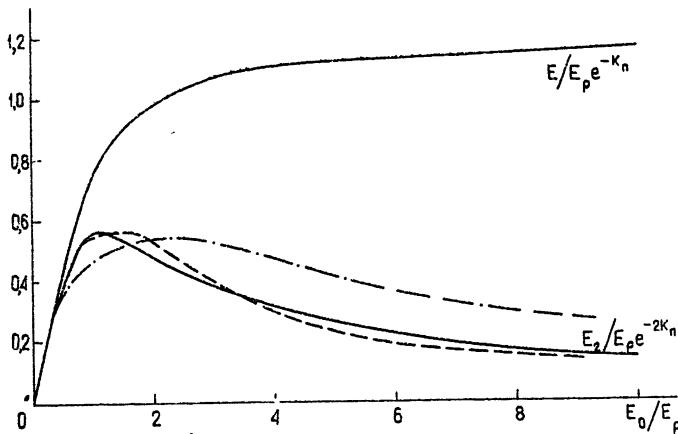


Рис. 29.

В случае расходящейся сферической волны за амплитуду поля в формулах (11)—(13) следует брать значение E_0 в начале сильно поглощающего слоя плазмы, т. е. при $z = 70$ км (см. рис. 28). В нашем случае при $P=0$ $E_0/E_p \approx 9$.

Штрих-пунктирная кривая на рис. 29 — результат численного расчета (см. рис. 26), пунктирная кривая — результат эксперимента (рис. 2). Видно, что аналитическая формула (12) в целом согласуется с результатами численного расчета и эксперимента*. Можно отметить довольно резкую грань перехода: при $E_0 < 0,7 E_p$ роль нелинейных эффектов незначительна, а уже при $E_0 > 1,5 E_p$ она становится определяющей. Это позволяет определить критическую мощность передающих радиостанций W_{kp} ^[5]. При $W > W_{kp}$ нелинейные процессы становятся определяющими и энергия излучения идет, в основном, на нагрев ионосферы. Для дневных условий в коротковолновом диапазоне ($f \geq f_H$) имеем

$$W_{kp} \approx [2f_{0,v}^2 / (\sin^2 \varphi_0 + 0,025)] \text{ мВт}, \quad (14)$$

$$f_0 = f + f_H \cos \alpha, \quad f_x = f - f_H \cos \alpha, \quad f_H = \frac{\omega_H}{2\pi} \approx 1,5 \text{ мГц}.$$

Здесь W_{kp} — эквивалентная мощность излучения в мВт, f — частота волны в мГц, φ_0 — угол возвышения для максимума излучения, α — угол волнового вектора с направлением магнитного поля.

Так, при $\varphi_0 = 15^\circ$, $f = 5 \text{ мГц}$ имеем $W_{kp} \approx 300 \div 800 \text{ мВт}$, а при $f = 10 \text{ мГц}$ $W_{kp} = 1500 \div 2000 \text{ мВт}$. Следует подчеркнуть, что здесь при определении критической мощности учитывались лишь нелинейные эффекты, связанные с нагревом нижней ионосферы. Нелинейные эффекты в верхней ионосфере могут при определенных условиях существенно понизить значение W_{kp} (см. [21, 22]).

Отметим теперь следующее расхождение теории и эксперимента: в расчетных кривых на рис. 26 величина первого максимума E_{max} при больших мощностях излучения P заметно выше, чем наблюдаемая в опыте. Это проявляется и в зависимости коэффициента деформации от мощности волны (рис. 3 а)**. В чем причина этого расхождения? Вообще говоря, высота первого максимума и точная форма огибающей отраженного импульса заметно зависят от характера нарастания амплитуды поля в излученном импульсе и от выбора модели ионосферы. Однако при количественном расчете попытка такого объяснения встречается с трудностями. Возможно поэтому, что наблюдаемое расхождение указывает на наличие нового нелинейного механизма, приводящего к дополнительному поглощению энергии при максимальных амплитудах поля.

* Кривые на рисунке нормировались так, чтобы значение максимумов совпадало. Расхождение с численным расчетом связано, по-видимому, с тем, что при выводе формулы (10) полностью пренебрегается частотой соударений электронов v в сравнении с эффективной частотой волны $\omega(1+\cos\alpha)$. В действительности в области взаимодействия отношение v/ω не очень мало; его учет должен привести к повышению амплитуды E_2 . Кроме того, значение полного линейного поглощения K в условиях численного расчета было меньше единицы. При выводе аналитической формулы (10) предполагается, что $K > 1$, и это также приводит к усилению эффекта самовоздействия. Отметим, что в эксперименте, проводившемся в период максимума солнечной активности, линейное поглощение K , фактически, выше, чем в модели [19, 20], описывающей период минимума активности.

** Результат расчета приведен на рис. 3 а пунктиром. Следует подчеркнуть, что количественное расхождение между кривыми при небольших значениях мощности излучения $P < -5 \text{ dB}$ не представляется очень существенным. Дело в том, что излучающийся импульс часто имеет собственную модуляцию порядка 5—10% (рис. 1 а). Она ясно видна, например, на рис. 2. В расчете же, представленном на рис. 26, собственная модуляция не учитывалась. При учете этой модуляции количественное расхождение между кривыми на рис. 3 а при небольших P становится менее значительным. Видно, однако, что при больших значениях $P > -5 \text{ dB}$ коэффициент деформации t в эксперименте и в расчете существенно различается по величине и имеет разную зависимость от P .

Таким механизмом может быть параметрическое возбуждение колебаний плазмы в области отражения волны. Действительно, пороговая амплитуда поля E_p для возбуждения параметрической неустойчивости для рассматриваемой здесь модели ионосферы [19, 20] согласно [23] равна

$z, \text{ км}$	95	100	110	120
$E_p, \text{ мВ/м}$	770	530	300	250
$v_0, \text{ с}^{-1}$	10^5	$4,8 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$6,2 \cdot 10^3$

Амплитуда поля волны в области отражения показана на рис. 30 (нормирована на E_{p0} (9)). Результаты численного расчета, представленные на этом рисунке, можно сшить с известным точным решением волнового уравнения в линейном слое [18]. Это позволяет найти максимальную амплитуду поля E_{\max} , достигающуюся в первом (главном) максимуме стоячей волны вблизи точки отражения*. В нашем случае при $P=0$ и $t=t_{\max} \approx 100 \text{ мкс}$ значение E_{\max} достигает $2-5 \text{ В/м}$. Таким образом, при отражении волны на высотах 90—100 км при $P \approx (-5 \div 0) \text{ дБ}$ в области максимума импульса $t \approx t_{\max}$ поле E_{\max} превосходит пороговое поле E_p . Поэтому в период $t \approx t_{\max}$ возможно эффективное возбуждение параметрической неустойчивости**.

В вечернее и утреннее время при отражении волны на высотах 110—120 км поле $E_{\max} \gg E_p$ и неустойчивость может интенсивно возбуждаться в течение всего импульса. В этом случае естественно ожидать возникновения осцилляций амплитуды и фазы отраженного импульса и его аномального поглощения (см. [11—14]), что и наблюдается часто на опыте (см. рис. 7, 8).

Поэтому можно полагать, что в настоящих экспериментах, фактически, осуществляется параметрическое возбуждение ионосферы и в области E -слоя.

В заключение подчеркнем, что приведенные здесь результаты показывают, что вариацией мощности возмущающего передатчика можно сильно менять свойства нижних слоев ионосферы. Это позволит в будущем создать искусственные условия для распространения радиоволн и для изменения характера физических процессов в возмущенных областях. Разумеется, не менее важное значение имеют и разнообразные возмущения, вызываемые радиоволнами в области F -слоя [21, 22].

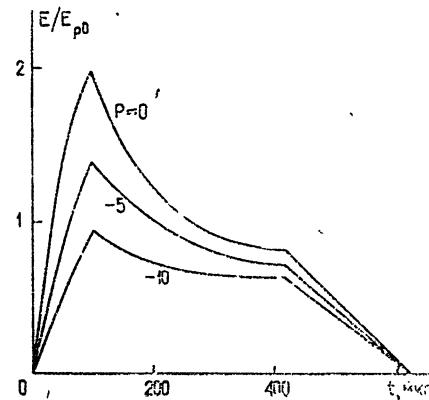


Рис. 30.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Huxley, J. Ratcliffe, Proc. Inst. Electr. Eng., 96 (pt. II), 443 (1949).
2. J. A. Fejer, J. Atm. Terr. Phys., 7, 322 (1955); 32, 597 (1970).
3. J. W. King, J. Atm. Terr. Phys., 14, 41 (1959).
4. И. М. Виленский, В. П. Чернышев, Д. Н. Шейнман, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 3, № 3, 367 (1960); 5, № 2, 221 (1962); 9, № 4, 649 (1966).

* Разбухание поля у точки отражения более значительно для обыкновенной волны.

** Рост электронной температуры T_e подавляет неустойчивость в E -слое вследствие роста E_p [23] и ослабления разбухания.

5. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН, **70**, 201, 393 (1960)
6. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
7. И. С. Шлюгер, УФН, **113**, 729 (1974)
8. И. С. Шлюгер, Письма в ЖЭТФ, **19**, 274 (1974).
9. А. В. Гуревич, Радиотехника и электроника, **1**, 706 (1956)
10. В. В. Васьков, Г. Г. Гетманцев и др. (в печати).
11. В. В. Васьков, А. В. Гуревич, ЖЭТФ, **64**, 1272 (1973)
12. Я. И. Альбер, З. Н. Кротова и др., ЖЭТФ, **66**, 574 (1974).
13. В. В. Васьков, А. В. Гуревич, УФН, **113**, 730 (1974); Геомагнетизм и аэрономия, **15**, 235, 412, 648 (1975).
14. С. М. Грач, А. Г. Литвак и др., УФН, **113**, 734 (1974)
15. А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **1**, № 5—6, 17 (1958).
16. Ю. А. Игнатьев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **18**, № 9, 1365 (1975)
17. А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, **15**, 174 (1975)
18. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967
19. А. В. Гуревич, Д. И. Фишук, Е. Е. Цедилова, Геомагнетизм и аэрономия, **13**, 31 (1973)
20. Т. В. Гайворонская, Т. Н. Соболева и др., Геомагнетизм и аэрономия, **14**, 25 (1974)
21. У. Ютто, Р. Коэн, УФН, **109**, 371 (1973)
22. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов и др., УФН, **113**, 732 (1974).
23. В. В. Васьков, А. В. Гуревич, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **16**, № 2, 188 (1973)

Государственный научно-исследовательский институт радио

INVESTIGATION OF NONLINEAR PHENOMENA WHEN A POWERFUL RADIO PULSE IS PROPAGATING IN THE LOWER IONOSPHERE

A. V. Gurevich, I. S. Shlyuger

Nonlinear effects of self-action and interaction of radio waves in the ionosphere are investigated during the propagation of high-power radio pulses at the frequency close to the electron gyro-frequency. A strong distortion of the shape of a pulse reflected from the ionosphere which is caused by self-action is discovered. It is established that at the daytime for an ordinary wave, the absorption increases sharply, beginning from some power value and the stationary level of a signal reflected from the ionosphere decreases with the growth of the radiation power („saturation“ effect). For the extra-ordinary wave, for not too high power, on the contrary, the weakening of the absorption (plasma „translucence“ effect) is observed. The interaction between a powerful pulse and radio waves of continuous ($f_2 = 254$ kHz, $f_2 = 354$ kHz) and pulsed radiation (f_2 from 0.5 to 6.5 MHz) is investigated, as well as the powerful continuous wave cross-modulation. A deep cross-modulation (up to 90%), strong distortion of the envelope form and frequency doubling at cross-modulation („overmodulation“ effect), suppression of a wave f_2 by a powerful wave (nonlinear attenuation up to 30 dB) and the reverse effect of plasma translucence (amplification of a wave f_2 affected by a powerful wave f_1) are observed. The change in the layer properties E_s affected by the powerful wave field caused apparently by the increase in the electron density is discovered.

The results of the experiment are compared with the theory which takes into account the electron heating by the wave field in the lower ionosphere. It is shown that the electron temperature at the heights 70—80 km increases approximately 20 times under the action of a powerful pulse. The excitation of a parametric instability in the wave reflection region in the ionospheric E region is pointed out.