

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

№ 101

**О НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ  
КОНЦЕНТРАЦИИ ВНЕШНЕЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗА РАДИОСИГНАЛАМИ ПЕРВОГО  
СПУТНИКА ЗЕМЛИ****Я. Л. Альперт, Ф. Ф. Добрякова, Э. Ф. Чудесенко,  
Б. С. Шапиро**

## § 1. ВВЕДЕНИЕ

Первый спутник Земли, как известно, был снабжен автономным радиопередающим устройством, работавшим на частотах в 20 и 40 мггц. Малое поглощение излучавшихся со спутника радиоволн в ионосфере обеспечивало надежный прием его радиосигналов. Поэтому представилось возможным получить на основе анализа соответствующих результатов радионаблюдений ряд новых данных о свойствах ионосферы.

В настоящей статье описывается один из возможных методов наблюдений за радиосигналами спутника, основанный на определении моментов времени его «радиовосхода» и «радиозахода», позволяющий определять распределение электронной концентрации  $N(z)$  ионосферы выше максимума. Приводятся предварительные результаты соответствующей обработки экспериментальных данных.

Анализ результатов работы приводит к некоторым важным и интересным представлениям о внешней ионосфере — получены количественные характеристики убывания здесь электронной концентрации и плотности нейтральных частиц, а также некоторые соображения о «границе», где атмосфера соприкасается с межпланетным газом.

Естественно, что эти результаты, как первые о внешней ионосфере, полученные из радиоисследований сигналов спутника, носят сугубо ориентировочный характер и требуют дальнейшей проверки. В частности, возможно дальнейшее уточнение этих данных описываемым же методом. Стремление к максимально возможной аккуратности и точности соответствующего анализа, большой объем и некоторая сложность проводимой работы позволили довести до конечных результатов лишь обработку наблюдений, проведенных в нескольких пунктах за трое суток. Число «чистых» экспериментальных «точек» невелико, но позволяет делать выводы о наиболее вероятных значениях исследуемой величины. Расширение же объема этих исследований, по-видимому, выявит некоторые общие закономерности, а именно: суточные, географические и высотные зависимости, т. е. позволит изучать морфологию внешней ионосферы. Для этого, однако, потребуются более точное определение используемых при обработке вспомогательных экспериментальных данных ионосферных станций, чем это было достижимым на первом этапе работы. Само собой разумеется, что степень достоверности результатов будет определена лишь

в будущих опытах с помощью спутников Земли или высотных ракет, которые позволят измерять основные физические параметры ионосферы другими, более прямыми и точными методами.

## § 2. ТРАЕКТОРИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Допустим, что спутник, излучающий радиоволны частоты  $\omega$ , проходит над точкой наблюдения выше максимума электронной концентрации ионосферы  $N_m$  (соответствующего максимуму области  $F_2$ ), критическая частота которой  $\omega_c$ , как известно, определяется из соотношения

$$\omega_c^2 = (2\pi f_c)^2 = \frac{4\pi e^2}{m} N_m = 3,18 \cdot 10^9 N_m. \quad (1)$$

Примем, что

$$\omega > \omega_c. \quad (2)$$

Тогда в интересующей нас задаче целесообразно рассматривать два типа траекторий распространения волны до точки наблюдения, определяемые соотношениями

$$\frac{\omega}{\omega} < \frac{\omega_c}{\omega_0} \quad \text{и} \quad \frac{\omega_c}{\omega} \geq \frac{\omega_c}{\omega_0}, \quad (3)$$

где  $\omega_0$  — некоторое предельное значение частоты, смысл которого ясен из дальнейшего.

В первом случае, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} < \frac{\omega_c}{\omega_0}$ , наблюдается следующая картина.

Если  $\frac{\omega_c}{\omega} \ll 1$ , то, как это очевидно, распространение квазиоптическое — максимальная горизонтальная дальность  $r_m$  приема сигналов со спутника практически равна расстоянию  $r_{m0} = R_0 \vartheta_0$  оптической его видимости и траектория волны совпадает с прямой, касательной к Земле в точке наблюдения и соединяющей ее с точкой излучения (кривая «0» на рис. 1). По мере увеличения  $\frac{\omega_c}{\omega}$  траектория волны принимает вид, изображенный на кривых (1) и (2) рис. 1. В некоторой части нижней (внутренней) ионосферы (область между  $z_0$  и  $z_m$ ) траектория волны (луч) первоначально прижимается к Земле, т. е. по мере углубления волны в ионосферу угол  $\theta$  между нормалью к фронту волны и радиусом-вектором  $R$ , проведенным из центра Земли в соответствующую точку, увеличивается. На некоторой высоте ( $z_0 + z_0$ ), лежащей ниже высоты ( $z_0 + z_m$ ) максимума  $N_m$ , значение  $\theta$  становится максимальным и затем уменьшается, а это означает, что луч имеет здесь точку перегиба. Соответствующие значения ( $z_0 + z_0$ ) и  $\theta_0$  зависят от высоты  $z_0$  начала слоя, его так называемой полутолщины  $z_m$  и отношения  $\frac{\omega_c}{\omega}$  \*). При заданных  $z_0$  и  $z_m$  значения  $\theta_0$  и  $z_0$  увеличиваются с увеличением  $\frac{\omega_c}{\omega}$ ; естественно, что увеличивается также максимальная дальность приема волны  $r_m = R_0 \vartheta$ , которая для рассматриваемого типа траекторий волны имеет касание в точке наблюдения ( $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ , см. рис. 1). На-

\*) Следует отметить, что в литературе при описании характера траекторий волны обычно считают, что изменение знака кривизны траектории волны происходит на всех частотах на высоте ( $z_0 + z_m$ ) максимума электронной концентрации. Вместе с тем это верно лишь для «плоской Земли». При последовательном учете сферичности Земли характер траектории изменяется. Подробнее вопрос о траектории волны в ионосфере при строгом учете сферичности Земли будет изложен в другой работе (см. также ниже).

конец, при некотором значении  $\frac{\omega_c}{\omega} = \frac{\omega_c}{\omega_0}$  угол  $\theta = \theta_0 = \frac{\pi}{2}$ , а расстояние  $r_M = r_{M,0} = R_0 \theta_0$ , соответствующее наибольшему из возможных его значений при заданных  $z_0$  и  $z_m$ , является экстремальным значением максимальных дальностей приема  $r_M$  (кривая «С» на рис. 2). Высота  $(z_0 + z_m)$ , на которой  $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ , также ниже высоты максимума слоя  $(z_0 + z_m)$ . Предельное значение  $\omega_0$  и есть так называемая максимально применимая частота связи (МПЧ), рассчитываемая в коротковолновой радиосвязи. Однако при строгом учете сферичности Земли требуется более аккуратное

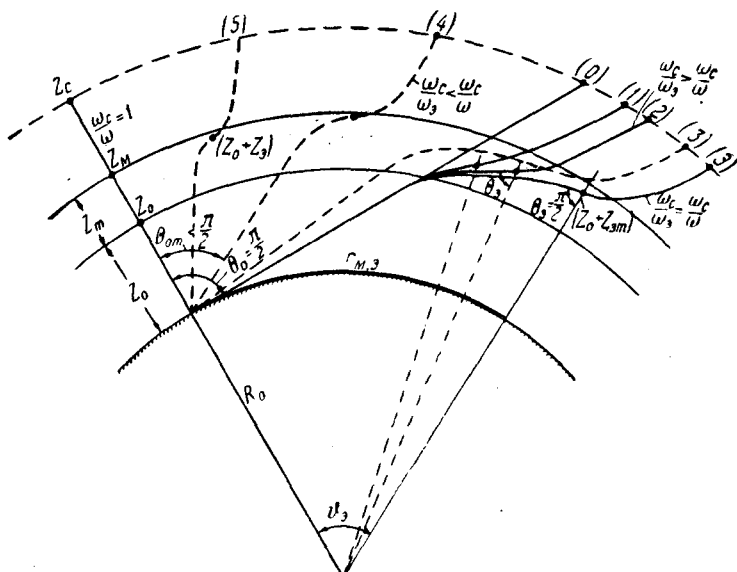


Рис. 1.

определение ее значения; рекомендуемые обычно формулы для расчета МПЧ, строго говоря, неправильны и дают несколько завышенные значения МПЧ (см. § 3).

До сих пор, рассматривая траекторию волны, мы говорили языком лучевой или геометро-оптической трактовки картины распространения радиоволн в ионосфере. Это было верным для интересующих нас значений частоты и реализуемых значений градиентов электронной концентрации ионосферы до тех пор, пока траектория волны не имела близкого к касательному «выхода» из нижней части ионосферы. В области значений  $\theta \sim \frac{\pi}{2}$ , как известно, на ушается геометро-оптическое приближение и расчет траектории волны или интересующей нас здесь дальности ее распространения  $r_M$  возможен только лишь путем строгого решения соответствующей волновой задачи.

Не касаясь вопроса о расчете  $r_M$  (см. § 3), рассмотрим, каков характер траекторий волны второго типа, т. е. когда  $\frac{\omega_c}{\omega} > \frac{\omega_c}{\omega_0}$ . В этом случае, как нетрудно понять, максимальное расстояние  $r_M$  приема сигнала соответствует тем траекториям волны, которые также имеют в точке перегиба луча, как и при  $\frac{\omega_c}{\omega} = \frac{\omega_c}{\omega_0}$ , значение  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ; однако в точке приема при этом уже невозможно касание и  $\theta_0 < \frac{\pi}{2}$  (кривые (3), (4), (5) на

рис. 1). Значение  $\theta_0$  уменьшается с ростом  $\frac{\omega_c}{\omega} > \frac{\omega_c}{\omega_3}$ , причем высота ( $z_0 + z_0$ ) увеличивается и достигает ( $z_0 + z_m$ ), т. е. высоты максимума слоя, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} = 1$  и ионосфера становится непрозрачной для волн, излученных со спутника — они не могут более приниматься на Земле. Совершенно очевидно, что при этом  $r_m = 0$ .

Из сказанного выше следует, что в случае, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} \gg \frac{\omega_c}{\omega_3}$ , расчет максимальной дальности  $r_m$  приема сигнала возможен лишь при использовании строгих методов расчета, так как в области касания траекторий волны сферы  $R = \text{const}$  нарушается приближение геометрической оптики.

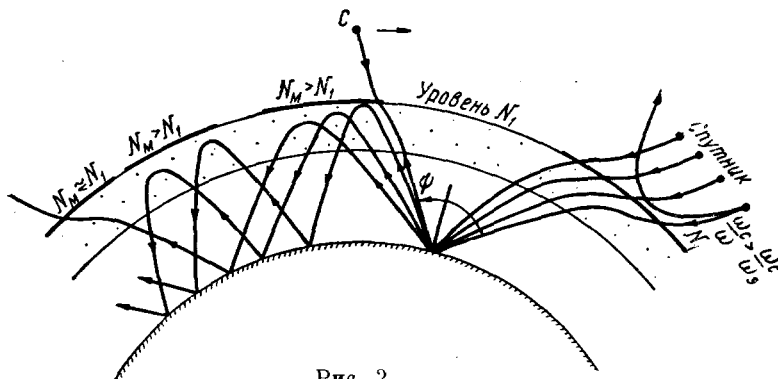


Рис. 2.

Это существенным образом различает оба типа максимальной дальности  $r_m$ , наблюдаемых при приближении спутника к точке приема в момент времени, который можно назвать моментом «радиовосхода» спутника, и при его удалении — моментом «радиозахода».

Другое, практически более существенное, отличие двух отмеченных типов траекторий волны состоит в следующем. До сих пор предполагалось, что значения  $z_0$ ,  $z_m$  и  $N_m$  всюду одинаковы, т. е. что ионосфера неоднородна лишь по высоте и однородна в горизонтальных направлениях. Вместе с тем хорошо известно, что это условие сохраняется лишь в ограниченных областях. Поэтому, если при заданном  $\frac{\omega_c}{\omega}$  волны, падающие на Землю под косым углом  $\theta_0 < \frac{\pi}{2}$ , отразившись от Земли, попадают в область ионосферы, где критическая частота лишь незначительно больше, чем в точке прохождения волны со спутника, то они вновь отражаются от ионосферы и принимаются в более удаленной точке. Очевидно, что вероятность такого типа многоскачковых траекторий сильно увеличивается, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} > \frac{\omega_c}{\omega_3}$ , и приближается к значению  $\frac{\omega_c}{\omega} \sim 1$ . Именно частая реализация таких случаев обеспечивала, как показывают многочисленные данные, большие дальности радиоприема спутника. Некоторые виды таких траекторий волны и показаны для иллюстрации на рис. 2.

Таким образом, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} > \frac{\omega_c}{\omega_3}$ , становится более затруднительным не только рассчитывать максимальную дальность  $r_m$  приема, соответствующую первому приходу волны на Землю, но и вообще выделять эти моменты чистого радиовосхода или радиозахода спутника. С другой стороны, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} < \frac{\omega_c}{\omega_3}$ , обе эти особенности отпадают и практически, как

показывает анализ радионаблюдений спутника, определение этих моментов не представляет больших трудностей.

Использованный в этой работе метод именно и основан на определении из экспериментальных данных максимальных дальностей  $r_m$ , соответствующих радиовосходу или радиозаходу спутника, и сравнении

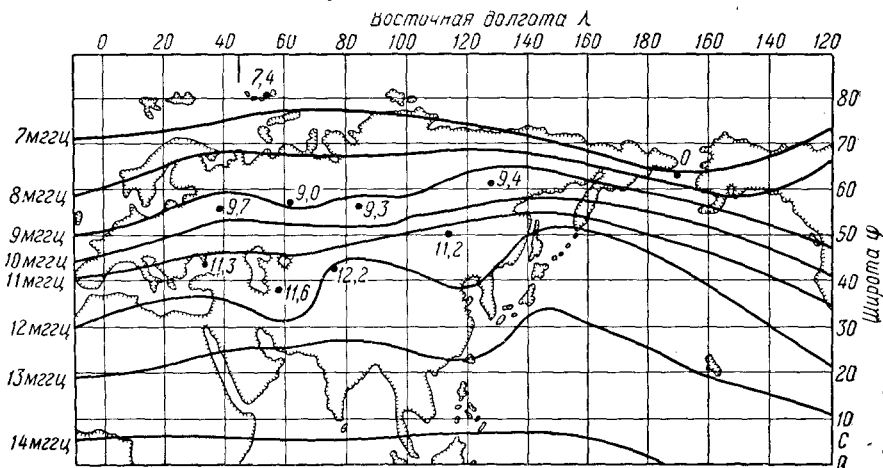


Рис. 3.

их с рассчитанными теоретически значениями  $r_m$ . Поэтому отмеченные выше особенности различного типа траекторий играют в этом исследовании первостепенную роль.

Коротко метод наблюдений и анализа экспериментальных данных состоит в следующем.

При непрерывном наблюдении за радиосигналами спутника отмечались при каждом его обороте вокруг Земли моменты времени появления и исчезновения в данном пункте его сигналов. Так как интенсивность принимаемых сигналов изменяется в моменты радиовосхода или радиозахода очень резко из-за эффекта как бы барьерного типа, то при тщательных наблюдениях и в случае отсутствия сильных помех возможна довольно точная фиксация этих моментов времени, по крайней мере с точностью в 5—6 секунд. По картам истинных траекторий полета спутника, рассчитанным, в частности, по баллистическим данным, определялись высота спутника, координаты точки на Земле, над которой он проходил в эти моменты, и его горизонтальная дальность  $r_m$ . Далее, с помощью построенных специально для этих исследований синоптических карт изолиний критических частот  $f_c$  и карт высот начала  $z_0$  и максимума  $z_m$  области F ионосферы, игравшей в этих исследованиях основную роль (см., например, рис. 3), определялись для каждого выбранного из результатов наблюдений момента времени по дугам большого круга значения этих параметров в трех точках: над

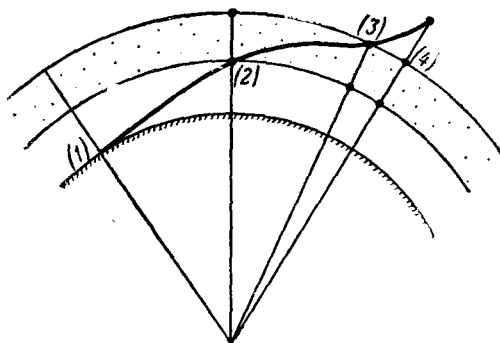


Рис. 4.

точкой наблюдения (1), над точкой (2) входа луча в область F и в точке (4), над которой находился спутник (см. рис. 4).

Указанные карты были построены для нижней части ионосферы по фактическим данным наблюдений сети ионосферных станций, а в мало освещенных этими данными областях ход изолинии экстраполировался по кривым ожидаемого их хода по данным ионосферы за предыдущее время и по картам прогноза этих величин\*). Наибольшую трудность и неопределенность составляет выбор соответствующих значений параметров нижней ионосферы в точке (3) «выхода» волны из нижней части ионосферы. Нами использовалась для этого линейная интерполяция значений  $f_c$ ,  $z_0$  и  $z_m$  в точках (2) и (4) в интервале высот начала слоя  $z_0$  и спутника  $z_c$ . В ряде случаев, когда эти величины сильно изменялись на трассе (2)—(4) прохождения волны через ионосферу, использовалось несколько комбинаций их значений.

Дальнейшая обработка экспериментальных данных состояла в следующем. Теоретически были рассчитаны максимальные дальности приема  $r_m$  и горизонтальные дальности  $r_1$  и  $r_2$  соответственно прохождения волны в нижней (область  $z_0 \rightarrow z_m$ ) и внешней (область  $z_m \rightarrow z_c$ ) частях ионосферы для различного набора комбинаций параметров  $f_c$ ,  $z_0$ ,  $z_m$  и  $z_c$ , а также для различных значений параметров  $\kappa$ , эффективным образом характеризующих убывание  $N \sim N_m e^{-\kappa(z_c - z_m)}$  электронной концентрации выше максимума  $N_m$  ионосферы. Нижняя часть ионосферы аппроксимировалась при этом параболической зависимостью  $N(z)$ , хорошо описывающей высотный ход электронной концентрации ионосферы в спокойном ее состоянии в той ее части, которая участвует в распространении коротких волн, использованных на спутнике. Соответствующие расчеты мы успели провести до настоящего времени лишь для случая, когда пригодно приближение геометрической оптики, т. е. при  $\frac{\omega_c}{\omega} < \frac{\omega_c}{\omega_0}$ . Впервые эти вычисления выполнены последовательно для сферической Земли, что требует анализа и расчета интеграла эллиптического типа (см. § 3). Численные расчеты весьма громоздки и проводились с помощью электронно-вычислительной машины БЭСМ\*\*).

Наряду с указанными вычислениями, был запрограммирован вариант расчетов, предусматривающий в качестве входных данных конкретные значения  $f_c$ ,  $z_0$ ,  $z_m$  и  $z_c$  для каждого выбранного момента наблюдений и набора значений параметров  $\kappa$ .

В итоге, из сравнения экспериментальных значений  $r_m$  с теоретическим ходом зависимости  $r_m$  от  $\kappa$  выбиралось значение  $\kappa$ , дающее совпадение экспериментального и теоретического значений  $r_m$ .

Полученное таким путем значение  $\kappa$  или несколько его значений в случае неоднозначного выбора параметров нижней части ионосферы определяли для соответствующего момента наблюдений эффективный ход убывания электронной концентрации выше максимума  $N_m$  ионосферы.

\*) Синоптические карты критических частот были построены сотрудницей НИЗМИР Е. Е. Малишевой. Карты величин  $z_0$  и  $z_m$  составлены по табличным данным максимально применимых частот для  $r=3000$  км ( $M=3000$ ), минимальных действующих высот и критических частот методом, изложенным в докладе Б. С. Шапиро «Прогноз высоточастотных  $h'f$ -кривых» на сессии, посвященной Дню радио, в 1957 г.

\*\*) Анализ интеграла, его программирование для БЭСМ и сами расчеты были выполнены при активном участии научных сотрудников Института радиотехники и электроники Академии наук СССР Э. А. Малиной и Е. П. Нестеревой. Результаты этой работы представляют самостоятельный интерес, так как до последнего времени аналогичные расчеты делались, ввиду их сложности и меньших требований к точности, лишь для квазиплоского приближения. Результаты этой работы и соответствующие табличные данные будут опубликованы в отдельной статье.

§ 3. РАСЧЕТ ДАЛЬНОСТИ ПРИЕМА В МОМЕНТЫ РАДИОВОСХОДА И РАДИОЗАХОДА СПУТНИКА

В приближении геометрической оптики траектория волны определяется из закона преломления, который для сферической слоисто-неоднородной среды имеет вид

$$R_0 \sin \theta_0 = (R_0 + Z_0) \sin \theta_H = n(z) R(z) \sin \theta(z) = \text{const.} \quad (4)$$

Все обозначения ясны из рис. 5, а квадрат коэффициента преломления без учета магнитного поля Земли и числа соударений, играющих в нашем случае небольшую роль, равен

$$n^2(z) = 1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} N(z). \quad (5)$$

Определяя элемент центрального угла (см. рис. 5 и формулу (4))

$$d\vartheta = \frac{dR}{R} \operatorname{tg} \theta = \frac{dR}{R} \frac{R_0 \sin \theta_0}{\sqrt{n^2(z) R^2(z) - R_0^2 \sin^2 \theta_0}},$$

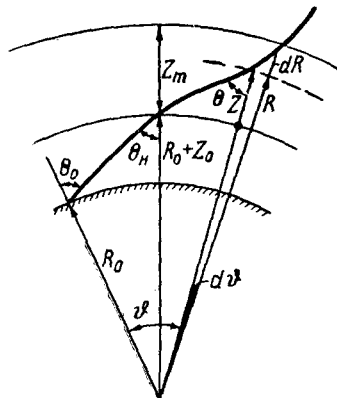


Рис. 5.

получаем интересующую нас горизонтальную дальность распространения волны:

$$r_M = R_0 \int_{R_0}^{R_0+z_0} \frac{R_0 \sin \theta_0 dR}{R(z) \sqrt{n^2(z) R^2(z) - R_0^2 \sin^2 \theta_0}}, \quad (6)$$

или, заменяя  $R$  на  $z$ , имеем

$$r_M = R_0 \vartheta_0 + \int_0^{z_0-z_0} \frac{\sin \theta_0 dz}{\left(1 + \frac{z_0}{R_0} + \frac{z}{R_0}\right) \sqrt{n^2(z) \left(1 + \frac{z_0}{R_0} + \frac{z}{R_0}\right)^2 - \sin^2 \theta_0}}. \quad (7)$$

Для расчета интеграла (7) необходимо теперь определить вид функции  $n^2(z)$ . В области  $z_0 \rightarrow z_m$  хорошей аппроксимацией  $n^2(z)$  является парабола, особенно на частотах в  $5 \div 10$  мггц и более. Можно далее продолжить параболу несколько выше максимума слоя (условно мы это делаем до  $1,2 z_m$ ) и выбрать для внешней части ионосферы, где электронная концентрация падает с высотой, экспоненциальный закон убывания  $N(z)$ . В итоге (7) разбивается на два интеграла:

$$r_M = R_0 \vartheta_0 + \int_0^{1,2z_m} \frac{\sin \theta_0 dz}{\left(1 + \frac{z_0}{R_0} + \frac{z}{R_0}\right) \sqrt{n_1^2(z) \left(1 + \frac{z_0}{R_0} + \frac{z}{R_0}\right)^2 - \sin^2 \theta_0}} + \int_{1,2z_m}^{z_0-z_0} \frac{\sin \theta_0 dz}{\left(1 + \frac{z_0}{R_0} + \frac{z}{R_0}\right) \sqrt{n_2^2(z) \left(1 + \frac{z_0}{R_0} + \frac{z}{R_0}\right)^2 - \sin^2 \theta_0}}, \quad (8)$$

где

$$n_1^2(z) = 1 - \frac{2\omega_c^2}{\omega} \frac{z}{z_m} + \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \frac{z^2}{z_m^2} \quad (9)$$

и

$$n_2^2(z) = 1 - 0,96 \frac{\omega_c^2}{\omega^2} e^{-x(z-1,2z_m)}. \quad (10)$$

Таким образом, подкоренная функция является на первом участке интегрирования полиномом четвертой степени, продолженным на втором участке экспонентой.

Подкоренная функция (8), как мы видим, зависит от трех независимых параметров  $z_0$ ,  $z_m$  и  $\frac{\omega_c^2}{\omega^2}$ , причем для интересующего нас здесь типа траекторий волны, имеющих касание у Земли (см. § 2), угол  $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$  и, следовательно,  $\sin \theta_0$  под интегралом заменяется на 1.

Анализ подкоренной функции (обозначим ее через  $F(z)$ ) показывает, что в интервале частот

$$0 \leq \frac{\omega_c^2}{\omega} \leq \frac{z_m}{R_0 + z_0} \quad (11)$$

всюду  $\frac{dF}{dz} > 0$ , а  $F(z) > 0$  и монотонно возрастает от  $z=0$  до  $z=z_0$ .

Далее, когда

$$\frac{\omega_c^2}{\omega^2} \geq \frac{\omega_c^2}{\omega^2} > \frac{z_m}{R_0 + z_0}, \quad (12)$$

$F(z)$  также всюду больше нуля, однако имеет один минимум при  $0 \leq z_0 \leq z_m$ .

Из  $\frac{dF}{dz} = 0$  получается квадратное уравнение

$$z^2 + \{R_0 + z_0 - 3z_m\} \frac{z}{2} + \frac{z_m}{2} \left\{ \frac{z_m \omega^2}{\omega_c^2} - (R_0 + z_0) \right\} = 0, \quad (13)$$

определяющее значение  $z_0$ ; в этой точке траектория волны имеет перегиб, угол  $\theta$  имеет максимальное значение. Значение  $\frac{\omega_c}{\omega} = \frac{\omega_c}{\omega_0}$  соответствует случаю, когда угол  $\theta = \frac{\pi}{2}$  в точке  $z_0 = z_{0m}$  и определяется из условия  $F(z) = 0$  при  $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ ; следовательно, здесь (см. (4))

$$n_0 R_0 = R_0 \quad (14)$$

или

$$\left( 1 + \frac{z_0}{R_0} + \frac{z_{0m}}{R_0} \right) \left( 1 - \frac{2\omega_c^2}{\omega_0^2} \frac{z_0}{z_m} + \frac{\omega_c^2}{\omega_0^2} \frac{z_{0m}^2}{z_m^2} \right)^{\frac{1}{2}} = 1. \quad (15)$$

Совместное решение уравнений (13) и (15) определяет, таким образом, высоту  $z_{0m}$ , где  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , и соответствующее этому случаю предельное отношение частоты  $\frac{\omega_c}{\omega_0}$ . Частота  $\omega_0$  является максимально применимой частотой связи для сферической Земли.

Легко заметить, что при  $\frac{\omega_c}{\omega} = \frac{\omega_c}{\omega_0}$  интеграл (7) расходится, так как в точке  $z_{0m}$  функция  $F(z) = 0$  имеет минимум и горизонтальную производную. Следовательно, в этом случае  $r_m \rightarrow \infty$ . Это физически обусловлено неприменимостью приближения геометрической оптики для расчета траектории волны в окрестности  $\frac{\omega_c}{\omega_0}$ . В ряде работ было показано, что геометро-оптическое приближение пригодно с большой степенью точности почти вплоть до точки разрыва  $r_m \rightarrow \infty$ , и были разработаны методы точного расчета в окрестности этой точки\*).

\*) См., например, O. E. N. Rydbeck, On the Propagation of Radio Waves, Göteborg, 1944.



В применении к сферической Земле соответствующие формулы будут проанализированы в другой работе, здесь же мы ограничиваемся рассмотрением лишь данных, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} \leq \frac{\omega_c}{\omega_0}$  и полностью пригодны полученные выше формулы.

Выше уже отмечалось, что для интересующих нас здесь дальностей приема  $r_m$  в моменты радиовосхода или радиозахода спутника  $\sin \theta_0 = 1$  при  $\frac{\omega_c}{\omega} \leq \frac{\omega_c}{\omega_0}$  и под интегралами (8) необходима такая замена. Расчет же экстремальных значений  $r_m$  при  $\frac{\omega_c}{\omega} > \frac{\omega_c}{\omega_0}$ , когда  $\theta_0 = \theta_{0m} < \frac{\pi}{2}$ , возможен лишь с помощью формул, получаемых из строгого решения волновой задачи, так как в этом случае в точке перегиба траектории всегда  $\theta = \frac{\pi}{2}$  и интеграл расходится из-за нарушения приближения геометрической оптики. Для  $\theta_0$ , меньших предельных значений  $\theta_{0m}$ , определяющих максимальные дальности  $r_m$ , полученные выше формулы вновь применимы также при  $\frac{\omega_c}{\omega} > \frac{\omega_c}{\omega_0}$ , так как при этом в вершине траектории  $\theta < \frac{\pi}{2}$ , однако соответствующие дальности приема меньше в этом случае дальностей приема в моменты радиовосхода и радиозахода и не представляют для нас здесь интереса.

Интегралы (8), как нетрудно заметить, эллиптического типа, они рассчитывались численными методами с помощью машины БЭСМ (см. выше). Полученные для различных значений  $z_0, z_m, z_c$  и  $\frac{\omega_c}{\omega}$  дальности приема  $r_m$  табулировались или представлялись рядом семейств кривых, что позволило производить необходимое сравнение теоретических и экспериментальных данных.

#### § 4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

Нами рассмотрены результаты приема радиосигналов спутника лишь за 5, 6 и 7 октября. Во всей совокупности данных (около 600 моментов начала и конца приема сигналов) только примерно в 60 ÷ 70 случаях осуществлялись условия, когда не было сложных траекторий волны на частоте 40 мгц и наблюдался радиовосход или радиозаход спутника в чистом виде, когда  $\frac{\omega_c}{\omega} < \frac{\omega_c}{\omega_0}$  или  $\frac{\omega_c}{\omega} \gg \frac{\omega_c}{\omega_0}$ . При более детальном анализе этих данных оказалось, однако, что иногда слышимость обрывалась по неизвестной причине на более коротких расстояниях. В некоторых случаях при имевшем место отношении частот  $\frac{\omega_c}{\omega} < \frac{\omega_c}{\omega_0}$ , наоборот, дальность приема превышала на несколько сот километров максимально возможные теоретически расстояния, даже если принималось, что выше максимума слоя  $N = N_m = \text{const}$ ; создается впечатление, что в некоторых опытах это обусловлено тем, что траектория волны была скользящей. Ряд данных невозможно было обработать из-за трудности выбора эффективного отношения  $\frac{\omega_c}{\omega}$  для нижней ионосферы (участок (2) — (3) на рис. 4) вследствие значительного градиента электронной концентрации (критических частот) в горизонтальном направлении — вдоль трассы распространения волны.

Параметры, характеризующие выбранные экспериментальные точки, которые подверглись дальнейшей теоретической обработке, распределены, как это показано на рис. 6.

Из рис. 6, а, б видно, что высоты  $z_0$  и  $z_m$  начала и максимума области F ионосферы изменялись в пределах 200—220 км и 310—360 км соответственно; однако наиболее часто наблюдались значения

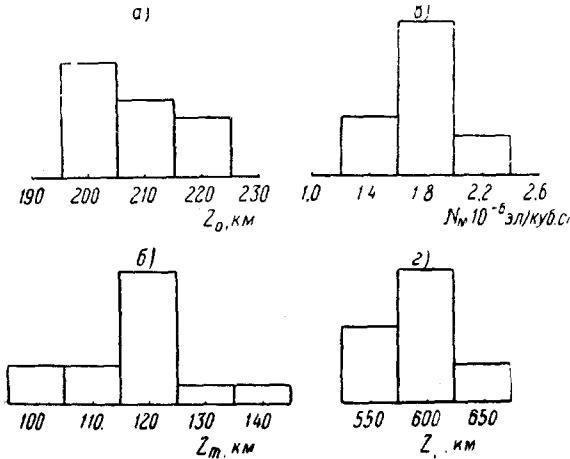


Рис. 6.

$$\left. \begin{aligned} z_0 &\sim 200 \text{ км} \\ \text{и} \\ z_m &\sim 320 \text{ км.} \end{aligned} \right\} (16)$$

Электронная концентрация в максимуме слоя аналогичным образом наиболее часто была равной (см. рис. 6, в)

$$N_m \sim (1,2 - 2,2) \cdot 10^6 \text{ эл/см}^3, \quad (17)$$

а высота спутника изменялась в пределах (см. рис. 6, г)

$$z_c \sim 500 - 650 \text{ км}, \quad (18)$$

причем в большинстве случаев спутник находился в эти моменты на нисходящей ветви, т. е. наблюдался его радиозаход.

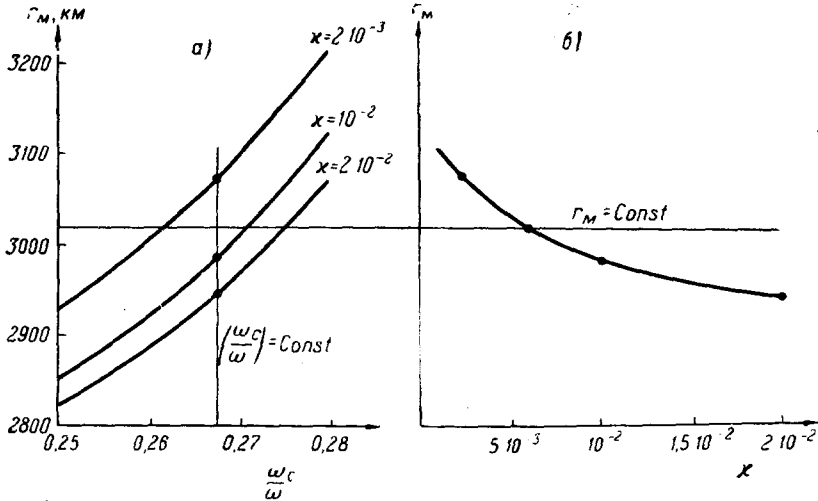


Рис. 7.

Моменты времени использованных наблюдений колебались в пределах

$$t = 07,40 \div 09,40 \quad (19)$$

местного времени около спутника, а широты этих точек соответственно были равны

$$\varphi \sim (20^\circ \div 45^\circ) \text{ сев. шир.} \quad (20)$$

Таким образом видно, что по всем параметрам экспериментальные данные характеризуются достаточной для подобного типа величин одно-

родностью и что дальнейшие выводы относятся к относительно узким интервалам времени суток и широты.

Обработка каждой индивидуальной экспериментальной точки проводилась методом, описанным выше, в § 2. Один пример подобной обработки приводится на рис. 7. В левой его части (рис. 7, а) нанесены рассчитанные теоретически кривые зависимости  $r_m$  от  $\frac{\omega_c}{\omega}$  для несколь-

ких значений  $\chi$  и значений  $z_0$  и  $z_m$ , найденных для этого опыта по ионосферным картам типа изображенных на рис. 3. Здесь же нанесены горизонтальная прямая  $r_m = \text{const}$ , где  $r_m$  равно дальности радиоприема в этом опыте в момент радиозахода спутника, и вертикальная прямая  $\left(\frac{\omega_c}{2\pi \cdot 40 \text{ мГц}}\right) = \text{const}$ , где  $\omega_c$  равна частоте, которая была определена для этого времени по синоптическим картам типа изображенной на рис. 3. По точкам пересечения линий  $\left(\frac{\omega_c}{2\pi \cdot 40 \text{ мГц}}\right) = \text{const}$  с кривыми  $r_m\left(\frac{\omega_c}{\omega}, \chi\right)$  построена на рис. 7, б за-

висимость  $r_m$  от  $\chi$ . Точка пересечения линий  $r_m = \text{const}$  с этой кривой определяет для рассматриваемого опыта искомое значение  $\chi = 5 \cdot 10^{-3}$ .

В результате подобной обработки всех данных была получена для указанного выше периода наблюдений совокупность значений  $\chi$ , кривая распределения которых приведена на рис. 8. Точками и крестиками здесь обозначены числа случаев, когда значения  $\chi$  лежали в интервалах, сдвинутых друг относительно друга соответственно на  $\Delta\chi = 2 \cdot 10^{-3}$ . Преимущественно более чем в 80% случаев наблюдались значения

$$\chi \sim (2 - 7) \cdot 10^{-3}; \tag{21}$$

можно принять, что наиболее часто встречающееся значение

$$\chi \sim 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ 1/км}. \tag{22}$$

### § 5. ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЫ. ПЛОТНОСТЬ МЕЖПЛАНЕТНОГО ГАЗА

Будем теперь исходить из того, что выше максимума  $N_m$  электронной концентрации ионосферы, т. е. в области высот  $z \sim 320 \div 600 \text{ км}$  внешней ее части, убывание электронной концентрации в рассматриваемый период наблюдений описывалось в среднем формулой

$$N \sim N_m e^{-\chi(z-z_m)} = 1,8 \cdot 10^6 e^{-3,5 \cdot 10^{-3}(z-320)}, \tag{23}$$

где численные значения параметров в (23) взяты из (16) и (17).

На высотах в 500 – 600 км и выше мы попадаем в область так называемой экзосферы. Здесь температура газа не должна уменьшаться по сравнению с температурой на более низких уровнях и состояние ионизации близко к квазистационарному, поскольку время жизни электрона (время рекомбинации — см. ниже, (25) и (26)) достигает здесь более  $10^5 \text{ сек}$ . Поэтому, допуская, что при  $z > 600 \text{ км}$  сохраняется тот же темп убывания электронной концентрации, что

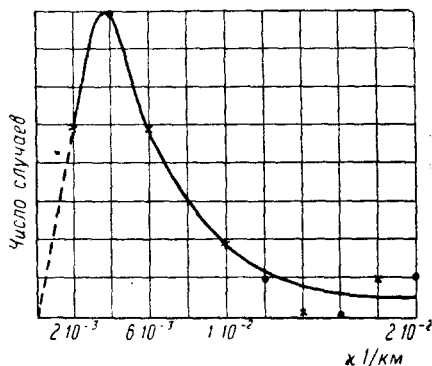


Рис. 8.

и в области более низких высот, мы, по-видимому, должны получить преуменьшенные по сравнению с истинными значения  $N(z)$ . Если теперь исходить из этого предположения, то из (23) получаются значения  $N$  во внешней ионосфере, приводимые в таблице и на рис. 9.

$z$ , км	200	320	400	~1150	~1800	~2460	~3120
$N$ эл./см <sup>3</sup>	~10 <sup>5</sup>	1,8·10 <sup>6</sup>	1,4·10 <sup>6</sup>	~10 <sup>5</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>2</sup>
$n$ н. ч./см <sup>3</sup>	5·10 <sup>9</sup>	~2·10 <sup>8</sup>	~10 <sup>8</sup>	5·10 <sup>4</sup>	~10 <sup>2</sup>	<1	—
$n$ , рассчитанные по (26), (27)	—	—	6·10 <sup>8</sup>	2·10 <sup>5</sup>	2·10 <sup>3</sup>	20	<1

На рисунке нанесены две точки, соответствующие значениям  $N$ , измеренным при запуске высотной ракеты (см. газету «Правда» от 27 III. 1958 г.). Кроме того, пунктиром нанесено распределение  $N(z)$ , построенное нами для экспоненциальной модели ионосферы по результатам недавно опубликованной статьи (J. V. Evans Journ. Atm. Terr. Phys. 11, № 3/4, 259 (1957)). В этой работе по отражению радиоволн от Луны определялось отношение интегрального количества электронов выше максимума ионосферы к интегральному количеству электронов в нижней половине слоя. Основной вывод автора состоит в том, что это отношение ~3:1 и мало изменяется. В полученной нами модели внешней ионосферы это отношение ~3,6:1. Видно, что приведенные результаты\*) дают примерно одну и ту же модель внешней ионосферы, по-видимому, мало зависящую от времени суток, сезона, широты и т. п.

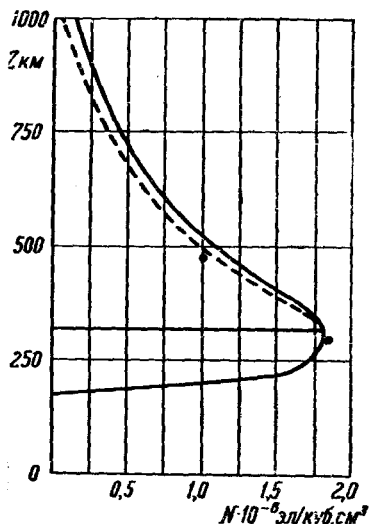


Рис. 9.

В таблице во 2-й строке приводятся также значения плотности  $n$  нейтральных частиц, рекомендуемые в различных работах\*\*), до высоты 400 км, а для больших высот — рассчитанные в предположении, что при  $z > 400$  км пригодна барометрическая формула, причем  $T \sim 2000^\circ = \text{const}$  и главной газовой компонентой является атомарный кислород, так что приведенная высота  $H \sim 100$  км. В 3-й же строке приводятся значения  $n$ , рассчитанные ниже.

Проанализируем теперь данные таблицы.

Во-первых, видно, что при  $z \sim 2000 \div 3000$  км электронная концентрация при сделанных выше условно предположениях изменяется в пределах  $10^3 - 10^2$  эл./см<sup>3</sup>, и, естественно, в этой области содержится такое же количество положительных ионов. Однако на таких высотах вряд ли возможно рассматривать газовую среду непосредственно как

\*) Эти результаты стали известными после окончания нашей работы.

\*\*) H. K. Kallmann, W. B. White and H. E. Newell, Journ. Geophys. Res. 61, 513 (1956); R. Horowitz and H. E. LaCov, Journ. Geophys. Res. 62, 57 (1957).

атмосферу Земли. Значительные длины пробега, достигающие здесь многих тысяч километров (при удалении частиц газа от Земли), условия освещенности газа Солнцем, большие времена жизни электрона, свободный приток частиц извне и т. п. причины указывают на то, что здесь состояние газовой оболочки Земли приближается к состоянию межпланетного газа. Если это так, то полученные выше данные приводят к заключению, что плотность электронов и ионов, убывая с удалением от Земли, достигает в области соприкосновения атмосферы с межпланетным газом значений порядка  $10^8 - 10^2$  \*).

Во-вторых, оценим по данным электронной концентрации распределение нейтральных частиц  $n$  при  $z > 400$  км. В настоящее время можно принять, что на высоте  $z_M$  максимума электронной концентрации и при  $z \geq 1000$  км поток  $S$  падающего излучения Солнца, ионизирующего область F ионосферы, и коэффициент рекомбинации электронов  $\alpha$  соответственно равны \*\*):

$$\left. \begin{aligned} z_M \sim 320 \text{ км}, S_M \sim 0,2 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \alpha_M \sim 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}, \\ z_M \sim 400 \text{ км}, S_M \sim 0,3 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \alpha_M \sim 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}, \\ z \geq 1000 \text{ км}, S_\infty \sim 0,6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \alpha_\infty \sim 10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Поэтому, учитывая, что основным процессом исчезновения ионизации в этой области атмосферы является фоторекомбинация электронов, можно получить, что время жизни электрона  $\tau_e$  и время между различными актами ионизации  $\tau_H$ , равные соответственно \*\*\*):

$$\tau_e \simeq \frac{1}{\alpha N} \text{ и } \tau_H \simeq \frac{1}{\sigma \frac{S}{\varepsilon_i}}, \quad (25)$$

(где  $\sigma_{01} \sim 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $(\varepsilon_i)_{01} = 13,5 \text{ эв}$ ), принимают на различных высотах значения:

$$\left. \begin{aligned} z = 320 \text{ км}, \tau_H \sim 5 \cdot 10^7, \tau_e \sim 5 \cdot 10^3, \\ z \sim 400 \text{ км}, \tau_H \sim 3 \cdot 10^7, \tau_e \sim 7 \cdot 10^4, \\ z \cong 1150 \text{ км}, \tau_H \sim 2 \cdot 10^7, \tau_e \sim 10^7, \\ z \cong 1800 \text{ км}, \tau_H \sim 2 \cdot 10^7, \tau_e \sim 10^8, \\ z \cong 2450 \text{ км}, \tau_H \sim 2 \cdot 10^7, \tau_e \sim 10^9. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

\*) Укажем, что такое значение плотности межпланетного газа получено из наблюдений поляризации зодиакального света (A. Behr and H. Siedentopf, Zeits. f. Astrophysik 32, 49 (1953)).

\*\*\*) Для  $z_M \sim 320$  км и 400 км выбраны соответственно граничные значения  $S_M$  и  $\alpha_M$ , которые определены различными авторами из ионосферных данных для области высот максимума электронной концентрации. При  $z \geq 1000$  км принято значение коэффициентов фоторекомбинации, полученное из квантовых расчетов для атомарного кислорода  $O_1$ , и значение  $S_\infty$ , удовлетворяющее уравнению так называемого простого слоя, если при  $z > 300$  км  $n \sim n_0 e^{-z/H}$  и  $T = \text{const}$ . В этом случае выполняется соотношение  $n_m^2 H \sec \chi = 1$ , где  $\chi$  — зенитное расстояние Солнца, так что оптическая толщина для области высот  $z_m \geq 1000$  км порядка  $e^{-1}$  (см., например, M. E. Szendrei, M. W. McElhinny, Journ. Atm. Terr. Phys. 9, 118 (1956); Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, Гостехиздат, 1953).

\*\*\*) Отметим, что И. С. Шкловский обратил наше внимание на то, что из уравнения, связывающего для состояния термодинамического равновесия сечение фотоионизации с сечением фоторекомбинации (см. И. С. Шкловский, Солнечная корона, формула (30,5), стр. 271), получается для  $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-18}$  значение  $\alpha \sim 10^{-13}$ .

Так как в квазистационарных условиях

$$\frac{n}{N} \sim \frac{\tau_H}{\tau_e}, \quad (27)$$

то из (26) и данных таблицы следует, что ожидаемые плотности нейтральных частиц равны (см. 3-ю строку таблицы):

$$\left. \begin{array}{ll} z \sim 400 \text{ км}, & n \sim 5 \cdot 10^8, \\ z \sim 1150 \text{ км}, & n \sim 2 \cdot 10^5, \\ z \sim 1800 \text{ км}, & n \sim 2 \cdot 10^3, \\ z \sim 2450 \text{ км}, & n \sim 20. \end{array} \right\} \quad (28)$$

Полученные значения  $n$ , как мы видим, превышают в 5—10 раз и более данные 2-й строки таблицы. Это позволяет предположить, что плотность нейтральных частиц несколько больше на высотах  $\sim 320$ —400 км, чем это принято в литературе (см. 3-ю строку таблицы), и вплоть до высот, где  $n$  становится соизмеримой и меньше плотности ионизированных частиц, распределение  $n(z)$  может приближенно описываться с помощью барометрической формулы, лишь если  $T > 2000^\circ$ . Кроме того, из этих данных следует, что на высоте  $z \sim 2000$ —3000 км значение  $n$  порядка нескольких единиц в  $\text{см}^3$ , т. е. порядка плотности нейтральных частиц межпланетного газа.

Полученные здесь выводы имеют фундаментальное значение для физики внешней ионосферы—экзосферы, что в еще большей мере усиливает необходимость дальнейшей проверки результатов настоящей работы и их анализа. Следует еще раз подчеркнуть, что приводимые выше значения  $N(z)$  для  $z > 600$  км по смыслу их определения, по-видимому, могут быть преуменьшенными и не исключают больших значений электронной плотности  $N(z)$ , а также и  $n(z)$ , чем приводимые в таблице.