

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

551.510.535

**О ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЕ И ЕЕ ПЕРЕХОДЕ  
В МЕЖПЛАНЕТНУЮ СРЕДУ****Я. Л. Альперт****ВВЕДЕНИЕ**

Ряд экспериментальных результатов, полученных в последние годы, позволяет сделать попытку рассмотреть общую картину строения внешней ионосферы до ее верхней границы, как она рисуется по этим данным.

Эта область приземной плазмы, существование которой известно уже много лет, что вытекало априорно уже давно из общих соображений о строении земной атмосферы и о ее взаимодействии с излучением Солнца, начала исследоваться с помощью свистящих атмосфериков в 1953 г., когда было показано<sup>1</sup>, что на расстояниях от Земли в 18—19 тысяч километров концентрация электронов порядка 400—600 эл/см<sup>3</sup>. В 1957 и 1958 годах впервые были получены кривые распределения электронной концентрации до высоты порядка 13 тысяч км<sup>2</sup> и 25 тысяч км<sup>3</sup> именно с помощью свистящих атмосфериков. В это же время в литературе писалось, что Земля имеет толстую внешнюю ионосферу, состоящую из ионизованного водорода, простирающуюся до высот порядка восьми радиусов  $R_0$  Земли, и что здесь она имеет резкую границу, за которой дуют межпланетные ветры<sup>4</sup>. Это представление согласуется довольно хорошо с современными данными. Выяснилось, однако, что на расстояниях от Земли в 15—25 тысяч км в приземной плазме происходят более сложные процессы. По-видимому, время от времени здесь образуется так называемое «колено»<sup>5, 6</sup>.

В связи с этим любопытно отметить, что сравнительно недавно еще утверждалось, что в области высот в 2—20 тысяч км установлено существование ранее неизвестной плазменной оболочки Земли, причем на основе работы, которая, как показано ниже, вообще противоречит известным из литературы данным<sup>10</sup>.

В результате анализа состояния приземной плазмы представляется вполне целесообразным по ряду соображений, приводимых ниже, область колена, т. е. область высот в 3—4,5 $R_0$ , рассматривать как границу внешней ионосферы. Область же от 3—4,5 до 8—10 $R_0$  — магнитосфера — является переходной в межпланетную среду.

Следует также указать на многообразие наименований внешней ионосферы, вносящих некоторую путаницу и не имеющих достаточных физических обоснований. Так, например, она именуется некоторыми авторами «протосфера», «протоионосфера», «экзосфера», «магнитосфера», «плазмосфера», «геокорона». Последний термин вообще кажется совершенно неудачным, поскольку физические условия во внешней ионосфере сильно отличаются от физических условий, существующих даже на окраине

<sup>1</sup> УФН, т. 90, вып. 2

не солнечной короны. По-видимому, в связи со все растущей активностью исследования этой области приземной плазмы следовало бы установить для нее единый термин — *внешняя ионосфера*.

В настоящее время исследования с помощью свистящих атмосфериков и другого типа низкочастотных волн стали весьма существенным источником информации о приземной плазме. Получаемые с их помощью результаты позволяют глубоко вскрывать основные ее свойства — определять эффективную температуру среды, закон распределения частиц по скоростям, концентрацию электронов и ионов разного сорта и т. п. <sup>7, 8, 9</sup>. Соответствующие экспериментальные данные, известные из литературы, используются ниже. Однако дано лишь краткое рассмотрение теории этих методов. Подробно эта совокупность теоретических вопросов изложена в специальной статье <sup>10</sup>).

Большую роль в изучении внешней ионосферы (нижней ее части) имеют также результаты исследований энергетических спектров «некогерентного» рассеяния радиоволн на флуктуациях электронов. Экспериментальные данные по некогерентному рассеянию радиоволн вскрыли важные свойства внешней ионосферы <sup>11, 12, 13</sup>. В этих опытах обнаружен фундаментальный факт, а именно, что в области высот в 300—700 км температура электронов отличается от температуры ионов в некоторых случаях в 3—4 раза, были получены данные о составе ионосферы, ее концентрации и т. д. Естественно, что значительный вклад дают различного типа измерения на спутниках и ракетах. Ниже использованы высотные распределения заряженных частиц, полученные различными методами <sup>14—19</sup>. Важным результатом этих опытов являются измерения содержания водорода и гелия во внешней ионосфере <sup>20, 21</sup>. Большой интерес представляют также результаты измерений концентрации нейтральных частиц выше 5—6 тысяч км <sup>22</sup>, которые частично и привели автора к заключению, сделанному ниже, о границе ионосферы и о «выметании» частиц из выплежающих областей магнитосферы.

Однако некоторые результаты измерений на ракетах и спутниках с помощью так называемых ионных ловушек привели к неправильным выводам <sup>10, 21</sup>. Обусловлено это, в частности, тем, что переход от измеряемых значений потоков частиц, захватываемых в зонды, к правильным значениям концентрации окружающей среды требует большой осторожности и часто неоднозначен. Вопрос о состоянии теории соответствующих измерений кратко обсуждается ниже.

#### § 1. ВЫСОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДО РАССТОЯНИЙ ОТ ЗЕМЛИ В 50—100 ТЫСЯЧ КИЛОМЕТРОВ

Совокупность экспериментальных данных, дающих общее представление о высотном распределении концентрации заряженных частиц во внешней ионосфере, приведена на рис. 1, 2. На этих фигурах нанесены кривые, полученные в различных опытах. Для того чтобы отметить некоторые особенности высотного распределения, результаты отдельных работ даны на рис. 3—6. Обобщенные рис. 1, 2 содержат большую информацию: они включают результаты многих экспериментов, проводившихся в различные периоды времени разнообразными методами. Внимательное их рассмотрение непосредственно приводит к ряду общих заключений о строении внешней ионосферы. Кривые на рис. 1, 2 характеризуют результаты измерений в различные времена суток и в различные годы в областях с различными географическими и магнитными координатами. Около

<sup>10</sup>) Соответствующая работа готовится к печати.

каждой из кривых указаны авторы соответствующих результатов, тип спутника или ракет, год измерений и цифрами отмечены номера ссылок из списка литературы.

Рассмотрим прежде всего рис. 1. Общее свойство всей совокупности данных, за исключением кривой 10, о которой будет специально сказано ниже, состоит в том, что кривые образуют единое русло: концентрация заряженных частиц в общем гладко и медленно убывает с высотой,

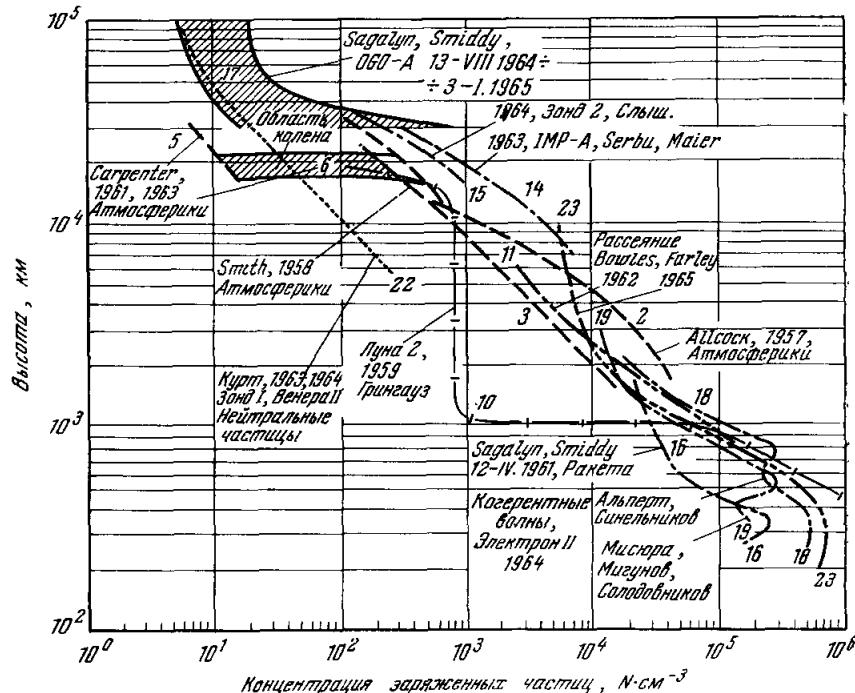


Рис. 1.

начиная от  $Z \sim 800-1000$  км до  $Z \sim 30-40$  тысяч км от поверхности Земли. Особенности проявляются в зависимости  $N(Z)$  в области высот в 15—25 тысяч км, выше 30—40 тысяч км, а также ниже 700—800 км.

На высотах  $Z \sim 15-25$  тысяч км было обнаружено при наблюдениях с помощью свищущих атмосфериков, что в периоды даже относительно слабых магнитных возмущений (индекс  $k \geq 2$ ) электронная концентрация очень быстро, почти «скаккообразно» падает в несколько десятков раз с увеличением высоты в некоторых случаях лишь на 600–700 км. Это явление было названо «коленом»<sup>5</sup>. Область образования колена по последним данным<sup>6</sup> очерчена на рис. 1 и на рис. 4. На рис. 2 высотная зависимость заряженных частиц построена в линейном масштабе высоты, что позволяет увидеть, как изменяются индивидуальные кривые  $N(Z)$  в области колена. На рис. 3 и 4 представлены первичные данные исследований колена, заимствованные из работы<sup>6</sup>. Для сравнения на рис. 3 и 4 нанесен ход электронной концентрации, полученный в этих опытах в периоды, когда колено не обнаруживается (кривая  $a$ ).

Выше 30 тысяч  $\text{km}$  на рис. 1 использованы результаты измерений концентрации малозэнергичных («тепловых») положительных ионов с помощью сферического электростатического анализатора на орбитальной геофизической лаборатории OGO-A<sup>17</sup>. Необходимо отметить здесь два

важных свойства результатах этих опытов. В следующем параграфе рассмотрена еще одна их особенность. Значения концентрации сильно изменяются от сеанса к сеансу измерений и лежат в пределах полосы, приводимой на рис. 1. Выше 40—50 тысяч км до высот в 160 тысяч км, на которых проводились измерения, концентрация

почти постоянна и колеблется примерно в пределах 5—10 частиц в  $\text{см}^{-3}$ . Отметим, что концентрация более энергичных частиц ( $\sim 400$ —1300 эв) порядка единицы в  $\text{см}^{-3}$ .

Легко теперь заметить, что верхняя граница концентрации, измеренной в этих опытах, хорошо примыкает к верхней границе значений электронной концентрации, полученной с помощью атмосфериков, и также хорошо согласуется с данными других измерений<sup>14, 15</sup>. Нижняя же граница попадает в область минимальных значений области колена. Таким образом, кажется правдоподобным, что разброс значений концентрации на OGO-A<sup>17</sup> обусловлен той же причиной, что и явление колена, и связан с тем, что выше 15—20 тысяч км в «возмущенные» периоды концентрация заряженных частиц падает. В этом месте важно обратить внимание на линию 22, нанесенную на рис. 1 и 2, т. е. на ход концентрации нейтральных частиц, полученный на ракетах «Зонд I» и «Венера II» по измерениям интенсивности рассеяния на водороде — линии  $L_{\alpha}$  (1216 Å) солнечного излу-

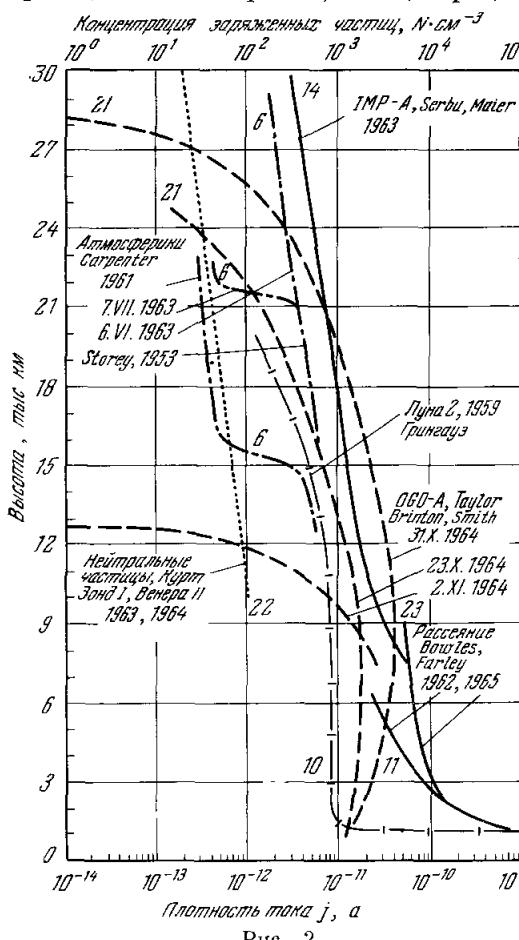


Рис. 2.

чения<sup>22</sup>. Выше 15—20 тысяч км концентрация нейтральных частиц близко совпадает с минимальными значениями концентрации заряженных частиц\*). (По поводу необходимости некоторой корректировки результатов измерений с помощью атмосфериков см. ниже, § 3, где рассмотрены кратко некоторые методы измерений.)

Указанные обстоятельства позволяют предположить, что в периоды «возмущений» частицы как бы «выметаются» в нижние области ионосферы. Происходит «вывадание» частиц, и, как следствие этого, могут возникать дополнительные пояса, электрические поля, колебательная структура плазмы и другое поведение плазмы сложного типа. Не исключено, что «разрушение» регулярной структуры нижних областей ионосферы, наблюдаемое в периоды так называемых сильных «ионосферных бурь», является наиболее ярким выражением этих явлений.

\*). В работе<sup>62</sup> на когерентных частотах также получено, что на высоте  $Z \sim 13$  тысяч км в среднем  $N \sim (1-2) \cdot 10^3$  эл/см<sup>3</sup>.

В следующем параграфе будет показано, что в области приземной плазмы, о которой шла речь, т. е. на высотах в  $3-3,5R_0$  и выше над земной поверхностью, существенно нарушается также максвелловское распределение, по-видимому, нет квазинейтральности и возникают большие электрические поля. Все это указывает на то, что здесь состояние плазмы нестационарное и существенным образом регулируется потоками частиц, падающими извне на Землю. По указанным причинам нам кажется правильным определить границей ионосферы область образования колена, где ход концентрации  $N(Z)$  имеет две ветви. Одна из них, соответствующая минимальным значениям  $N$ , близко совпадает с концентрацией нейтральных частиц, что кажется вполне естественным.

При таком определении границы ионосферы, по-видимому, представляется возможным описать баланс ионизации единым уравнением образования ионосферы, рассматриваемым в § 5.

Область нестационарного состояния приземной плазмы (выше  $3-3,5R_0$ ) это и есть верхняя часть магнитосферы. Здесь даже в невозмущенных условиях начинает разрушаться магнитное поле Земли, поскольку часто  $H_0^2/8\pi \sim (N_0 M v_0^2/2)$ .

На расстоянии от Земли в  $8-10R_0$ , как известно, регулярное магнитное поле Земли уже играет малую роль — преобладают поля флукутационного типа, поля, «вмороженные» в сгустки плазмы. Здесь собственно и начинается межпланетная плазма.

В области высот от  $700-800$  км до  $10-15$  тысяч км отличие хода концентрации  $N(Z)$  в различных опытах обусловлено рядом причин; основной из них, по-видимому, является изменение внешних условий опытов (время, координаты, магнитное поле). Индивидуальные опыты или серии опытов часто имеют различные особенности, свидетельствующие о сложной динамике частиц.

в ионосфере, отсутствии часто гладкого хода  $N(Z)$  и вообще о многообразии состояний приземной плазмы. Например, на рис. 5,

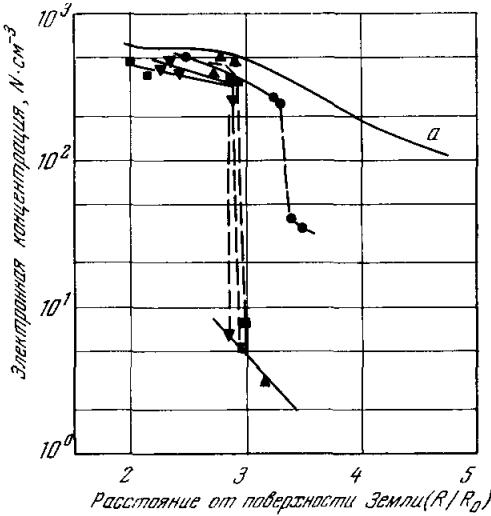


Рис. 3.

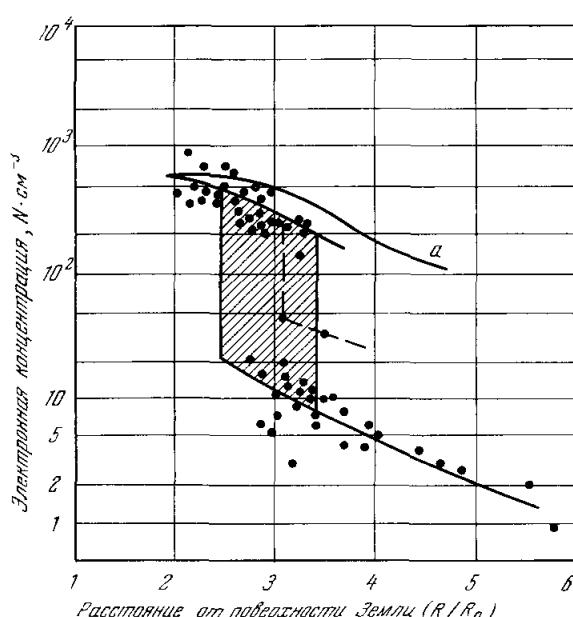


Рис. 4.

на котором приведены индивидуальные кривые высотного хода электронной концентрации, полученные в Перу методом некогерентного рассеяния радиоволн примерно в один и тот же интервал времени (15<sup>24</sup>—15<sup>26</sup>) 1-го, 2-го и 3-го февраля 1965 г.<sup>23</sup>, на высотах в 4—8 тысяч км ход  $N(Z)$  имеет явно квазипериодический характер. С другой стороны, в этих же опытах на более низких высотах ряд кривых  $N(Z)$ , снятых в течение суток (со 2-го на 3-е февраля 1965 г.), выше 800 км сходится в единый узел (рис. 6), указывая на то, что здесь в течение суток сохранялось почти регулярное значение электронной концентрации. Ниже 700—800 км,

в области главного максимума ионосфера, кривые  $N(Z)$ , естественно, могут сильно отличаться из-за влияния суточного хода (см. рис. 1, б). Однако и в этой области высот в различных опытах обнаружены некоторые отличительные особенности. Например, в исследованиях на когерентных волнах с помощью ИСЗ «Электрон» в Москве<sup>18, 19</sup> и в Харькове<sup>19</sup> средний высотный ход  $N(Z)$  имеет дополнительные максимумы (см. рис. 1, кривые 18, 19). Природа этих максимумов неясна. Их, естественно, не следует воспринимать как результат регулярного образования дополнительных слоев выше главного максимума ионосферы  $N(Z)$ . Они, по-видимому, обусловлены сложной динамикой верхней ионосферы и указывают на наличие в различных пунктах преимущественного направления (знака) горизонтальных градиентов электронной концентрации и преимущественного направления ветров. Выше главного максимума  $N_{MAX}$   $F2$

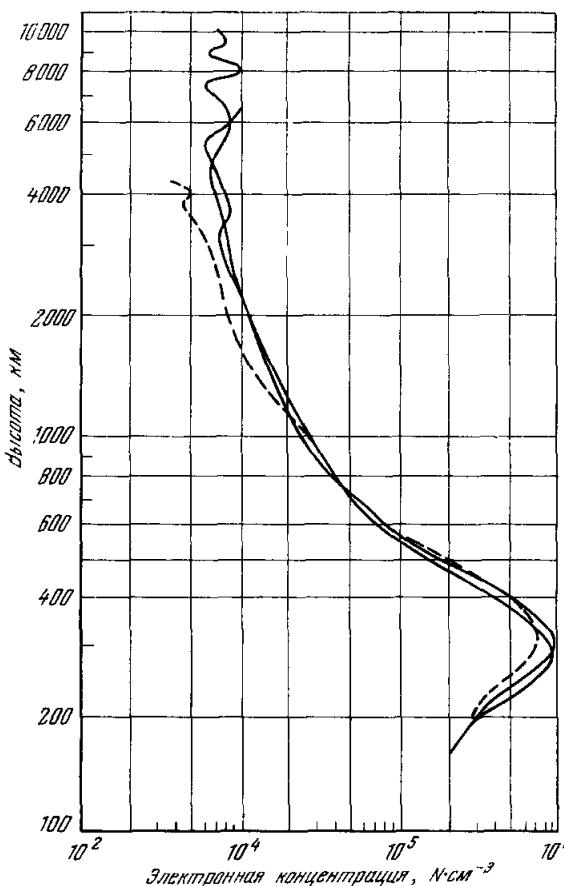


Рис. 5.

и в других опытах также наблюдались дополнительные максимумы<sup>24, 25</sup>, происхождение которых может, однако, быть связанным с другими причинами (см., например<sup>26</sup>). В следующих разделах приводятся данные, указывающие на то, что нижняя часть внешней ионосферы — область высот примерно в 400—800 км — отличается и другими особенностями, свидетельствующими о многообразии происходящих в ней процессов и вообще об «активности» этой области приземной плазмы.

Следует также указать на результаты исследований высотной зависимости электронной концентрации во внешней ионосфере на ИСЗ «Электрон», полученные в последнее время в интервале высот  $Z \sim 2$ —20 тысяч км<sup>51</sup>. В этих опытах электронная концентрация определялась по данным измерений на ИСЗ электромагнитного излучения космического простран-

ства на частоте 1525 кгц. Вследствие влияния ионосферной плазмы на сопротивление излучения приемной антенны уровень принимаемого космического излучения сильно изменяется при прохождении ИСЗ через ионосферу. Можно поэтому рассчитать, учитывая изменение эквивалентной емкости антенны в ионосфере, электронную концентрацию плазмы в окрестности приемника, установленного на ИСЗ вдоль его орбиты. Результаты этих измерений в общем хорошо согласуются с ходом кривых  $N(Z)$ , изображенных на рис. 1. По данным работы<sup>51</sup> на высоте  $Z \sim 2000-3000$  км  $N \approx 10^4$  эл/см<sup>3</sup> и, плавно спадая, достигает при  $Z \sim 10-15$  тысяч км значения  $N \sim 10^3$  эл/см<sup>3</sup>.

В последнее время большое количество данных о внешней ионосфере получено также при анализе результатов наблюдений с помощью ИСЗ «Аллеутт», на котором установлена импульсная ионосферная станция, зондирующая внешнюю часть ионосферы от высоты ее главного максимума  $N_{\text{MAX}} F_2$  до  $Z \sim 1000$  км. Соответствующие результаты опубликованы в ряде работ<sup>52-56, 58</sup>. Общая совокупность этих измерений показывает, что в указанной области высот высотная зависимость  $N(Z)$  имеет гладкий вид и изменяется в пределах, хорошо согласующихся с данными, приведенными на рис. 1.

Анализ общей совокупности результатов измерений  $N(Z)$ , приводимых частично на рис. 1 (рассмотрено и множество других результатов измерений), позволяет рекомендовать, в частности, для использования в различных расчетах средний ход  $N(Z)$  во внешней ионосфере, изображенный на рис. 7. Выше 15 тысяч км необходимо рассматривать два возможных варианта хода  $N(Z)$ .

Уже отмечалось, что в противоречии с высотной зависимостью  $N(Z)$  находится кривая 10, полученная с помощью ионных ловушек на ракете «Луна 2»<sup>10</sup>. Трудности возникают также и в других работах при попытке определения концентрации плазмы по значениям токов. Это видно, например, на рис. 2 по кривым 21, которые зарегистрированы с помощью ионных масс-спектрометров на OGO-A<sup>21</sup>.

Кривая 10 в области высот в 1000 км и выше существенно расходится со всеми результатами различных опытов. Количественно значения  $N(Z)$ , рекомендуемые в<sup>10</sup>, отличаются в области высот 1000-2000 км в 30-40 раз. Однако еще более разительны резкое падение  $N$  при  $Z \sim 1000-1500$  км и последующее постоянство  $N(Z)$  до  $Z \sim 10-15$  тысяч км, которые вообще не согласуются с физическими представлениями об ионосфере.

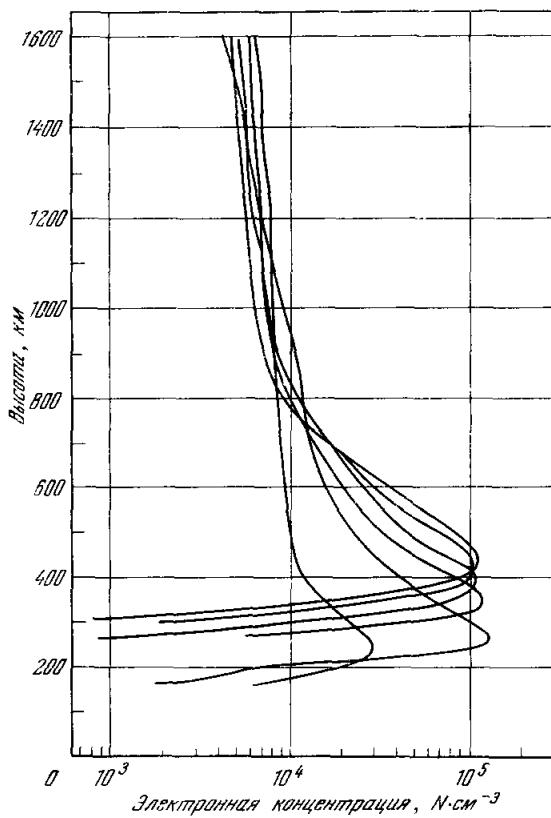


Рис. 6.

Отметим, что здесь  $H_0^2/8\pi$  в  $10^4-10^5$  раз больше плотности энергии падающих на Землю потоков и примерно во столько же раз больше  $N \times T$ . При  $Z \sim 15-20$  тысяч км кривая 10 имеет на рис. 1 еще один изгиб и попадает в область колена. Вместе с тем это изменение хода кривой 10 на рис. 1 не имеет никакого отношения к коленообразному изменению  $N(Z)$ , обнаруженному и наблюдавшему до сих пор только с помощью атмосфериков. Это хорошо видно из рис. 2, где кривая 10 нанесена в линейном

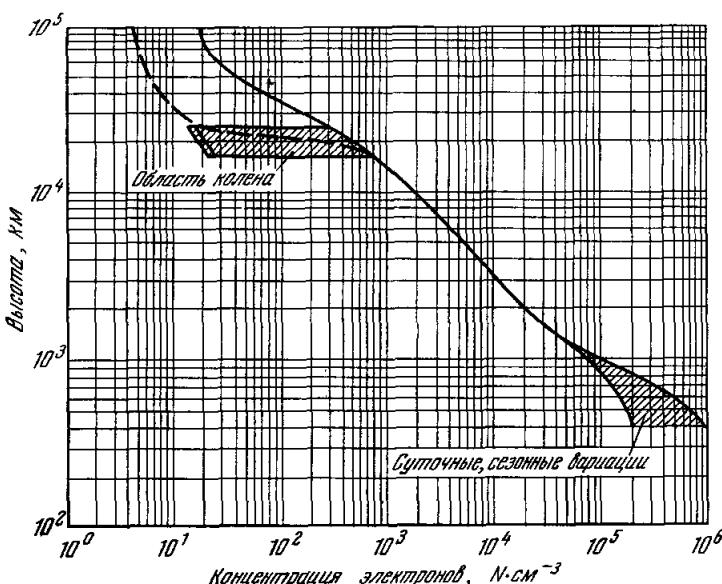


Рис. 7.

масштабе высот. На рис. 2 видно, что при  $Z \sim 15-20$  тысяч км темп убывания  $N(Z)$  кривой 10 лишь несколько замедляется. Явление же колена характерно быстрым, почти скачкообразным изменением только электронной концентрации, иллюстрируемым кривыми 6.

Посмотрим теперь, как согласуется кривая 10, полученная при пересчете измеряемых значений токов в ионных ловушках, с высотным ходом тока  $I(Z)$ , зарегистрированным с помощью ионных масс-спектрометров — кривые 21 на рис. 2<sup>21</sup>. Эти кривые приведены на рис. 2 для ионов атомарного водорода. Однако выше 1000—1200 км, как теперь хорошо известно, протоны являются основной компонентой ионосферы<sup>20</sup>. В работе<sup>21</sup> результаты измерений для гелия также показывают, что его содержание лишь порядка нескольких процентов состава внешней ионосферы. Поэтому кривые 21 фактически характеризуют общее состояние плазмы.

Результаты измерений, представленные кривыми 21, соответствуют различным условиям магнитной возмущенности и изображают высотный ход тока  $I(Z)$  в амперах (нижняя шкала на рис. 2). Авторы работы<sup>21</sup> проявляют должную осторожность и лишь условно сопоставляют значения тока со значениями концентрации (верхняя шкала на рис. 2). Видно, что если рассматривать кривую 10 как высотную зависимость тока  $I(Z)$ , то выше 1000 км она в общем не противоречит высотной зависимости тока 21. В совокупности же кривые 21, как и 10, не только не согласуются, но противоречат высотным зависимостям концентрации  $N(Z)$  и их нельзя таковыми рассматривать. Это видно из следующего.

В диапазоне высот в 1—10 тысяч км  $I(Z)$  очень медленно изменяется, а в некоторых случаях даже убывает с уменьшением высоты (две такие кривые 21 изображены на рис. 2). Это вообще никак не вяжется с нормальным ходом  $N(Z)$ .

Во-вторых, «насыщение» кривых  $I(Z)$  происходит в различных опытах на сильно отличающихся высотах. На рис. 1 эти высоты изменяются в пределах 13—28 тысяч км и существенно выходят за область колена (см. рис. 1).

Наконец, в-третьих, если на минуту предположить, что значения  $N(Z)$ , полученные из кривых  $I(Z)$ , правильны, то видно, что в области их насыщения концентрация достигает единицы и продолжает падать, что не совпадает со значением  $N(Z)$  в этой области высот. Примерно в 10 раз эти значения  $N$  меньше даже концентрации нейтральных частиц, которая должна здесь быть близкой к минимальному пределу  $N(Z)$ . Как мы видели, при  $Z \geq 30$  тысяч км убывание  $N(Z)$  вообще существенно замедляется, и концентрация частиц стремится почти к постоянной величине  $N \sim 5—10 \text{ эл}/\text{см}^3$ .

Таким образом, результаты работ <sup>10</sup> и <sup>21</sup> никак не характеризуют правильно высотную зависимость концентрации частиц во внешней ионосфере, которая в настоящее время в среднем изучена уже достаточно надежно.

В связи со сказанным вызывает удивление, что авторы работы <sup>10</sup> лишь на основе одной серии измерений построили указанную модель внешней ионосферы и даже утверждали, что ими впервые установлено существование в области высот в 2—20 тысяч км ранее неизвестной плазменной оболочки Земли <sup>10</sup>.

## § 2. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА И ДРУГИЕ СВОЙСТВА ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Результаты измерений температуры в нижних областях ионосферы и средней энергии малоэнергичных «тепловых» частиц во внешней ионосфере и выше нее даны на рис. 8. Для построения рис. 8 использованы

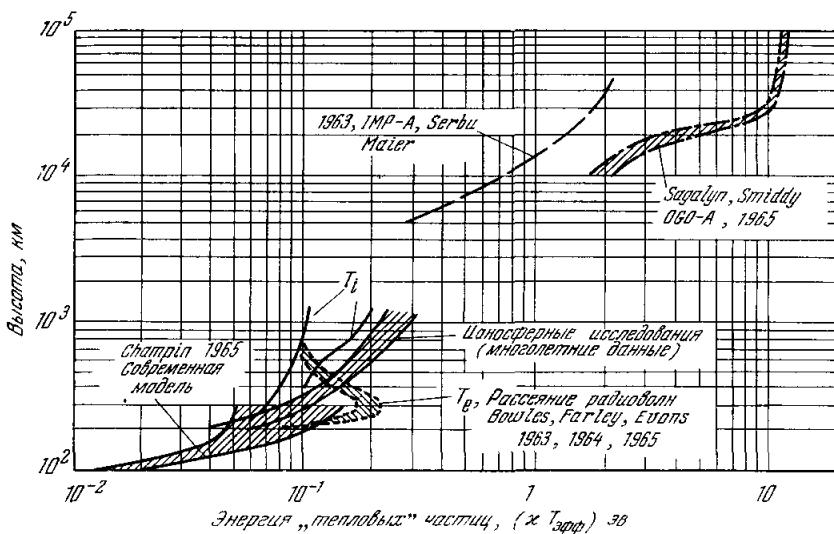


Рис. 8.

результаты цитированных выше исследований <sup>12—14, 17</sup>, а также другие данные, опубликованные в литературе <sup>27, 28</sup>. К сожалению, до настоящего

времени результаты измерений выше 1000 км весьма немногочисленны, для области высот порядка 1—6 тысяч км нами вообще не обнаружены соответствующие данные. Тем не менее, общая картина изменения энергии «тепловых» частиц с высотой рисуется довольно определенно.

До высоты  $Z \sim 1000$  км накоплено очень большое число данных. Нами цитируется лишь несколько источников. В различных условиях температура колеблется в указанных на рис. 8 пределах: при  $Z \sim 300$ —400 км, т. е. в области главного максимума,  $\kappa T_{\text{eff}} \sim 0,05$ —0,1 эв, а при  $Z \sim 1000$ —1200 км  $\kappa T_{\text{eff}} \sim 0,1$ —0,3 эв. Одно из наиболее важных свойств этой области внешней ионосферы состоит в том, что при  $Z \sim 200$ —700 км температура ионов  $T_i$  не равна температуре электронов  $T_e$ . Здесь ионосфера неизотермична, максимальное отличие наблюдается при  $Z \sim 250$ —350 км, в ряде случаев  $T_e \sim (3—4)T_i$ . Эти результаты были получены из анализа энергетических спектров «кликогерентно» рассеиваемых ионосферой радиоволны<sup>12, 13</sup>. Неизотермичность может быть следствием влияния или, наоборот, причиной появления электрических полей. С другой стороны, можно допустить нарушение квазинейтральности:  $N_e \neq N_i$ . Естественно также ожидать, что в этой области нарушается равновесное максвелловское распределение скоростей частиц. Нам не известны, однако, результаты опытов, которые указывали бы на эти нарушения. Вместе с тем для более высоких областей ионосферы (см. ниже) такие данные имеются.

Наличие при  $Z \sim 200$ —700 км «горячих», ускоренных электронов должно способствовать неустойчивости плазмы, возбуждению в ней волн и колебаний — облакообразованию ионосферы. Исследования этого круга вопросов представляют большой интерес (см. § 4).

Выше 10 тысяч км, как видно из рис. 8, быстро возрастает эффективная температура от  $\kappa T_{\text{eff}} \sim 1$  эв до  $\kappa T_{\text{eff}} \sim 10$  эв на высоте  $Z \sim 30$  тысяч км\*). При  $Z \sim 30$ —40 тысяч км энергия частиц остается почти постоянной. Интересно отметить, что такой ход  $\kappa T_{\text{eff}}$  качественно хорошо гармонирует с ходом электронной концентрации (см. рис. 1). В области колена, где происходят быстрые изменения  $N(Z)$  и состояние плазмы нестационарно, быстро изменяется также энергия частиц. Приведенные здесь данные для больших высот получены главным образом из анализа результатов измерений, выполненных в последнее время на OGO-A<sup>17</sup>. При их рассмотрении можно обратить внимание еще на весьма важное обстоятельство.

В работе<sup>17</sup> приводятся результаты определения потоков  $(\bar{N}v)_i$ , концентрации  $N_i$  положительных ионов и потоков электронов  $(\bar{N}v)_e$  на расстояниях от Земли в 20—160 тысяч км. Значения  $\kappa T_{\text{eff}}$  на рис. 8 нами были получены из отношения  $(\bar{N}v)_i/N_i$ . Результатов измерений для электронов значительно меньше. Однако можно заметить, что для всех приводимых данных  $((\bar{N}v)_e/(\bar{N}v)_i) \sqrt{m/M} > 1$ . Это отношение изменяется в пределах 1—2,6 и в среднем равно 1,6. Укажем, что в граничной области внешней ионосферы на высотах в 20—30 тысяч км это отношение изменяется в пределах 1,3—1,6. Поскольку всюду в рассматриваемой области высот  $v_i > V_0$  ( $V_0$  — скорость спутника), то указанное неравенство свидетельствует о том, что плотность энергии электронов больше плотности энергии ионов. Их разность,

$$\Delta W \simeq (N\kappa T)_e - (N\kappa T)_i \sim 100 \text{--} 1000 \text{ эв}.$$

\*) Данные работы<sup>61</sup> подтверждают, что при  $Z \sim 30$  тысяч км температура достигает не 10 эв, а порядка 2 эв (см. 14 и рис. 8) и мало изменяется до  $Z \sim 100$  тысяч км. Эти данные расходятся с результатами работы<sup>17</sup>.

Если теперь на минуту предположить, что это обусловлено полностью тем, что здесь отсутствует квазинейтральность  $N_e \neq N_i$  и  $\Delta W \sim E_0^2 8\pi$ , то получается напряженность электрического поля  $E_0 \sim 1-4 \cdot 10^{-2}$  в см, т. е. интенсивное электрическое поле. Насколько верно это важное следствие, покажут будущие опыты. Следует отметить, что в общем оно согласуется с общей картиной нестационарного состояния плазмы на этих высотах, а также со следующими результатами исследования внешней ионосферы.

На расстояниях от Земли в 12—25 тысяч км анализ частот обрезания так называемых носовых свистящих атмосфериков (см. § 3) позволил получить дифференциальный энергетический спектр для электронов — распределение частиц по скоростям в области энергии в 200 — 2000 эв<sup>7</sup>. На рис. 9 приведены соответствующие результаты, где дана зависимость

$$\left( \frac{df}{dv} \right)_{v_Z = -v_0} = \frac{2\pi}{v_0} \int_0^\infty f(v_r, v_Z = -v_0) v_r dv_r$$

от  $E_u = M v_0^2/2$ , где  $f(v_Z, v_r)$  — функция распределения в цилиндрической системе координат ( $v_Z$  направлена вдоль магнитного поля) и  $\int_0^\infty dv_r \int_{-\infty}^\infty dv_Z f(v_r, v_Z) = 1$ .

Кратко об этом методе анализа результатов измерений см. в § 3. Из рис. 9 вытекает, что

$$\left( \frac{df}{dv_Z} \right)_{v_Z = -v_0} \sim \frac{1}{v_0^2} \sim E_u^{-1}.$$

Отметим, что для максвелловского распределения скоростей

$$\left( \frac{df}{dv_Z} \right)_{v_Z = -v_0} \sim v_e^2 \exp \left( -\frac{v_0^2}{v_e^2} \right).$$

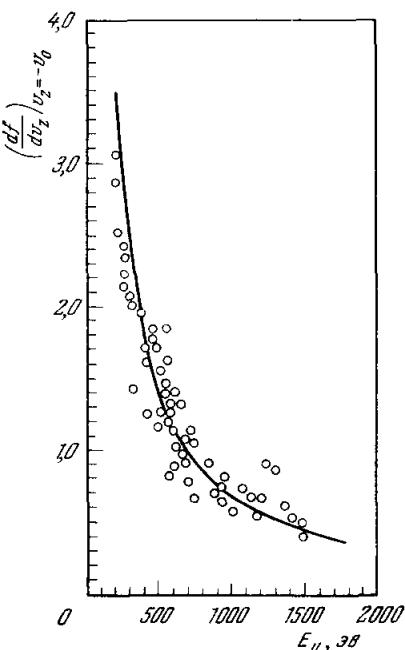


Рис. 9.

Мы видим, что полученные данные приводят к весьма важному следствию, а именно: в граничных областях внешней ионосферы и выше существенно нарушается максвелловское распределение скоростей. Распределение имеет в хвосте электроны повышенной энергии. Подъем хвоста распределения (ускорение электронов) возможно и обязан электрическому полю, указанному выше. Можно, естественно, допустить, что не весь хвост приподнят, а что он имеет лишь дополнительный максимум или максимумы в указанной области энергии, обусловленные пучками электронов различного типа. Оба случая, как известно, способствуют усилению неустойчивости плазмы.

### § 3. О НЕКОТОРЫХ МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Рассмотрим кратко теоретические методы обработки результатов измерений, с помощью которых получен, в частности, ряд использованных выше данных. При этом отметим некоторые недочеты и трудности этих методов.

### А. Исследования с помощью низкочастотных волн

Этот метод кажется автору одним из наиболее перспективных. Анализ характера распространения низкочастотных волн в приземной плазме вскрывает основные ее физические свойства, а все это направление в целом физически глубоко адекватно соответствующей проблеме.

В настоящее время, говоря об изучении ионосферы с помощью низкочастотных волн, прежде всего имеют в виду исследования свистящих атмосфериков. В теории плазмы их иногда называют спиральными волнами; они охватывают диапазон частот  $\Omega_H \ll \omega < \omega_H$ , и, кроме того, их частота удовлетворяет условию  $\omega^2 \ll \omega_0^2/\omega_H$ . Известно, что эти исследования основаны на анализе осцилограмм, регистрирующих дисперсию сигналов, излучаемых молниевыми разрядами при их распространении по длинным путям в ионосфере. Именно, изучается зависимость времени группового запаздывания спектра волн сигнала

$$\tau(\omega) = \int_{(s)} \frac{ds}{U(s)} = \frac{1}{c} \int_{(s)} n_g ds$$

от частоты, где  $U(s)$  — групповая скорость,  $n_g = n + \omega dn/d\omega$  — так называемый групповой коэффициент преломления,  $n$  — коэффициент преломления,  $ds$  — элемент пути, а интеграл берется вдоль траектории распространения волны. Постулируется, что траектория совпадает с линией магнитного поля, так как свистящие атмосферики регистрируются в точках, расположенных на противоположном конце магнитной силовой линии, которая начинается в районе излучения молниевого разряда — источника волн<sup>4</sup>. Следует, однако, отметить, что вопрос о причинах канализации этих волн вдоль линий магнитного поля остается недостаточно ясным и требует дальнейших исследований, так как волны этого типа могут хорошо распространяться в плазме в широком створе углов относительно магнитного поля. Можно полагать, что такому гидрированию спектра волн свистящих атмосфериков способствуют ионизованные облака продолговатой формы, расположенные вдоль магнитного поля. Вопрос о поисках таких неоднородных образований и об их исследовании до самой внешней окраины ионосферы является поэтому очень интересным.

На рис. 10 изображены группы свистящих атмосфериков. Эти сигналы, имеющие две ветви, называны носовыми свистами, а частоты  $\omega_N/2\pi$ , на которых времена запаздывания имеют минимум — носовыми частотами.

Диапазон частот свистящих атмосфериков, изображенных на рис. 10, соответствует части спектра волн, излучаемых молниевым разрядом, и в различных опытах изменяется в пределах  $\omega/2\pi \sim 1-10 \text{ кгц}$ . Распространение волн этого типа определяется в плазме главным образом движением электронов. Поэтому мало затухают волны с правым вращением поляризации, соответствующие необыкновенной волне.

Однако спектр сигналов, излучаемых молниевыми разрядами, значительно шире указанного диапазона частот. Около Земли спектр атмосфериков изменяется от единиц до нескольких десятков килогерц<sup>29</sup>. С другой стороны, волны низкой частоты, вплоть до герцовских волн, хорошо проходят во внешнюю ионосферу<sup>30</sup>. Наряду с этим хорошо известно, что на частотах, меньших гироколпической частоты ионов  $\Omega_H$  в плазме, могут распространяться уже две волны. Одна из них есть необыкновенная волна, указанная выше, которая при  $\omega \ll \Omega_H$  есть быстрая магнитозвуковая волна. Другая волна, распространение которой определяется движением ионов, имеет правое вращение поляризации (обыкновенная волна),

она возникает как ионно-циклотронная волна и на частотах  $\omega \ll \Omega_H$  есть альвеновская.

Поэтому важной задачей был анализ природы обрезания частот рассмотренного типа свистящих атмосфериков, а также поиски соответствующих сигналов вплоть до диапазона герцовых волн.

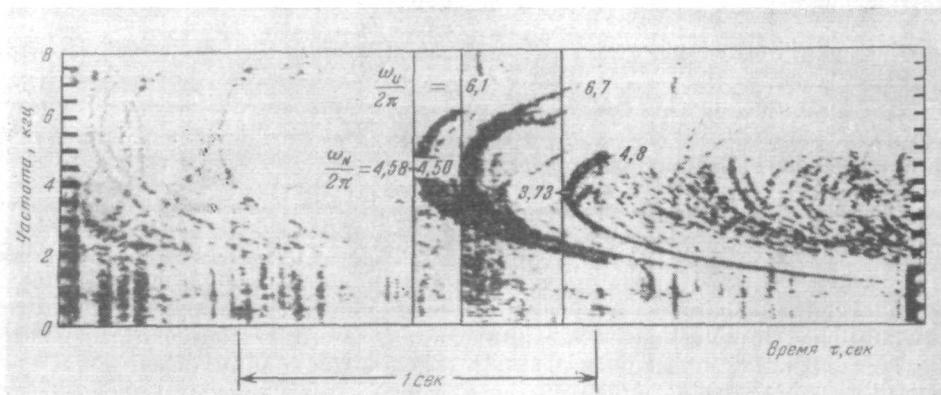


Рис. 10.

Недавно в опытах на спутниках в ионосфере обнаружены обе указанные волны в сверхнизкочастотном диапазоне частот от 100 до 500—600 гц<sup>31-34</sup>, источником которых являются молниевые разряды. Эти волны названы соответственно «электронными» и «ионными» (протонными) свистами (рис. 11). Первая из них есть «хвост» обычного свистящего атмосферика

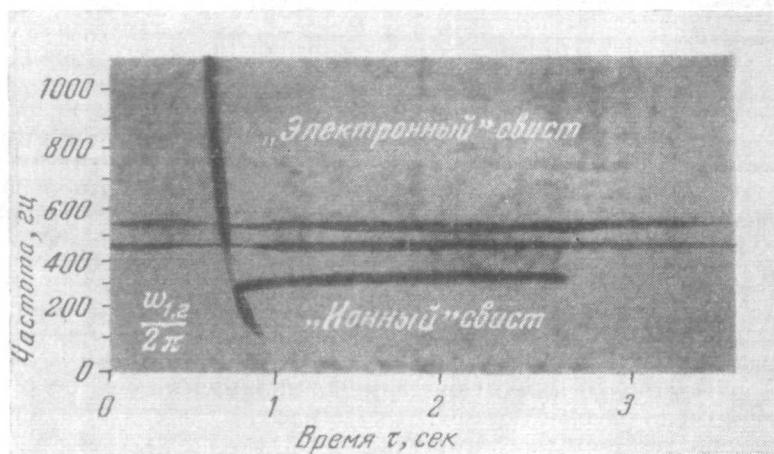


Рис. 11.

на сверхнизких частотах, прошедшего, однако, лишь относительно короткий путь от источника до спутника, вторая есть ионно-циклотронная волна, обрезаемая на гирочастоте ионов, прошедшая тот же путь.

Физическая суть метода анализа свистящих атмосфериков обоих типов и информация о структуре внешней ионосферы, которую он может давать, состоит в следующем.

По кривым дисперсии обычных сигналов прежде всего определяется электронная концентрация в апогее траектории волны по носовой частоте  $\omega_N$  и времени запаздывания  $\tau_N$ . Для этого соответствующие значения  $\omega$  и  $\tau_N$  сопоставляются с результатами расчетов семейства кривых  $\tau(\omega)$ . В расчетах задается аналитическая зависимость  $N(Z)$ . Чаще всего используются функции

$$N(Z) \sim C_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3, \quad N(Z) \sim C_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 \exp \left( \frac{R_0}{R} \right),$$

где  $R_0$  — радиус Земли и  $R$  — расстояние от ее центра. Эти функции при надлежащем выборе констант в общем хорошо согласуются с зависимостью  $N(Z)$ , которая дана на рис. 7 для  $R \sim (1 : 6) R_0$ . Они, естественно, отличаются от нее в области колена, где имеет место быстрый перепад величины  $N(Z)$ . Поэтому в дальнейшем кажется важным использовать теоретическое семейство кривых  $\tau(\omega)$ , рассчитанное для этой зависимости  $N(Z)$ , и проверить, насколько это повлияет на электронную концентрацию, определяемую по экспериментальным данным. По-видимому, такой пересмотр приведет к заметной коррекции значений  $N$  в случаях, когда наблюдается колено. Поскольку обычные атмосферики (см. рис. 10) регистрируются на частотах, значительно превышающих гиро частоту ионов  $\Omega_H$ , то в выражении коэффициента преломления можно пренебречь влиянием ионов. Однако в ряде случаев необходимо учесть влияние теплового движения электронов — кинетическую поправку к коэффициенту преломления. В итоге для реализуемого случая, когда  $\omega_0^2 \gg \omega \Omega_H$ , для продольного распространения волны имеем

$$n = \frac{\omega_0}{V(\omega_H - \omega) \omega} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{v_e}{c} \right)^2 \frac{\omega_0^2 \omega}{2(\omega_H - \omega)^3} \right], \quad (2)$$

$$n_g = \frac{1}{2} \frac{\omega_H \omega}{V \omega (\omega_H - \omega)^3} + \frac{1}{2} \left( \frac{v_e}{c} \right)^2 \frac{\omega_0^3 V \bar{\omega} \left( \frac{3}{2} (\omega_H - \omega) \right)}{2 V (\omega_H - \omega)^9}, \quad (3)$$

где  $v_e = \sqrt{2kT/m}$  — тепловая скорость электронов,  $\omega_H$  и  $\omega_0$  — гиро склоническая и ларморова частоты,  $c$  — скорость света. Несмотря на малость тепловых поправок к  $n$  и  $n_g$ , в интегралах они дают уже заметную величину. Поэтому анализ величины дисперсии в двух точках атмосферика — на носовой частоте  $\omega_N$  и верхней частоте обрезания атмосферика  $\omega_u$  (см. рис. 10) позволяет выявить влияние теплового движения электронов и определять кроме  $N$  эффективную температуру в вершине траектории волны <sup>8</sup>.

Важный вопрос, который возникает при рассмотрении обычного свистящего атмосферика (см. рис. 10) — чем определяются частоты, на которых обрезаются сигналы? Обрезание на минимальных частотах  $\omega/2\pi \sim 1 \text{ кгц}$  до настоящего времени теоретически не проанализировано. Не исключено, что соответствующая обработка результатов измерений может оказаться полезной. Анализ же частот обрезания  $\omega_u/2\pi \sim 8 : 10 \text{ кгц}$  в верхней границе свистящих атмосфериков привел к весьма важным результатам <sup>7</sup>. Это обрезание обусловлено тепловым движением электронов и соответствует резонансному — циклотронному затуханию на гиро частоте электронов  $\omega_H$ . Так как затухание происходит в вершине траектории волны, т. е. в относительно узкой области ионосферы, то соответствующая обработка свистящих атмосфериков оказывается весьма чувствительным методом для определения самого коэффициента затухания волны.

Как известно, циклотронное гирорезонансное поглощение волн происходит, когда скорости  $v_Z$  электронов вдоль магнитного поля удовлетворяют условию

$$-v_Z - v_0 - \frac{\omega_H - \omega}{\omega} \frac{c}{n}, \quad (4)$$

т. е. когда допплеровское смещение частоты, «видимое» электроном, равно  $\omega(v_0 c)/n$ . При этом коэффициент затухания волны

$$\chi = \frac{\pi}{2} e^{\frac{\omega_H - \omega}{\omega} \int \frac{df}{dv_Z} \Big|_{v_Z = -v_0}}, \quad (5)$$

где  $f$  — функция распределения и

$$\int \frac{df}{dv_Z} \Big|_{v_Z = -v_0} = 2\pi \int_0^\infty f(v_Z, v_Z = -v_0) v_r dv_r \quad (6)$$

есть дифференциальный энергетический спектр электронов, так как  $N(df/dv_Z)_{v_Z = -v_0}$  есть число частиц, имеющих скорость  $v_Z = -v_0$ . Приведенные в § 2 результаты определения энергетического спектра (см. рис. 9) и были получены из величины  $\chi$ , рассчитанной по значениям частот обрезания  $\omega_n$ .

Рассмотрим теперь метод анализа осцилограмм сверхнизкочастотных сигналов, изображенных на рис. 11. Коэффициенты преломления обеих этих волн соответственно равны, когда  $\omega < \omega_H$  и  $\omega_0^2 > \omega \omega_H$ :

$$n_1^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega \omega_H} = \frac{\Omega_{01}^2}{\omega(\Omega_{H1} + \omega)} \frac{\Omega_{02}^2}{\omega(\Omega_{H2} + \omega)} \dots, \quad (7)$$

$$n_2^2 = -\frac{\omega_0^2}{\omega \omega_H} = \frac{\Omega_{01}^2}{\omega(\Omega_{H1} - \omega)} \frac{\Omega_{02}^2}{\omega(\Omega_{H2} - \omega)} \dots, \quad (8)$$

где  $\Omega_{01}^2, \Omega_{02}^2, \dots, \Omega_{H1}, \Omega_{H2}, \dots$  — лармровы и гирокопические частоты ионов различного сорта,  $N_1, N_2, \dots, M_1, M_2, \dots$  — их концентрации и массы ( $N$  — электронная концентрация). Формулы (7) и (8) написаны без учета тепловых поправок и числа столкновений. С учетом числа столкновений всюду к символам массы  $m, M_1, M_2, \dots$  необходимо прибавить множитель  $1 - i \frac{v}{\omega}$ , где  $v$  — частота соударений частиц  $i$ -го сорта.

Формула (7) эквивалентна формуле (2), когда  $\omega < \omega_H$ , и написана с учетом ионов. Она соответствует электронной волне, коэффициент преломления которой всюду больше нуля. Коэффициент же преломления  $n_2^2$  второй волны — ионной — больше нуля лишь в дискретных областях частот. Приняв для удобства, что  $\Omega_{H1} > \Omega_{H2} > \dots$ , мы видим, что первая область  $n_2^2 > 0$  начинается при  $\omega = \Omega_{H1}$  и сохраняется до значения  $\omega$ , при котором коэффициент преломления  $n_2^2$  имеет первый нуль ( $n_2^2 = 0$ ); с дальнейшим уменьшением  $\omega$ ,  $n_2^2$  вновь становится  $< 0$ . Затем  $n_2^2$  больше нуля во второй области при  $\omega < \Omega_{H2}$  и т. д. В точках  $\omega \sim \Omega_H$   $n_2^2 \rightarrow \infty$ , т. е. здесь скорость волны сильно падает и быстро растет время запаздывания волны. Этим и объясняется кругой рост и затем почти горизонтальный ход кривой дисперсии на рис. 11 для ионного сигнала. На рис. 11 кривая дисперсии соответствует частоте ионов наименьшей массы — протонов. Мы видим, что ионные свойства атмосферы определяют гирочастоты ионов и, если известно магнитное поле, состав ионосферы. Далее, очень важной особенностью этих осцилограмм является

точка пересечения обеих кривых дисперсии, где  $n_1^2 = n_2^2$ . На рис. 11 соответствующее значение частоты в этой точке обозначено как  $\omega_{1,2}$ . Это значение частоты определяет отношение  $N_1/N$ . Так например, если учесть только влияние ионов одного сорта, можно получить из (7) и (8), что

$$\omega_{1,2} \simeq \Omega_{H1} \sqrt{1 - \frac{N_1}{N}}. \quad (9)$$

Таким образом, анализ ионных свистящих атмосфериков дает очень широкую информацию о свойствах внешней ионосферы. Представляют интерес дальнейшие исследования еще на более низких частотах, чем приводимые на рис. 11. Естественно, что регистрация таких сигналов на различных высотах позволит получать соответствующие высотные зависимости указанных величин.

Завершая этот раздел, отметим, что здесь рассмотрены лишь вопросы, связанные с изучением «пассивных» электромагнитных волн, источник которых лежит вне плазмы. Однако возможно (и в ряде случаев уже наблюдалось) собственное возбуждение самой ионосферной плазмы на низких частотах<sup>35-38</sup>. До сих пор такое излучение обнаружено на частотах от сотен до нескольких тысяч герц. Важны, однако, поиски соответствующих «активных» волн и колебаний плазмы на частотах в области гирочастот ионов вплоть до единиц герц непосредственно в плазме (на спутниках или ракетах). Наряду с большой информацией о структуре и параметрах ионосферы, которую принесут такие исследования, они позволят вскрыть механизмы ее статистической неоднородности и облакообразования, изучать природу неустойчивости и другие важные свойства ионосферы.

### Б. Исследования «некогерентного» рассеяния радиоволн

Измерения интенсивности и спектров рассеиваемых плазмой радиоволн позволяют изучать разнообразные свойства ионосферы. Основная физическая суть этого метода состоит во взаимодействии радиоволны с плазмой. Поэтому результаты соответствующих измерений глубоко ее диагностируют. После первой же работы, в которой было указано на возможность таких исследований<sup>39</sup>, вскоре были осуществлены наблюдения эффекта рассеяния радиоволн в ионосфере<sup>40</sup>, а в настоящее время этим методом получено много результатов, частично приведенных выше<sup>11-13</sup>.

Суть измерений «некогерентного» рассеяния радиоволн состоит в том, что вертикально вверх излучаются короткие пакеты радиоволн большой интенсивности на частотах, значительно превышающих максимальное значение плазменной частоты ионосферы

$$\omega_{0, \text{ max}}^2 = \frac{4\pi (N_m F2) e^2}{m}.$$

Регистрируется запаздывающее обратное рассеяние этого пакета волн от различных высот ионосферы  $Z$ . Одна из первых таких осцилограмм показана на рис. 12<sup>40</sup>; на ней зарегистрировано непрерывное поле «отраженных» сигналов от различных высот ионосферы. Интегрирование интенсивности рассеянных волн на отдельных участках высоты  $\Delta Z = c \Delta t$ , что делается непосредственно с помощью интеграторов на выходе приемного устройства, приводит к осцилограммам типа изображенной на рис. 13. На осцилограмме отклонение точки по вертикали уже пропорционально интенсивности рассеянных волн в интервале  $(Z + \Delta Z)$ , и, таким образом, такая осцилограмма непосредственно дает высотную зависи-

мость энергии рассеяния. Отметим, что в одной из наиболее совершенных действующих установок по «некогерентному» рассеянию радиоволны, работающей на частоте  $50 \text{ M} \cdot \text{Гц}$ , мощность сигналов в импульсе  $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ вт}$ , площадь антennы  $8,4 \times 10^4 \text{ м}^2$ , ширина импульса  $\sim 3 \cdot 10^{-3} \text{--} 10^{-4} \text{ сек}$ . При этом излучаются поочередно через равные интервалы времени  $\tau$

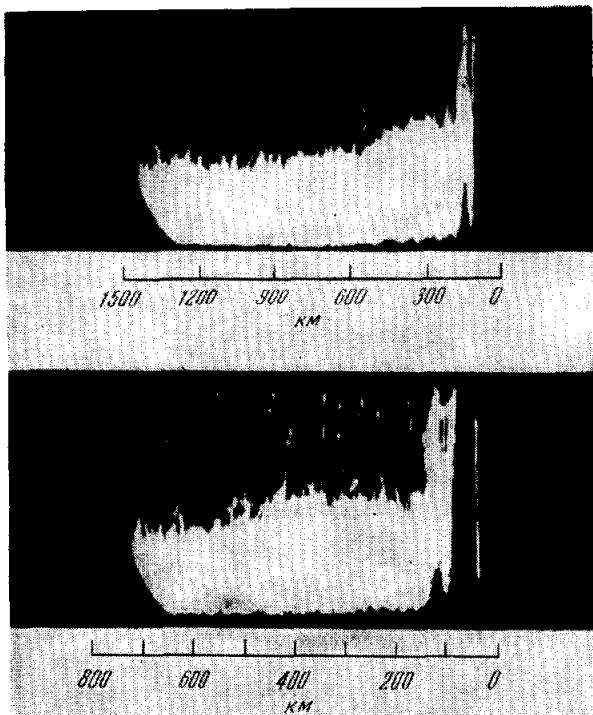


Рис. 12.

разного знака поляризованные по кругу волны <sup>12</sup>. Это позволяет определять разность фаз между обычной и необычной волнами, а также временную автокоррелятивную функцию, пропорциональную фурье-преобразованному энергетическому спектру.

Рассмотрим физический принцип метода и его возможности, имея в виду, что частота падающей волны  $\omega \gg \omega_0, \omega_{\text{ах}}$ . Рассеяние радиоволн в плазме происходит на самопроизвольных «тепловых» флуктуациях концентрации электронов  $\delta N(\omega)$ . При этом, поскольку в плазме существует самосогласованное кулоновское взаимодействие между электронами и ионами,  $\delta N(\omega)$  зависит от движения ионов. Поэтому рассеяние радиоволн в ионосфере в общем случае не может быть чисто некогерентным рассеянием томсоновского типа на свободных электронах. При взаимодействии падающей волны с плазмой проявляются ее коллективные свойства. Влияние ионов становится тем больше, чем длина волны падающего излучения  $\lambda = 2\pi c/\omega$  больше дебаевской длины волны

$$D = \sqrt{\frac{\kappa T}{4\pi Ne^2}} \simeq \frac{v_e}{\omega_0},$$

т. е. когда выполняется условие

$$\frac{\lambda}{2\pi D} \gg 1. \quad (10)$$

Таким образом, рассеяние чисто некогерентное томсоновского типа имеет место, лишь если

$$\frac{\lambda}{2\pi D} \ll 1. \quad (11)$$

В этом последнем случае дифференциальное сечение рассеяния, т. е. спектр допплеровских смещений частот

$$\Omega_s = \omega_s - \omega = kv_e = \frac{\omega}{c} v_e \quad (12)$$

рассеянных волн, имеет гауссовский характер вследствие максвелловского распределения скоростей электронов. Спектр широкий, его ширина

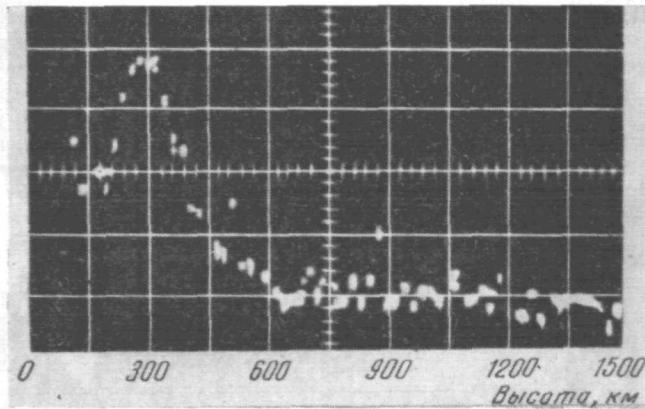


Рис. 13.

порядка  $kv_e = k\sqrt{2\pi T/m}$ . Действительно, легко заметить, что распределение обратного рассеяния по частоте на единицу объема в единице телесного угла равно

$$\sigma_{\Omega_s} d\Omega_s = N f_0(v) dv \cdot \frac{\sigma_e}{4\pi}, \quad (13)$$

где  $N$  — концентрация электронов,

$$f_0(v) = \frac{1}{V\pi v_e} \exp\left(-\frac{v^2}{v_e^2}\right)$$

— максвелловское распределение и

$$\sigma_e = 4\pi \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2$$

— изотропное сечение рассеяния электрона. Используя (12), получаем, что сечение рассеяния на единицу телесного угла равно

$$\sigma_{\Omega_s} d\Omega_s = \frac{N\sigma_e}{4\pi} \frac{1}{V\pi kv_e} \exp\left(-\frac{\Omega_s^2}{(kv_e)^2}\right) d\Omega_s, \quad (14)$$

и полное сечение рассеяния по всем частотам и углам

$$\sigma = 4\pi \int \sigma_{\Omega_s} d\Omega_s = N_0 \sigma_e, \quad (15)$$

т. е. совпадает с формулой Томсона. В этом случае рассеяние радиоволны происходит не на флуктуациях электронной концентрации, а непосредственно на электронах.

При произвольном значении  $\lambda/2\pi D$ , т. е. когда действует дебаевская экранировка электрона ионами, формулы для  $\sigma_{\Omega_s}$  значительно сложнее. Анализ результатов расчетов показывает, что рассеянное излучение представляет собой весьма гармоничную физическую картину<sup>41-43</sup>.

При произвольном значении  $\lambda/2\pi D$  полное сечение обратного рассеяния на единицу телесного угла в изотермической плазме равно

$$\sigma = \frac{N\sigma_e}{4\pi} \frac{1 + \left(\frac{2\pi D}{\lambda}\right)^2}{2 + \left(\frac{2\pi D}{\lambda}\right)^2}, \quad (16)$$

откуда мы видим, что при  $\lambda/2\pi D \gg 1$

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \frac{N\sigma_e}{2}. \quad (17)$$

Таким образом, из-за действия ионов, когда  $\lambda \gg D$ , полная энергия рассеяния по всем частотам уменьшается вдвое. Распределение же энергии рассеяния по частоте имеет ряд особенностей.

Для изотермической плазмы ( $T_e \sim T_i$ ), предполагая первоначально, что внешнее магнитное поле отсутствует, спектр рассеяния состоит из двух частей. Наибольшая часть энергии рассеяния лежит в области частот  $\Omega_s \sim kv_i$ . Это есть допплеровски уширенная основная линия спектра — ионная его часть. В электронной части спектра на частотах  $\Omega_s \sim kv_e$  интенсивность рассеяния всюду значительно меньше. При  $\lambda/2\pi D \sim 1$  в электронной части спектра начинают проявляться сателлиты — максимумы, которые при  $\lambda/2\pi D \gg 1$  становятся достаточно узкими и соответствуют ленгмюровской частоте электронов, т. е. здесь  $\Omega_s \sim \omega_0$ . Обусловлено это тем, что в этом случае флуктуации концентрации электронов происходят на продольных колебаниях электронов. Из рис. 14 видно, что  $\Omega_s$  уже достаточно близко к  $\omega_0$  даже при  $\lambda/2\pi D = 4$ . Действительно, при  $\lambda/2\pi D = 4$  мы имеем

$$\Omega_s = 3,5 kv_e \sim 3,5 \frac{2\pi D}{\lambda} \cdot \omega_0 \sim \omega_0.$$

В изотермической плазме характер спектра рассеяния существенно изменяется.

При  $T_e \gg T_i$  флуктуации электронной концентрации происходят уже на продольных ионно-звуковых волнах  $\omega = kV_s$ , где  $V_s = v_i \sqrt{T_e/T_i}$  — скорость неизотермического звука. Поэтому в спектре появляются максимумы на частотах  $\Omega_s = kv_i \sqrt{T_e/T_i}$ . Легко заметить из рис. 4, что роль ионно-звуковых волн становится заметной уже при  $T_e/T_i \sim 2$ . Этот результат теоретических расчетов спектров рассеяния сам по себе кажется весьма интересным.

В неизотермической плазме при  $\lambda/2\pi D \gg 1$  полное дифференциальное сечение на единицу телесного угла равно

$$\sigma = \frac{N_0\sigma_e}{4\pi} \frac{1}{1 + \frac{T_e}{T_i}}. \quad (18)$$

Магнитное поле  $H_0$ , как известно, приводит к увеличению типов колебаний и волн в плазме, что, естественно, должно проявляться в свойствах рассеянного излучения. Магнитное поле, однако, не влияет на

рассеянное излучение, когда направление его волнового вектора  $\mathbf{k}_s$  совпадает с  $\mathbf{H}_0$ , и становится заметным, лишь когда  $\mathbf{k}_s \perp \mathbf{H}_0$ .

Прежде всего укажем, что свойства полного дифференциального сечения рассеяния в магнитном поле остаются такими же, что и в изотермической плазме, и описываются с помощью формулы (16). Спектральное же распределение приобретает следующие особенности.

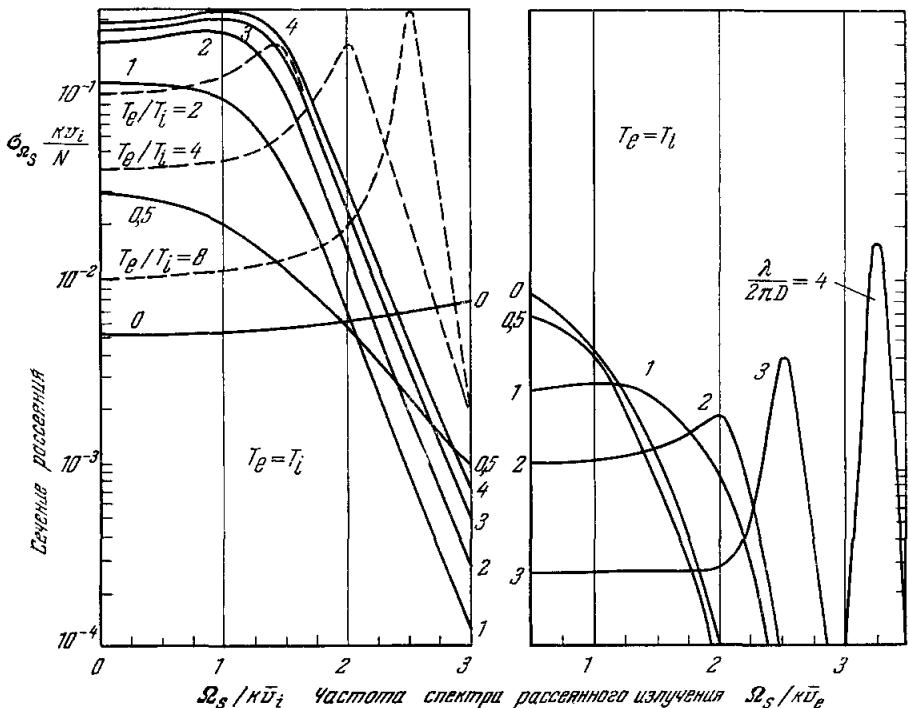


Рис. 14.

Как и в случае, когда  $\mathbf{H}_0 = 0$ , если  $\omega \gg \omega_0$ , высокочастотные флуктуации электронной концентрации  $\delta N(\omega)$  происходят на ленгмюровских колебаниях плазмы, т. е. на высокочастотных продольных волнах. Поэтому спектр рассеяния имеет максимум при  $\lambda/2\pi D \gg 1$  на гибридных частотах

$$\Omega_s^2 = \omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} (\omega_H^2 + \omega_0^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_H^2 + \omega_0^2)^2 - 4\omega_H^2\omega_0^2 \cos^2 \theta} \quad (19)$$

в электронной части спектра ( $\Omega_s \sim kv_e$ ).

В низкочастотной части спектра, когда  $\Omega_s \sim kv_i$ , при  $\mathbf{k}_s \perp \mathbf{H}_0$  в изотермической плазме спектр должен иметь максимум на частоте быстрой магнитозвуковой волны, т. е. при

$$\Omega_s = kV_A, \quad (20)$$

где  $V_A = \Omega_0/\Omega_H$  — альвеновская скорость ( $\Omega_0$  — ионная ленгмюровская частота). В сильно неизотермической плазме, когда  $T_e \gg T_i$ , рассеяние происходит также на медленных магнитозвуковых волнах, и спектр должен иметь дополнительные максимумы при

$$\Omega_s = kV_s. \quad (21)$$

Естественно, что боковые полосы появляются на гирочастотах ионов  $\Omega_H$ , соответствующих частотам ионно-циклотронных волн. Аналогичным образом в спектре должно проявляться рассеяние на альвеновских флюктуациях плазмы ( $\omega \ll \Omega_H$ ).

Рассмотренные выше кратко свойства рассеянного излучения соответствуют двухкомпонентной плазме. В многокомпонентной плазме ионная часть спектра видоизменяется, и когда начинают преобладать легкие частицы (например,  $N_i(H_i) \gg N_i(0)$ ), она уширяется.

Мы видим, что при достаточно полном теоретическом анализе регистрируемого рассеянного излучения ионосферы можно получать очень большую информацию о различных параметрах плазмы. Метод этот характерен тем, что он органическим образом зависит от колебательных свойств плазмы, и тем самым достаточно тонкий анализ спектров рассеяния может также служить для соответствующих исследований. В частности, следует иметь в виду выявление отклонений от максвелловского распределения.

Непосредственное определение отношения полной интенсивности рассеянного излучения, регистрируемого в приемном устройстве, к интенсивности падающего излучения дает полное дифференциальное эффективное сечение  $\sigma$  в единице телесного угла. Оно, как мы видим, зависит от концентрации  $N$  и отношения  $T_e/T_i$ . Если  $T_e/T_i$  достаточно велико, то его можно определить по максимумам спектра. Однако картина усложняется в многокомпонентной плазме. Поэтому независимо необходимо определять  $N$ , что можно делать по результатам измерений разности фаз  $\psi$  необыкновенной и обычной волны в заданном интервале высот. Спектр рассеянного излучения при использовании соответствующих теоретических кривых определяет также процентное содержание различных компонент плазмы. Для этого измеряется автокоррелятивная функция:

$$E(t)E^*(t+\tau) \sin \psi, \quad E(t)E^*(t+\tau) \cos \psi.$$

Фурье-преобразование  $E(t)E^*(t+\tau)$  дает энергетический спектр рассеяния.

В заключение следует отметить, что до настоящего времени в опытах по «некогерентному» рассеянию еще не извлечены все возможности этого метода. Дальнейшее углубление теоретических методов анализа результатов измерений возможно при использовании непосредственно в опытах электронно-вычислительных машин. Представляются целесообразными одновременные измерения в одной точке на нескольких частотах, таким образом подобранных, чтобы в различных областях ионосферы они переходили через значения  $2\pi D/\lambda \gg 1$ ,  $\sim 1$  и  $\ll 1$ . Важны опыты с весьма узкими пучками. В частности, это позволит выявить влияние магнитного поля на спектры рассеянного излучения.

## В. Исследования с помощью зондов типа Ленгмюра

Метод определения концентрации заряженных частиц и других параметров ионосферы по результатам измерений потока частиц, затягиваемых из окружающей среды в камеры разнообразной конструкции (масс-спектрометры, ионные ловушки, сферические анализаторы), основан на принципе зонда Ленгмюра, разработанного более 40 лет назад <sup>44</sup>. В применении к ионосфере он впервые использован в 1946 г. <sup>45</sup>. Зонд Ленгмюра, вообще говоря, элегантный и плодотворный способ исследования свойств сильно разреженной плазмы. Однако в применении к интересующим нас здесь

условиям использование этих приборов имеет ряд ограничений и требует большой осторожности.

В различных областях приземной плазмы существенно изменяются характерные параметры среды (скорость частиц, дебаевский радиус, ларморовы радиусы, потенциал тела и т. п.), и соответственно этому изменяется характер эффектов, вызванных взаимодействием движущегося тела с плазмой, возникающих в окрестности тела. Часто вообще трудно определить, в каких условиях проходили измерения, например, если неизвестен потенциал  $\Phi_0$  тела. Вместе с тем учет  $\Phi_0$  для правильного использования результатов измерений с помощью зондов может быть решающим. С другой стороны, до настоящего времени еще не разработана достаточно полная теория зондов с учетом разнообразных условий внешней ионосферы (например, с учетом магнитного поля). Поэтому в ряде случаев вообще неизвестно, как переходить от измеряемого в приборе значения  $I$  — тока на коллекторе зонда — к искомой концентрации невозмущенной среды. Этим и объясняется, например, неправильность высотного хода концентрации частиц, полученного по результатам измерений высотного хода  $I(Z)$ , приводимого в § 1. Кратко рассмотрим здесь для иллюстрации лишь некоторые особенности зондовых измерений, возникающие при определении концентрации ионов в ионосфере. Естественно, что полное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи.

При удалении зонда на большие расстояния от поверхности Земли, как, например, в опытах, описанных в работах <sup>10</sup> и <sup>21</sup>, радикальным образом изменяются физические условия, в которых происходят измерения. Поэтому теоретическая зависимость, описывающая связь между концентрацией ионов и измеряемым в приборе током  $I$ , сложным образом изменяется. В настоящее время при некоторых условиях вообще неизвестно, какие формулы можно для этого использовать. Для определенности рассмотрим условия на четырех фиксированных расстояниях от поверхности Земли, для которых основные параметры, определяющие  $I$ , даны в нижеследующей таблице:

Высота $Z$ , км	$v_i = \sqrt{\frac{2kT}{M}}$	Скорость космической ракеты, $V_0$	$\frac{V_0}{v_i}$	$D$ , см	$\rho_{He}$ , см	$\rho_{H_2}$ , см
500	$10^5$	$10^6$	10	0,6	4	$7 \cdot 10^2$
2000	$7 \cdot 10^5$	$10^6$	1,4	2,7	8	$3 \cdot 10^2$
6000	$10^6$	$8 \cdot 10^5$	0,8	7,4	24	$1 \cdot 10^3$
20 000	$3 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$	0,16	$10^2$	$1,5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^4$

Из таблицы, во-первых, непосредственно следует, что уже при  $Z \sim 2000$  км нельзя считать, что зонд движется со сверхзвуковой скоростью, здесь скорости частиц соизмеримы со скоростью тела. Поэтому при  $Z \sim 2000$  км непригодна часто используемая для  $V_0/v_i \gg 1$  формула

$$I = S e N_i V_0, \quad (22)$$

где  $S$  — эффективная площадь прибора.

На более низких высотах, где  $V_0/v_i \gg 1$ , формула (22), вообще говоря, пригодна, однако лишь впереди движущегося тела, если поверхность зонда встречается в лоб с набегающим потоком частиц. Сзади же тела образуется область разрежения. Например, вдоль его оси на расстоянии от тела в  $0,1r_0$  ( $r_0$  — радиус тела) концентрация частиц примерно в 10 раз меньше невозмущенной концентрации  $N_0$  окружающей тело плазмы,

при этом  $N$  сильно зависит от угла  $\theta$ , составляемого зондом с направлением движения тела <sup>46-48</sup>. Поэтому сколько-нибудь точное определение концентрации частиц требует знания ориентации зонда относительно вектора  $\mathbf{V}_0$  и соответствующей угловой функции. Последняя же зависит от многих факторов, в частности, от формы тела и распределения его потенциала  $\Phi_0(\theta)$ . При некоторых потенциалах сзади тела может даже возникать в окрестности оси его движения область сгущения, а сбоку от оси область разрежения. Вместе с тем потенциал тела не только неизвестен во время измерений, но вообще еще не реализованы достаточно точные методы для его определения. Поскольку тело, несущее зонд, имеет сложную геометрическую и электрическую структуру — его поверхность состоит из проводящих частей диэлектрика, полупроводников — распределение потенциала на его поверхности  $\Phi_0(\theta)$  может быть сложным. При этом не исключено, что локально  $\Phi_0$  может достигать большой величины. Если вблизи этой области помещается зонд, то это существенно повлияет на его характеристику. Из сказанного видно, что даже в областях, где  $V_0 r_i \gg 1$ , использование результатов зондовых измерений для определения концентрации весьма затруднено.

Рассмотрим теперь области больших высот. От  $Z \sim 2000$  км вплоть до  $Z \sim 6000$  км  $V_0 \sim r_i$ . Здесь к тому же дебаевский радиус становится соизмеримым с линейным размером зонда (порядка нескольких сантиметров). В этих условиях формула (22) вообще непригодна для определения концентрации частиц. Другие сколько-нибудь строгие теоретические формулы, функционально связанные  $I$  с  $N_0$ , не получены. К тому же в этой области особенно усиливается влияние магнитного поля на зондовые характеристики. Здесь ларморовы радиусы электронов становятся соизмеримыми с размером зонда, а затем и тела. В этих условиях может сильно уменьшиться поток частиц, захватываемый зондом. Частицы могут «проскальзывать» мимо зонда. Однако до настоящего времени с учетом влияния магнитного поля вообще нет необходимой теории зонда.

На расстояниях от Земли  $Z > 20000$  км дебаевский радиус становится уже больше в десятки раз размеров зонда. Кроме того, для притягивающихся частиц (положительных ионов при отрицательном потенциале тела) зонд можно рассматривать покоящимся ( $r_i \gg V_0$ ), и пригодна известная формула Ленгмюра:

$$j \simeq Se \frac{N r_i}{2 V \pi} \left( 1 + \frac{e \Phi_0}{\kappa T} \right) = j_0 \left( 1 + \frac{e \Phi_0}{\kappa T} \right). \quad (23)$$

Однако формула (23) правильна практически лишь при условии  $\frac{\kappa T}{e \Phi_0} \left( \frac{D}{\rho_0} \right)^8 \gg 1$  (см. <sup>44</sup>). С ростом потенциала поток быстро растет, а именно:

$$j = j_0 \left[ \frac{|e \Phi_0|}{\kappa T} \left( \frac{D}{\rho_0} \right)^{\frac{4}{3}} \right]^{\frac{6}{7}},$$

и уже, например, в этой области высот возможны условия, когда  $j/j_0 \sim 20$ . Поэтому соответственно в 20 раз меньшее значение концентрации частиц вызывает в приборе такой же ток, что и в случае, когда  $j$  определяется формулой (23). Вместе с тем последняя формула используется для обработки экспериментальных данных без учета конкретных условий измерений.

Таким образом, современная теория обработки результатов измерений с помощью зондов не позволяет сколько-нибудь надежно исследовать

с помощью этих методов внешнюю ионосферу, подчеркиваем, главным образом, если

$$\frac{V_0}{v_i} \leq 1, \quad \frac{D}{\rho_0} \geq 1, \quad \frac{\rho_{H_e}}{\rho_0} \sim 1, \quad (24)$$

т. е. в области высот от  $Z \simeq 1500$ —2000 км до  $Z \simeq 10\,000$ —20 000 км. На больших удалениях от Земли при  $Z > 20\,000$ —30 000 км тепловая энергия частиц уже достаточно большая ( $\kappa T_{\text{eff}} \sim 10$  эв), и, следовательно,  $e\varphi_0/\kappa T$  уже вряд ли может быть очень большим. Далее, влияние магнитного поля также должно существенно уменьшиться, поскольку  $\rho_{H_e}$  и, следовательно,  $\rho_{H_i}$  значительно больше размеров тела, так что траектории частиц относительно зонда можно считать прямолинейными. К тому же всюду уже  $D$  больше или много больше  $\rho_0$ . В итоге плотность потока определяется, как в покоящейся среде — с помощью формулы (23), и трудности использования зондов существенно уменьшаются. Следует отметить, что в ряде случаев и в наименее надежной для работы зондов зоне приземной плазмы могут оказаться благоприятные условия. Это может определяться формой тела, удачным расположением зонда относительно мало заряженной части его поверхности и т. п. Однако такие условия измерений трудно предусмотреть. Таким образом, дальнейшее повышение качества опытов с помощью зондов возможно лишь при существенном развитии теории этих измерений. При этом для полноценной обработки результатов измерений во многих случаях необходимы теоретические формулы, полученные для заданных конкретных условий опытов, а именно, учитывающих размер и форму тела, расположение зонда относительно него, электрическую структуру и отражательные свойства (степень аккомодации) его поверхности и т. п.

#### § 4. О НЕОДНОРОДНЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ ВО ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Как известно, ионосфера по своей структуре — статистически неоднородная среда. В ней, по-видимому, почти непрерывно возникают и исчезают неоднородные образования. Поэтому по своему характеру неоднородность ионосферы описывается с помощью спектров размеров неоднородных образований, спектров флуктуации их электронной концентрации, автокоррелятивной функции рассеянного излучения и т. п.<sup>49, 50</sup>. Размеры неоднородных образований  $\rho$  изменяются от сотен метров до сотен километров. Относительные флуктуации электронной концентрации

$$\delta N = \frac{\Delta N}{N_0}$$

изменяются от  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  до единиц. Наряду с этим в ионосфере, естественно, наблюдаются также неоднородные образования, изменяющиеся «медленно», которые не описываются статистически. Это главным образом крупномасштабная неоднородность ионосферы, которая описывается функционально в зависимости от времени и координат.

Статистическая неоднородность ионосферы связана тесно с колебательными, волновыми свойствами плазмы и ее взаимодействием с потоками частиц и излучения, падающими на нее. Возникновение в локальных областях некомпенсированного заряда, воздействие внешних электрических полей, нарушение равновесного распределения или изотермичности приводят к неустойчивости плазмы и возникновению того или иного типа волновых движений. Поскольку при этом основные физические параметры ионосферы (концентрация, температура, длина свободного пробега, лар-

миров радиус) зависят от высоты и от горизонтальных координат, то процессы усложняются. Во всей толще ионосферы в заданный момент времени, вообще говоря, может возникнуть континуум колебаний. К тому же, так как в ионосфере наблюдаются дрейфы, общая крупномасштабная динамика частиц, колебательные процессы могут разбиваться и может возникать турбулизация плазмы.

Мы видим, что исследование общих физических характеристик и свойств неоднородности ионосферы, в частности внешней ионосферы, представляет большой интерес. При этом важно также исследовать форму неоднородностей, характер их ориентации вдоль магнитного поля и степень их эллиптичности. В нижних областях ионосферы наблюдалась степень эллиптичности порядка 2–4, т. е. относительно слабо вытянутые неоднородности. Вместе с тем можно допустить на больших высотах существование очень сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородных образований «колбасообразного» типа, поскольку поперечная диффузия в слабостолкновительной плазме происходит значительно медленнее продольной. В частности, обнаружение таких неоднородностей позволило бы истолковать передачу свистящих атмосфериков на большие расстояния.

Высотные зависимости свойств неоднородностей вскрывают, таким образом, характер процессов, происходящих в ионосфере, и определяют основные ее параметры. Весьма важной задачей экспериментов являются одновременные измерения в локальных областях ионосферы размеров, флуктуаций концентраций неоднородных образований и частот колебаний плазмы. Такие опыты, насколько известно автору, вообще еще не ставились. Это позволит, в частности, установить тип волн, возбуждаемых в плазме, и хорошо ее диагностировать. Мы видим, что исследование неоднородной структуры ионосферы и связанных с ней волновых процессов плазмы является фундаментальной задачей. Отмечая эти обстоятельства, мы не имеем, однако, в настоящее время возможности построить сколько-нибудь стройную картину соответствующих данных, в частности, во внешней ионосфере из-за скудности и отрывочности отдельных экспериментальных результатов.

Последние исследования в области высот в 400–2500 км на ИСЗ «Электрон» с помощью когерентных радиоволн позволили построить методом анализа флуктуаций разности допплеровских смещений частоты  $\delta\Phi$  спектры размеров неоднородных образований  $W(\rho)$  и флуктуации их электронной концентрации  $W(\Delta N)$ , изображенные на рис. 15 и 16<sup>51</sup>. Однако анализ высотной их зависимости, который весьма затруднен, показал, что эти неоднородности, по-видимому, преимущественно наблюдались в нижней части внешней ионосферы. Интересно отметить, что спектр

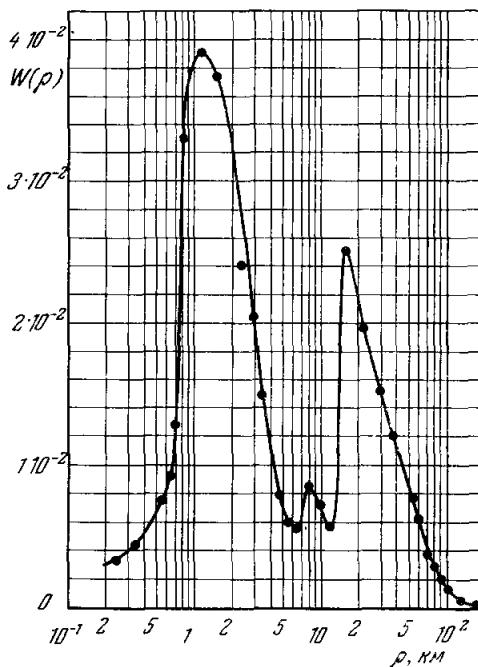


Рис. 15.

имеет три максимума при  $\rho \sim 1-3$  км, 7-10 км и 12-30 км. При этом максимум в области  $\rho \sim 12-30$  км имеет крутой фронт, что, возможно, указывает на резонансный, ударный характер возбуждения этих неоднородностей. Предварительный анализ возможных типов волн, ассоциируемых с этими неоднородностями, показывает, что это могут быть ионно-циклotronные или альвеновские волны. Однако экспериментальных данных о частотных спектрах плазмы для этих наблюдений нет. Важно отметить также, что электронная концентрация в неоднородностях меньших размеров достигает  $10^5-10^6$  эл/см<sup>3</sup>, т. е.  $\Delta N$  соизмеримо и больше

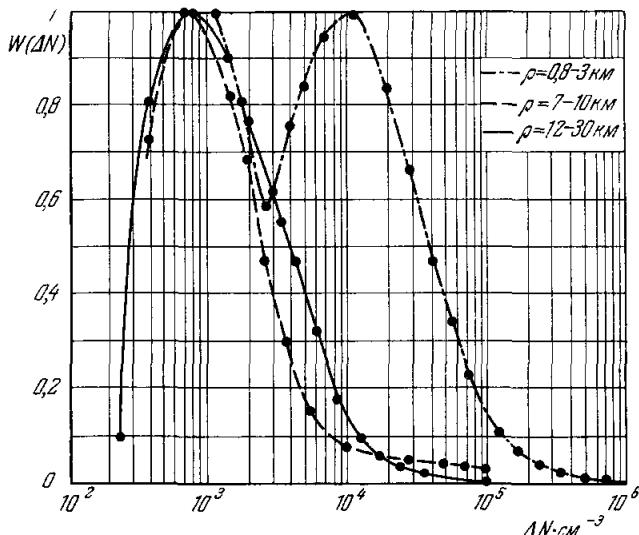


Рис. 16.

возмущенной концентрации  $N_0$ . Это указывает на интенсивный характер возбуждения неоднородностей в этих случаях.

Можно указать, что наличие неоднородных образований размером в 100-500 км до высот 700-1000 км установлено в различных работах. Однако этих данных еще мало. Для интересующих же нас здесь высот, простирающихся до границы ионосферы, почти вообще нет результатов измерений.

### § 5. ОБ УРАВНЕНИИ БАЛАНСА ИОНИЗАЦИИ ВО ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Общая картина строения ионосферы, рассмотренная выше, указывает на то, что современная теория образования ионосферы и уравнение баланса ионизации должны основываться на учете ряда новых важных обстоятельств. Они диктуются последними экспериментальными данными.

Необходимо, во-первых, иметь в виду, что движение частиц в ряде случаев немаксвелловское. В ряде областей ионосферы, по-видимому, может нарушаться квазинейтральность ( $N_e \neq N_i$ ), нарушается изотермичность ( $T_e \neq T_i$ ), могут возникать электрические поля. Кроме того, не исключено, что наряду с образованием заряженных частиц, вызванным ионизацией за счет падающего излучения (главным образом ультрафиолетового излучения Солнца), происходит приток частиц из магнитосферы, нагнетаемый потоками («выпадание» частиц), динамика которых в ионосфере может быть достаточно сложной. В итоге баланс ионизации ионосферы должен основываться на кинетическом рассмотрении и решаться

самосогласованно с уравнением Пуассона. Таким образом, исходными функциями для решения задачи образования ионосферы должны быть: высотная зависимость функции распределения частиц, электрического и магнитного полей, направленной скорости движения частиц.

Все эти зависимости, естественно, можно в первую очередь получить лишь экспериментальным путем.

Уравнение же баланса ионизации получается из кинетического уравнения следующим образом \*). Имеем для одного сорта частиц:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e \mathbf{E}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} + \frac{e}{mc} [\mathbf{v} \mathbf{H}_0] \frac{\partial f}{\partial v} = \left\{ \begin{array}{l} \text{образование} \\ \text{частиц} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{исчезновение} \\ \text{частиц} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{приток} \\ \text{частиц извне} \end{array} \right\}, \quad (25)$$

где  $f(\mathbf{v}, \mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0)$  — функция распределения и  $\mathbf{v}$  — суммарная скорость — {«тепловая»} + {направленная}.

Проинтегрируем (25) почленно. Получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial t} d^3v = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} f d^3v = \frac{\partial N}{\partial t}$$

— это есть изменение концентрации во времени. Вычисление

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} d^3v = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f d^3v = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\bar{N} \bar{\mathbf{v}}) = \operatorname{div} (\bar{N} \bar{\mathbf{v}})$$

дает перенос частиц в общем виде. Далее,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} d^3v = \mathbf{E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} d^3v = \mathbf{E} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{grad}_{\mathbf{v}} f d^3v = \mathbf{E} \oint_{S_{\mathbf{v}}} \mathbf{n}_0 f dS_{\mathbf{v}} = 0,$$

где  $dS_{\mathbf{v}}$  — элемент по поверхности в пространстве скоростей, а  $f \rightarrow 0$  при  $v_{\infty} \rightarrow \infty$ . Наконец,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} [\mathbf{v} \mathbf{H}_0] \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} d^3v &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \{[\mathbf{v} \mathbf{H}_0] f\} d^3v = \int_{-\infty}^{\infty} f \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} [\mathbf{v} \mathbf{H}_0] d^3v = \\ &= \int_{S_{\mathbf{v}}} \mathbf{n}_0 \{[\mathbf{v} \mathbf{H}_0] f\} dS_{\mathbf{v}} - \int_{-\infty}^{\infty} \{\mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{v} - \mathbf{v} \operatorname{rot} \mathbf{H}\} f d^3v = 0, \end{aligned}$$

где  $\mathbf{n}_0$  — нормаль к поверхности  $S_{\mathbf{v}}$  пространства скоростей и учтено, что  $\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} [\mathbf{v} \mathbf{H}_0] = \operatorname{div}_{\mathbf{v}} [\mathbf{v} \mathbf{H}_0]$ ,  $f \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ , а  $\operatorname{rot} \mathbf{H}_0 = 0$  и  $\operatorname{rot} \mathbf{v} = 0$ .

В итоге этих простых выкладок получаем систему уравнений баланса ионизации в привычном виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} - \operatorname{div} (\bar{N} \bar{\mathbf{v}})_e &= I - \alpha N_e N_i - \beta N_e n + \left\{ \begin{array}{l} \text{приток} \\ \text{частиц} \end{array} \right\}, \\ \frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div} (\bar{N} \bar{\mathbf{v}})_i &= I - \alpha N_e N_i. \end{aligned} \quad (26)$$

\*) За обсуждение этого вопроса автор благодарен Л. Н. Питаевскому.

Однако к (26) необходимо добавить уравнение

$$\nabla^2\varphi = \operatorname{div}(N_e - N_i), \quad (27)$$

имея при этом в виду, что могут выполняться условия  $N_i \sim N_e = N_{0e} e^{\frac{e\varphi}{kT}}$ .

Мы видим, и это основной вывод сделанного здесь рассмотрения, что для решения системы (26) — (27) необходимо знать величины

$$\begin{aligned} \overline{(Nv)}_e &= \int v_e f_e d^3v, & \overline{(Nv)}_i &= \int v_i f_i d^3v, \\ N_e &= \int f_e d^3v, & N_i &= \int f_i d^3v, \end{aligned} \quad (28)$$

т. е. прежде всего функции распределения. Для определенности в (26) мы имеем в виду, что образование частиц

$$I \sim \sigma n \frac{S_\infty}{(hv)}, \quad (29)$$

(т. е. ионизация) происходит за счет падающего ультрафиолетового излучения ( $n$  — концентрация нейтральных частиц), а исчезновение частиц происходит через фоторекомбинацию и прилипание электронов.

Институт земного магнетизма, ионосфера и распространения радиоволн АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. R. O. Storey, Phil. Trans. Roy. Soc. A246, 113 (1953).
2. G. Mek. Allcock, J. Atmosph. Terr. Phys. 14, 158 (1958).
3. R. L. Smith, J. Geophys. Res. 66, 3710 (1961).
4. L. R. O. Storey, Ann. de Géophys. 14, 144 (1958).
5. D. L. Carpenter, J. Geophys. Res. 67, 135 (1962); 68, 1675 (1963); 71, 693 (1966).
6. J. J. Angerami, D. Carpenter, Report on Equatorial Aeronomy, p. 311 (1965); J. Geophys. Res. 71, 711 (1966).
7. H. B. Leimohn, F. L. Scarf, J. Geophys. Res. 69, 883 (1964).
8. H. Guthart, Radio Science 69D, 1417 (1965).
9. D. A. Gurnett, S. D. Shawhan, N. M. Budge, R. L. Smith, J. Geophys. Res. 70, 1965 (1965); 71, 741 (1966).
10. К. И. Григорауз, Искусственные спутники Земли, № 12, 105 (1961) (см. также патент на открытие, № 27, Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 12, 1964).
11. K. L. Bowles, J. Res. Natl. Bur. Stand 65D, 1 (1961).
12. D. T. Farley, K. L. Bowles, NBS Report, 8489 (1964).
13. J. V. Evans, J. Geophys. Res. 67, 4914 (1962).
14. G. P. Sergi, K. Mager, NBS Report, 8824 (1965); Space Research 5, 564 (1964).
15. В. И. Слыши, Косм. иссл. 3, 760 (1965).
16. R. C. Sagalyn, M. Smid, J. Geophys. Res. 69, 1809 (1964).
17. R. C. Sagalyn, M. Smid, Preprint (1965).
18. Я. Л. Альперт, В. М. Синельников, Геомагн. и аэроном. 5, 209 (1965); Plan. Space Sci. 14, 313 (1966).
19. В. А. Мисюра, Г. К. Соловьевников, В. М. Мигунов, Косм. иссл. 3, 595, 604 (1965).
20. В. Г. Истомин, Исследования космического пространства. Труды Всесоюзной конференции по физике космического пространства (Москва, 10—16 июня 1965 г.), М., изд-во «Наука», 1965, стр. 192.)
21. H. A. Tialog, H. G. Brington, C. R. Smith, Preprint, Godard Space Flight Center (1965); J. Geophys. Res. 70, 5769 (1965).
22. В. Г. Курт, Исследования космического пространства. Труды Всесоюзной конференции по физике космического пространства (Москва, 10—16 июня 1965 г.), М., изд-во «Наука», 1965, стр. 576.
23. J. P. MacLuge, Equatorial Aeronomy, p. 170 (1965).
24. V. C. Pineo, D. P. Hupke, G. H. Millman, J. Geophys. Res. 68, 9695 (1963).
25. K. L. Bowles, Space Research, p. 253, 1963.
26. R. A. Goldberg, J. Geophys. Res. 70, 655 (1965).

27. K. C. W. Champion, *Air Force Surveys in Geophysics*, N 164 (1965).
28. Я. Л. Альперт, *Распространение радиоволн и ионосфера*, М., Физматгиз, 1960; Consultants Bureau, USA, 1962.
29. Г. А. Михайлова, *Геомагн. и аэроном.* 2, 257 (1962); 5, 183, 179 (1965).
30. Д. С. Флигель, *Геомагн. и аэроном.* 2, 886 (1962).
31. R. L. Smith et al., *Nature* 204, 274 (1964).
32. S. D. Shawhan, *J. Geophys. Res.* 71, 29 (1966).
33. S. D. Shawhan, D. A. Gurnett, *J. Geophys. Res.* 71, 46 (1966).
34. D. A. Gurnett, S. D. Shawhan, *J. Geophys. Res.* 71, 741 (1966).
35. N. M. Brice, R. L. Smith, *Nature* 203, 926 (1964).
36. J. S. Belrose, R. E. Barrington, *Nature* 203, 926 (1964).
37. D. A. Gurnett, B. J. Brien, *J. Geophys. Res.* 69, 65 (1964).
38. F. L. Scarf, G. M. Crook, R. W. Fredericks, *J. Geophys. Res.* 70, 3045 (1965).
39. W. E. Gordon, *Proc. JRE* 46, 1824 (1958).
40. K. L. Bowles, *Phys. Rev. Letts.* 1, 454 (1958).
41. J. A. Fajer, *Canad. J. Phys.* 38, 1114 (1960); 39, 716 (1961).
42. D. T. Farley, J. D. Dougherty, D. W. Ваггон, *Proc. Roy. Soc. A* 263, 238 (1961).
43. А. Н. Ахиезер и др., *Коллективные колебания плазмы*, М., Атомиздат, 1964.
44. I. Langmuir, H. M. Mott-Smith, *General. Electric Rev.* 27, 449, 538, 616, 762, 810 (1924); *Phys. Rev.* 28, 727 (1926).
45. G. Hock, N. W. Spence, W. G. Dow, *J. Geophys. Res.* 58, 235 (1953).
46. Я. Л. Альперт, А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, *Искусственные спутники в разреженной плазме*, М., изд-во «Наука», 1964; *Space Physics with Artificial Satellites* Consultants Bureau, USA (1965).
47. Я. Л. Альперт, *Геомагн. и аэроном.* 5, 3 (1965); *Space Sci. Rev.* 4, 373 (1965).
48. А. В. Гуревич, Л. В. Парийская, Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ* 49, 647 (1965).
49. Я. Л. Альперт, *УФН* 49, № 1 (1953); *ЖЭТФ* 21, 38 (1951).
50. J. A. Ratcliffe, *Rep. Progr. Physics* 19, 188 (1957).
51. Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, П. А. Митяков, В. О. Рапопорт, Ю. А. Сazonov, А. Ф. Тарасов, *Исследования космического пространства. Труды Всесоюзной конференции по физике космического пространства* (Москва, 10-16 июня 1965 г.), М., изд-во «Наука», 1965, стр. 581.
52. R. W. Klecby, T. E. Van Zant, *Nature* 197, 641 (1963).
53. J. W. King, *Proc. Roy. Soc. A* 281, 464 (1964).
54. J. O. Thomas, A. Y. Sader, *J. Geophys. Res.* 69, 4561 (1964).
55. A. K. Paul, J. W. Wright, *J. Geophys. Res.* 69, 1431 (1964).
56. T. J. Durney, W. W. Farley, *J. Geophys. Res.* 70, 5361 (1965).
57. T. M. Watt, *J. Geophys. Res.* 70, 5849 (1965).
58. R. E. Barrington, J. S. Belrose, G. L. Nelms, *J. Geophys. Res.* 70, 1647 (1965).
59. D. B. Muldrew, *J. Geophys. Res.* 70, 2635 (1965).
60. Я. Л. Альперт, Л. Н. Витшас, В. М. Синельников, *Геомагн. и аэрон.* 5, 649, 1965.
61. G. P. Serbu, K. Maior, *Goddard Space Flight Center*, X-615-66-92, 1966.
62. T. Obayashi, *Report Ion. Space Res. Japan* 19, 214 (1965).

- - - - -

