

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА ОБ ИССЛЕДОВАНИЯХ ИОНОСФЕРЫ

III. НЕКОТОРЫЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

Я. Л. Альперт

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	309
1. Связь ионизации слоя F_2 с геомагнитной широтой	310
2. Приливные явления в ионосфере, вызываемые Луной	315
3. Метеоры и их влияние на ионизацию ионосферы	321
4. О неоднородной структуре ионосферы и движениях в ней	325
5. Колебания плазмы и возможное их влияние на распространение радиоволн в ионосфере	329
6. Новые данные о нелинейных эффектах	334
Краткое заключение	335

ВВЕДЕНИЕ

В рамках предыдущих статей^{1,2} не представлялось возможным рассмотреть некоторые ещё мало исследованные вопросы физики ионосферы, которые, возможно, будут играть существенную роль в дальнейшем развитии этой области. Кроме того, ввиду ряда существенных трудностей, возникающих при изучении ионосферы, частично уже очерченных ранее², важно особенно внимательно относиться к новым экспериментальным данным, которые на первый взгляд могут казаться нам и второстепенными.

Поэтому в этой статье рассматриваются некоторые явления, встречающиеся при исследованиях ионосферы, лишь кратко упомянутые или совсем не рассмотренные в предыдущих разделах. Кроме того, за истекшее время, с момента выхода цитированных выше статей, появились, или стали известными автору, некоторые работы, содержащие новые результаты, которые по мере возможности также излагаются в этой статье.

¹ УФН, т. XXXVIII, вып. 3

1. СВЯЗЬ ИОНИЗАЦИИ СЛОЯ F_2 С ГЕОМАГНИТНОЙ ШИРОТОЙ

В предыдущих разделах уже приводились основные данные слоя F_2 , хорошо изученные в настоящее время на большом экспериментальном материале. Там же были отмечены и частично проанализированы трудности, которые возникают при толковании экспериментальных данных. В частности, было указано на наличие так называемого «долготного эффекта» в ионизации слоя F_2 , физические причины и характер которого ещё не изучены достаточно полно. Этот эффект заключается в том, что в двух различных пунктах, расположенных на одинаковой широте, средние значения степени ионизации слоя F_2 для одинаковых моментов местного времени (скажем, среднемесячные полуденные значения) отличны друг от друга. Это показывает, что степень ионизации слоя изменяется с изменением долготы.

Кроме того, из дальнейшего анализа экспериментальных данных также выяснилось, что для фиксированного значения долготы полученные значения степени ионизации слоя F_2 неодинаковы на одинаковых широтах южного и северного полушария.

Таким образом было уже давно установлено³, что ход ионизации слоя F_2 не имеет простой зависимости от высоты Солнца над горизонтом и не совпадает с тем, который наблюдается для слоёв E и F_1 .

В свете сказанного вызывает интерес установленная в последнее время связь между значениями степени ионизации максимума слоя F_2 и геомагнитной широтой или магнитным наклоном.

Получение достаточно надёжной зависимости подобного типа стало возможным благодаря использованию результатов измерений большого количества ионосферных станций (более 50—60), пункты расположения которых довольно плотно заполняют в настоящее время карту земного шара.

Для анализа долготной или широтной зависимости ионизации слоя, естественно, целесообразно первоначально рассматривать данные, соответствующие условиям симметричной освещённости земного шара относительно географического экватора. По этой причине обработка данных об ионизации слоя F_2 в первую очередь проводилась для марта и сентября — месяцев равноденствия. В литературе приводились эти данные⁴⁻⁷ для разных лет; некоторые из результатов изображены на усреднённых кривых рис. 1 и 2. На рис. 1 приведён ход среднемесячного полуденного значения ионизации n_{em} максимума слоя F_2 в зависимости от значения геомагнитной широты, а на рис. 2 представлена соответствующая кривая n_{em} в зависимости от магнитного наклона.

На рисунках не нанесены сами экспериментальные точки, имеющие относительно небольшие разбросы около этих кривых.

Из приведённых рисунков видно, что в окрестности магнитного экватора степень ионизации максимума слоя F_2 имеет меньшие значения, чем в других местах тропической зоны — здесь критические

частоты слоя F_2 имеют минимум. В литературе⁵ отмечается, что более детальное рассмотрение ионосферных данных для экваториальной зоны показывает, что здесь наиболее выражено раздвоение слоя F (на F_1 и F_2), который является при этом в целом более протяжённым и больше похож по своей структуре на летний слой F на средних широтах.

Максимумы степени ионизации n_{eM} в общем симметрично расположены относительно магнитного экватора. По различным данным они находятся между $14-18^\circ$ или $28-38^\circ$ для кривых, относящихся соответственно к геомагнитной широте (рис. 1) или к магнитному наклонению (рис. 2). Что же касается величин самих максимумов n_{eM} , то несмотря на то, что из данных можно предположить их равенство (что и изображено на приведённых кривых), достаточной уверенности в этом ещё нет из-за неполноты экспериментальных данных.

С увеличением географической широты долготный эффект вообще постепенно исчезает, поэтому ход n_{eM} на высоких широтах более соответствует ходу географической, чем геомагнитной широты.

Геомагнитный эффект наблюдается, как указывают некоторые авторы^{4,6}, не только для полуденных значений n_{eM} , но сказывается и на других дневных характеристиках слоя F_2 . Из некоторых же данных, относящихся к ночному времени⁵, следует, что ход полуденных значений n_{eM} не имеет двухгорбого характера, однако также симметричен относительно магнитного экватора.

Таковы основные известные факты, характеризующие этот эффект, который, как видно из приведённых рисунков, является весьма существенным, поскольку значения степени ионизации n_{eM} на экваторе и в области максимумов n_{eM} отличаются по величине более чем в два раза. Поэтому анализ этого явления и дальнейшее всестороннее

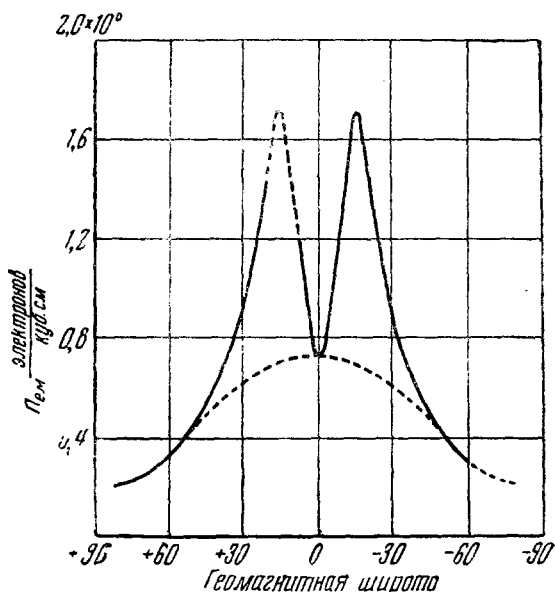


Рис. 1. Зависимость среднемесячного полуденного значения ионизации n_{eM} максимума слоя F_2 в функции геомагнитной широты.

экспериментальное его исследование может представить большой интерес для изучения процессов, происходящих в слое F_2 .

Остановимся на объяснении этого явления, которое было лишь кратко высказано в литературе ⁷ и не подверглось достаточному анализу.

Так как рассматриваемое явление состоит в том, что степень ионизации слоя F_2 зависит от магнитного поля Земли, то естественно предположить, что

ионизация слоя частично вызвана потоком заряженных частиц, приходящих в верхние слои атмосферы и управляемых магнитным полем Земли. Однако при этом сталкиваются с трудностью, заключающейся в том, что для того, чтобы такой корпускулярный поток, исходящий от Солнца, достиг низких широт, необходимо, чтобы скорости его частиц были близки к скорости света, а в этом случае их проникающая способность будет очень большой, и они не будут ионизовать атмосферу в области слоя F_2 . Имеющиеся же данные ука-

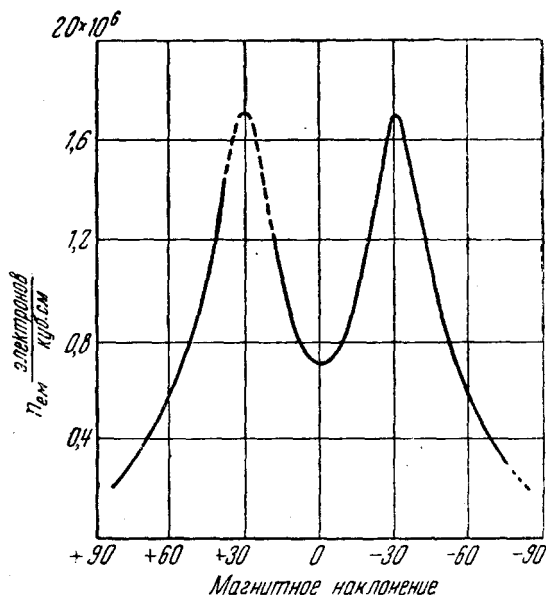


Рис. 2. Зависимость среднемесячного полуденного значения ионизации n_{em} максимума слоя F_2 в функции магнитного наклонения.

зывают на то, что скорости этих частиц невелики ⁸ (порядка 500—600 км/сек). Кроме того известно, что до настоящего времени не обнаружено сильного влияния корпускулярного излучения Солнца на степень ионизации ионосферы. Таким образом, эта возможность объяснения геомагнитного эффекта, повидимому, отпадает.

В упомянутой выше заметке ⁷ автор полагает, что поток заряженных частиц, дополнительно ионизирующий слой F_2 , образуется в верхней части атмосферы, выше слоя F_2 , где имеется уже заметное количество газа. В этой области атмосферы количество соударений мало и длина свободного пробега ионизованных частиц весьма велика. Эти заряженные частицы, образуя спиральные траектории около линий магнитного поля Земли, вместе с тем канализируются вдоль этих силовых линий. Таким образом заряженные частицы, образованные в области магнитного экватора, будут направляться магнит-

ным полем Земли к северу и югу и, приходя в область слоя F_2 , дополнительно его ионизовать. Этим и обуславливается появление симметрично расположенных максимумов ионизации в дневные часы.

Естественно, что с удалением от магнитного экватора влияние этих частиц исчезает.

В приведённом объяснении рассматриваемого эффекта автор использует выдвинутую в своё время⁹ так называемую ультрафиолетовую теорию северных сияний, которая, однако, оказалась негодной для их объяснения. Для того чтобы магнитные силовые линии, приходящие в нижние части земной атмосферы около полюсов, исходили от магнитного экватора, необходимо, чтобы они у экватора располагались на высоте порядка 30—40 тысяч км, где заведомо нет атмосферы и где не может образоваться большое число заряженных частиц. Что же касается рассматриваемого эффекта, то, по подсчётам автора⁷, силовые линии, приходящие в области максимумов степени ионизации слоя F , достигают на магнитном экваторе высот лишь порядка 800—1200 км, где заведомо имеется атмосфера, что подтверждается хотя бы наблюдаемыми на таких высотах полярными сияниями.

Таким образом, выдвигаемая точка зрения может оказаться вполне правдоподобной для объяснения геомагнитного эффекта слоя F_2 .

Обратимся к некоторым следствиям этой теории, которые представляется важным выяснить для её апробации и развития, а также для более полного изучения геомагнитного эффекта.

Из приведённых выше рисунков видно, что в областях максимумов ионизации значения n_{eM} в 2—2,5 раза больше соответствующих значений у геомагнитного экватора. Нетрудно показать (см., например, формулы (2.9) и (4.10) в²), что отношение энергии $S_{\infty} \cos \chi_0$, идущей на ионизацию столба слоя F_2 сечением в 1 см^2 на экваторе, к энергии $(S_{\infty} \cos \chi + S_{\text{доп}})$, идущей на ионизацию слоя F_2 в области максимума n_{eM} , равно

$$\frac{S_{\infty} \cos \chi_0}{S_{\infty} \cos \chi + S_{\text{доп}}} = \frac{\int n_{e0}^2 dz}{\int n_e^2 dz}, \quad (1.1)$$

где χ_0 и χ соответственно значения высоты Солнца в рассматриваемой точке на геомагнитном экваторе и в точке, где n_{eM} имеет максимум, а S_{∞} — солнечная энергия в области частот, идущей на ионизацию F_2 . Если теперь предположить, что дополнительная ионизация слоя F_2 за счёт бомбардировки заряженными частицами происходит во всём слое одинаково, скажем, так, что $\frac{n_{e0}(z)}{n_e(z)} = \text{const.}$, то, воспользовавшись данными, приведёнными на рис. 1, получаем для соответствующих значений χ :

$$S_{\text{доп}} \simeq (3 \div 5) \cdot S_{\infty}, \quad (1.2).$$

т. е. что энергия $S_{\text{доп}}$ бомбардирующих частиц в $(3 \div 5)$ раз больше энергии S_{∞} , идущей непосредственно на ионизацию слоя F_2 на экваторе. С другой стороны, так как слой F_2 ионизируется областью спектра $800 - 900 \text{ \AA}$ и меньше, то для того, чтобы энергия бомбардирующих частиц, которые вызывают дополнительную ионизацию F_2 , была достаточной, необходимо, чтобы эти частицы образовывались ультрафиолетовым излучением Солнца в области спектра $400 - 450 \text{ \AA}$ и меньше.

Таким образом видно, что для того, чтобы этот эффект действительно вызывался быстрыми заряженными частицами, образованными в самой атмосфере, необходимо, чтобы суммарная энергия этих частиц была достаточно большой. Если предположить, как это было сделано выше, что весь слой в целом дополнительно ионизируется примерно одинаково на разных высотах и что при этом в области максимумов n_{em} не происходит сколько-нибудь значительная концентрированная канализация бомбардирующих частиц (т. е. что не происходит фокусировка этих частиц), то из приведённых оценок вытекает весьма важное следствие. А именно, если не предполагать существования в ионосфере электрического поля, ускоряющего частицы, то энергия излучения Солнца в области частот $400 - 450 \text{ \AA}$ и меньше должна быть в $3 \div 5$ раз больше энергии в области частот $400 - 900 \text{ \AA}$.

Воспользовавшись имеющимися данными, получаем весьма важное предположение, а именно, что в области $400 - 500 \text{ \AA}$ и меньше

$$S_{\infty} \simeq 3 \div 5 \text{ эрг/см}^2\text{сек.} \quad (1.3)$$

Таким образом видно, что более детальное экспериментальное и теоретическое исследование этого явления весьма важно. Повидимому, наряду с необходимостью дальнейшей проверки с большим количеством данных уже полученных закономерностей для максимума слоя в период равноденствия, важно выяснить ход этой зависимости для различных уровней слоя, т. е. установить, как изменяется распределение ионизации слоя по высоте в разных пунктах. Важно также проследить суточный и сезонный характер этого явления.

Для того чтобы более точно оценить энергию бомбардирующих частиц, вызывающих дополнительную ионизацию F_2 , повидимому, необходимо рассчитать, какой был бы ход ионизации F_2 в зависимости от географической широты, если принять, что на экваторе (из-за близости геомагнитного экватора к географическому) ионизация вызвана только поглощением ультрафиолетового излучения и что имеет место широтный эффект по закону $\cos \chi$.

При этом получится ход ионизации, подобный пунктирной кривой, изображённой на рис. 1. Разность ординат двух кривых позволит оценить дополнительную ионизацию F_2 в разных точках земного

шара и, тем самым, более точно вычислить величины $S_{\text{доп}}$ и S_{∞} . За отсутствием необходимых данных автор лишён возможности сделать эту оценку.

Следует указать, что рассмотренное объяснение геомагнитного эффекта слоя F_2 нельзя ещё считать сколько-нибудь достоверным. Из уже имеющихся экспериментальных данных вытекают весьма существенные предположения, требующие серьёзной проверки. Таким образом, дальнейшие экспериментальные исследования и теоретическое рассмотрение этого эффекта весьма важны и, возможно, приведут к устранению ряда неясностей, возникающих при изучении слоя F_2 .

2. ПРИЛИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ЛУНОЙ

В литературе имелись сообщения, устанавливающие связь между состоянием ионосферы и движением Луны, а именно показывающие наличие связи между интенсивностью принимаемых радиосигналов и фазой Луны^{10, 11}. Была также установлена определённая зависимость между временным ходом напряжённости поля радиовещательных и других радиостанций и фазой Луны¹¹.

Уже из ранних исследований вытекало, что величина наблюдаемых эффектов слишком значительна, чтобы можно было их объяснить как следствие относительно небольших гравитационных лунных колебаний только нижней атмосферы. Однако лишь в 1939 г.

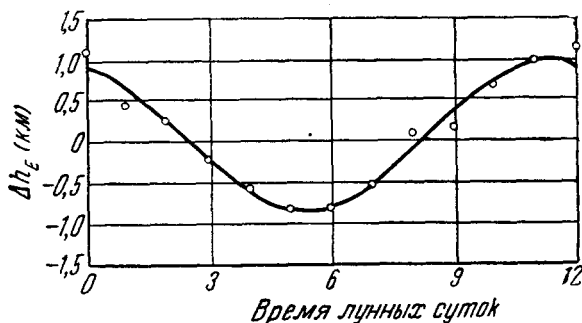


Рис. 3. Полусуточные приливные колебания эквивалентной высоты слоя E.

была опубликована работа¹², в которой было прямо показано, что в слое E наблюдаются колебания эквивалентной высоты, имеющие период, равный половине лунных суток, причём эти полусуточные колебания высоты слоя E совпадают по фазе с хорошо известными гравитационными колебаниями атмосферного давления.

Полученные в этой работе результаты изображены на рис. 3 (см. также пункт 1 в таблице 1), из которого видно, что амплиту-

да колебаний Δh_E высоты слоя достигала ~ 1 км, причём максимум Δh_E наступал примерно за $3/4$ часа до прохождения Луны (верхняя кульминация). Из этих результатов уже было видно, что лунные ионосферные колебания независимы от барометрических колебаний атмосферы около земной поверхности и что эффект приливов в ионосфере значительнее, чем у земной поверхности. Действительно, в результате обработки этих данных ионосферных исследований можно было оценить относительное изменение давления на уровне слоя E (~ 100 км), которое получилось равным

$$\frac{\delta p}{p} = -\frac{\Delta h}{H} = \frac{0,93}{11,5} \simeq 0,08, \quad (2.1)$$

где $p = p_0 e^{-\frac{h}{H}}$, а $H = \frac{mg}{RT}$ — высота однородной атмосферы. Эта величина примерно в 7000 раз больше величины относительных колебаний давления у земной поверхности в месте исследований слоя E , где $\frac{\delta p}{p}$ у земной поверхности $\simeq 0,0000115$.

Таким образом было показано наличие приливов в слое E ионосферы, что сразу же создало теоретические трудности, так как приливы в слое E не увязывались с другими приливными геофизическими явлениями. Действительно, например, считали на основе объяснения полусуточных лунных колебаний магнитного поля Земли, что колебания давления в соответствующей области ионосферы не совпадают по фазе с силами, создающими эти приливы; на самом же деле ионосферные данные, приведённые выше, показали обратное.

Необходимо отметить, что выявление лунных колебаний на основе ионосферных данных, в особенности для слоёв F_1 и F_2 , требует анализа большого количества результатов измерений и наличия тщательно проверенных экспериментальных данных. Так как это эффект второго порядка, то его можно рассчитать лишь из гармонического анализа отклонений средних величин отдельных замеров относительно сглаженного суточного хода, вызываемого ходом солнечного излучения. Кроме того, лунные колебания запутываются рядом других нерегулярных явлений, происходящих в ионосфере.

Появившиеся в последнее время работы^{12, 13, 14} всё же несколько проясняют картину. Они показывают, что во всех слоях ионосферы наблюдаются полусуточные лунные колебания не только высоты слоя, но и критической частоты, т. е. степени ионизации слоя, и позволяют наметить некоторые закономерности этого явления. Однако следует сразу же указать, что экспериментальных данных ещё совершенно недостаточно, и они во многом противоречивы. Поэтому они не поддаются сколько-нибудь последовательному анализу в связи со всей совокупностью геофизических явлений этого типа. Далее, имеется, на наш взгляд, явная переоценка (см.¹³) роли этих колебаний для объяснения и анализа основных трудностей, возникающих в ионосфере (см.²).

Наконец, теоретическая обработка и объяснение этого явления и его следствий весьма сложны и запутаны рядом побочных явлений, что делает невозможными в настоящее время какие-либо уверенные выводы. По этим причинам мы ограничиваемся здесь лишь сводкой

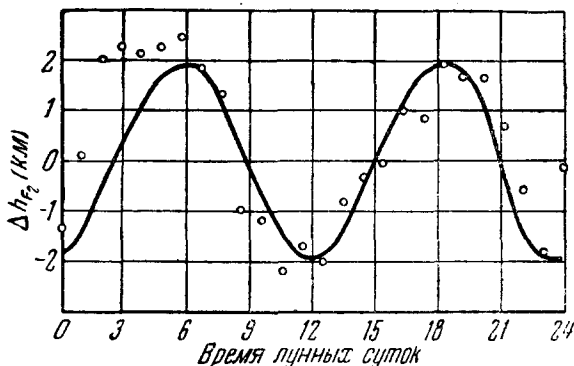


Рис. 4. Полусуточные приливные колебания эквивалентной высоты слоя F_2 .

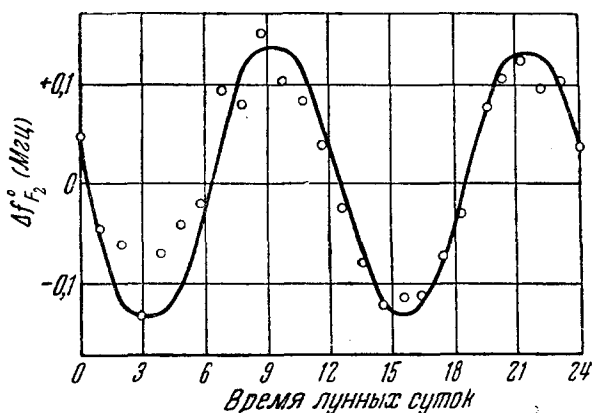


Рис. 5. Полусуточные приливные колебания критической частоты слоя F_2 .

известных по литературе экспериментальных данных и рассмотрением некоторых закономерностей, вытекающих из них.

На рис. 4 и 5 представлены для иллюстрации колебания высоты и критической частоты слоя F_2 , приведённые в ¹³ (см. пункт 6 табл. I), а в таблице I сведены опубликованные данные о лунных приливах в ионосфере. В ряде случаев приведённые в таблице величины полу-

чены из анализа результатов измерений за 5—10 лет, причём количество обработанных замеров достигает 10^5 — $0,5 \cdot 10^6$.

В таблице Δh — амплитуда приливных колебаний высоты слоя, Δf — амплитуда колебаний критической частоты соответствующего слоя, $\frac{2\Delta f}{f}$ характеризует амплитуду относительного изменения степени ионизации максимума слоя, а t_d — время лунных суток (фаза колебаний) прохождения этих колебаний через максимум, отсчитанное от нижней кульминации Луны.

Из таблицы видно, что амплитуда приливного эффекта, как для Δf , так и Δh увеличивается от слоя E к слоям F_1 и F_2 , т. е. растёт с высотой.

Значения же фазы (t_d) колебаний h и f отличаются друг от друга, причём в разных слоях они не совпадают, во всяком случае для колебаний f . Какой-либо определённой зависимости этих величин от широты не заметно.

В общем более закономерным является тот факт (хотя он и не совпадает с данными пункта 1 таблицы), что фаза колебаний высоты слоя h лежит посредине между прохождениями Луны, что же касается фазы колебаний критической частоты различных слоёв в разных местах, то здесь данные более разноречивы. Имеются данные, указывающие, что фаза колебаний f ближе к моменту прохождения Луны, но имеются почти в одинаковом количестве и обратные данные. В одной из работ¹² (пункт 2 таблицы I) подчёркивается неожиданность того факта, что почти в одном и том же географическом пункте (пункты 1 и 2 таблицы I) фазы колебаний h для E и F_2 отличаются на 6 часов. При этом указывается, что, согласно анализу данных, время t_d для колебаний промежуточной высоты между h_E и высотой h_{F_2} максимума F_2 для пункта 2 лежит между 6 и 12 часами.

Проведён некоторый анализ и сезонного хода этих эффектов¹³, из которого также выявляется неоднозначность результатов. В общем следует, что фаза колебаний (время t_d) растёт, а амплитуды (Δh и Δf) уменьшаются с переходом от зимы к лету, но тут же выявляются и другие следствия, а именно, например, что t_d для h_{F_1} достигает в одном случае максимальной величины в период равноденствия или что t_d для f_{F_2} несколько уменьшается с переходом от зимы к лету (для пункта 6 таблицы I).

Приведённое выше описание приливных явлений в ионосфере, вызванных влиянием Луны, охватывает почти все известные в литературе данные экспериментальных исследований этого эффекта. Анализ этого явления может быть полезным для изучения динамики ионосферы, проверки ряда данных о возможных скоростях переноса частиц в ионосфере и т. п. Однако особенное значение, повидимому, имеет детальное изучение этого явления для вопроса о плотности и температуре атмосферы на больших высотах.

Таблица I

Данные о лунных приливах в ионосфере

Пункт наблюдений, φ — широта, λ — долгота	Слой E			Слой F ₁			Слой F ₂			Примечание
	Δh в км	Δf в кгц $\left(2 \frac{\Delta f}{f}\right)$	t_d в ча- сах	Δh в км	Δf в кгц $\left(2 \frac{\Delta f}{f}\right)$	t_d в ча- сах	Δh в км	Δf в кгц $\left(2 \frac{\Delta f}{f}\right)$	t_d в ча- сах	
1. Кэмбридж $\varphi = 52^{\circ}16'S$ $\lambda = 0^{\circ}30'W$	0,93	—	11,25	—	—	—	—	—	—	По измерениям на фиксированной частоте $f = 1,8$ мГц меньшей критической частоты E
2. Слоу $\varphi = 51^{\circ}30'S$ $\lambda = 0^{\circ}36'W$	—	—	—	—	—	—	2	—	6 12	Δh соответствует высоте максимума слоя, рассчитанной для параболического слоя
3. Вашингтон $\varphi = 38^{\circ}50'S$ $\lambda = 77^{\circ}00'W$	—	—	—	—	—	—	—	85 (0,034)	11,03	
4. Гуанкайо $\varphi = 12^{\circ}02'N$ $\lambda = 75^{\circ}20'W$	—	—	—	0,5	—	4	5	—	8,43 4,33	Δh соответствует колебаниям высоты максимума слоя. Изменений f для слоя E ₁ не обнаружено
5. Брисбен $\varphi = 27^{\circ}5'N$ $\lambda = 153^{\circ}E$	0,5	—	4,5	—	—	—	—	—	—	
6. Канаберра $\varphi = 35^{\circ}18'N$ $\lambda = 149^{\circ}E$	0,187	(0,0026)	5,1 3,8	0,83	— (0,0026)	6,1 7,5	1,68	130 (0,015)	5,7 9,4	Δh соответствует высоте основания слоя

Для того чтобы это было понятным, остановимся кратко на физическом объяснении приливных явлений в атмосфере (см., например, ¹⁴).

Энергия, приобретаемая атмосферой под действием гравитационных сил, в основном концентрируется первоначально у земной поверхности, вследствие большой плотности атмосферы в этом месте. Эти силы вызывают перемещения частиц атмосферы как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях, причём движения носят довольно сложный характер, так как зависят от вязкости атмосферы, её плотности и температуры, от вращения Земли и др.

Приливные перемещения частиц можно рассматривать как распространение плоских волн в среде с коэффициентом преломления μ , равным ¹⁵

$$\mu^2 = -\frac{1}{4} + \frac{1}{h_0} \left(\frac{dH}{dh} + \frac{\gamma-1}{\gamma} H \right), \quad (2.2)$$

где $H = \frac{mg}{RT}$ — высота однородной атмосферы, $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ и h_0 — некоторый параметр, характеризующий эквивалентную толщину атмосферы (см. ¹⁵). Из (2.2) видно, что в расчётах учитывается неоднородность атмосферы лишь в зависимости от высоты h над земной поверхностью.

Предположим теперь, что, начиная с некоторой высоты h , величина μ принимает значение, равное нулю, и становится отрицательной. Это приведёт к тому, что волны, распространяющиеся от Земли вверх, отразятся от этой области атмосферы обратно на Землю. Таким образом, энергия, сообщённая атмосфере гравитационными силами, останется внутри слоя, ограниченного высотой h , в котором и возникнет колебательное движение. В зависимости от толщины этого слоя и параметров атмосферы могут возникнуть резонансные колебания атмосферы определённой частоты.

Таким путём и объясняют лунные приливные колебания атмосферы у земной поверхности, а именно, как результат колебаний, возникающих между поверхностью Земли и отражательным слоем, образованным в области первого температурного минимума атмосферы на высоте порядка 15–30 км. При этом в расчётах ¹⁶ было учтено влияние и второго минимума температуры ($h \sim 80$ км) на эти колебания.

Для объяснения лунных колебаний в E -слое было высказано предположение ¹⁵, см. также ², что на высоте 140–160 км над земной поверхностью имеется третий минимум температуры и что колебания атмосферы происходят здесь в области между вторым и третьим температурными минимумами.

Из этого краткого рассмотрения видно, что характер лунных колебаний в ионосфере действительно существенно зависит от плотности и температуры атмосферы на этих высотах. Поэтому можно

надеяться, что дальнейшее изучение этих колебаний поможет определить зависимость этих величин от высоты над земной поверхностью для области атмосферы выше слоя E , для которой современные наши сведения весьма неуврены и противоречивы (см.²).

3. МЕТЕОРЫ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ИОНИЗАЦИЮ ИОНОСФЕРЫ

Развитие ультракоротковолновой радиолокационной техники способствовало значительному углублению и расширению экспериментальных исследований частоты появления и активности вспышек метеоров, сведения о которых существенно выросли за последние два-три года. Это, со своей стороны, сделало возможным исследовать роль метеоров в ионизации ионосферы, о влиянии которых на ионизацию слоя E имелись в литературе некоторые указания ещё в 1931 г. В настоящее время имеется уже ряд достаточно хорошо проверенных фактов, которые кратко излагаются ниже^{16, 17}.

B^1 (§ 4г) уже было отмечено, что в ряде случаев наблюдался рост степени ионизации в области слоя E , т. е. появление $E_{\text{спор}}$ во время прохождения метеоров. Кроме того, там же указывалось (§ 5в), что в ионосфере наблюдаются в течение суток мелькающие проходящие отражения, с продолжительностью жизни от 0,5 сек. и более, высоты которых и промежутки времени между их появлением имеют нерегулярный характер. Исследования этих мелькающих отражений — эхосигналов — показали, что они имеют почти одинаковый характер днём и ночью и что наибольшее их число приходится от слоя E . Это видно, например, из рис. 6, на котором приводится зависимость частоты появления этих отражений от эквивалентной высоты для эхо-сигналов, наблюдавшихся на частоте, превышающей критическую частоту слоя E ¹⁸. Аналогичные данные были давно получены и в других работах.

Из этих данных, таким образом, вытекало, что повышенная ионизация в слое E наблюдается как в виде отдельных вспышек ионизации, вызывающих мелькающие отражения, так и в виде хорошо известного $E_{\text{спор}}$ (см.¹ § 4г), отражения от которого отличаются от мелькающих отражений тем, что они значительно устойчивее во времени и возникают лишь в узком интервале высот.

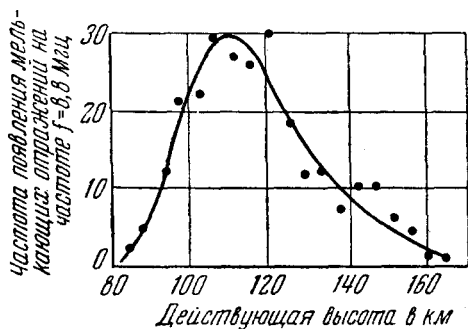


Рис. 6. Зависимость частоты появления мелькающих отражений от эквивалентной высоты.

Вопрос о причинах повышенной ионизации слоя и появления так называемого $E_{\text{спор}}$ вызывал всегда большой интерес. Поэтому важно было провести анализ данных о $E_{\text{спор}}$ на основе новых исследований метеоров.

До последних лет основным способом исследования метеоров был визуальный метод, который делал возможным их наблюдение лишь в ночное время в условиях чистого неба. Применение радиолокационных устройств для исследования метеоров по появлению эхо-сигналов от мест их прохождения сразу значительно расширило эти возможности.

Однако первоначально необходимо было выяснить, являются ли эхо-сигналы, наблюдаемые на ультракоротких волнах, действительно

отражениями от вспышек ионизации, возникающих при прохождении метеоров в атмосфере, или они вызваны другими причинами. Такого рода проверку можно было провести путём сравнения данных о частоте появления вспышек ионизации с числом визуально наблюдаемых метеоров. Что касается случаев сильных метеорных ливней, один из которых имел, например, место 10 октября 1946 г., то для них такое соответствие было однозначно и уверенно установлено.

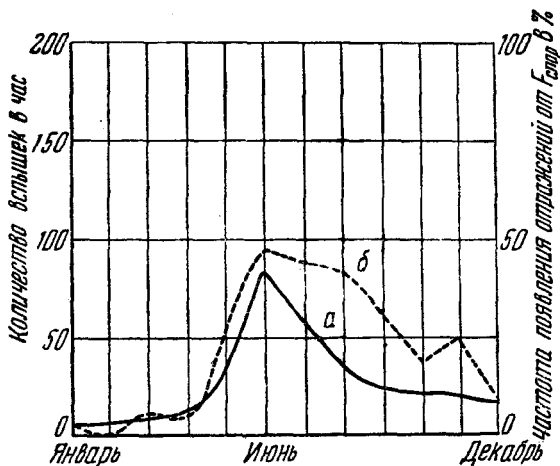


Рис. 7. Годовой ход среднemesячных значений количества вспышек ионизации в течение часа в полдень (кривая *а*) и частоты появления $E_{\text{спор}}$ (кривая *б*).

Однако важно было также показать, что частота появления спорадических метеоров совпадает с соответствующими данными наблюдаемых эхо-сигналов на ультракоротких волнах. Действительно, было установлено, что среднее количество видимых метеоров после полудни почти вдвое больше такового до полуночи, что совпало с данными исследования вспышек ионизации. Было показано соответствие и между сезонным ходом частоты появления видимых метеоров и вспышек ионизации, количество которых также возрастает вдвое от июля к январю. Соответствие было установлено и для некоторых других явлений.

Таким образом появилась уверенность в том, что эхо-сигналы, наблюдаемые от высоких слоёв атмосферы в диапазоне ультракорот-

ких волн, являются отражениями от вспышек ионизации, частота появления которых определяется активностью метеоров.

Исследования вспышек ионизации показали, что количество вызываемых ими эхо-сигналов существенно зависит от длины волны, на которой они наблюдаются, поэтому измерения на одной волне не дают ещё полного представления о количестве метеоров, проходящих в исследуемой области неба. Однако этих данных достаточно для выяснения основных закономерностей активности метеоров и, тем самым, для анализа их влияния на ионосферу. Некоторые результаты такого анализа приводятся на рис. 7 и 8.

Так, на рис. 7¹⁶ построен годовой ход среднемесячных значений количества вспышек ионизации в течение часа в полдень за период 1944—1946 гг. (кривая *a*), измеренных на волне порядка 11 м. На этом же рисунке (кривая *б*) изображена частота появления отражений от $E_{\text{спор}}$ (выраженная в процентах) за это же время на частоте 4 Мгц. Из рисунка видно хорошее соответствие в ходе обеих кривых.

Ещё большее совпадение между ходом интенсивности $E_{\text{спор}}$ и ходом числа вспышек ионизации в час видно из рис. 8, на котором приведены суточный ход количества вспышек ионизации за час (кривая *a*) и интенсивности ионизации $E_{\text{спор}}$ (кривая *б*), относящиеся ко времени прохождения сильного ливня метеоров 10 октября 1946 г.¹⁶ На этом же рисунке нанесён суточный ход количества вспышек в обычный день (кривая *в*).

Из приведённых здесь экспериментальных данных и ряда других исследований¹⁷ стало возможным в настоящее время заключить, что на средних широтах, для которых, в основном, имеются результаты измерений, ионизация $E_{\text{спор}}$, повидимому, в значительной мере вызывается метеорами. Следует, однако, при этом иметь в виду, что из некоторых экспериментальных данных известно, что в высоких широтах наблюдалось усиление $E_{\text{спор}}$ в периоды магнитных возмущений,

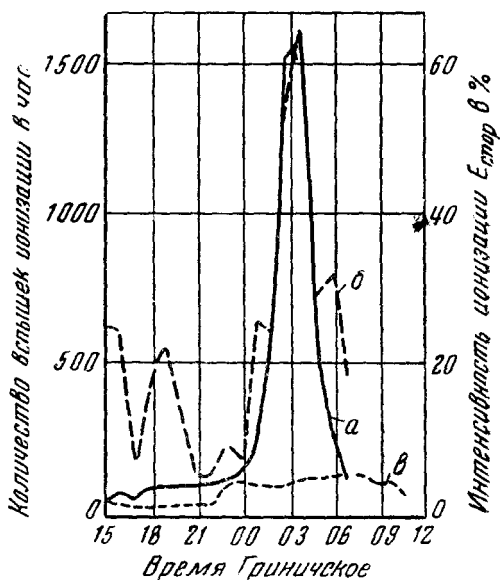


Рис. 8. Временной ход числа вспышек ионизации в течение часа (кривая *a*) и интенсивности $E_{\text{спор}}$ (кривая *б*) в период сильного метеорного ливня.

так что одной из причин, вызывающих в ряде случаев $E_{\text{спор}}$, являются, повидимому, также корпускулярные потоки, приходящие в земную атмосферу. Возможно влияние на $E_{\text{спор}}$ и других процессов (см., например, следующий параграф).

Из этих данных также видно, что наблюдаемые мелькающие отражения от слоя E могут происходить и от ионизованных следов метеоров.

Несмотря на то, что сезонный ход вспышек ионизации $E_{\text{спор}}$ несимметричен относительно летних месяцев (см., например, на рис. 9 среднегодовой ход частоты появления отражений от $E_{\text{спор}}$ на разных

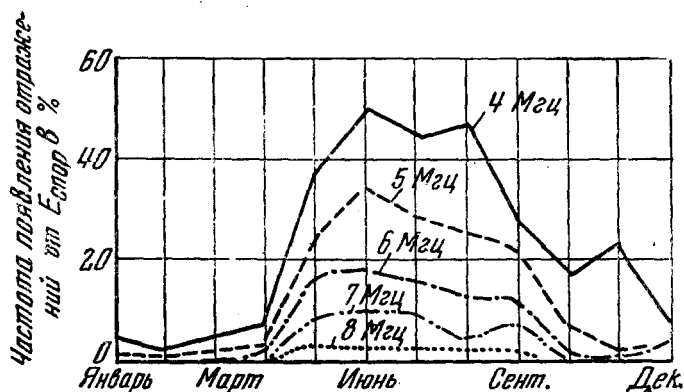


Рис. 9. Среднегодовой ход частоты появления отражений от $E_{\text{спор}}$ на разных частотах (Слоу, в полдень).

частотах в Слоу в полдень за 1943—1946 гг.), а суточный их ход также не обладает симметрией относительно полдня, всё же наблюдается заметное их усиление как во время, близкое к полдню, так и в летние месяцы, указывающее на то, что Солнце в известной мере регулирует место и частоту появления вспышек ионизации от метеоров. Эта связь сказывается в том, что, в общем, ход частоты этих вспышек как-то следует за ходом степени ионизации слоя E , хорошо совпадающим с изменением высоты Солнца.

Таким образом, можно предположить, что вспышки ионизации от метеоров, повидимому, возникают легче в ионизованной атмосфере. Это подкрепляется ещё и тем, что, как показал более детальный анализ данных о $E_{\text{спор}}$, суточный и сезонный ход высоты $E_{\text{спор}}$ хорошо совпадает с суточным и сезонным ходом слоя E , а ход $E_{\text{спор}}$, как мы видели, со своей стороны, хорошо совпадает с ходом активности метеоров.

Следует отметить, что во время метеорных ливней делались также некоторые наблюдения за слоем F_2 , однако до настоящего времени не установлено никакого их влияния на степень его ионизации.

Из сказанного видно, что в настоящее время уже нельзя сомневаться в том, что ионизация $E_{\text{спор}}$ действительно регулируется активностью метеоров. Однако имеющихся в литературе данных ещё недостаточно для того, чтобы делать окончательные заключения о том, что именно активность метеоров всегда определяет степень интенсивности $E_{\text{спор}}$. Наряду с замечаниями, сделанными выше, следует также иметь в виду, что, как известно из ряда опытов, $E_{\text{спор}}$ не наблюдается одновременно в разных пунктах, сравнительно мало удалённых друг от друга. Это вряд ли можно приписать только неодинаковой активности метеоров в этих пунктах. Вероятно, здесь сказывается влияние горизонтальных движений скоплений облаков повышенной ионизации в области слоя E . О наличии таких движений свидетельствуют некоторые экспериментальные данные, имеющиеся в литературе (см.²⁸ и следующий параграф).

4. О НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЕ ИОНОСФЕРЫ И ДВИЖЕНИЯХ В НЕЙ

В предыдущих разделах¹ уже приводились результаты ряда экспериментальных работ, которыми было установлено, что в ионосфере довольно часто появляются неоднородные области ионизации (названные ионизованными облаками), которые приводят к усложнению характера отражения радиоволн от ионосферы. В ряде случаев отражения от ионосферы действительно таковы, что можно себе представить ионосферу, в особенности область F , состоящей из крупных неоднородных ионизованных областей и скопления большого количества облаков, сменяющихся довольно быстро. К таким случаям относятся, например, ионосферные бури, являющиеся нерегулярными и относительно кратковременными явлениями.

К представлению об облачной структуре ионосферы привёл и другой тип явлений — отражения от слоя $E_{\text{спор}}$, когда ионосфера на высоте порядка 100—110 км представляется как бы решётчатой, так как одновременно наблюдаются отражения от ионизованного слоя, лежащего на этих высотах, и от более высоких слоёв ионосферы. Этот тип явлений, хотя и характеризуется непостоянством во времени и неустойчивостью (см.¹ § 3г), уже не может быть отнесён к чисто спорадическим явлениям, происходящим в ионосфере и появляющимся лишь в исключительных случаях, так как подобные отражения от $E_{\text{спор}}$ наблюдаются довольно часто.

В предыдущем параграфе мы видели, что интенсивность $E_{\text{спор}}$, повидимому, значительно зависит от активности метеоров, вызывающих вспышки ионизации, главным образом в области слоя E . Однако можно также предположить, что как метеоры, так и другие явления, происходящие в ионосфере (см. ниже, а также § 6), способствуют тому, что в слое E почти всегда находятся ионизованные облака. В силу ряда причин иногда происходит локальное скопление этих ионизован-

ных облаков, которое и приводит к тому, что в данном пункте появляется интенсивный $E_{\text{спор}}$, иногда, как известно, полностью экранирующий область F^{19} .

Явления аналогичного характера наблюдаются не только в слое E , но и в слое F_2 и позволяют предполагать такую же облачную структуру слоя F_2 , как и слоя E . Однако эта структура проявляется здесь в несколько ином виде из-за большей протяжённости и другой динамики области F .

К таким явлениям относятся описанные, например, в¹ (§§ 3 и 5 г, см. также²⁰) отражения от так называемого $F_{\text{спор}}$, когда в области F наблюдается чётное умножение сигналов в результате двойного лучепреломления падающего на слой сигнала в ионизованных областях, имеющих различную степень ионизации. Дальнейшие данные, появившиеся в литературе^{21, 22}, подтверждают явления типа $F_{\text{спор}}$ и указывают на то, что подобные неоднородности и полупрозрачность наблюдаются в области F ионосферы в условиях, когда нет оснований говорить о его возмущённом состоянии, т. е. о явлениях чисто нерегулярного типа.

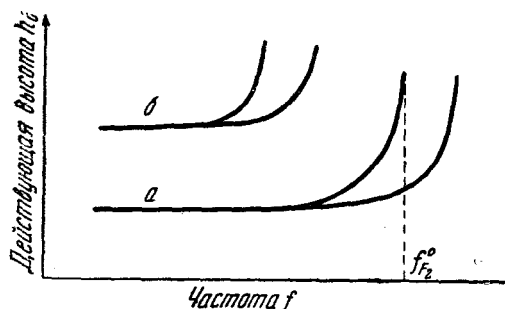


Рис. 10. Схема высотно-частотной характеристики для слоя F_2 , указывающей на наличие облачной структуры слоя.

Интересны в этом отношении результаты, приводимые в²¹. Автором этой статьи наблюдались высотно-частотные характеристики для слоя F_2 типа, изображённого на схематическом рисунке 10. Из рисунка видно, что в интервале частот, далёких от $f_{F_2}^0$ — критической частоты слоя F_2 , имеются отражения от двух высот: одной высоты, лежащей в нижней части слоя (ветвь a на рис. 10), и другой, значительно большей высоты (ветвь b), повидимому, лежащей в области максимума F_2 или, может быть, несколько выше него. Характерным в этих измерениях является то, что отражения от большей высоты прекращаются на частоте, значительно меньшей, чем критическая частота $f_{F_2}^0$, причём зависимость его действующей высоты от частоты такая же, как и для слоя с максимумом, в области которого начинается сильное просачивание сигнала и увеличение h_d , т. е. времени группового запаздывания сигнала. Таким образом, верхняя ветвь b зависимости h_d также имеет хвосты обыкновенной и необыкновенной волн.

Такого рода двойственный характер отражения, в предположении, что обе ветви (a и b рис. 10) соответствуют вертикальным отражениям, свидетельствует о том, во-первых, что нижняя часть слоя F

полупрозрачна, т. е. имеет решётчатый характер, скажем, облачную структуру, так что падающая на слой волна, частично отражаясь от него, проникает в более глубокие области слоя^{20, 22}. Во-вторых, характер этих данных указывает на то, что облачная структура слоя сохраняется довольно высоко и что распределение степени ионизации по высоте слоя имеет двузначный характер, т. е. в нём имеются, в основном, две системы ионизованных облаков, степени ионизации которых n_{e1} и n_{e2} зависят от высоты так, как это указано на рис. 11, а. На рис. 11, б показано для сравнения распределение ионизации по высоте для систем облаков $F_{\text{спор}}$ согласно экспериментальным данным, приведённым в¹ на рис. IV (вклейка)²⁰.

Мы видим, что оба эти явления, повидимому, вызываются одной причиной, а именно, неоднородной облачной структурой ионосферы,

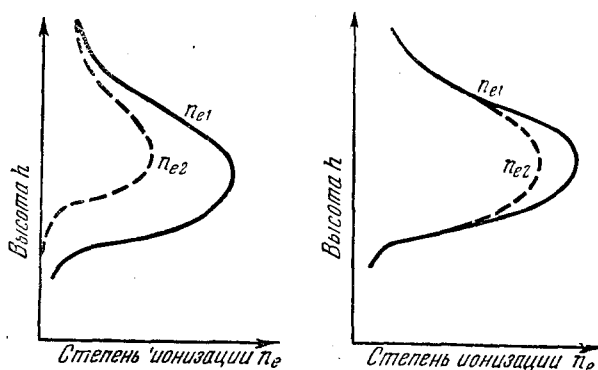


Рис. 11. Распределение по высоте степеней ионизации n_{e1} и n_{e2} регулярного слоя F_2 и $F_{\text{спор}}$.

которая изменяет свой характер в разных условиях, что приводит к различному типу высотно-частотных характеристик.

В разнообразных экспериментальных исследованиях имеется множество данных, свидетельствующих об облачной структуре ионосферы. Однако большинство результатов этих работ носят, главным образом, лишь качественный характер и не позволяют ещё делать заключения о том, что представляет собой эта так называемая облачная структура и каков механизм возникновения облаков и их накопления в том или ином пункте.

Если, как уже указывалось выше, в период ионосферных бурь слой F_2 , повидимому, действительно имеет лоскутный характер и представляет собой отдельные изолированные скопления ионизованных облаков как больших, так и малых размеров, то в ряде случаев нет уверенности, что то, что принято называть ионными облаками, не является в действительности сгущениями и разряжениями степени

ионизации, вызванными движением волн плотности (колебанием плотности) в различных направлениях.

Таким образом, часто, когда мы говорим о движениях в ионосфере, нет уверенности в том, есть ли это результат дрейфа ионизованных облаков или лишь результат волнообразных изменений плотности.

Имеются некоторые экспериментальные данные, не позволяющие ещё делать те или иные обобщения (так как они не обработаны с точки зрения, представляющей интерес для соответствующего анализа), но указывающие на то, что в ионосфере, повидимому, всегда имеется рассеяние радиоволн и что отражённый от ионосферы сигнал есть суперпозиция многих элементарных сигналов. Примером этому может служить хорошо известное явление быстрых колебаний интенсивности единичного отражённого импульса²³, когда говорить о фединге, т. е. о явлении интерференции, как результате суперпозиции различных когерентных колебаний, нет оснований из-за отсутствия какой-либо регулярности или периодичности этих колебаний. Имеются и другие данные в этом направлении, которые не представляется ещё возможным осветить.

Таким образом, в свете современных данных возникает вопрос о том, не имеет ли ионосфера всегда в основном неоднородную структуру сложного типа, в том смысле, что в ней всегда и всюду существуют неоднородности ионизации как изолированного характера (облака), так и волнообразного типа (колебания плотности), которые в ряде случаев приобретают более выраженный характер вследствие изменения условий её динамики (как принято говорить — её погоды). Эти неоднородности существуют в ионосфере в качестве «фона», который непрерывно изменяется во времени — «флуктуирует» — как из-за перемещения (дрейфа) изолированных неоднородностей (облаков), так и из-за возникновения и исчезновения волновых движений. Волновые движения, со своей стороны, могут быть одной из причин образования облаков и влияют также на характер движения этих облаков.

В следующем параграфе будет рассмотрен вопрос о колебаниях плазмы, которые могут вызывать волнообразные движения в ионосфере.

Мы видим, что дальнейшие экспериментальные исследования ионосферы, направленные на изучение её неоднородной структуры и движений, происходящих в ней, могут привести к выяснению не только вопросов динамики этих областей атмосферы, но и вопроса об их строении.

В этом свете представляют интерес имеющиеся в литературе количественные характеристики скорости движения в ионосфере, которые и приводятся в таблице II.

Из немногочисленных данных, содержащихся в таблице, видно, что возможный дрейф как в $E_{\text{спор}}$, так и в F_2 , имеет значительные скорости, намного превышающие скорости возможно чисто локаль-

Таблица II

Скорости движения в ионосфере

	Скорость перемещения степени ионизации	Характер экспериментальных данных
F_2	80 — 400 м/сек	По измерениям отражения трёх синхронизированных импульсных передатчиков, удалённых друг от друга, установлено (в дневные часы) перемещение степени ионизации в северо-восточном направлении ³⁴
F_2	120 м/сек	Автор, на основе измерений напряжённости поля удалённой станции, приходит к заключению, что в некоторых случаях имеет место перемещение степени ионизации в направлении с Востока на Запад ³⁶
F_2	2000 м/сек	По мнению авторов ³⁵ ими наблюдалось перемещение ионизованных облаков
F_2	1,6—2,5 м/сек	По изменению частоты (эффект Доплера) вычислены скорости изменения высоты ³⁷ (или траектории) отражения радиоволн от слоя
$E_{\text{спор}}$	40 — 130 м/сек	По измерениям отражения на частоте 50,25 Мгц замечен дрейф $E_{\text{спор}}$ ²⁸

ных движений в слое (эффект Доплера). Это позволяет предположить, что быстрые движения связаны с переносом больших облачных скоплений ионизованных частиц, увлекаемых движением масс газов, имеющим место на этих высотах, в то время как более медленные движения характеризуют скорости флуктуаций отдельных облаков и скорости волнообразных процессов, происходящих в ионосфере.

5. КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ И ВОЗМОЖНОЕ ИХ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Вопрос о колебаниях в плазме наиболее обстоятельно проанализирован в нескольких работах ^{29—33}. Однако целый ряд основных моментов ещё недостаточно выяснен, в особенности в применении к ионосфере. Поэтому даже основной вопрос о роли этих колебаний в

распространении радиоволн в ионосфере и о характере их влияния на структуру ионосферы в настоящее время остается неясным.

Вместе с тем, из ряда явлений, наблюдаемых в ионосфере, можно предположить, что колебания плазмы влияют на структуру ионосферы (см., например, предыдущий параграф этой статьи). Кроме того, имеются некоторые основания предполагать, что в ионосфере действительно могут возбуждаться резонансные колебания плазмы (см. ниже). Поэтому, может быть, целесообразно в настоящее время кратко осветить вопрос о колебаниях плазмы в работе, посвященной исследованиям ионосферы.

Первоначально приведем элементарный вывод колебаний плазмы. В этих теоретических выкладках предполагается (см., например, ³⁰), что плазма квазинейтральна и рассматривается только движение электронов, т. е. предполагается, что ионы в среднем остаются на своих местах, причём их заряд равномерно распределён в пространстве. Пренебрегается также влиянием незаряженных частиц, что возможно при низком давлении газа.

Допустим теперь, что в силу каких-то причин электроны сдвинулись от своих начальных положений на отрезок $\mathbf{r}'$ (x, y, z). В результате смещения электронов в данном объеме плазмы создаётся избыточный заряд, плотность которого

$$\rho = e \operatorname{div} (n_e \mathbf{r}'), \quad (5.1)$$

где n_e — электронная плотность плазмы, а e — заряд электрона. Естественно, что в выражении (5.1) рассматривается лишь потенциальная составляющая вектора смещения $\mathbf{r}'$, т. е. предполагается, что только такие смещения электрона имеют место.

Электрическое поле $\mathbf{E}$, создаваемое пространственным зарядом ρ , параллельно смещению $\mathbf{r}'$ *) и действует на каждый электрон с электростатической силой $\mathbf{F}_e = -e\mathbf{E}$, причём, так как

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho = 4\pi e \operatorname{div} (n_e \mathbf{r}')$$

и

$$\mathbf{E} = 4\pi n_e \cdot e \mathbf{r}', \quad (5.2)$$

то эта сила равна

$$\mathbf{F}_e = -4\pi e^2 n_e \mathbf{r}' \quad (5.3)$$

и, как видно, стремится вернуть электрон обратно в его первоначальное положение.

С другой стороны, на электрон действует гидродинамическая сила $\mathbf{F}_p = -\operatorname{grad} (\Delta p)$, стремящаяся увеличить избыточное давление Δp , образованное избыточной электронной плотностью и равное

$$\Delta p = -\chi T \operatorname{div} (n_e \mathbf{r}'), \quad (5.4)$$

где T — электронная температура, а χ — постоянная Больцмана.

*) Предполагается, что в плазме отсутствуют электрические поля от других источников.

Эта сила, приходящаяся на один электрон, равна, таким образом,

$$F_p = -\frac{\text{grad}(\Delta p)}{n_e} = \kappa T \text{grad div } \mathbf{r}' . \quad (5.5)$$

Воспользовавшись (5.3) и (5.5), можно теперь написать уравнение движения электрона:

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{r}'}{\partial t^2} = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_p = -4\pi n_e e^2 \mathbf{r}' + \kappa T \nabla^2 \mathbf{r}' , \quad (5.6)$$

где опять-таки в уравнении (5.6) используется лишь потенциальная часть вектора $\mathbf{r}'$.

Уравнение (4.6) представляет собой волновое уравнение, поэтому, предполагая для одномерного случая решение в виде

$$x' = A \sin \left(\omega t + \frac{x}{\Lambda} \right) , \quad (5.7)$$

получаем, что частота волны, удовлетворяющая (5.6), равна:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{\kappa T}{4\pi n_e e^2} \cdot \frac{1}{\Lambda^2}} , \quad (5.8)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m} . \quad (5.9)$$

Вводя обозначение

$$\frac{\kappa T}{4\pi n_e e^2} = D^2 , \quad (5.10)$$

где D — так называемый дебаевский радиус, получаем:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{D}{\Lambda} \right)^2} \simeq \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{D}{\Lambda} \right)^2 \right) \quad (5.11)$$

для $\frac{D}{\Lambda} \ll 1$.

Из приведённого элементарного вывода и формулы (5.11) видно, что в плазме могут возникать колебания отдельных её участков (совокупностей электронов), причём благодаря гидродинамической силе — влиянию электронного давления — в ней должен возникнуть волнообразный процесс, связывающий колебания электронов различных участков, возникающих при каком-либо начальном их смещении.

Из всей физической постановки этого вопроса видно, что для того, чтобы определить длину волны этих колебаний, необходимы дополнительные сведения о структуре самой плазмы и конкретное задание начального смещения электронов, т. е. конфигурации и величины области макроскопической неоднородности плазмы, которая в начальный момент создаётся в плазме и которая и будет колебаться в той части плазмы, где начальное смещение задано.

Из простых соображений можно сделать некоторые заключения о величине Λ .

При выводе формулы (5.11) не было принято во внимание тепловое движение электронов, которое приводит к тому, что колеблющаяся область плазмы несколько рассасывается, и если её величина сравнима с расстоянием, которое пробегает электрон за период колебаний, то пространственные заряды, вызывающие эти колебания, быстро исчезают. Из этого видно, что для того, чтобы существовали в плазме колебания, необходимо, чтобы

$$\Lambda \gg \frac{\bar{v}_x}{\omega_0}, \quad (5.12)$$

где $\bar{v}_x \propto \sqrt{\frac{kT}{m}}$ — средняя тепловая скорость электронов (рассматриваются одномерные колебания), а ω_0 — нулевая частота колебаний плазмы, определяемая формулой (5.9). Подставляя в (5.12) соответствующие значения $\bar{v}_x$ и ω_0 , получаем:

$$\frac{\Lambda}{D} \gg 1, \quad (5.13)$$

т. е. что длина волны Λ колебаний, распространяющихся в плазме, должна быть больше дебаевского радиуса (5.10). Кроме того, из аналогичных физических соображений ясно также, что длина волны Λ должна быть больше длины свободного пробега l частиц газа, а так как $l \gg D$, то это условие ещё больше усиливает необходимость того, чтобы протяжённость колеблющейся области плазмы была достаточно большой.

Далее, из этих условий видно, что частота колебаний плазмы мало зависит от длины волны и практически определяется лишь формулой (5.9), вследствие чего можно считать, что в отдельных областях плазмы могут существовать независимые колебания.

Элементарное рассмотрение, данное выше, никак, конечно, не пригодно для анализа ряда основных вопросов о характере колебаний плазмы, об условиях их возбуждения, о влиянии неоднородности плазмы и т. п.³¹, который возможен лишь при более строгой постановке этой задачи^{29,31,32}.

Отметим теперь некоторые вопросы колебаний плазмы, связанные с ионосферой. Из формулы (5.11), (5.13) и (5.9) видно, что частота колебаний плазмы, равная $\omega \simeq \omega_0$, представляет собой условие, связывающее частоту падающей на слой волны с величиной степени ионизации n_e той области слоя, в которой она претерпевает полное отражение (см.¹ § 2а). А это означает, что в месте отражения частота падающей на слой волны и частота возможных колебаний плазмы почти совпадают по величине. Это даёт основание предположить, что в области отражения волны при некоторых условиях может происходить резонансное или близкое к резонансному возбуждение колебаний плазмы, что должно приводить к поглощению энергии падающей на слой волны, а также к своеобразной кроссмодуляции отражённой волны (колебаниям её амплитуды).

Естественно, что для возбуждения колебаний плазмы необходимо, чтобы амплитуда электромагнитного поля падающей волны в месте отражения была достаточно большой. Поэтому нет оснований предполагать, что подобные явления всегда возможны. Однако, с другой стороны, ясно, что, если в силу каких-то иных причин, связанных, скажем, с переносом зарядов, происходящим в ионосфере, в ней возникают колебания, то падающая волна, взаимодействуя с этими колебаниями, в особенности в условиях, близких к резонансу, должна испытывать такое же дополнительное поглощение и кроссмодуляцию.

Эти явления должны сильно усложняться из-за неоднородности ионосферы по высоте, приводящей к тому, что на разных высотах частоты колебаний плазмы различны, а в виду того, что n_e непрерывно изменяется с высотой, то здесь, вообще говоря, может возникнуть континуум колебаний с верхним пределом частоты, определяемым степенью ионизации максимума слоя. Поскольку, как мы видели выше (см. условие (5.13)), в разных областях плазмы, повидимому, могут существовать независимые, или, скажем, мало связанные колебания, это должно приводить к возможности одновременного появления колебаний различной частоты в разных местах ионосферы, вызывающих неоднородности в ней (сгущения и разрежения плотности), которые могут, со своей стороны, вызывать облакообразование.

Из всей совокупности экспериментальных данных об ионосфере видно (см., например, §§ 3 и 5в), что в ней, повидимому, всегда происходит перенос как нейтральных частиц, так и зарядов. Поэтому имеется основание предполагать, что колебания плазмы, могущие возникнуть в любом месте в ионосфере с различной частотой и длиной волны λ , могут носить беспорядочный, статистический характер и приводить к статистическому характеру отражений от ионосферы.

Из сказанного выше, таким образом, видно, что достаточно, подробный и строгий теоретический анализ этого вопроса, несомненно, представляет интерес.

Однако проблема эта оказывается чрезвычайно сложной с теоретической стороны. В цитированных выше работах^{29,31,32} анализировалась в основном лишь линеаризованная система уравнений Максвелла и кинетического уравнения. Вместе с тем, для анализа интересующих нас вопросов необходимо исследование нелинейной системы уравнений, причём для ряда конкретно сформулированных физических условий.

До настоящего времени, насколько известно автору, такие работы ещё не выполнены, поэтому и не представляется возможным высказать сейчас сколько-нибудь определённое суждение о роли и влиянии колебаний плазмы на распространение радиоволн в ионосфере; видно, однако, что здесь возникают интересные и важные задачи.

6. НОВЫЕ ДАННЫЕ О НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТАХ

В последнее время появилось несколько экспериментальных^{35,36,37} работ, в которых содержатся результаты изучения нелинейных эффектов в ионосфере. Исследования нелинейных эффектов, так называемого люксембург-горьковского эффекта³⁴, как уже указывалось (см.¹ § 5д), представляют интерес не только с методической стороны, но могут, повидимому, служить для изучения некоторых тонких деталей физических процессов и измерения констант ионосферы, в частности, количества соударений электронов с нейтральными молекулами или ионами³⁸. По этой причине мы и приводим эти, правда ещё немногочисленные результаты, которые, однако, содержат уже некоторые количественные данные. Следует отметить, что измерения в указанных работах проведены при приёме большого количества радиостанций, причём в одной из них³⁷ имеются также фотоосциллограммы кросс-модуляции.

Диапазон волн, в котором производились исследования в этих работах, охватывает область от 60 до 1100 $\mu\text{гц}$. Мощности различных станций изменялись в пределах от 20 до 170 $\mu\text{вт}$ при измерении на частотах, отличных от жиро-скопической, а при измерениях на жиро-скопической частоте использовались также станции мощностью $\sim 1 \mu\text{вт}$. Во всех опытах изменялась частота тональной модуляции, мешающей станции (т. е. той, передача которой налагается на приём основной станции) в пределах от 50 до 2000 $\mu\text{ц}$.

Была измерена глубина кросс-модуляции. Для разных случаев получены пределы изменения глубины кросс-модуляции от 0,25% до 3% и более. Во всех измерениях установлено, что глубина кросс-модуляции уменьшается с увеличением частоты f модуляции мешающей станции и при $f \approx 1500 \mu\text{ц}$ и более достигает лишь 0,5% и менее. При измерениях на жиро-скопической частоте³⁷ установлено, что глубина кросс-модуляции изменяется в зависимости от времени опыта, что приводит к предположению об изменении величины постоянного магнитного поля в ионосфере.

Обработка данных опытов производилась на основе теории нелинейных эффектов, разработанной в³⁹, поэтому они не учитывают ещё ряда дополнительных моментов, вытекающих из исследования³⁸.

Из анализа этих данных³⁶ авторы приходят к предположению, что основное поглощение в ионосфере в указанном выше диапазоне волн происходит ночью на высоте порядка 85 $\mu\text{м}$, где получается из их опытов эффективное количество соударений $\nu_{\text{эф}} \approx 5 \cdot 10^5$; в другой работе³⁵ получается $\nu_{\text{эф}} \approx (6 \cdot 10^5 \div 1,2 \cdot 10^6)$ для высоты начала слоя E.

Эти первые количественные результаты исследования нелинейных эффектов ясно показывают, насколько целесообразны и важны дальнейшие исследования в этом направлении, однако на базе более глубокого и всестороннего теоретического анализа³⁸ результатов измерений.

КРАТКОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Этой статьёй заканчивается обзор современного состояния вопроса об исследованиях ионосферы.

Наряду с изложением уже достаточно проверенных экспериментальных и теоретических данных, а также характеристики различных областей ионосферы и явлений, наблюдаемых в них, мы считали необходимым, по мере возможности, остановиться на некоторых ещё недостаточно исследованных явлениях, а также трудностях и противоречиях, возникающих в этой области, и отметить ряд невыясненных вопросов. Некоторые из этих вопросов представляются нам настолько значительными, что, возможно, приведут уже в недалёком будущем к существенным результатам и изменению наших взглядов на ряд свойств ионосферы.

Из приведённого и рассмотренного материала видно, что проблема ионосферы в целом представляет собой широкую область, в которой с научной стороны мы сталкиваемся с большим разнообразием физических задач и вопросов, требующих при теоретическом рассмотрении как чисто макроскопического подхода, так и, в особенности на современном этапе её развития, применения методов микро-физики.

Естественно, что нам не удалось осветить в этих статьях некоторые работы, знакомство с которыми необходимо хотя бы для полноты картины.

Укажем, например, на то, что не рассматривались здесь данные, относящиеся к установлению связи между метеорологическими условиями на земной поверхности и ионизацией в разных областях ионосферы. В последнее время были получены новые данные по этому вопросу^{40,41} (см. также⁴²).

Однако в настоящее время нет ещё достаточного материала для того, чтобы можно было построить определённую картину даже чисто описательного характера, тем более, что имеющиеся в литературе данные по этому вопросу неоднозначны и не повторяются в разных условиях. В этом направлении необходим дальнейший анализ большого, тщательно полученного экспериментального материала.

Далее, следует отметить работы, в которых рассматриваются методы и некоторые предварительные результаты исследования ионосферы с помощью отражения радиоволн от Луны⁴³, или по изучению радиоизлучения Солнца⁴⁴, представляющие интерес хотя бы в том отношении, что позволяют составить себе некоторое представление о верхней половине ионосферы.

Имеются также новые интересные данные по изучению ионосферы в высоких широтах^{45, 46} и т. п.

В теоретическом отношении представляет интерес сделанная в литературе попытка построения общей геофизической теории ионосферы⁴⁷, некоторые замечания по поводу диффузии и баланса иони-

зации в ионосфере⁴⁸ и др. Была сделана также в одной работе попытка рассмотрения ионосферы, как среды, находящейся в состоянии равновесного излучения⁴⁹. Такое рассмотрение законно, как известно, в разных рассмотрениях солнечной короны и атмосфер звезд, однако в применении к ионосфере оно вызывает ряд возражений.

Таким образом, некоторые вопросы не представилось возможным охватить в этом обзоре. Поэтому для знакомства с ними мы отсылаем читателя к соответствующим, процитированным выше, статьям.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Л. Альперт, УФН **34**, 262 (1948).
2. Я. Л. Альперт, УФН **36**, 1 (1948). ЖЭТФ **18**, 995 (1948).
3. K. Maeda and T. Tuka da, Rep. Rad. Res. Japan **7**, 21 (1937).
4. E. V. Appleton, Nature **157**, 691 (1946); Science, July **4**, 17 (1947).
5. P. H. Liang, Nature **160**, 642 (1947).
6. D. K. Bailey, Terr. Mag. Atm. El. **53**, 35 (1948).
7. S. K. Mitra, Nature **155**, 668 (1946).
8. Я. Л. Альперт и Б. Н. Горожанкин, Изв. АН, сер. физ. **8**, 85 (1944).
9. E. O. Hulburt, Terr. Mag. Atm. El. **33**, 11 (1928); Phys. Rev. **34**, 116, 344 (1929).
10. A. M. Curtis, The Electrician, March **21**, 1104 (1913).
11. H. T. Stetson, Terr. Mag. Atm. El. **36**, 1 (1931); **39**, 145 (1934); **49**, 9 (1944).
12. E. V. Appleton and K. Weeks, Proc. Roy. Soc. **171**, 171 (1939). E. V. Appleton and W. J. Baynon, Nature **162**, 486 (1948).
13. D. F. Martyn, Pros. Roy. Soc. **189**, 241 (1947); **190**, 273 (1947); **194**, 425 (1948); **194**, 445 (1948).
14. O. Burkard, Terr. Mag. Atm. El. **53**, 273 (1948).
15. K. Weeks and M. V. Wilkes, Proc. Roy. Soc. **192**, 80 (1947).
16. E. V. Appleton and R. Naismith, Proc. Phys. Soc. **59**, 461 (1947).
17. A. C. Lovell, Reports Progr. Phys. **11**, 415 (1948).
18. E. V. Appleton and J. H. Piddington, Proc. Roy. Soc. **164**, 467 (1938).
19. Н. А. Кориневская, Кандидатская диссертация (1946).
20. Я. Л. Альперт, ДАН **53**, 111 (1946); **55**, 25 (1947).
21. Н. В. Медникова, ДАН **59**, 475 (1948).
22. А. Н. Казанцев, ДАН **59**, 479 (1948).
23. В. Д. Гусев, Изв. АН, сер. физ. **11**, 195 (1947).
24. G. H. Munro, Nature **162**, 886 (1948).
25. H. G. Wells, Tele. Tech. **6** May, 53 (1947).
26. W. J. Baynon, Nature **162**, 807 (1948).
27. H. V. Griffiths, Wireless Engineer **24**, 162 (1947).
28. O. P. Ferrell, Proc. Inst. Rad. Eng. **36**, 879 (1948).
29. А. А. Власов, ЖЭТФ **8**, 291 (1938).
30. Р. Ромпе и М. Штеенбек, УФН **25**, 310 (1941).
31. А. А. Власов, Учёные Записки МГУ, Физика, книга 2-я, выпуск № 75 (1945).
32. Л. Ландау, ЖЭТФ **16**, 574 (1946).
33. А. Компанеев, ЖЭТФ **14**, 171 (1944).
34. Р. В. Львович, Радиотехника **2**, 5 (1937).
35. L. G. Huxley, H. G. Forster and C. C. Newton, Proc. Phys. Soc. **61**, 134 (1948).
36. J. A. Ratcliffe and J. J. Shaw, Proc. Roy. Soc. **193**, 311 (1948).

37. M. Sutilo, *Nature* **163**, 38, 1949 и **160**, 834 (1947).
 38. В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, § 9 (1949).
 39. V. A. Bailey and D. F. Martyn, *Phil. Mag.* **18**, 369 (1934); **23**, 929 (1937).
 40. В. Н. Кессених и Н. Д. Булатов, *ДАН* **45**, 231 (1944).
 41. T. G. Mihran, *Proc. Inst. Rad. Eng.* **36**, 1093 (1948).
 42. J. Bannon, A. Higgs, D. F. Martyn and G. Munro *Proc. Roy. Soc.* **174**, 298 (1940).
 43. F. J. Kerr, C. A. Shain and C. G. Higgins, *Nature* **163**, 310 (1949).
 44. D. K. Bailey, *Terr. Mag. Atm. El.* **53**, 41 (1948).
R. Payne-Scott and L. L. Mc. Cready, *Terr. Mag. Alm. El.* **53**, 429 (1948).
 45. В. М. Дриацкий, *ДАН* **58**, 775 (1947).
 46. J. C. Skott, *Terr. Mag. Atm. El.* **53**, 109 (1948).
 47. R. Woodward, *Terr. Mag. Atm. El.* **53**, 1 (1948).
 48. R. Sceliger, *Ann. d. Phys* **2**, 286 (1948); **3**, 297 (1948).
 49. R. R. Wooley, *Proc. Roy. Soc.* **187**, 102 (1946); **189**, 218 (1947).
-