

Глава 8

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ИОНОСФЕРЕ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ПОДГОТОВКУ И РАЗВИТИЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

СОДЕРЖАНИЕ

8.1. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ИОНОСФЕРНЫМ ЭФФЕКТАМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ТАЙФУНОВ	447
8.2. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ И МОДЕЛИ СЕЙСМО-ИОНОСФЕРНЫХ СВЯЗЕЙ	450
8.3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЛИТОСФЕРНО-АТМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	452
8.4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНЫХ СВЯЗЕЙ	480
8.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	483

8.1. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ИОНОСФЕРНЫМ ЭФФЕКТАМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ТАЙФУНОВ

Многочисленные наблюдения аномальных плазменных и электромагнитных явлений в ионосфере над районами сейсмической и метеорологической активности (Gokhberg et al., 1982; Oike and Ogawa, 1982; Chmyrev et al., 1989; Serebryakova et al., 1992; Parrot and Lefeuvre, 1985; Larkina et al., 1989; Биличенко и др., 1990; Fraser-Smith et al., 1990; Molchanov et al., 1992; Hayakawa et al., 1993; Molchanov et al., 1993; Копытенко et al., 1993; Parrot, 1994; Chmyrev et al., 1997; Molchanov and Hayakawa, 1998) свидетельствуют о том, что интенсивные процессы в этих районах воздействуют на состояние околоземной плазмы в течение времени от нескольких часов до десятков суток. Результаты экспериментальных исследований, проведенные на спутниках, свидетельствуют о существовании связи между процессами в литосфере Земли и электромагнитными и плазменными возмущениями в ионосфере. Результаты наблюдений обсуждались в ряде обзоров (Гохберг и др., 1988; Липеровский и др., 1992; Molchanov, 1993; Бучаченко и др., 1996; Varotsos, 2001; Hayakawa and Molchanov, 2002). Можно предположить, что ионосферные эффекты возникают в результате одновременного действия различных факторов. К ним можно отнести, например, акустические волны, электрические поля, электромагнитные излучения, химически активные вещества и т.п. Существенную роль в формировании этих факторов играют аэрозоли нижней атмосферы, которые влияют на ее проводимость и образуют сторонние электрические токи. Сейсмическая активность сопровождается выбросом почвенных аэрозолей в атмосферу. Метеорологические процессы связаны с динамикой существующих в атмосфере аэрозолей.

Анализ спутниковых данных показал наличие электромагнитных возмущений в широком спектральном интервале, локализованных в магнитной силовой трубке, сопряженной с очагом готовящегося землетрясения. Приводятся данные регистрации всплесков электромагнитного излучения в КНЧ/ОНЧ диапазоне частот (Parrot and Lefeuvre, 1985; Larkina et al., 1989; Serebryakova et al., 1992; Henderson et al., 1993;

Molchanov et al., 1993) и в УНЧ диапазоне частот (Chmyrev et al., 1989; Matthews et al., 1985), полученные в ионосфере. Кроме того, приведены результаты одновременной регистрации на спутнике и в сейсмоактивной зоне электромагнитных излучений в том же диапазоне частот (Koons and Roeder, 1999), которые показывают их связь с ростом сейсмической активности. Достоверность результатов регистрации электромагнитных излучений в ионосфере подтверждена статистическими исследованиями на основе больших объемов спутниковых данных для десятков и сотен землетрясений (Parrot, 1994; Parrot, 1999). Обнаружено уменьшение амплитуды геомагнитных пульсаций магнитосферных источников в УНЧ диапазоне, регистрируемых на поверхности Земли, за несколько дней до землетрясения (Molchanov et al., 2004). Обнаружены возмущения стационарного электрического поля в ионосфере и на поверхности Земли, которые связаны с сейсмической активностью (Chmyrev et al., 1989; Kondo, 1968; Pierce, 1976; Гохберг и др., 1988; Hao, 1988; Tate and Daily, 1989; Vershinin et al., 1999). Обнаружены флюктуации плотности электронов до 10% с периодами в 1 Гц в ионосфере над районом подготовки землетрясения (Chmyrev et al., 1997). Наличие возмущений плотности электронов в ионосфере над сейсмическими регионами подтверждены на основе большого объема спутниковых данных (Afonin et al., 1999). Зарегистрированы изменения ионного состава, температуры плазмы в верхней ионосфере и возмущения высотного профиля F -области ионосферы (Pulinets et al., 1994; Boskova et al., 1994). Анализ спутниковых снимков земной поверхности в инфракрасном (ИК) диапазоне показал наличие стабильной и нестабильной компонент аномального потока ИК-излучения над активными разломами, соответствующего увеличению температуры приземного слоя в несколько градусов (Горный и др., 1988; Tronin, 1999; Qiang et al., 1999; Tronin et al., 2002). Кроме того, рост сейсмической активности вызывает аномальные свечения атмосферы в линиях 557,7 нм и 630 нм (Торшеллидзе и Фишкова, 1986). Непо-

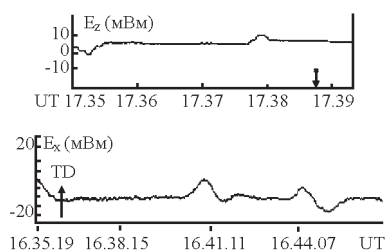


Рис.8.1.1. Результаты измерений электрического поля на спутнике «Интеркосмос-Болгария 1300» над очагом готовящегося землетрясения (верхняя панель) и на спутнике «Космос-1808» над тайфуном «WINOA» (нижняя панель)

средственно перед землетрясениями в атмосфере сейсмоактивного района наблюдаются оптические явления в форме вспышек молний и свечений (Paradopoulos, 1999). Одновременно с электромагнитными и плазменными явлениями в ионосфере, у поверхности Земли наблюдается возрастание на порядки величин концентрации некоторых газов (например: H_2 , CO_2 , CH_4), увеличение уровня атмосферной радиоактивности (связанной с такими радиоактивными элементами, как радон, радий, уран, торий, актиний и продуктами их распада) и усиление инжекции почвенных аэрозолей (Alekseev and Alekseeva, 1992; Войтов и Добровольский, 1994; Virk and Singh, 1994; Heincke et al., 1995; Igarashi et al., 1995). Влияние динамических процессов в нижней атмосфере на ионосферу подтверждено спутниковыми наблюдениями возмущения электрического поля и флуктуации плотности плазмы над районами развития тайфунов (Isaev et al., 2002; Sorokin et al., 2005a).

Электрическое поле в ионосфере должно достигать величины порядка 10 мВ/м. Поля такой величины впервые были экспериментально обнаружены с помощью спутников в низких широтах над очагом готовящегося землетрясения в работе (Chmyrev et al., 1989) и над тропическими тайфунами в работах (Исаев и др., 2002а; Исаев и др., 2002б). Примеры спутниковых данных приведены на рис.8.1.1. Измерение поля на спутнике «Интеркосмос – Болгария 1300» 12.01.82 представлено на рис.8.1.1. Спутник пересекает магнитную трубку в южном полушарии, затем в северном. При каждом пересечении магнитной трубки наблюдается всплеск электрического поля с амплитудой порядка 5–8 мВ/м. Диаметр сечения магнитной трубки порядка 300 км. Землетрясение произошло в 17.50.26 UT. Стрелкой на графике отмечен момент пролета спутника над эпицентром (Chmyrev et al., 1989). Подобные всплески поля амплитудой 20–25 мВ/м (см. рис.8.1.1) обнаружены при пролете спутника «Космос-1809» над тайфуном «WINONA» 17 января 1989 г. Стрелкой отмечен момент пересечения спутником широты эпицентра тайфуна (Isaev et al., 2002).

Данные наземных наблюдений вертикальной компоненты электрического поля перед землетрясениями свидетельствуют о том, что всплески электрического поля амплитудой кВ/м имеют длительность порядка 1–3 часа и, по-видимому, имеют достаточно локальный характер (Vershinin et al., 1999). Согласно этим данным, всплески поля амплитудой 0,5

кВ/м и периодом 1–2 часа появились за 8–10 часов до землетрясения. Ионосферные предвестники наблюдаются в течение единиц – десятков дней (Бучаченко и др., 1996). Поэтому подобные всплески поля не могут служить их источником. Изменения поля с периодом суток и более не превышают по амплитуде величины порядка 100 В/м. Однако, для выделения изменений поля с периодом в несколько суток необходим анализ данных за большой интервал времени. Экспериментальные данные позволяют сделать следующие выводы. Наблюдаемое усиление поля в ионосфере до величин порядка 10 мВ/м длительностью в единицы – десятки суток связано с изменением его вертикальной компоненты на поверхности Земли не более чем на 100 В/м.

Согласно электродинамической модели рост электрического поля в ионосфере может быть обусловлен увеличением проводимости нижней атмосферы в результате интенсивных выбросов радиоактивных веществ из очага землетрясения на стадии его подготовки. Такие выбросы за дни и недели до главного толчка наблюдались во многих работах. В работе (Virk and Singh, 1994) приведены результаты измерения зависимости от времени концентрации радона в почвенных газах и в воде естественных источников. Интенсивный всплеск концентрации радона произошел примерно за неделю до землетрясения. При этом, концентрация радона в газе увеличилась в 2,5 раза, а в воде – более чем в 1,5 раза. Измерения проводились на расстоянии в 300 км от эпицентра землетрясения. Другой пример результатов измерения концентрации радона (см. рис.8.1.2) приведен в работе (Heincke et al., 1995). Из него следует, что в течение пяти дней до землетрясения наблюдалось увеличение концентрации радона примерно в 4 раза. В этой работе отмечено, что статистический

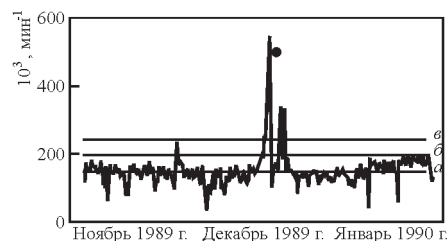


Рис.8.1.2. Временная зависимость концентрации радона в природной воде. Точкой обозначен момент землетрясения

анализ данных, полученных за трехлетний период наблюдения примерно 300 микроземлетрясений ($M < 4$) в юго-восточной Германии показал, что в 75% случаев им предшествовали значительные повышения концентрации радона. Можно предположить, что одновременно с радоном происходит выброс в атмосферу и других радиоактивных элементов. Кроме того, такие выбросы могут быть не связаны с радоном. В ряде работ (Alekseev and Alekseeva, 1992; Pulinetz et al., 1994) отмечался связанный с сейсмической активностью рост в атмосфере концентрации почвенных аэрозолей, содержащих ионы металлов. Из приведенной модели вытекает, что эти процессы, формируя сторонние токи и увеличивая проводимость нижней атмосферы, приводят к росту

электрического поля в ионосфере. Подтверждением такой возможности служат данные, полученные в работе (Фукс и Шубова, 1995) во время чернобыльской аварии. Показано, что интенсивные выбросы радиоактивных веществ в атмосферу сопровождались изменением фазы и амплитуды СДВ сигналов на трассе распространения, пересекающей район аварии. Расчеты, проведенные в работе (Martynenko et al., 1996) показали, что такие возмущения характеристик распространения СДВ сигналов могут возникать в результате роста электрического поля в ионосфере.

Согласно приведенным выше расчетам, изменения электрофизического состояния нижней атмосферы приводит к росту электрического поля в ионосфере и к стимулированию ряда наблюдаемых эффектов. Примером могут служить спутниковые данные, приведенные в работах (Chmyrev et al., 1989; Chmyrev et al., 1997). На рис.8.1.3 представлены результаты наблюдения УНЧ-колебаний геомагнитного поля в диапазоне частот 0,1–8 Гц и вертикальной компоненты квазистационарного электрического поля E_z , полученные на спутнике «Интеркосмос – Болгария 1300» в 15 минутном интервале перед землетрясением, которое произошло 12.01.1982 г. в 17.50.26 UT (Chmyrev et al., 1989). Рост электрического поля до величины 3–7 мВ/м и появление УНЧ-колебаний геомагнитного поля с амплитудой 3 нТл отмечен в двух зонах: над эпицентром и в магнитосопряженной области. Результаты КНЧ/ОНЧ измерений на борту КОСМОС-1809 в районе Спитака показали (Chmyrev et al., 1997), что интенсивные КНЧ излучения генерируются в зоне $\leq 6^\circ$ по долготе и 2° – 4° по широте относительно эпицентра землетрясения. Интенсивность излучений составляла около 10 пТ на частоте 140 Гц (в полосе частот 25 Гц) и около 3 пТ

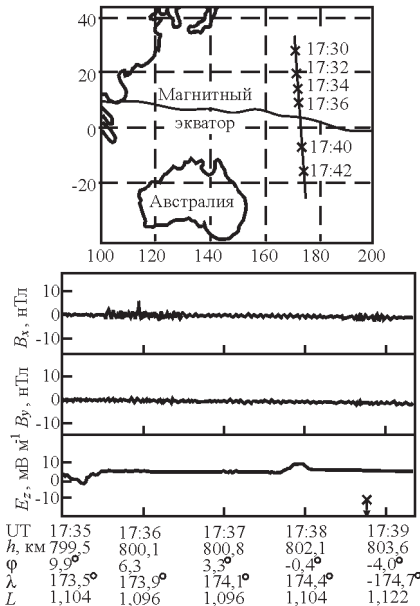


Рис.8.1.3. Результаты регистрации УНЧ-колебаний геомагнитного поля и вертикальной компоненты квазистационарного электрического поля, полученные на спутнике «Интеркосмос-Болгария 1300». На верхней панели приведена карта участка траектории, на котором производились измерения

на частоте 450 Гц (в полосе 75 Гц). В этой же зоне наблюдались мелкомасштабные (4–10 км вдоль орбиты) неоднородности плотности плазмы с относительной амплитудой $\Delta N / N = 3$ –8%, которые возбуждались в тех же областях, что и аномальные КНЧ излучения. Пример таких измерений показан на рис.8.1.4. Существование возмущений плотности

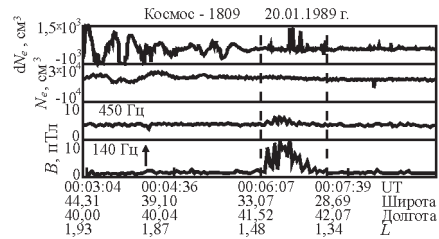


Рис.8.1.4. Результаты регистрации флюктуаций плотности и КНЧ электромагнитных излучений на спутнике «Космос-1809». Пунктирными линиями обозначена возмущенная область ионосферы. Стрелкой обозначен момент пересечения спутником эпицентра

плазмы над сейсмоактивными районами подтверждено в работе (Afonin et al., 1999). Другой регистрируемой характеристикой состояния верхней ионосферы является ионный состав и значение концентраций легких ионов. На рис.8.1.5 из работы (Boshkova et al., 1994) приведены данные регистрации концентрации ионов водорода H^+ на трех орбитах спутника «Интеркосмос-24» 20.06.1990. Из графиков следует, что на этом расстоянии концентрация ионов водорода составляет значение $6 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, в то время как на большом удалении в западноевропейской зоне $-2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Следовательно, в зоне вблизи землетрясения в процессе его подготовки концентрация ионов возрастает примерно в 3 раза.

Исследования возмущения электрического поля и концентрации электронов в ионосфере над районами развития тайфунов проведены в работах (Исаев и др., 2002а,б; Isaev et al., 2002; Sorokin et al., 2005а). На рис.8.1.6 приведен пример записи двух компонент электрического поля (E_x и E_y), концентрации электронов (N_e) и ее вариации dN_e , полученной на спутнике «Космос-1809» во время трех пролетов над зоной тайфуна HARRY 10 и 13 февраля 1989 года (Sorokin et al., 2005а). Вертикальная стрелка указывает момент време-

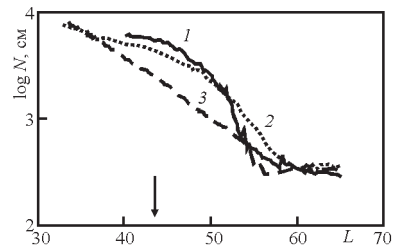


Рис.8.1.5. Результаты регистрации концентрации ионов водорода на трех орбитах спутника «Интеркосмос-24». L – инвариантная широта. Кривые 1, 2 и 3 – соответствуют пролету над азиатской, средиземноморской и западноевропейской зонами. Высота орбиты составляет 800–2400 км. Стрелкой указан момент, когда спутник пролетал на минимальном расстоянии от эпицентра в азиатской зоне

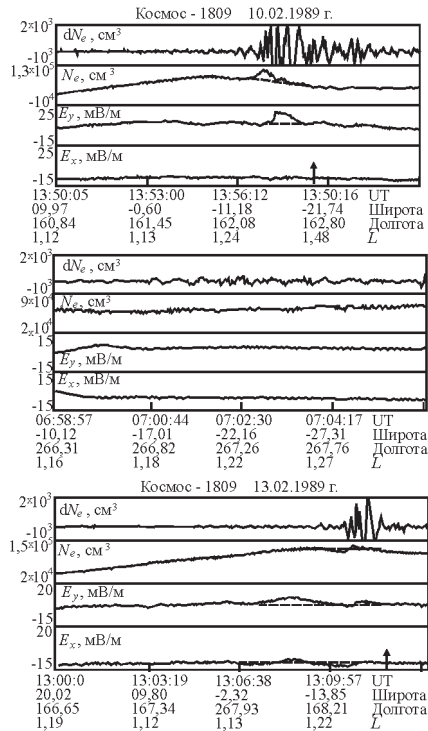


Рис.8.1.6. Пример записи двух компонент электрического поля, концентрации электронов и ее вариации, полученной на спутнике «Космос-1809» во время трех пролетов над зоной тайфуна HARRY. Вертикальная стрелка указывает момент времени, когда спутник пролетал на минимальном расстоянии от центра тайфуна

ни, когда спутник пролетал на минимальном расстоянии $\sim 1,5^\circ$ на восток от центра тайфуна. Как следует из рис.8.1.6, над зоной тайфуна наблюдается возмущение электрическо-

8.2. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ И МОДЕЛИ СЕЙСМО-ИОНОСФЕРНЫХ СВЯЗЕЙ

Совокупный анализ результатов наблюдения позволяет сделать вывод о том, что сейсмическая и метеорологическая активность стимулирует развитие интенсивных процессов в нижней атмосфере. На нижнюю атмосферу одновременно воздействуют колебания земной поверхности, химически активные и радиоактивные вещества, электрически заряженные аэрозоли. Происходит нагрев нижней атмосферы, резкое изменение ее электрофизических параметров, генерация акустических волн и формирование сторонних электрических токов. Акустическое воздействие на ионосферу осуществляется в результате распространения вверх инфразвуковых волн (Liperovsky et al., 1997). Процессы в нижней атмосфере (колебания Земли, нагрев атмосферы и инжекция газов) приводят к генерации и распространению вверх внутренних гравитационных волн и возмущению ими ионосферы (Гохберг и др., 1996). В работах (Molchanov, 1999; Surkov and Pilipenko, 1999) рассмотрено формирование литосферными источниками УНЧ-излучения на поверхности Земли и возможность его проникновения в ионосферу (Molchanov et al., 1995). Многочисленные исследования природы атмосферно-ионосферного взаимодействия направлены на поиск

его поля и концентрации электронов. Подобные результаты получены через три дня в той же области (рис.8.1.6). В то же самое время, на большом расстоянии от центра тайфуна ~ 12000 км возмущения отсутствуют (рис.8.1.6). Вариации концентрации электронов на записях возникают в результате того, что спутник пересекает плазменные неоднородности, вытянутые вдоль магнитного поля. Спектральный анализ позволил определить пространственный масштаб этих неоднородностей. На рис.8.1.7 представлен спектр, рассчитанный для временных зависимостей возмущений концентрации электронов, который показал наличие двух максиму-

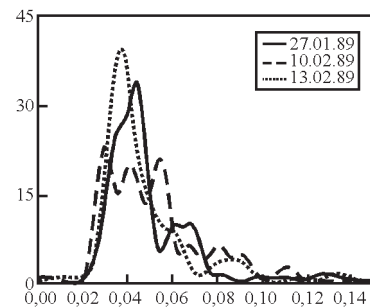


Рис.8.1.7. Спектры временных зависимостей возмущений концентрации электронов, полученных на трех пролетах спутника

мов на частотах 0,04 и 0,07 Гц соответствующие периоды 25 и 14 с). При скорости спутника ~ 8 км/с это дает пространственные масштабы неоднородностей вдоль орбиты ~ 200 и 110 км. Пространственный масштаб неоднородностей поперек магнитного поля составляет 20–40 и 10–20 км. Подобные результаты получены во время других тайфунов.

его механизмов. Например, в работах (Fitterman, 1979; Molchanov et al., 1995; Pilipenko et al., 1999) рассматривались физические процессы формирования токов в литосфере и распространение их излучения в ионосферу. В других работах (Альперович и др., 1979; Сорокин и Федорович, 1982а; Сорокин и Федорович, 1982б) обсуждалось акустическое воздействие, приводящее к ионосферным возмущениям и генерации геомагнитных пульсаций. Одной из актуальных задач исследований атмосферно-ионосферных связей является поиск цепочки процессов, связанных с воздействующим фактором и выделение совокупности наблюдаемых эффектов единой природы. Такой подход реализован при построении электродинамической модели воздействия на ионосферу. Электрическое поле у поверхности Земли претерпевает значительные изменения за дни и недели до землетрясения. В работе (Pierce, 1976) обсуждалась возможность предсказания землетрясений на основе регистрации роста проводимости и уменьшения электрического поля в атмосфере у поверхности Земли, вызванных увеличением концентрации радона. Проведены оценки величин на основе простой модели изменения сопротивления столба атмосферы. Некоторые

возможные механизмы усиления атмосферного электрического поля перед землетрясением обсуждались в работе (Molchanov and Hayakawa, 1996). В работе (Pulinets et al., 1997) отмечена связь модификации ионосферы с усилением инжекции радона и металлических аэрозолей в области очага землетрясения. Механизмы проникновения электрического поля в ионосферу и возмущение ее электрофизических параметров анализировались в работах (Grimalsky et al., 2003; Rapoport et al., 2004; Рапопорт, 2004).

В ряде работ изучалась связь атмосферного электрического поля с сейсмической активностью и возможные механизмы его проникновения в ионосферу (Pierce, 1976; Pulinets et al., 1994; Molchanov and Hayakawa, 1996; Boyarchuk et al., 1998). Проведенные в этих работах расчеты показали, что поле в ионосфере достигает величины 0,1–1,0 мВ/м в том случае, если его вертикальная компонента на поверхности Земли превышает значение (1–10) кВ/м одновременно на горизонтальном масштабе в десятки–сотни км.

Электродинамическая модель основана на предположении, что воздействие на ионосферу осуществляется в результате изменения электрического тока в замкнутой атмосферионосферной цепи. Электрический ток, протекающий из ионосферы к поверхности Земли, является участком замкнутой цепи с электродвижущей силой, расположенной в районах с грозовой активностью (Chalmers, 1967). Ток в замкнутой цепи изменяется как в результате появления дополнительного стороннего тока, так и при изменении сопротивления нагрузки. Сторонние токи и основное сопротивление нагрузки (~ 80%) сосредоточены в приземном слое атмосферы высотой в единицы км. Именно в этом слое протекают наиболее интенсивные гидродинамические, термодинамические, химические и другие процессы, которые меняют электрофизические параметры атмосферы и приводят к формированию стороннего электрического тока. Поэтому, величина тока в замкнутой цепи наиболее чувствительна к изменению характеристик нижней атмосферы (Сорокин и Яценко, 1999; Сорокин и Яценко, 2000; Sorokin and Yaschenko, 2000; Сорокин и др., 2001a; Sorokin et al., 2001). Таким образом, изменение тока осуществляет электродинамическую связь приземной атмосферы и ионосферы, стимулируя в ней плазменные и электромагнитные процессы, наблюдаемые на спутниках (Chmyrev et al., 1997; Sorokin et al., 1998; Сорокин и Чмырев, 1999; Sorokin and Chmyrev, 1999a; Sorokin et al., 2001; Сорокин и Чмырев, 2002). Локальные возмущения у поверхности Земли не изменяют существенно величину тока в ионосфере. Значительные изменения возникают в том случае, когда происходит одновременное изменение уровня проводимости нижней атмосферы или образование вертикальных сторонних токов в областях с горизонтальным масштабом, сравнимым с высотой нижней границы ионосферы. Характерный период такого изменения должен быть порядка или более времени установления этого уровня атмосферными процессами на таком горизонтальном масштабе.

Электродинамическое воздействие сейсмических и метеорологических процессов на ионосферу осуществляется в результате изменения величины электрического тока в глобальной атмосферионосферной электрической цепи

(Sorokin and Yaschenko, 2000; Sorokin et al., 2005a; Sorokin et al., 2005b; Sorokin et al., 2006; Sorokin et al., 2005d). Его источником служит сторонний электрический ток, который формируется в результате конвективного переноса вверх заряженных аэрозолей в нижней атмосфере. В районах активизации тайфунов происходит перенос атмосферных водных и соляных аэрозолей. В районах разломов аэрозоли инжектируются в атмосферу почвенными газами. Интенсивность инжекции резко возрастает в периоды усиления сейсмической активности перед землетрясениями и извержениями вулканов. Расчеты показали, что в эти периоды электрическое поле тока, протекающего в ионосфере, может достигать наблюдаемой на спутнике величины порядка 10 мВ/м. Усиление электрического поля в ионосфере стимулирует развитие плазменных и электромагнитных эффектов, регистрируемых на спутниках (Sorokin et al., 2001). Возникает неустойчивость акустико-гравитационных волн в нижней ионосфере, которая приводит к формированию горизонтальных неоднородностей ее проводимости, генерации продольных токов в магнитосферу и образованию в ней плазменных слоев (Sorokin et al., 1998). При пересечении спутником этой возмущенной области наблюдаются флуктуации плотности плазмы и колебания магнитного поля, регистрируемые на эксперименте. Взаимодействие неоднородностей проводимости с электромагнитным полем грозových разрядов приводит к излучению в магнитосферу КНЧ эмиссий, наблюдаемых на спутниках (Borisov et al., 2001) и колебаниям магнитного поля в УНЧ диапазоне (Сорокин и др., 2001b; Sorokin et al., 2003). Усиление электрического поля в ионосфере приводит к модификации ее высотного профиля, связанного как с дрейфом плазмы (Kim and Hegai, 1999), так и с разогревом ионосферы электрическим током (Sorokin and Chmyrev, 1999b). Ниже рассматриваются эффекты воздействия на ионосферу возмущения электрофизических характеристик нижней атмосферы, обусловленного динамикой заряженных аэрозолей в районах сейсмической и метеорологической активности. Горизонтальные масштабы этих районов составляют десятки и сотни км, а характерный интервал периодов процессов от десятков часов до десятков суток.

В работах (Sorokin et al., 2005a; Sorokin et al., 2005b) рассмотрена модель возмущения электрического поля токами проводимости в атмосфере и ионосфере, источником которых является сторонний электрический ток. Этот ток возникает в результате усиления выброса в атмосферу почвенными газами заряженных аэрозолей, их переноса вверх и гравитационного оседания, релаксации заряда. Следовательно, временные масштабы изменения стороннего тока и выхода в атмосферу почвенных газов должны совпадать. Усиление инжекции в атмосферу газов и сопутствующих элементов наблюдается дни и недели до землетрясений. Оценки электрического поля в ионосфере, проведенные на основе данной модели, дают значение его величины порядка десяти мВ/м.

В работах (Sorokin et al., 2001; Сорокин и Чмырев, 2002) сформулирована электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений. Эта модель позволяет объяснить ряд электромагнитных и плазменных эффектов усилением электрического поля в ионосфере над сейсмоактивным районом.

8.3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЛИТОСФЕРНО-АТМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

8.3.1. Возмущение электрического тока и поля в атмосферно-ионосферной цепи Вывод уравнения потенциала электрического поля

Рассмотрим генерацию возмущения электрического поля сторонним током \mathbf{j}_e в слое Земля – ионосфера (Sorokin et al., 2005b). Получим систему уравнений, определяющих потенциал φ возмущения электрического поля $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$. Для этого введем декартовую систему координат (x, y, z) с осью z направленной вертикально вверх, как показано на рис.8.3.1.

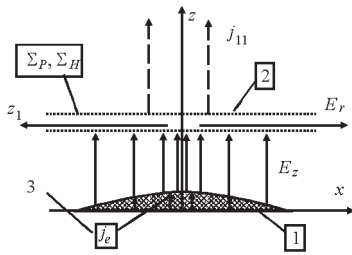


Рис.8.3.1. Схематическое изображение модели, используемой для расчета электрического тока и поля в атмосферно-ионосферной цепи: 1. Поверхность Земли. 2. Ионосфера. 3. Область конвективного подъема заряженных аэрозолей

Однородное магнитное поле направлено вдоль оси z . Плоскость $z = 0$ совпадает с поверхностью идеально проводящей Земли. Будем полагать, что на этой плоскости потенциал электрического поля равен нулю $\varphi|_{z=0} = 0$. В слое $0 < z < z_1$ расположена атмосфера с проводимостью $\sigma(z)$, зависящей от высоты z . Потенциал φ в этой области определяется из уравнения непрерывности тока и закона Ома:

$$\nabla(\mathbf{j} + \mathbf{j}_e) = 0;$$

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E} = -\sigma\nabla\varphi,$$

из которого следует уравнение для потенциала:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{\sigma(z)} \frac{d\sigma(z)}{dz} \frac{\partial\varphi}{\partial z} + \Delta_{\perp}\varphi = \frac{1}{\sigma(z)} \nabla_{\perp}\mathbf{j}. \quad (8.1)$$

Плоскость $z = z_1$ совпадает с тонкой проводящей ионосферой, характеризуемой тензором интегральной проводимости с компонентами проводимостей Σ_P, Σ_H – Педерсена и Холла соответственно. Интегрируя уравнение непрерывности тока в ионосфере $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ по ее толщине, получим граничное условие:

$$j_z(z_1+0) - j_z(z_1-0) = \Sigma_P \Delta_{\perp}\varphi_1, \quad (8.2)$$

где $\varphi_1 = \varphi(z_1)$. В квазистатическом приближении силовые линии геомагнитного поля в магнитосфере эквипотенциальны. Вследствие этого распределение электрического потенциала ионосферы и продольного тока на ее верхней границе переносится ими без изменения в магнитосопряженную область. Продольный электрический ток, протекающий в магнитосфере, замыкается поперечными токами проводимости на сопряженной ионосфере и атмосфере. Граничное условие на сопряженной ионосфере аналогично равенству (8.2), а уравнение для потенциала в сопряженной атмосфере совпа-

дает с (8.1) при $\mathbf{j}_e = 0$. Выберем зависимость атмосферной проводимости от высоты в виде:

$$\sigma(z) = \sigma_0 \exp(z/h). \quad (8.3)$$

Будем считать, что сторонний ток имеет только вертикальную компоненту и его пространственное распределение симметрично относительно оси z : $j_e = j_e(z, r)$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Воспользуемся преобразованием Ганкеля по r нулевого порядка:

$$\Phi(k, z) = \int_0^{\infty} \varphi(r, z) J_0(kr) r dr.$$

Применяя это преобразование к уравнению (8.1) и граничному условию (8.2), получим:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + \frac{1}{h} \frac{d\Phi}{dz} - k^2\Phi = \frac{1}{\sigma} \frac{dj_e}{dz}, \quad 0 < z < z_1,$$

$$\Phi|_{z=0} = 0; \quad j_m + \sigma_1 \left. \frac{d\Phi}{dz} \right|_{z=z_1-0} = -\Sigma_P k^2 \Phi_1, \quad (8.4)$$

где j_m – продольный электрический ток в магнитосфере. Направленную вертикально вверх ось декартовой системы координат в сопряженной атмосфере обозначим z' . Уравнение для потенциала в ней и граничные условия имеют вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dz'^2} + \frac{1}{h} \frac{d\Phi}{dz'} - k^2\Phi = 0, \quad 0 < z' < z_1, \quad \Phi|_{z'=0} = 0;$$

$$-j_m + \sigma_1 \left. \frac{d\Phi}{dz'} \right|_{z'=z_1-0} = -\Sigma_P k^2 \Phi_1. \quad (8.5)$$

Решение уравнения (8.5) в сопряженной атмосфере, удовлетворяющее граничному условию на поверхности Земли, имеет вид:

$$\Phi = \Phi_1 \exp\left[-\frac{z'-z_1}{2h}\right] \frac{\sinh(qz')}{\sinh(qz_1)}; \quad q = \sqrt{k^2 + \frac{1}{4h^2}}.$$

Подставляя это решение в граничное условие (8.5) получим выражение для тока в магнитосфере:

$$j_m = \Phi_1 [\Sigma_P k^2 + \sigma_1 (q \coth(qz_1) - 1/2h)]; \quad \sigma_1 = \sigma(z_1).$$

Подставляя это выражение для продольного тока в граничное условие (8.4), получим граничное условие для потенциала электрического поля на нижней границе ионосферы. Выпишем уравнение и граничные условия, позволяющие рассчитывать пространственное распределение электрического поля стороннего тока в слое Земля–ионосфера с учетом сопряженной атмосферы:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + \frac{1}{h} \frac{d\Phi}{dz} - k^2\Phi = \frac{1}{\sigma} \frac{dj_e}{dz};$$

$$\varphi(r, z) = \int_0^{\infty} \Phi(k, z) J_0(kr) k dk;$$

$$\Phi|_{z=0} = 0; \left[\frac{d\Phi}{dz} + a(k)\Phi \right]_{z=z_1-0} = 0;$$

$$a(k) = \frac{2\Sigma_P}{\sigma_1} k^2 + q \coth(qz_1) - \frac{1}{2h}. \quad (8.6)$$

Влияние сопряженной области на распределение поля в атмосфере учитывается в граничном условии (8.6). Эти уравнения использованы ниже для контроля точности приближенного метода расчета.

8.3.2. Приближенный метод расчета поля Формирование стороннего тока в атмосфере в сейсмоактивной области связано с турбулентным переносом вверх инжектируемых из почвы в атмосферу заряженных аэрозолей, их гравитационным оседанием и нейтрализацией. При интенсификации сейсмической активности усиливается их инжекция вместе с почвенными газами. Эти процессы охватывают сейсмические районы с горизонтальным масштабом r_0 порядка десятков–сотен километров. Для таких процессов уравнение (8.1) с граничным условием (8.2) может быть приближенно решено при произвольной зависимости проводимости атмосферы от высоты. Учитывая, что последнее слагаемое в левой части уравнения (8.1) по порядку величины равно $\sim \Phi / r_0^2$, а первые два $\sim \Phi / h^2$ (где r_0 – характерный горизонтальный размер области возмущения, h – характерный пространственный масштаб изменения проводимости атмосферы), можно пренебречь последним слагаемым по сравнению с двумя первыми. В результате получим:

$$\frac{d}{dz} \left[\sigma(z) \frac{d\Phi}{dz} - j_e(z, \mathbf{r}_\perp) \right] = 0. \quad (8.7)$$

Получим граничные условия для потенциала на плоскости $z = z_1$. Условие непрерывности тока (8.2) в сопряженных областях ионосферы имеют вид:

$$j_m + \sigma_1 \left. \frac{d\Phi}{dz} \right|_{z=z_1-0} = \Sigma_P \Delta_\perp \Phi_1;$$

$$-j_m + \sigma_1 \left. \frac{d\Phi}{dz} \right|_{z'=z_1-0} = \Sigma_P \Delta_\perp \Phi_1, \quad (8.8)$$

где: Δ_\perp – оператор Лапласа в плоскости $z = z_1$. Из решения уравнения (7) при условии $j_e = 0$ в сопряженной атмосфере имеем:

$$\sigma_1 \left. \frac{d\Phi}{dz} \right|_{z'=z_1-0} = \frac{\Phi_1}{\rho}; \quad \rho = \int_0^{z_1} \frac{dz}{\sigma(z)}. \quad (8.9)$$

Подставляя (8.9) во второе равенство (8.8) и складывая равенства (8.8), получим граничные условия на ионосфере для уравнения (8.7):

$$\Phi_{z=0} = 0; \quad \sigma_1 \left. \frac{d\Phi}{dz} \right|_{z=z_1-0} = 2\Sigma_P \Delta_\perp \Phi_1 - \Phi_1 / \rho, \quad (8.10)$$

где $\Phi_1 = \Phi(z_1, \mathbf{r}_\perp)$ – горизонтальное распределение потенциала в ионосфере. Уравнение (8.7) совпадает с одномерным уравнением, полученным в работе (Сорокин и др., 2001). От-

личие состоит в виде граничного условия (8.10) на нижней границе ионосферы ($z = z_1$), в котором учтено поперечное растекание в ионосфере токов при $z \geq z_1$. Это приводит к генерации в ионосфере горизонтальной компоненты электрического поля. Решение уравнения (8.7), удовлетворяющее условию $\Phi_{z=0} = 0$, имеет вид:

$$\Phi(\mathbf{r}_\perp, z) = \int_0^z \frac{j_s(\mathbf{r}_\perp, z')}{\sigma(z')} dz' - j_1(\mathbf{r}_\perp) \int_0^z \frac{dz'}{\sigma(z')};$$

$$j_1(\mathbf{r}_\perp) = \frac{\varepsilon(\mathbf{r}_\perp) - \Phi_1(\mathbf{r}_\perp)}{\rho}; \quad \varepsilon(\mathbf{r}_\perp) = \int_0^{z_1} \frac{j_e(\mathbf{r}_\perp, z)}{\sigma(z)} dz. \quad (8.11)$$

В уравнении (8.8) обозначено: $j_1(\mathbf{r}_\perp)$ – значение электрического тока проводимости на нижней границе ионосферы. Этот ток втекает в нее из атмосферы. Величины ε и ρ имеют смысл ЭДС стороннего тока и электрического сопротивления столба единичной площади между Землей и ионосферой. Используя решение (8.11) из граничного условия (8.10) получим уравнение для определения горизонтального распределения потенциала ионосферы Φ_1 :

$$\Delta_\perp \Phi_1(\mathbf{r}_\perp) - \frac{1}{2\Sigma_P \rho} \Phi_1(\mathbf{r}_\perp) = -\frac{j_1(\mathbf{r}_\perp)}{2\Sigma_P}.$$

Оценки показывают, что при $r_0 < 10^8$ м, то есть практически во всех случаях, второе слагаемое в левой части полученного уравнения пренебрежимо мало. Следовательно, уравнение для распределения потенциала ионосферы в координатном представлении имеет вид двумерного уравнения Пуассона:

$$\Delta_\perp \Phi_1 = -\frac{j_1}{2\Sigma_P}. \quad (8.12)$$

Уравнения (8.11) и (8.12) применимы для расчета электрического поля сторонних токов с произвольным их горизонтальным распределением и для произвольного высотного распределения проводимости атмосферы в случае, когда горизонтальный масштаб токов превышает высоту нижней границы ионосферы.

8.3.3. Механизм ограничения электрического поля на поверхности Земли. Согласно наземным измерениям изменения электрического поля с длительностями в единицы – десятки суток одновременно на расстояниях в десятки – сотни км при подготовки землетрясений не превышают величину в десятки – сотни В/м. Причина этого ограничения может состоять в существовании механизма обратной связи между возмущением вертикальной компоненты электрического поля и сторонними токами на поверхности Земли, которые вызывают это возмущение. Такая связь обусловлена наличием потенциального барьера на границе земля–атмосфера при пересечении этой границы движущейся вверх заряженной аэрозольной частицей. Ее движение вверх осуществляется благодаря вязкости выходящих в атмосферу почвенных газов. Если, например, положительно заряженная частица выходит из земли в атмосферу, то поверхность земли заряжается отрицательно и возникающее электрическое поле,

направленное вниз, препятствует выходу частицы на поверхность. В тоже время, это поле стимулирует выход на поверхность отрицательно заряженных частиц. При наличии такой связи значения сторонних токов на поверхности Земли будут зависеть от вертикальной компоненты электрического поля на ее поверхности:

$$\begin{aligned} j_p(r, E_{z0}(r)) &= j_{p0}(r) f(E_{z0}(r) / E_{cp}); \\ j_n(r, E_{z0}(r)) &= j_{n0}(r) f(-E_{z0}(r) / E_{cn}), \end{aligned} \quad (8.13)$$

где j_{p0} и j_{n0} определяются интенсивностью выброса заряженных аэрозолей без влияния на них поля. Когда отрицательное по величине поле достигает критического значения E_{cp} , то оно «запирает» ток положительно заряженных частиц. Соответственно, положительно направленное поле «запирает» ток отрицательно заряженных частиц. Критическое поле по порядку величины определяется из баланса сил вязкости, тяжести и электростатической силы. Сила вязкости действует по направлению вверх на частицу со стороны поднимающихся в грунте почвенных газов. Сила тяжести направлена вниз. Электростатическая сила, возникающая в результате выхода на поверхность положительно заряженной частицы, направлена вниз.

$$\begin{aligned} E_{cp} &= (6\pi\eta R_p V - m_p g) / eZ_p; \\ E_{cn} &= (6\pi\eta R_n V - m_n g) / eZ_n, \end{aligned} \quad (8.14)$$

где: η – коэффициент вязкости воздуха, V – скорость подъема в грунте почвенных газов, $R_{p,n}$ – радиус аэрозольных частиц, $m_{p,n} = (4/3)\pi R_{p,n}^3 \mu$ – масса частиц, μ – их плотность.

Для простоты далее будем полагать частицы разных знаков одинаковыми $E_{cp} = E_{cn} = E_c$. Для проведения расчетов конкретизируем функциональную зависимость f от электрического поля, выбрав ее в виде $f = \sqrt{1 + E_{z0} / E_c}$, получим:

$$\begin{aligned} E_{z0}(r) &= \frac{1}{\sigma_0} \left[j_{p0}(r) \left(\frac{k_p}{\rho} - 1 \right) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(r)}{E_c}} - \right. \\ &\quad \left. - j_{n0}(r) \left(\frac{k_n}{\rho} - 1 \right) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(r)}{E_c}} \right]. \end{aligned} \quad (8.15)$$

Равенство (8.15) позволяет рассчитывать вертикальную компоненту электрического поля на поверхности Земли при заданных значениях j_{p0} , j_{n0} . Запишем равенство (8.15) в виде:

$$\begin{aligned} E_{z0} &= -j_{p0} \frac{\rho - k_p}{\rho \sigma_0} \left(\sqrt{1 + \frac{E_{z0}}{E_c}} - B \sqrt{1 - \frac{E_{z0}}{E_c}} \right); \\ B &= \frac{\rho - k_n j_{n0}}{\rho - k_p j_{p0}}. \end{aligned} \quad (8.16)$$

Из (8.16) следует, что величина поля для любых значений тока не превышает максимального значения.

Для расчетов выбраны значения: $j_{n0} / j_{p0} = 0,64$; $B = (h + h_p) j_{n0} / (h + h_n) j_{p0} = 0,8$. Получим: $E_{zm} = -0,2 E_c$. Приведем оценку величины критического поля (8.14). Полагая $\eta = 1,72 \cdot 10^{-4}$ г/см · с, $V = 0,01$ см/с, $R = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $\mu = 1,5$ г/

см³, $Z = 100$, получим $E_c = 0,015$ cgsе = 450 В/м, $\sigma_0 E_c = 10$ пА/м². Следовательно, вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли не может превышать величину $E_{zm} = 90$ В/м. Выражение для горизонтальной компоненты электрического поля в ионосфере при заданных j_{p0} , j_{n0} имеет вид:

$$\begin{aligned} E_r(r) &= \frac{1}{2\Sigma_P \rho r} \int_0^r dr' r' \left[k_p j_{p0}(r') \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(r')}{E_c}} - \right. \\ &\quad \left. - k_n j_{n0}(r') \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(r')}{E_c}} \right]. \end{aligned} \quad (8.17)$$

Вертикальная компонента электрического поля в слое Земля–ионосфера определяется выражением:

$$\begin{aligned} E_z(r, z) &= \frac{1}{\sigma(z)} \left[\left(\frac{k_p}{\rho} - s_p(z) \right) j_{p0}(r) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(r)}{E_c}} - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{k_n}{\rho} - s_n(z) \right) j_{n0}(r) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(r)}{E_c}} \right]. \end{aligned} \quad (8.18)$$

Поле на поверхности Земли $E_{z0}(r)$ в выражениях (8.17) и (8.18) находится из уравнения (8.16). Из него следует, что горизонтальная компонента поля в ионосфере достигает величины порядка 10 мВ/м, в то время как величина вертикальной компоненты поля на поверхности Земли ограничена значением порядка 100 В/м. Расчеты показывают, что поле в ионосфере достигает максимального значения на расстоянии порядка размера области, охваченной сторонним током. Горизонтальный размер области, в которой усиливается вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли, в три раза превышает горизонтальный масштаб распределения сторонних токов. Внутри этой области поле практически не меняется в зависимости от расстояния.

Рассмотрим электрические поля, генерируемые сторонними токами, связанными с динамикой заряженных аэрозолей в нижней атмосфере. Магнитное поле \mathbf{B} расположено в плоскости (x, z) под углом α к оси x . Выберем крупномасштабное, аксиально-симметричное распределение вертикального стороннего тока в виде:

$$j_e(r, z) = j_{e0} \exp\left(-\frac{z}{h_j}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right).$$

Такое распределение тока соответствует вертикальному переносу водных аэрозолей в области тайфунов. Потенциал ионосферы удовлетворяет уравнению:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} &= -A \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right); \\ A &= \frac{j_{e0}}{2\Sigma_P} \int_0^{z_1} \frac{\exp(-z/h_j)}{\sigma(z)} dz / \int_0^{z_1} \frac{dz}{\sigma(z)}. \end{aligned} \quad (8.19)$$

Перейдем в уравнении (8.19), к безразмерным переменным:

$$\xi = x/l, \eta = y/l, \psi = -\phi_1/Al^2.$$

В этих переменных уравнение (19) имеет вид:

$$\frac{1}{\sin^2\alpha} \frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial\eta^2} = \exp(-\xi^2 - \eta^2).$$

Воспользовавшись преобразованием Фурье

$\tilde{\psi}(s, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\xi, \eta) \exp(-is\xi) d\xi$ для функции $\tilde{\psi}$ получим уравнение:

$$\frac{d^2\tilde{\psi}}{d\eta^2} - \frac{s^2}{\sin^2\alpha} \tilde{\psi} = \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{s^2}{4} - \eta^2\right).$$

Решение этого уравнения, убывающее при $|\xi| \rightarrow \infty$, имеет вид:

$$\tilde{\psi}(s, \eta) = -\frac{\pi \sin\alpha}{|s|} [g(\eta, s) + g(-\eta, s)];$$

$$g(s, \eta) = \frac{1}{4} \exp\left(\frac{s^2}{4\tan^2\alpha} + \frac{|s|\eta}{\sin\alpha}\right) \text{Erfc}\left(\frac{|s|}{2\sin\alpha} + \eta\right).$$

Пространственное распределение безразмерного потенциала определяется обратным преобразованием Фурье этого решения. Компоненты электрического поля определяются формулами:

$$E_x = E_0 \sin\alpha \int_0^{\infty} \sin(s\xi) [g(\eta, s) + g(-\eta, s)] ds;$$

$$E_y = -E_0 \int_0^{\infty} \cos(s\xi) [g(\eta, s) - g(-\eta, s)] ds;$$

$$E_z = -E_y / \tan\alpha; E_0 = j_e h_j l / 2\Sigma_P(h + h_j); \quad (8.20)$$

Рассмотрим генерацию возмущения электрического поля сторонним током \mathbf{j}_e в слое Земля–ионосфера. Получим систему уравнений, определяющих потенциал ϕ возмущения электрического поля $\mathbf{E} = -\nabla \cdot \phi$. В декартовой системе координат (x, y, z) с осью z , направленной вертикально вверх однородное магнитное поле \mathbf{B} направлено под углом α к оси x . Плоскость $z = 0$ совпадает с поверхностью идеально проводящей Земли. Сторонний ток в горизонтальном направлении зависит от координат (x, y) . Будем полагать, что на этой плоскости потенциал электрического поля равен нулю $\phi|_{z=0} = 0$. В слое $0 < z < z_1$ расположена атмосфера с проводимостью $\sigma(z)$, зависящей от высоты z . Плоскость $z = z_1$ совпадает с тонкой проводящей ионосферой, характеризующейся тензором интегральной проводимости с компонентами Σ_P, Σ_H – проводимостями Педерсена и Холла соответственно. Для медленных процессов с характерным временем $t \gg 1/\sigma$ потенциал ϕ определяется из уравнения непрерывности тока и закона Ома:

$$\nabla(\mathbf{j} + \mathbf{j}_e) = 0; \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \phi.$$

Формирование стороннего тока в атмосфере связано с турбулентным переносом вверх инжектируемых из почвы в

атмосферу заряженных аэрозолей, их гравитационным оседанием и нейтрализацией. При интенсификации сейсмической или метеорологической активности усиливается их инжекция в атмосферу вместе с почвенными газами и перенос в нижней атмосфере. Эти процессы охватывают районы с горизонтальным масштабом r_0 порядка десятков–сотен километров. Обозначив h – характерный пространственный масштаб изменения проводимости атмосферы, для таких процессов при $r_0 \gg h$ этих уравнений получим:

$$\frac{d}{dz} \left[\sigma(z) \frac{d\phi(\mathbf{r}, z)}{dz} - j_e(\mathbf{r}, z) \right] = 0, \quad (8.21)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор в плоскости (x, y) .

Получим граничные условия для потенциала на плоскости $z = z_1$, совпадающей с тонкой проводящей ионосферой. Потенциал возмущения электрического поля в ионосфере определяется из уравнения непрерывности и обобщенного закона Ома:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0; \mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E} = -\hat{\sigma} \nabla \phi,$$

где $\hat{\sigma}(z)$ – тензор проводимости ионосферы, который в приближении слоисто-неоднородной среды будем считать зависящим только от высоты z над поверхностью Земли. Введем вспомогательную систему координат (x', y', z') с осью z' , направленной вдоль геомагнитного поля \mathbf{B} :

$$x' = x \sin\alpha - z \cos\alpha; y' = y; z' = x \cos\alpha + z \sin\alpha.$$

В этой системе координат тензор проводимости имеет вид:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_P & \sigma_P & 0 \\ -\sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix},$$

а потенциал удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial z'} \left(\sigma_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial z'} \right) + \sigma_P(z) \Delta'_{\perp} \phi - \frac{d\sigma_P}{dz} \cos\alpha \frac{d\phi}{dx'} + \frac{d\sigma_H}{dz} \cos\alpha \frac{d\phi}{dy'} = 0;$$

$$z = z' \sin\alpha - x' \cos\alpha,$$

где Δ'_{\perp} – оператор Лапласа по координатам (x', y') . В ионосфере при $z > 80$ км выполняется неравенство $\sigma_{\parallel} \gg \sigma_P, \sigma_H$. Переходя к пределу $\sigma_{\parallel} \rightarrow \infty$, получим:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z'} = 0; \frac{\partial j_{\parallel}}{\partial z'} = \sigma_P(z) \Delta'_{\perp} \phi - \frac{d\sigma_P}{dz} \cos\alpha \frac{d\phi}{dx'} + \frac{d\sigma_H}{dz} \cos\alpha \frac{d\phi}{dy'},$$

$$z = z' \sin\alpha - x' \cos\alpha,$$

где j_{\parallel} – продольный ток, протекающий в магнитосфере между сопряженными областями ионосферы. Первое уравнение системы представляет собой условие того, что силовые линии геомагнитного поля эквипотенциальны и, следовательно, потенциал ϕ не зависит от z' . Второе уравнение определяет изменение продольного тока за счет его растекания по ионосфере. Проинтегрируем второе уравнение вдоль силовой линии геомагнитного поля по z' от нижней границы ионосферы ($z = z_1, z' = z_1 + x \cos\alpha$) до верхней ее границы ($z = z_1 + d, z' = z_1 + d \sin\alpha + x \cos\alpha$) при постоянных x', y' .

Будем полагать, что на верхней и нижней границах ионосферы $\sigma_P = \sigma_H = 0$. В результате, получим:

$$\begin{aligned} j_{\parallel}(z_1 + d \sin \alpha + x \cos \alpha) - j_{\parallel}(z_1 + x \cos \alpha) = \\ = \Delta'_{\perp} \varphi \int_0^d \sigma_P(z) \frac{dz'}{dz} dz; \\ \frac{dz'}{dz} = \frac{1}{\sin \alpha}. \end{aligned}$$

Это равенство в координатах (x, y, z) имеет вид:

$$\begin{aligned} j_{\parallel}(x + d \cos \alpha, y, z_1 + d) - j_{\parallel}(x, y, z_1) = \\ = \frac{\Sigma_P}{\sin \alpha} \left(\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right), \end{aligned}$$

где $\Sigma_P = \int_0^d \sigma_P(z) dz$ – интегральная проводимость Педерсена

ионосферы. Так как на нижней и верхней границе ионосферы поперечные проводимости обращаются в нуль, то продольный ток связан с вертикальной компонентой тока равенством:

$$j_{\parallel}(z = z_1) = j_{\parallel}(z = z_1 + d) = j_z / \sin \alpha.$$

Если характерный горизонтальный масштаб l возмущения достаточно велик, а угол α не слишком близок к нулю $l \gg d / \tan \alpha$, то в приближении «тонкой» ионосферы $d \rightarrow 0$ получаем граничное условие, определяющее скачок вертикальной компоненты электрического тока при переходе через ионосферу:

$$j_z(z_1 + 0) - j_z(z_1 - 0) = \Sigma_P \left(\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) \Bigg|_{z=z_1}. \quad (8.22)$$

Другим граничным условием в приближении «тонкой» ионосферы является условие непрерывности потенциала:

$$\varphi(z_1 + 0) - \varphi(z_1 - 0) = 0. \quad (8.23)$$

Условия непрерывности тока (8.22) в сопряженных областях ионосферы имеют вид:

$$\begin{aligned} j_m \sin \alpha + \sigma_1 \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=z_1-0} &= \Sigma_P \left(\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} \right), \\ -j_m \sin \alpha + \sigma_1 \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z'=z_1-0} &= \Sigma_P \left(\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} \right) \end{aligned}$$

где: j_m – продольный электрический ток в магнитосфере, $\varphi_1(x, y) = \varphi(x, y, z = z_1)$ – горизонтальное распределение потенциала в ионосфере, $\sigma_1 = \sigma(z = z_1)$ – значение проводимости атмосферы на нижней границе ионосферы. Решение уравнения (8.1) при $j_e = 0$ в сопряженной атмосфере имеет вид:

$$\sigma_1 \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z'=z_1-0} = \frac{\varphi_1}{\rho}, \quad \rho = \int_0^{z_1} \sigma(z) dz.$$

Эти равенства приводят к граничным условиям на плоскости $z = z_1$:

$$\begin{aligned} \varphi|_{z=0} = 0; \\ \sigma_1 \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=z_1-0} = 2\Sigma_P \left(\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} \right) - \frac{\varphi_1}{\rho}. \quad (8.24) \end{aligned}$$

Граничное условие выражает тот факт, что в ионосфере в горизонтальном направлении протекают электрические токи. С ними связано появление в ионосфере горизонтальной компоненты электрического поля. Решение уравнения (21), удовлетворяющее условию $\varphi|_{z=0} = 0$, имеет вид:

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{r}, z) = \int_0^z \frac{j_e(\mathbf{r}, z')}{\sigma(z')} dz' - j_1(\mathbf{r}) \int_0^z \frac{dz'}{\sigma(z')}; \\ j_1(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon(\mathbf{r}) - \varphi_1(\mathbf{r})}{\rho}; \quad \varepsilon(\mathbf{r}) = \int_0^{z_1} \frac{j_e(\mathbf{r}, z)}{\sigma(z)} dz, \quad (8.25) \end{aligned}$$

где обозначено: $j_1(\mathbf{r})$ – значение атмосферного электрического тока проводимости на нижней границе ионосферы. Ток проводимости, генерируемый сторонним током в нижней атмосфере, протекает из атмосферы в ионосферу. Величины ε и ρ имеют смысл ЭДС стороннего тока и электрического сопротивления столба единичной площади между Землей и ионосферой. Подставляя выражение (8.25) в граничное условие (8.24), получим уравнение для определения горизонтального распределения потенциала ионосферы $\varphi_1(x, y)$:

$$\left(\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{2\Sigma_P \rho} \varphi_1(\mathbf{r}) = -\frac{j_1(\mathbf{r})}{2\Sigma_P}.$$

Оценки показывают, что при $l \ll 10^8$ м, то есть практически во всех случаях, второе слагаемое в левой части полученного уравнения пренебрежимо мало. Следовательно, уравнение для распределения потенциала ионосферы имеет вид:

$$\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \varphi_1(\mathbf{r})}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1(\mathbf{r})}{\partial y^2} = -\frac{j_1(\mathbf{r})}{2\Sigma_P}. \quad (8.26)$$

В случае вертикального геомагнитного поля $\alpha = \pi/2$ это уравнение совпадает с двумерным уравнением Пуассона. Наклон геомагнитного поля приводит к «растяжению» распределения потенциала ионосферы в меридиональном направлении. Полученные уравнения применимы для расчета электрического поля сторонних токов с произвольным их горизонтальным распределением и для произвольного высотного распределения проводимости атмосферы в случае, когда горизонтальный масштаб токов превышает высоту нижней границы ионосферы. Переходя от переменных (x, y) к новым независимым переменным $(\xi = x \sin \alpha, y')$ уравнение (8.26) преобразуем к двумерному уравнению Пуассона, решение которого получается методом функции Грина:

$$\varphi_1(x, y) = -\frac{1}{4\pi\Sigma_P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x', y - y') j_1(x', y') dx' dy',$$

$$G(x, y) = \sin \alpha \ln \sqrt{x^2 \sin^2 \alpha + y^2}. \quad (8.27)$$

Компоненты электрического поля в ионосфере определяются по формулам:

$$E_x(x, y) = -\partial \varphi_1(x, y) / \partial x; \quad E_y(x, y) = -\partial \varphi_1(x, y) / \partial y. \quad (8.28)$$

Подставляя распределение потенциала (8.27) в равенства (8.28), получим распределение горизонтальных компонент электрического поля в ионосфере:

$$E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi \Sigma_p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_x(x-x', y-y') j_1(x', y') dx' dy';$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi \Sigma_p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_y(x-x', y-y') j_1(x', y') dx' dy';$$

$$K_x(x, y) = \frac{x \sin^3 \alpha}{x^2 \sin^2 \alpha + y^2}; \quad K_y(x, y) = \frac{y \sin \alpha}{x^2 \sin^2 \alpha + y^2}. \quad (8.29)$$

Выражение (8.29) использовано для расчета пространственного распределения электрического поля в ионосфере.

Как отмечалось выше, наземные данные свидетельствуют о том, что изменения электрического поля с длительностями в единицы–десятки суток одновременно на расстояниях в десятки–сотни км при подготовки землетрясений не превышают величину в десятки–сотни В/м. Причина этого ограничения может состоять в существовании механизма обратной связи между возмущением вертикальной компоненты электрического поля и сторонними токами на поверхности Земли, которые вызывают это возмущение (Sorokin et al., 2005a). Такая связь обусловлена наличием потенциального барьера на границе земля – атмосфера при пересечении этой границы движущейся вверх заряженной аэрозольной частицей. Ее движение вверх осуществляется благодаря вязкости выходящих в атмосферу почвенных газов. Если, например, положительно заряженная частица выходит из земли в атмосферу, то поверхность земли заряжается отрицательно и возникающее электрическое поле, направленное вниз, препятствует выходу частицы на поверхность. В тоже время, это поле стимулирует выход на поверхность отрицательно заряженных частиц.

Вертикальная компонента электрического поля в атмосфере $E_z = -\partial \varphi / \partial z$ определяется потенциалом (8.25):

$$E_z(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{\sigma(z)} [j_1(\mathbf{r}) - j_e(\mathbf{r}, z)];$$

$$j_1(\mathbf{r}) = \int_0^{z_1} \frac{j_e(\mathbf{r}, z)}{\sigma(z)} dz / \int_0^{z_1} \frac{dz}{\sigma(z)}. \quad (8.30)$$

Будем полагать, что сторонний ток образуется в результате инъекции в атмосферу положительно j_p и отрицательно j_n заряженных почвенных аэрозолей:

$$j_e(x, y, z) = j_p(x, y) s_p(z) - j_n(x, y) s_n(z);$$

$$s_p(z=0) = s_n(z=0) = 1.$$

Функциями $s_p(z)$, $s_n(z)$ обозначено высотное распределение сторонних токов. Подставляя это равенство в (8.30) получим выражение для вертикальной компоненты электрического поля на поверхности Земли:

$$E_{z0}(x, y) = \frac{1}{\sigma_0} [j_1(x, y) - j_p(x, y) + j_n(x, y)];$$

$$j_1(x, y) = \frac{1}{\rho} [j_p(x, y) k_p - j_n(x, y) k_n];$$

$$E_{z0}(x, y) = E_z(x, y, z=0); \quad \sigma_0 = \sigma(z=0);$$

$$k_{p,n} = \int_0^{z_1} dz \frac{s_{p,n}(z)}{\sigma(z)}. \quad (8.31)$$

Сторонние токи положительно и отрицательно заряженных аэрозолей зависят от вертикальной компоненты электрического поля на поверхности Земли согласно механизму обратной связи:

$$j_p(x, y) = j_{p0}(x, y) f(E_{z0}(x, y) / E_{cp});$$

$$j_n(x, y) = j_{n0}(x, y) f(-E_{z0}(x, y) / E_{cn}),$$

где $j_{p0}(x, y)$, $j_{n0}(x, y)$ определяются интенсивностью выброса заряженных аэрозолей без влияния на них поля.

Для проведения расчетов конкретизируем функциональную зависимость f от электрического поля, выбрав ее в виде $f = \sqrt{1 + E_{z0} / E_c}$. Используя эту зависимость в (8.31), получим:

$$E_{z0}(x, y) = \frac{1}{\sigma_0} \left[j_{p0}(x, y) \left(\frac{k_p}{\rho} - 1 \right) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} - \right.$$

$$\left. - j_{n0}(x, y) \left(\frac{k_n}{\rho} - 1 \right) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} \right]. \quad (8.32)$$

Это уравнение позволяет рассчитать вертикальную компоненту электрического поля на поверхности Земли при заданных значениях j_{p0} , j_{n0} . Решение уравнения (8.32) дает возможность определить горизонтальное распределение тока проводимости, втекающего из атмосферы в ионосферу. Из (8.31) и (8.32) получим:

$$j_1(x, y) = \frac{1}{\rho} \left[j_{p0}(x, y) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} k_p - \right.$$

$$\left. - j_{n0}(x, y) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} k_n \right]. \quad (8.33)$$

Рассмотрим зависимость величины электрического поля на поверхности Земли от стороннего тока, генерирующего это поле. Будем полагать, что высотные зависимости сторонних токов и проводимости атмосферы определяются выражениями:

$$s_{p,n} = \exp(-z / h_{p,n}); \quad \sigma(z) = \sigma_0 \exp(z / h),$$

где $h_{p,n}$ – вертикальный масштаб пространственного распределения сторонних токов в атмосфере. Из (8.31) получим:

$$\rho = \frac{h}{\sigma_0}; k_p = \frac{hh_p}{\sigma_0(h_p + h)}; k_n = \frac{hh_n}{\sigma_0(h_n + h)}.$$

Запишем уравнение (8.32) в безразмерном виде:

$$E_{z0} = -E_c \mathcal{J} \left(\sqrt{1 + \frac{E_{z0}}{E_c}} - B \sqrt{1 - \frac{E_{z0}}{E_c}} \right); B = \frac{\rho - k_n j_{n0}}{\rho - k_p j_{p0}}.$$

Из формулы следует ограничение вертикальной компоненты электрического поля. Его величина для любых значений тока не превышает максимального значения:

$$E_{zm} = -E_c(1 - B^2)/(1 + B^2).$$

Оценки показывают, что вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли не может превышать величину $E_{zm} = 90$ В/м.

8.3.4. Формирование сторонних электрических токов и возмущение проводимости в атмосфере Возможны различные механизмы формирования стороннего тока в приземных слоях атмосферы (Сорокин и Ященко, 1999; Сорокин и Ященко, 2000; Sorokin and Yaschenko, 2000). Одним из таких механизмов является процесс интенсификации выброса заряженных почвенных аэрозолей в атмосферу или изменения метеорологических условий при их стабильном высотном распределении. В ряде работ отмечалось (Alekseev and Alekseeva, 1992), что за несколько дней до главного толчка землетрясения концентрация почвенных аэрозолей, содержащих ионы металлов в атмосфере, может возрасти на один–два порядка. Квазистационарное высотное распределение аэрозолей может формироваться в результате турбулентного переноса вверх и гравитационного оседания. Турбулентный перенос осуществляется благодаря вертикальному градиенту горизонтального ветра при передаче кинетической энергии ветра в энергию турбулентных пульсаций, а так же термической неустойчивости атмосферы в случае, когда отрицательный градиент температуры превышает ее адиабатический градиент. Турбулентные вихри переносят аэрозоли из областей высот, где их концентрация N велика, на высоты с низкой их концентрацией. Равновесие достигается, когда вертикальный поток аэрозолей уравновешивается их гравитационным оседанием со скоростью w (Флигель и Бузингер, 1963).

$$Nw = -K \frac{\partial N}{\partial z}.$$

Оценим коэффициент переноса K монодисперсных аэрозолей. Скорость гравитационного оседания пропорциональна весу mg аэрозольной частицы $w = bmg$ (где m – масса частицы, g – ускорение свободного падения, $b = 1/4\pi\eta R$ – подвижность аэрозолей (Ландау и Лифшиц, 1986), η – вязкость воздуха, R – радиус аэрозольной частицы). Приведенные в работе (Гаврилова и Ивлиев, 1996) данные показывают, что высотное распределение концентрации почвенных аэрозолей можно представить в виде $N = N_0 \exp(-z/H_a)$. Следовательно, эффективный коэффициент турбулентного переноса выражается через масштаб высотного распределения почвенных аэрозолей $K = wH_a$. Получим уравнение, кото-

рому удовлетворяют сторонние токи, образованные заряженными аэрозолями инжектируемыми в атмосферу. Заряд такой частицы q в проводящей атмосфере уменьшается со временем вследствие компенсации заряда током проводимости. Интегрируя уравнение непрерывности $\partial \rho / \partial t = -\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E})$ по объему частицы, получим:

$$\frac{dq}{dt} = -4\pi\sigma q.$$

Скорость вертикального переноса аэрозолей складывается из скорости гравитационного оседания w и случайной компоненты $\xi(t)$ связанной с турбулентным переносом:

$$\frac{dz}{dt} = -w + \xi(t).$$

Метод описания динамики частиц, определяемой стохастическими дифференциальными уравнениями, основан на использовании функции распределения вероятностей (Хаген, 1985). Будем полагать, что некоторая система характеризуется «координатами» x_i , которые определяются из уравнений движения:

$$\frac{dx_i}{dt} = a_i(x_i) + \xi_i(t),$$

где $\xi_i(t)$ – случайные функции. Полагая, что

$$\langle \xi_i(t) \rangle = 0 \quad \langle \xi_i(t) \xi_k(t') \rangle = 2D_i \delta_{ik} \delta(t - t'),$$

можно получить уравнение Фоккера–Планка для функции распределения вероятностей $f(x_1, x_2, \dots, t)$ случайного процесса $x_i(t)$ (Хаген, 1985):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} (a_i f) = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \right).$$

Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение. Будем считать, что скорость турбулентного переноса $\xi(t)$ удовлетворяет соотношениям:

$$\langle \xi(t) \rangle = 0 \quad \langle \xi(t) \xi(t') \rangle = 2K \delta(t - t').$$

Введем функцию распределения $f(q, z, t)$ аэрозольных частиц по электрическому заряду и высоте. Эта функция имеет смысл вероятности того, что в момент времени t на высоте z частица имеет заряд q . При условии слабой зависимости K от высоты, получим кинетическое уравнение для функции распределения f :

$$\frac{\partial f}{\partial t} - w \frac{\partial f}{\partial z} - 4\pi\sigma(z) \frac{\partial}{\partial q} (qf) = K \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}. \quad (8.34)$$

Пространственно-временные распределения концентрации аэрозолей $N(z, t)$, а так же плотности их электрического заряда $\rho_e(z, t)$ и стороннего тока связанного с их движением $j_e(z, t)$, выражаются через моменты функции распределения $f(q, z, t)$:

$$N(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(q, z, t) dq; \quad \rho_e(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} qf(q, z, t) dq;$$

$$j_e(z,t) = -w \int_{-\infty}^{\infty} qf(q,z,t) dq - K \int_{-\infty}^{\infty} q \frac{\partial f(q,z,t)}{\partial z} dq =$$

$$= -\rho_e w - K \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \quad (8.35)$$

Из (8.34) и (8.35) получим уравнения для моментов:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - w \frac{\partial N}{\partial z} = K \frac{\partial^2 N}{\partial z^2}; \quad \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + 4\pi\sigma(z)\rho_e = -\frac{\partial j_e}{\partial z}. \quad (8.36)$$

Последнее равенство в системе (8.36) представляет собой уравнение

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + 4\pi\sigma\rho_e + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = 0$$

в одномерном приближении, которому удовлетворяют в проводящей среде плотность сторонних зарядов и стороннего тока. Смысл этого равенства заключается в следующем. Изменение количества сторонних зарядов в выделенном объеме определяется двумя процессами. Во первых, это их перенос по действием ЭДС через поверхность, ограничивающую объем. Во вторых, это убывание стороннего заряда в результате его релаксации в окружающую среду с проводимостью σ . Так, например, если полный поток сторонних зарядов через ограничивающую объем поверхность равен нулю $\nabla \cdot \mathbf{j}_e = 0$, то их количество в этом объеме убывает по закону $\rho_e \sim \exp(-4\pi\sigma t)$. Сторонние заряды в проводящей среде релаксируют за время $\sim 1/4\pi\sigma$. При достаточно быстрых процессах $t \ll 1/4\pi\sigma$ заряды не успевают релаксировать, а уравнение непрерывности имеет вид $\partial \rho_e / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = 0$. В противоположенном случае медленного процесса образования стороннего заряда $t \gg 1/4\pi\sigma$, его плотность связана со сторонним током равенством $4\pi\sigma\rho_e + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = 0$. Это равенство означает, что в стационарном состоянии исчезновение сторонних зарядов в объеме в результате релаксации компенсируется их переносом через ограничивающую поверхность. Предполагая характерный временной масштаб рассматриваемых процессов превосходящим время релаксации $1/4\pi\sigma$, из (8.2) и (8.3) получим уравнение для определения высотного распределения стороннего тока в квазистационарном приближении:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{4\pi\sigma(z)} \frac{\partial j_e(z,t)}{\partial z} \right] + \frac{w}{4\pi\sigma(z)K} \frac{\partial j_e(z,t)}{\partial z} - \frac{j_e(z,t)}{K} = 0. \quad (8.37)$$

Уравнение (8.37) позволяет определить высотное распределение стороннего тока с фиксированным зарядом на аэрозолях в атмосфере без радиоактивности. Если вертикальный масштаб изменения концентрации аэрозолей меньше масштаба изменения проводимости, то в уравнении (8.37) для оценки можно положить $\sigma(z) = \sigma_0$. При этом, его решение имеет вид:

$$j_e(z,t) = j_e(0,t) \exp(-z/H_j); \quad H_j = \frac{2K}{w + \sqrt{w^2 + 16\pi K \sigma_0}}$$

Соответствующее стороннему току высотное распределение стороннего заряда имеет вид:

$$\rho_e(z,t) = \rho_e(0,t) \left[\exp(-z/H_j) - H_j \delta(z) \right],$$

где: $\delta(z)$ – дельта функция Дирака. Значение стороннего тока и заряда на поверхности Земли определяются равенством:

$$j_e(0,t) = 4\pi\sigma_0\rho_e(0,t)H_j.$$

Из полученных результатов следует, что сторонние токи и заряды распределены на меньших высотах, чем аэрозоли. Это связано с тем, что заряженные аэрозоли переносятся в проводящей среде и их заряд релаксирует в процессе переноса. Для оценки величины стороннего тока будем полагать, что частицы инжектируются с одинаковым зарядом $q_+ = q_- = Ze$. Введем относительную долю заряженных аэрозолей $\lambda_{+,-} = N_{+,-} / N$. Сторонний ток на поверхности Земли выражается через концентрацию аэрозолей по формуле:

$$j_e(0,t) = 4\pi\sigma_0Ze(\lambda_+ - \lambda_-)H_jN(0,t). \quad (8.38)$$

Из равенства следует, что если $\lambda_+ > \lambda_-$, то сторонний ток направлен вверх. При этом поле на поверхности Земли направлено вниз.

Во многих случаях инжекция почвенных аэрозолей в атмосферу происходит совместно с радиоактивными элементами, которые ионизуют атмосферу, изменяют ее проводимость. Кроме того, атмосферные ионы прилипают к аэрозолям меняя проводимость атмосферы и электрические заряды на аэрозолях. Это приводит к изменению стороннего тока. Ниже получим высотные распределения проводимости атмосферы и стороннего тока в ней с учетом этих процессов. Районы, в которых происходит усиление сейсмической или метеорологической активности имеют характерные горизонтальные размеры порядка сотен километров. Так как этот размер превышает высоту слоя Земля–ионосфера, то оценку наведенной проводимости атмосферы и электрического поля, будем проводить в одномерном приближении. При этом все величины зависят от одной координаты z – высоты над поверхностью Земли. Так как длительность повышения уровня атмосферной радиоактивности перед землетрясением составляет единицы – десятки дней, то будем рассматривать стационарное высотное распределение проводимости и атмосферного электрического поля.

Предположим, что высотное распределение концентрации радиоактивных элементов в атмосфере определяется функцией $N_R(z)$. При их распаде образуются гамма-кванты. Так как начальное распределение $q_\gamma(z)$ по углам вылета гамма-квантов изотропно, то число гамма-квантов N_γ , генерируемых в единице объема, в единицу времени и вылетающих в единицу телесного угла равно $N_\gamma = \kappa N_R / 4\pi$, где $\kappa = \ln 2 / T$, T – эффективный период полураспада. Гамма-кванты поглощаются вследствие Комптон-эффекта на электронах молекул воздуха. Функция распределения гамма-квантов $f(\mathbf{r}, t, \theta)$, распространяющихся со скоростью $\mathbf{v}(|\mathbf{v}| = c$, где c – скорость света), определяется из уравнения переноса (Leipunsky et al., 1960):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = -\frac{f}{\tau_r} + N_r; \quad \tau_r = \frac{l_\gamma}{c}, \quad (8.39)$$

где \mathbf{c} – скорость распространения квантов ($|\mathbf{c}| = c$), c – скорость света, l_γ – средняя длина свободного пробега кванта, θ – угол между вектором скорости и осью z . Длина свободного пробега обратно пропорциональна плотности воздуха. Для экспоненциально-неоднородной атмосферы с масштабом H она зависит от высоты по формуле:

$$l_\gamma(z) = l_{\gamma 0} \exp(z/H),$$

где $l_{\gamma 0}$ обозначает значение длины пробега на поверхности Земли. В одномерном и стационарном приближении получим:

$$\frac{df(z,\theta)}{dz} + \frac{f(z,\theta)}{l_\gamma(z)\cos\theta} = \frac{\kappa}{4\pi c \cos\theta} N_R(z). \quad (8.40)$$

Число квантов в единице объема $n_\gamma(z)$ определяется интегрированием функции распределения $f(z,\theta)$ по телесному углу:

$$n_\gamma(z) = 2\pi \int_0^\pi f(z,\theta) \sin\theta d\theta. \quad (8.41)$$

В результате Комптон-эффекта поток гамма излучения генерирует в воздухе быстрые электроны, концентрация которых $n(z)$ определяется по формуле (Медведев и др., 1980):

$$n(z) = \frac{l_e(z)}{l_\gamma(z)} n_\gamma(z) = \frac{l_{e0}}{l_{\gamma 0}} n_\gamma(z),$$

где $l_e(z) = l_{e0} \exp(z/H)$ – длина свободного пробега электронов в атмосфере на высоте z . При своем движении в воздухе быстрые электроны теряют энергию в результате столкновений, вследствие чего образуются вторичные электроны с низкой энергией. Поглощенная энергия быстрых электронов в воздухе в единице объема составляет величину $n\varepsilon$, где ε – энергия быстрого электрона. На образование одной электронно-ионной пары в воздухе затрачивается 33 эВ поглощенной энергии (Massey et al., 1969). Следовательно, количество вторичных электронов в кубическом сантиметре, образовавшихся за время жизни быстрых электронов составляет величину $n\chi$ где $\chi = \varepsilon / 33$ эВ. Следовательно, средняя скорость образования

$$q_\gamma(z) = \frac{\chi c}{l_e(z)} n(z) = \frac{\chi c}{l_\gamma(z)} n_\gamma(z).$$

Вертикальное распределение концентрации радиоактивных элементов в атмосфере определяется многими факторами, такими как метеорологические условия, турбулентная диффузия, гравитация и т.п. Для оценки влияния роста уровня атмосферной радиоактивности у поверхности Земли на электрическое поле в атмосфере выбрана следующая его высотная зависимость:

$$N_R = N_{R0} \exp(-z/H_R),$$

где N_{R0} – концентрация радиоактивных элементов у поверхности Земли.

Для решения уравнения (2) введем функцию Грина по формуле:

$$f(z,\theta) = \frac{\kappa}{4\pi c \cos\theta} \int_0^\infty dz' N_R(z') G(z,z',\theta), \quad (8.42)$$

где функция Грина $G(z,z',\theta)$ определяется из уравнения:

$$\frac{dG(z,z',\theta)}{dz} + \frac{G(z,z',\theta)}{l_\gamma(z)\cos\theta} = \delta(z-z'). \quad (8.43)$$

В (8.43) обозначено $\delta(z-z')$ – функция Дирака. Интегрирование по тонкому слою вблизи $z = z'$ позволяет преобразовать уравнение (8.43) в систему из однородного уравнения и граничного условия:

$$\frac{dG}{dz} + \frac{1}{l_\gamma(z)\cos\theta} G = 0;$$

$$G(z = z'+0, z', \theta) - G(z = z'-0, z', \theta) = 1. \quad (8.44)$$

Решение системы (44) представим в виде двух функций соответственно в угловых интервалах $0 < \theta < \pi/2$; $\pi/2 < \theta < \pi$:

$$G(z,z',\theta) = \begin{cases} G^+, & 0 < \theta < \pi/2, \\ G^-, & \pi/2 < \theta < \pi. \end{cases}$$

Такое представление решения означает, что функция G^+ отлична от нуля при $z > z'$, а G^- не равна нулю при $z < z'$. Из (8.44) получим:

$$G^\pm(z,z',\theta) = \pm \exp\left\{-\int_{z'}^z \frac{du}{l_\gamma(u)\cos\theta}\right\}.$$

Подставив в это равенство $l_\gamma(z) = l_{\gamma 0} \exp(z/H)$, получим явную зависимость функции Грина от z :

$$G^\pm(z,z',\theta) = \pm \exp\left\{\frac{H}{l_{\gamma 0} \cos\theta} \left[\exp\left(-\frac{z}{H}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{H}\right) \right]\right\}.$$

Следовательно, функцию распределения $f(z,\theta)$ можно представить в виде двух функций в различных интервалах телесного угла:

$$f(z,\theta) = \begin{cases} f^+, & 0 < \theta < \pi/2 \\ f^-, & \pi/2 < \theta < \pi \end{cases},$$

где обозначено:

$$\begin{aligned} f^+(z,\theta) &= \frac{\kappa}{4\pi c \cos\theta} \int_0^z dz' N_R(z') \times \\ &\times \exp\left\{\frac{H}{l_{\gamma 0} \cos\theta} \left[\exp\left(-\frac{z}{H}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{H}\right) \right]\right\} \\ f^-(z,\theta) &= -\frac{\kappa}{4\pi c \cos\theta} \int_z^\infty dz' N_R(z') \times \\ &\times \exp\left\{\frac{H}{l_{\gamma 0} \cos\theta} \left[\exp\left(-\frac{z}{H}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{H}\right) \right]\right\}. \end{aligned} \quad (8.45)$$

Число гамма-квантов в единице объема $n_\gamma(z)$ определяется интегрированием функции распределения:

$$n_\gamma(z) = 2\pi \int_0^{\pi/2} f^+(z, \theta) \sin \theta d\theta + 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} f^-(z, \theta) \sin \theta d\theta. \quad (8.46)$$

Подставляя в это равенство под знаки интегралов выражения (8.46) и меняя порядок интегрирования по переменным z и θ , получим:

$$n_\gamma(z) = \frac{\kappa}{2c} \int_0^\infty dz' N_R(z') \mathbf{E}_1 \left\{ \frac{H}{l_{\gamma 0}} \left[\exp\left(-\frac{z}{H}\right) - \exp\left(-\frac{z'}{H}\right) \right] \right\}, \quad (8.47)$$

где $\mathbf{E}_1(u) = \int_1^\infty \frac{\exp(-ux)}{x} dx$ – интегральная показательная функция. Для расчетов выбрана следующая высотная зависимость уровня атмосферной радиоактивности $N_R = N_{R0} \exp(-z/H_R)$. Средняя скорость образования вторичных электронов q_γ определяется равенством:

$$q_\gamma(z) = \chi c n_\gamma(z) / l_\gamma(z). \quad (8.48)$$

Подставляя (8.47) в (8.48), получим выражение для скорости образования ионов на высоте z под действием ионизирующего гамма-излучения атмосферной радиоактивности:

$$q_\gamma = q_{\gamma 0} F[\exp(-z/H_R)] / F(1);$$

$$F(y) = y \int_0^1 x^{(H/H_R)-1} \mathbf{E}_1 \left(\frac{H}{l_{\gamma 0}} |x-y| \right) dx;$$

$$\mathbf{E}_1(u) = \int_1^\infty \frac{\exp(-ux)}{x} dx; \quad q_{\gamma 0} = \frac{\chi \kappa H N_{R0} F(1)}{2 l_{\gamma 0}}, \quad (8.49)$$

где $x = \exp(-z/H)$, $\mathbf{E}_1(u)$ – интегральная экспоненциальная функция. Величина $q_{\gamma 0}$ является скоростью образования ионов на поверхности Земли, а H_R – пространственный масштаб высотного распределения концентрации радиоактивных элементов.

Высотное распределение скорости образования ионов q_α альфа-частицами совпадает с распределением источников атмосферной радиоактивности $q_\alpha = q_{\alpha 0} / \exp(-z/H_R)$, так как длина свободного пробега альфа-частиц в атмосфере очень мала. Кроме атмосферной радиоактивности, нижняя атмосфера ионизируется космическими лучами. Высотное распределение скорости образования ионов космическими лучами можно аппроксимировать функцией Чепмена $Ch(z - z_m)$ (Ratcliffe, 1960). Высота z_m соответствует максимальному значению q_m этого распределения. Полная скорость образования ионов в нижней атмосфере возникает под действием космических лучей и атмосферной радиоактивности:

$$q(z) = q_m Ch(z - z_m) + \frac{q_0}{1+B} (1+A) \left\{ \frac{F[\exp(-z/H_R)]}{F(1)} + B \exp\left(-\frac{z}{H_R}\right) \right\}. \quad (8.50)$$

Величины A и B в равенстве (50) определяются по формулам:

$$q_{\gamma 0} = q_0 \frac{1+A}{1+B}; \quad q_{\alpha 0} = q_0 B \frac{1+A}{1+B},$$

где q_0 – фоновое значение скорости образования ионов у поверхности Земли, A – показатель роста радиоактивности у поверхности Земли, B – показатель относительной мощности источников ионизации гамма-излучением и альфа-частицами. Величина B изменяется в пределах $0 < B < \infty$. При $B = 0$ ионизация производится только гамма-излучением, а при $B \rightarrow \infty$ только альфа-частицами.

На рис. 8.3.2 представлен пример высотной зависимости $q = q(z)$, рассчитанной по формуле (50). В этом примере скорость образования ионов под действием альфа-частиц и гамма-излучения равны друг другу $B = 1$. Как следует из этих графиков, вертикальное распределение скорости образования ионов отличается от экспоненциальной высотной зависимости распределения атмосферной радиоактивности. Наблюдается значительное увеличение скорости образования ионов в максимуме.

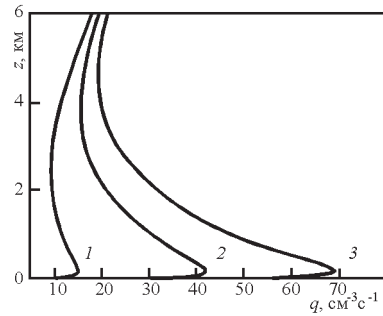


Рис. 8.3.2. Высотная зависимость скорости образования ионов в эпицентре возмущенной области (Sorokin et al., 2007). Выбраны значения: $q_0 = 10 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $q_m = 40 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $B = 1$, 1) $A = 0$, 2) $A = 2$, 3) $A = 4$

Формирование стороннего тока в атмосфере над сейсмическим регионом связано с турбулентным переносом вверх заряженных аэрозолей, которые инжектируются в атмосферу почвенными газами совместно радоном, их гравитационным оседанием и изменением электрического заряда в результате прилипания легких ионов. Эти процессы охватывают районы с горизонтальным масштабом от десятков до сотен километров. Для расчета стороннего тока и проводимости атмосферы необходимо найти равновесную концентрацию ионов, зависящую от скорости их образования. Равновесная концентрация ионов определяется процессами их рекомбинации в воздухе и прилипанием к аэрозолям. Для оценки стационарного состава ионов в атмосфере воспользуемся упрощенной системой ионизационно-рекомбинационных процессов (Barth, 1961). В атмосфере вблизи земной поверхности, кроме легких однозарядных ионов, существуют тяжелые ионы, возникающие в результате прилипания легких ионов к аэрозолям. Рассмотрим положительные и отрицательные ионы с концентрацией n_+ , n_- соответственно совместно с аэрозолями с концентрацией N_j (где j – концентрация

элементарных электрических зарядов). Концентрация ионов удовлетворяет следующим уравнениям (Clement and Harrison, 2000):

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_+ &= q - \alpha n_+ n_- - n_+ \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int dR \beta_{1,j}(R) N_j(R); \\ \mathbf{J}_+ &= \mu_+ n_+ \mathbf{E}; \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_- &= q - \alpha n_+ n_- - n_- \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int dR \beta_{-1,j}(R) N_j(R); \\ \mathbf{J}_- &= -\mu_- n_- \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (8.51)$$

где $N_j(R)$ – распределение концентрации аэрозолей по их зарядам и радиусам, \mathbf{E} – электрическое поле, \mathbf{J}_+ , \mathbf{J}_- – плотность электрического тока положительно и отрицательно заряженных ионов соответственно. Второе слагаемое в правой части представляет собой убыль ионов в результате рекомбинации с константой α , а последнее слагаемое представляет прилипание заряженных ионов к аэрозолям с коэффициентами прилипания $\beta_{1,j}$, $\beta_{-1,j}$, определенными в работе (Gunn, 1954):

$$\begin{aligned} \beta_{1j} &= \frac{j e \mu_+}{\epsilon_0 [\exp(2\lambda j) - 1]}; \beta_{-1j} = \frac{j e \mu_-}{\epsilon_0 [1 - \exp(-2\lambda j)]}; \\ \lambda &= \frac{e^2}{8\pi \epsilon_0 R k T}. \end{aligned} \quad (8.52)$$

В уравнении (8.52) e – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, μ_+ , μ_- – подвижность положительно и отрицательно заряженных ионов соответственно, T – температура, k – постоянная Больцмана. Уравнение переноса аэрозолей с числом зарядов j и радиусами R получено в работе (Clement and Harrison, 2000):

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_j &= \\ &= \beta_{1j-1} n_+ N_{j-1} - \beta_{-1j} n_- N_j - \beta_{1j} n_+ N_j + \beta_{-1j+1} n_- N_{j+1}, \\ \mathbf{J}_j &= N_j \mathbf{v}(R) - K(R) \nabla \cdot N_j. \end{aligned} \quad (8.53)$$

Будем полагать, что средняя скорость движения аэрозолей в атмосфере $\mathbf{v} = \mathbf{w} + \mathbf{v}_c$ складывается из скорости гравитационного оседания $\mathbf{w} = (m/4\pi R \eta) \mathbf{g}$ и средней скорости переноса аэрозолей вверх в результате атмосферной конвекции \mathbf{v}_c . Введены обозначения: $m = (4/3)\pi R^3 \rho_a$ – масса аэрозоля, ρ_a – плотность аэрозоля, η – коэффициент вязкости воздуха, \mathbf{g} – ускорение свободного падения, K – коэффициент молекулярной и турбулентной диффузии.

Рассмотрим объем атмосферы, в котором аэрозоли отсутствуют. Из уравнения (51), получим:

$$\frac{\partial (n_+ - n_-)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mu_+ n_+ + \mu_- n_-) \mathbf{E} = 0.$$

Это уравнение должно быть дополнено уравнение Пуассона для электрического поля:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = (e/\epsilon_0)(n_+ - n_-).$$

Из этих уравнений получим:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \mathbf{E}; \sigma = e(\mu_+ n_+ + \mu_- n_-),$$

где σ – проводимость атмосферы. Согласно этому уравнению электрическое поле убывает за время ϵ_0/σ . Когда электрическое поле исчезает, концентрации положительно и отрицательно заряженных аэрозолей равны ($n_+ = n_- = n$). Обозначим R_p и R_n – радиусы положительно и отрицательно заряженных аэрозолей соответственно. Распределение аэрозолей по зарядам и радиусам может быть представлено следующей формулой:

$$\begin{aligned} N_j(R) &= N_j [\Theta(j) \delta(R - R_p) + \Theta(-j) \delta(R - R_n)]; \\ \Theta(j > 0) &= 1; \Theta(j < 0) = 0, \end{aligned} \quad (8.54)$$

где $\Theta(x)$ – единичная функция, $\delta(x)$ – дельта-функция. Подставляя уравнение (8.54) в (8.51) и полагая $\mu_+ = \mu_- = \mu$ в стационарном приближении, получим:

$$\begin{aligned} q - \alpha n^2 - \\ - n \mu \frac{e}{4\epsilon_0} \sum_{j=0}^{\infty} \left[j N_j \frac{\sinh(2j\lambda_p)}{\sinh^2(j\lambda_p)} + j N_{-j} \frac{\sinh(2j\lambda_n)}{\sinh^2(j\lambda_n)} \right] &= 0; \\ \lambda_{p,n} &= \frac{e^2}{8\pi \epsilon_0 R_{p,n} k T}. \end{aligned} \quad (8.55)$$

Полагаем, что как положительно, так и отрицательно заряженные аэрозоли инжектируются в атмосферу. Обозначим их полную концентрацию в виде $N_p = \sum_{j=0}^{\infty} N_j$ и

$N_n = \sum_{j=0}^{\infty} N_{-j}$. Средний заряд аэрозолей $Z_{p,n}$ определяется по формуле:

$$Z_p = \sum_{j=0}^{\infty} j N_j / N_p; Z_n = \sum_{j=0}^{\infty} j N_{-j} / N_n.$$

Уравнение для $N_{p,n}$ получаются суммированием по j отдельно для положительных и отрицательных зарядов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{p,n}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}_{p,n} N_{p,n}) - \nabla \cdot (K_{p,n} \nabla \cdot N_{p,n}) &= 0; \\ \mathbf{v}_{p,n} &= \mathbf{v}(R_{p,n}), K_{p,n} = K(R_{p,n}). \end{aligned} \quad (8.56)$$

Для того, чтобы получить уравнения переноса положительного и отрицательного заряда с плотностями $\rho_p = e Z_p N_p$ и $\rho_n = e Z_n N_n$ соответственно, умножим уравнения (8.56) на j и затем их сложим. Затем, интегрируя по R , находим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_p &= \\ &= \frac{e^2}{\epsilon_0} \left[\mu_+ n_+ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j N_j}{\exp(2\lambda_p j) - 1} - \mu_- n_- \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j N_j}{1 - \exp(-2\lambda_p j)} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_n = \\ & = \frac{e^2}{\varepsilon_0} \left[\mu_{-n} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{jN_{-j}}{\exp(2\lambda_n j) - 1} - \mu_{+n} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{jN_{-j}}{1 - \exp(-2\lambda_n j)} \right] \\ & \mathbf{j}_p = \rho_p \mathbf{v}_p - K_p \nabla \rho_p; \quad \mathbf{j}_n = \rho_n \mathbf{v}_n - K_n \nabla \rho_n, \quad (8.57) \end{aligned}$$

где \mathbf{j}_p и \mathbf{j}_n – плотности сторонних токов, которые формируются положительно и отрицательно заряженными аэрозолями соответственно.

Полагаем, что все величины в уравнениях (8.57) в вертикальном направлении изменяются значительно быстрее, чем в горизонтальном. Подставляя уравнения (8.56) в (8.57) для симметричных ионов $\mu_{+n} = \mu_{-n} = \mu n$ (Clement and Harrison, 1992) в стационарном приближении, получим:

$$\begin{aligned} N_{p,n}(z) &= N_{p,n}(0) \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H_{p,n}}\right); \\ H_{p,n} &= K_{p,n} / v_{p,n} \\ \frac{dj_{p,n}}{dz} &= -\frac{e}{\varepsilon_0} \mu n \rho_{p,n}; \\ j_{p,n} &= -v_{p,n} \rho_{p,n} - K_{p,n} \frac{d\rho_{p,n}}{dz}, \quad (8.58) \end{aligned}$$

где $N_{p,n}(0)$ – концентрация положительно и отрицательно заряженных аэрозолей вблизи поверхности Земли. Концентрация ионов определяется из уравнения (8.55), которое упрощается при ограничении заряда $\lambda_{p,n} j \ll 1$. Согласно оценкам, для $R = 2,5 \times 10^{-5}$ м, получаем значение параметра $\lambda = 8,351/R$ (мкм) $T(K) \approx 10^{-3}$. Следовательно, для значений $j < 500$ имеем:

$$n^2 + n \frac{e\mu}{2\alpha\varepsilon_0} \left(\frac{N_p}{\lambda_p} + \frac{N_n}{\lambda_n} \right) - \frac{q}{\alpha} = 0. \quad (8.59)$$

Подставляя уравнения (8.58) в (8.59), получаем уравнения для сторонних токов положительно и отрицательно заряженных аэрозолей:

$$\begin{aligned} H_{p,n} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{dj_{p,n}}{dz} \right) + \frac{1}{\sigma} \frac{dj_{p,n}}{dz} - \frac{j_{p,n}}{2\varepsilon_0 v_{p,n}} &= 0; \\ \sigma &= 2e\mu n, \quad n = \sqrt{N^2 + n_0^2} - N; \\ N &= \frac{e\mu}{4\varepsilon_0 \alpha} \left(\frac{N_p}{\lambda_p} + \frac{N_n}{\lambda_n} \right); \quad n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}, \quad (8.60) \end{aligned}$$

где $\sigma = 2e\mu n$ – проводимость атмосферы, n_0 – концентрация аэрозолей в чистой атмосфере без аэрозолей. Уравнения (60) позволяют рассчитать высотное распределение стороннего тока при заданном источнике ионизации в атмосфере. Этот ток зависит от проводимости атмосферы, возмущенной источником ионизации.

Согласно уравнению (8.60), проводимость атмосферы $\sigma(z)$ определяется концентрацией легких ионов по формуле:

$$\sigma = 2e\mu(\sqrt{N^2 + n_0^2} - N^2), \quad (8.61)$$

где $\mu = \mu_0 \exp(z/H)$ и $\mu_0 = 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ – подвижность легких ионов в атмосфере (Meyerott et al., 1980). Вертикальное распределение средней концентрации почвенных аэрозолей приведено в работе (Гаврилова и Ивлиев, 1996). Это экспоненциальная зависимость от высоты $N(z) = N_0 \exp(-z/H_a)$, где H_a – пространственный масштаб высотного распределения. Высотное распределение эффективного коэффициента рекомбинации α задается равенством $\alpha(z) = [5 \cdot 10^{-8} + 2,5 \cdot 10^{-6} \exp(-z/H)] \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (Smith and Adams, 1982), где $H = 7,5$ км – пространственный масштаб экспоненциально неоднородной атмосферы.

На рис.8.3.3 (верхняя панель) приведены графики высотной зависимости проводимости атмосферы, рассчитанные по формуле (8.61). Источник ионизации определяется формулой (8.50). Для расчетов выбраны следующие параметры: концентрация аэрозолей вблизи поверхности Земли $N_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, пространственный масштаб их высотного распределения $H_a = 5$ км, коэффициент прилипания легких ионов к аэрозолям $\beta = 4,3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $q_m = 40 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $z_m = 14$ км, $H_R = 2$ км, $q_0 = 10 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $B = 1$. Из графиков следует, что быстрый рост проводимости наблюдается в приповерхностном слое. В области высот до 6 километров

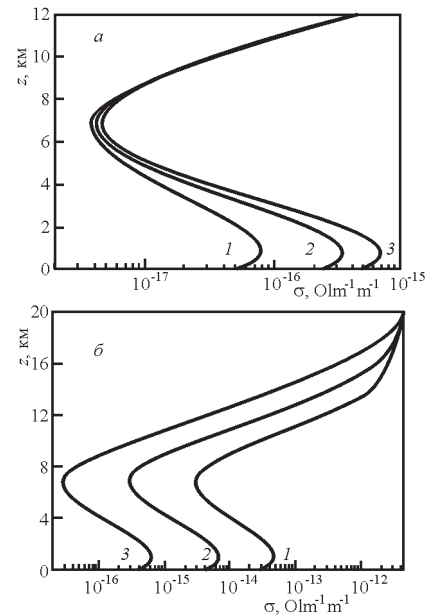


Рис.8.3.3. Высотное распределение проводимости атмосферы в центре возмущенной области (Sorokin et al., 2007). Верхняя панель: различные уровни атмосферной радиоактивности. Выбраны значения: $N_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$; 1) $A = 0$, 2) $A = 2$, 3) $A = 4$; Нижняя панель: различные значения концентрации аэрозолей. Выбраны значения: $A = 0$; 1) $N_{p0} = 10 \text{ см}^{-3}$, 2) $N_{p0} = 100 \text{ см}^{-3}$, 3) $N_{p0} = 1000 \text{ см}^{-3}$; $N_{n0} = 0,64 N_{p0}$

наблюдается рост проводимости от увеличения уровня радиоактивности. На нижней панели рис.8.3.3 приведены графики проводимости для различных значений концентрации заряженных аэрозолей, рассчитанные по формуле (8.61). Рост концентрации аэрозолей в атмосфере ведет к уменьшению проводимости из-за потерь легких ионов вследствие их прилипания к аэрозолям.

Рассмотрим пространственное распределение стороннего тока в атмосфере при инжекции в нее заряженных почвенных аэрозолей совместно с радиоактивными элементами (Sorokin et al., 2007). Этот ток формируется в результате конвективного переноса в атмосфере аэрозолей, их гравитационного выпадения и прилипания к ним легких ионов, возникающих в результате ионизации атмосферы. Полагаем, что магнитное поле направлено вертикально вверх, а горизонтальное распределение тока является аксиально-симметричным:

$$j_e(r, z) = j_p(r, z) - j_n(r, z),$$

где $j_p(r, z)$ и $j_n(r, z)$ – токи, образованные положительно и отрицательно заряженными аэрозолями, которые определяются уравнениями (8.15), j_e – полный сторонний ток. В работах (Sorokin et al., 2005a; Sorokin et al., 2005b) показано, что сторонний ток зависит от вертикальной компоненты Электрического поля на поверхности Земли. Такая обратная связь между сторонним током и электрическим полем возникает в результате формирования потенциального барьера на границе земля-атмосфера при пересечении ее движущимися вверх заряженными аэрозолями. Качественно, зависимость тока от поля можно представить формулами (Sorokin et al., 2005a):

$$j_p(r, z) = j_{p0}(r) \sqrt{1 + \frac{E_0}{E_c} s_p(z)};$$

$$j_n(r, z) = j_{n0}(r) \sqrt{1 - \frac{E_0}{E_c} s_n(z)},$$

$$s_p(z=0) = s_n(z=0) = 1; E_z(r, z=0) = E_0(r), \quad (8.62)$$

где j_{p0} и j_{n0} определяются интенсивностью инжекции аэрозолей при отсутствии влияния на токи электрического поля. Расчеты выполнялись по формулам (8.60). Выбраны следующие значения коэффициентов турбулентного переноса $K_p = K_n = K(z) = K_0 \exp(z/H)$; $K_0 = 10^5 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ (Junge, 1963). Скорость гравитационного выпадения аэрозолей зависит от высоты по формуле:

$$w_{p,n} = \frac{g \rho_a}{3\eta} R_{p,n}^2 = [12 \cdot 10^6 R_{p,n}^2 (\text{см}^2) \exp(z/H)] \text{ см/с},$$

Высотную зависимость скорости атмосферной конвекции выбираем в виде:

$$v_c(z) = \begin{cases} v_0 \sin(\pi z / H_c), & z < H_c \\ 0, & z > H_c \end{cases}, \quad v_0 = 4 \text{ см/с}; H_c = 10 \text{ км}.$$

Уравнения (8.60) решались с граничными условиями:

$$j_p(z=0) = j_{p0} \sqrt{1 + \frac{E_0}{E_c}}; j_n(z=0) = j_{n0} \sqrt{1 - \frac{E_0}{E_c}};$$

$$j_{p,n}(z \rightarrow \infty) = 0,$$

где электрическое поле на поверхности Земли определялось из уравнения:

$$E_0(r) = -\frac{U}{\rho \sigma_0} - \left(j_{p0}(r) \frac{\rho - k_p}{\rho \sigma_0} \sqrt{1 + \frac{E_0(r)}{E_c}} - j_{n0}(r) \frac{\rho - k_n}{\rho \sigma_0} \sqrt{1 - \frac{E_0(r)}{E_c}} \right).$$

Обозначено U – разность потенциалов между Землей и ионосферой. Высотное распределение источника ионизации рассчитывалось по формуле (8.50). Радиальная зависимость стороннего тока задавалась в виде:

$$j_{p0}(r) = j_{p0}(0) \exp(-r^2 / r_0^2); j_{n0}(r) = j_{n0}(0) \exp(-r^2 / r_0^2).$$

Численные расчеты выполнялись методом инвариантной вставки ... (Angel and Bellman, 1972). Следующие параметры выбраны для расчетов (Sorokin et al., 2005a): $B = 1$, $R_p = 10^{-3} \text{ см}$, $R_n = 12 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $j_{n0}(0) / j_{p0}(0) = 0,64$, $U = 3 \times 10^5 \text{ В}$, $E_c = 450 \text{ В/м}$, $h_p = 15 \text{ км}$, $h_n = 10 \text{ км}$, $h = 5 \text{ км}$, $N_{p0} = 8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $Z_p = 100$, $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. На рис.3.4 представлены результаты расчета высотной зависимости стороннего электрического тока в эпицентре возмущенной зоны.

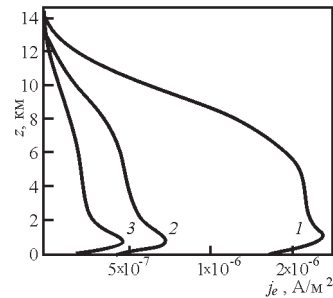


Рис.8.3.4. Высотная зависимость стороннего электрического тока в эпицентре возмущенной области при различных уровнях атмосферной радиоактивности: 1) $A = 0$, 2) $A = 2$, 3) $A = 4$ (Sorokin et al., 2007)

Можно видеть, что ток протекает в интервале высот до 12–14 км. Его значение достигает максимальной величины на высотах 1–2 км. Сторонний ток уменьшается с ростом уровня атмосферной радиоактивности. Этот результат, согласно уравнению (8.15), можно объяснить зависимостью тока от изменения проводимости ионизируемой атмосферы.

8.3.5. Результаты расчетов электрических полей Применим результаты теории формирования электрических токов и полей для расчета их пространственного распределения в системе атмосфера–ионосфера.

1. Рассмотрим генерацию электрических полей аксиально-симметричными сторонними токами $j_p(r, z)$, $j_n(r, z)$, возникающими в результате инжекции в атмосферу положительно и отрицательно заряженных аэрозолей без учета их взаимодействия с атмосферными ионами (Sorokin et al.,

2005b; Sorokin et al., 2006a). Полагаем, что радиоактивность в атмосфере отсутствует. Пространственное распределение сторонних токов задается формулами:

$$j_p(r, z) = j_{p0}(r)s_p(z); j_n(r, z) = j_{n0}(r)s_n(z),$$

$$j_{p0, n0}(r) = j_{p0, n0} \exp(-r^2 / r_0^2).$$

Выбираем экспоненциальную высотную зависимость сторонних токов и проводимости атмосферы $s_{p, n} = \exp(-z / h_{p, n})$; $\sigma(z) = \sigma_0 \exp(z / h)$. Магнитное поле направлено вертикально вверх. Как показано выше, горизонтальная компонента электрического поля в ионосфере определяется выражением:

$$E_r(r) = \frac{1}{2\Sigma_p \rho r} \int_0^r dr' r' \left[k_p j_{p0}(r') \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(r')}{E_c}} - \right. \\ \left. - k_n j_{n0}(r') \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(r')}{E_c}} \right],$$

где обозначено:

$$\rho = \frac{h}{\sigma_0}; k_p = \frac{hh_p}{\sigma_0(h_p + h)}; k_n = \frac{hh_n}{\sigma_0(h_n + h)}.$$

Пространственное распределение вертикальной компоненты электрического поля в слое Земля–ионосфера получается из решения уравнения:

$$E_z(r, z) = \frac{1}{\sigma(z)} \left[\left(\frac{k_p}{\rho} - s_p(z) \right) j_{p0}(r) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(r)}{E_c}} - \right. \\ \left. - \left(\frac{k_n}{\rho} - s_n(z) \right) j_{n0}(r) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(r)}{E_c}} \right].$$

Согласно (Sorokin et al., 2001), значение стороннего тока на поверхности Земли определяется по формулам:

$$j_{p0} = 4\pi\sigma_0 e Z_p h_p N_{p0}; j_{n0} = 4\pi\sigma_0 e Z_n h_n N_{n0},$$

где $eZ_{p, n}$ – электрический заряд и $N_{p, n0}$ – концентрация аэрозолей у поверхности Земли. Результаты расчетов полей приведены на рис.8.3.5. Выбраны следующие значения параметров: $h_p = 20$ км, $h_n = 15$ км, $h = 5$ км, $r_0 = 100$ км, $N_{p0} = 8 \cdot 10^3$ см⁻³, $Z_p = 100$, $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹, $\Sigma_p = 2 \times 10^{12}$ см/с, $E_c = 0,015$ cgse = 450 В/м, $j_{n0} / j_{p0} = 0,6$. Из графиков следует, что горизонтальная компонента поля в ионосфере достигает величины порядка 10 мВ/м, в то время как величина вертикальной компоненты поля на поверхности Земли ограничена значением порядка 100 В/м. Расчеты показывают, что поле в ионосфере достигает максимального значения на расстоянии порядка размера области, охваченной сторонним током. Горизонтальный размер области, в которой усиливается вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли, в три раза превышает горизонтальный масштаб распределения сторонних токов. Внутри этой области поле практически не меняется в зависимости от расстояния.

2. Рассмотрим генерацию электрических полей аксиально-симметричным сторонним током $j_e(r, z)$, возникающим в результате вертикального переноса в атмосфере заряженных

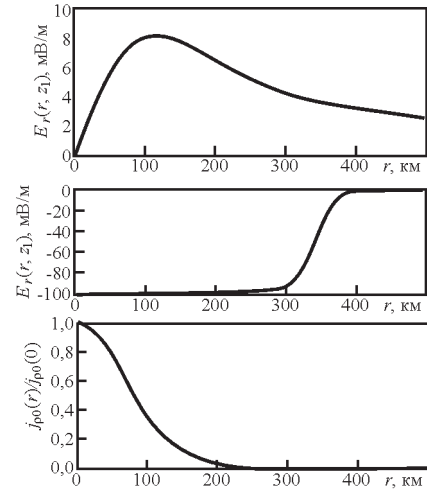


Рис.8.3.5. Результаты расчета горизонтального распределения электрического поля в ионосфере и его вертикальной компоненты на поверхности Земли (верхний и средний графики) (Sorokin et al., 2005b). На нижнем графике приведена зависимость стороннего тока от расстояния

аэрозолей без учета их взаимодействия с атмосферными ионами (Sorokin et al., 2005a). Выберем пространственное распределение вертикального стороннего тока в виде:

$$j_e(r, z) = j_{e0} \exp\left(-\frac{z}{h_j}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right),$$

которое соответствует переносу водных аэрозолей в области тайфунов. Полагаем, что радиоактивность в атмосфере отсутствует. Наклонное магнитное поле расположено в плоскости (x, z) под углом α к оси x . Компоненты электрического поля определяются интегралами:

$$E_x = E_0 \sin\alpha \int_0^\infty \sin(s\xi) [g(\eta, s) + g(-\eta, s)] ds;$$

$$E_y = -E_0 \int_0^\infty \cos(s\xi) [g(\eta, s) - g(-\eta, s)] ds;$$

$$E_z = -E_y / \tan\alpha; E_0 = j_{e0} h_j l / 2\Sigma_p (h + h_j);$$

где обозначено:

$$g(s, \eta) = \frac{1}{4} \exp\left(\frac{s^2}{4\tan^2\alpha} + \frac{|s|\eta}{\sin\alpha}\right) \operatorname{Erfc}\left(\frac{|s|}{2\sin\alpha} + \eta\right).$$

График горизонтальной компоненты электрического поля $E_r(r, \varphi) = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ в ионосфере, рассчитанный по этим формулам для различных углов $\varphi = \arctan(y/x)$ приведен на рис.8.3.6. Угол $\varphi = 0$ соответствует плоскости магнитного меридиана, а угол $\varphi = \pi/2$ – поперечному направлению. Для расчетов выбрана зависимость проводимости атмосферы от высоты в виде $\sigma(z) = \sigma_0 \exp(z/h)$. В этом случае $A = j_{e0} h_j / 2\Sigma_p (h + h_j)$. Сторонний ток индуцируется благодаря вертикальной атмосферной конвекции, действующей как электростатический генератор. Движущийся вверх воз-

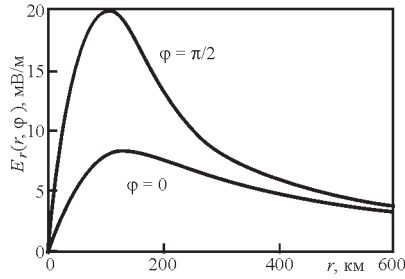


Рис.8.3.6. Зависимость радиальной компоненты электрического поля от эципентрального расстояния вдоль $\varphi = 0$ и поперек $\varphi = \pi / 2$ плоскости магнитного меридиана (Sorokin et al., 2005a)

дух переносит малые положительно заряженные частицы, в то время как гравитационное высыпание переносит вниз отрицательный заряд. Показатель разделения заряда в единице объема облака составляет величину $dQ/dt = 1$ Кл/км³мин $\sim 10^{-11}$ Кл/м³с. Очевидно, вертикальные конвективные движения в зоне тайфунов характеризуются меньшим значением этого показателя, который точно не известен. Будем полагать, что на высотах $z_0 = 10$ км средний показатель разделения заряда составляет величину $\sim 4 \cdot 10^{-12}$ Кл/м³с. В этом случае оценка дает $j_{e0} \sim (dQ/dt)z_0 \sim 4 \cdot 10^{-6}$ А/м². Графики на рис.3.6 рассчитаны для следующих параметров: $l = 100$ км, $h = 5$ км, $h_j = 10$ км, $\Sigma_p = 10^{12}$ см/с, $\alpha = 20^\circ$. Результаты расчета показывают, что компонента электрического поля в плоскости магнитного меридиана значительно меньше по величине компоненты, расположенной в перпендикулярной плоскости. На рис.8.3.7 представлено горизонтальное распределение радиальной компоненты электрического поля E_r , рассчитанное для того же набора параметров при различных углах наклона магнитного поля α . Как следует из графиков, распределение существенно зависит от α . Пространственная структура поля имеет два максимума с очень малой компонентой в плоскости магнитного меридиана (в центре тайфуна) когда наклон поля меньше 20° .

3. Рассмотрим генерацию электрических полей аксиально-симметричными сторонними токами $j_p(r, z)$, $j_n(r, z)$, возникающими в результате инъекции в атмосферу положительно и отрицательно заряженных аэрозолей без учета их взаимодействия с атмосферными ионами (Sorokin et al., 2006b). Полагаем, что радиоактивность в атмосфере отсутствует. Наклонное магнитное поле расположено в плоскости (x, z) под углом α к оси x . Пространственное распределение сторонних токов и проводимости атмосферы задается формулами:

$$j_p(r, z) = j_{p0}(r)s_p(z); j_n(r, z) = j_{n0}(r)s_n(z),$$

$$j_{p0,n0}(r) = j_{p0,n0} \exp(-r^2/r_0^2),$$

$$s_{p,n} = \exp(-z/h_{p,n}); \sigma(z) = \sigma_0 \exp(z/h).$$

Данный случай соответствует механизму формирования электрического поля над районами сейсмической и вулканической активности в средних и низких широтах. Эта активность сопровождается выбросом в атмосферу заряженных

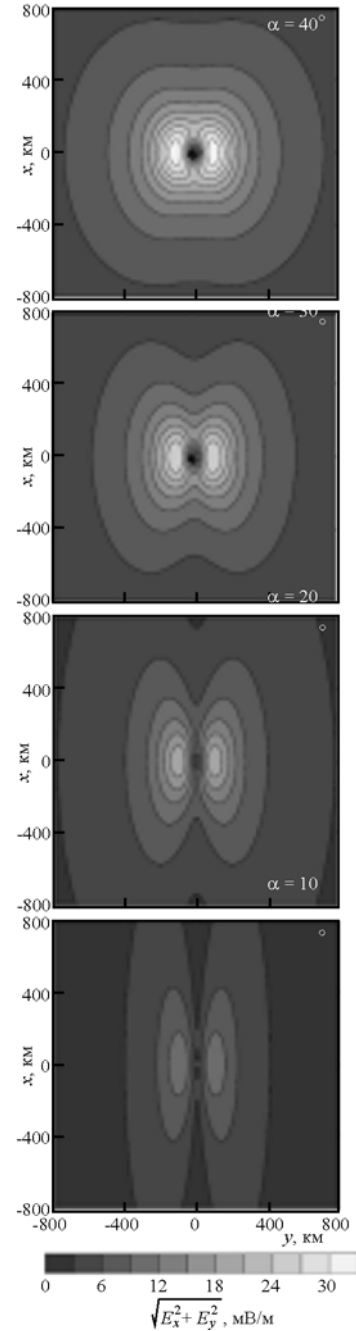


Рис.8.3.7. Пространственное распределение горизонтальной компоненты электрического поля в ионосфере над тайфуном, рассчитанное для различных углов наклона магнитного поля (Sorokin et al., 2005a)

аэрозолей почвенными газами, которые формируют сторонние электрические токи. При этом, возникает обратная связь между сторонним током и электрическим полем на поверхности Земли. Компоненты электрического поля определяются его потенциалом в ионосфере $E_x(x, y) = -\partial\phi_1(x, y)/\partial x$; $E_y(x, y) = -\partial\phi_1(x, y)/\partial y$, который находится из уравнения:

$$\left(\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi_1(x, y) =$$

$$= -\frac{1}{2\rho \Sigma_p} \left[k_p j_{p0}(r) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(r)}{E_{cp}}} - k_n j_{n0}(r) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(r)}{E_{cn}}} \right].$$

Вертикальная компонента электрического поля в слое Земля–ионосфера определяется из следующего уравнения:

$$E_z(r, z) = \frac{1}{\sigma(z)} \left[\left(\frac{k_p}{\rho} - s_p(z) \right) j_{p0}(r) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(r)}{E_{cp}}} - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{k_n}{\rho} - s_n(z) \right) j_{n0}(r) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(r)}{E_{cn}}} \right].$$

На рис.8.3.8 приведены графики горизонтального распределения вертикальной компоненты электрического поля на поверхности Земли и ее горизонтальной компоненты в ионосфере, построенные по этим формулам. Для расчетов выбраны значения: $h_p = 20$ км, $h_n = 15$ км, $h = 5$ км, $r_0 = 100$ км, $N_{p0} = 8 \times 10^3$ см⁻³, $Z_p = 100$, $\sigma_0 = 2 \times 10^{-4}$ с⁻¹, $\Sigma_p = 2 \times 10^{12}$ см/с, $E_c = 0,015cgs = 450$ В/м, $j_{n0} / j_{p0} = 0,6$. Из графиков следует, что горизонтальная компонента поля в ионосфере достигает величины порядка 10 мВ/м, в то время как величина вертикальной компоненты поля на поверхности Земли ограничена значением порядка 100 В/м. Расчеты показывают значительное ограничение величины поля на поверхности Земли при учете его обратной связи со сторон-

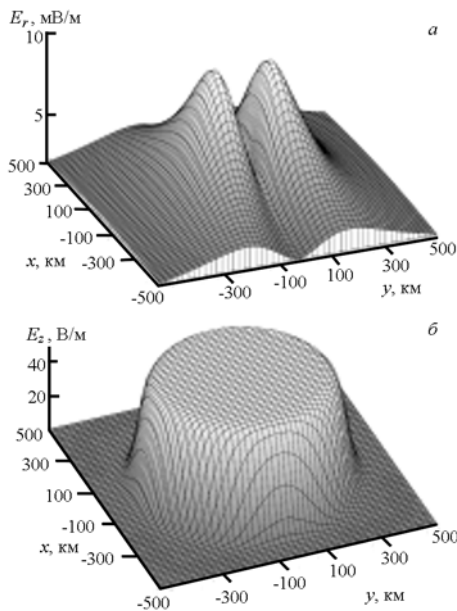


Рис.8.3.8. Пространственное распределение электрического поля, рассчитанное для аксиально-симметричного распределения стороннего электрического тока (Sorokin et al., 2006b). Верхняя панель: Горизонтальная компонента электрического поля в ионосфере. Угол наклона магнитного поля 20°. Нижняя панель: Вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли

ним током. Поле в ионосфере достигает максимального значения на расстоянии порядка размера области, охваченной сторонним током. Горизонтальный размер области, в которой усиливается вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли, в три раза превышает горизонтальный масштаб распределения сторонних токов. Внутри этой области поле практически не меняется в зависимости от расстояния. На рис.8.3.9 приведено распределение в горизонтальной плоскости электрического поля в ионосфере при

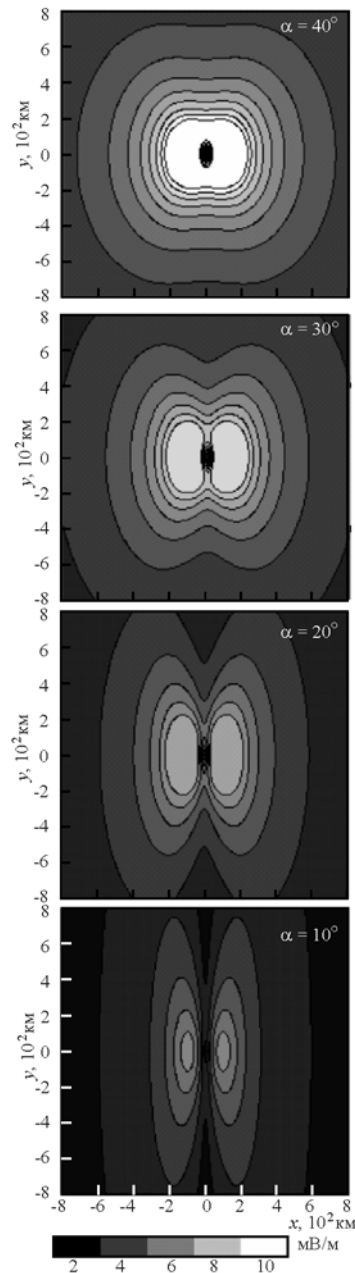


Рис.8.3.9. Пространственное распределение электрического поля в ионосфере над сейсмическим регионом, рассчитанное для различных углов α наклона магнитного поля (Sorokin et al., 2006b)

различных углах наклона геомагнитного поля. Расчеты показывают, что пространственное распределение поля имеет два максимума. Величина компоненты поля в плоскости магнитного меридиана существенно зависит от угла наклона.

4. Рассмотрим генерацию электрических полей сторонними токами $j_p(x, y, z)$, $j_n(x, y, z)$, возникающими в результате инъекции в атмосферу положительно и отрицательно заряженных аэрозолей без учета их взаимодействия с атмосферными ионами (Sorokin et al., 2005; Sorokin et al., 2006). Полагаем, что радиоактивность в атмосфере отсутствует. Наклонное магнитное поле расположено в плоскости (x, z) под углом α к оси x . Пространственное распределение сторонних токов и проводимости атмосферы задается формулами:

$$j_p(x, y, z) = j_{p0}(x, y) s_p(z); j_n(x, y, z) = j_{n0}(x, y) s_n(z),$$

$$j_{p0, n0}(x, y) = j_{p0, n0} \Phi(x, y), s_{p, n} = \exp(-z / h_{p, n}),$$

$$\sigma(z) = \sigma_0 \exp(z / h).$$

Данный случай соответствует механизму формирования электрического поля над сейсмическими разломами, произвольной формы в средних и низких широтах. Эта активность сопровождается выбросом в атмосферу заряженных аэрозолей почвенными газами, которые формируют сторонние электрические токи. При этом, возникает обратная связь между сторонним током и электрическим полем на поверхности Земли. Вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли определяется из уравнения:

$$E_{z0}(x, y) = \frac{1}{\sigma_0} \left[j_{p0}(x, y) \left(\frac{k_p}{\rho} - 1 \right) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} - \right.$$

$$\left. - j_{n0}(x, y) \left(\frac{k_n}{\rho} - 1 \right) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} \right],$$

а горизонтальная его компонента в ионосфере рассчитывается с помощью интегралов:

$$E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi\Sigma_P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_x(x-x', y-y') j_1(x', y') dx' dy';$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi\Sigma_P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_y(x-x', y-y') j_1(x', y') dx' dy';$$

$$K_x(x, y) = \frac{x \sin^3 \alpha}{x^2 \sin^2 \alpha + y^2}; K_y(x, y) = \frac{y \sin \alpha}{x^2 \sin^2 \alpha + y^2}.$$

где обозначен ток проводимости, втекающий в ионосферу:

$$j_1(x, y) = \frac{1}{\rho} \left[j_{p0}(x, y) \sqrt{1 + \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} k_p - \right.$$

$$\left. - j_{n0}(x, y) \sqrt{1 - \frac{E_{z0}(x, y)}{E_c}} k_n \right].$$

На рис.8.3.10 приведено пространственное распределение электрического поля, рассчитанное по этим формулам.

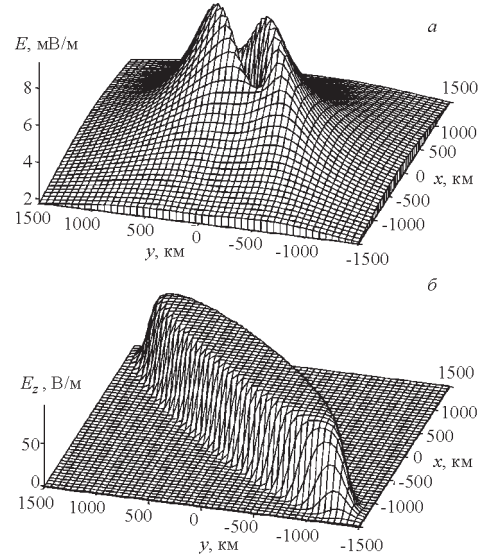


Рис.8.3.10. Пространственное распределение электрического поля, рассчитанное для угла $\beta = 45^\circ$ ориентации оси разлома относительно плоскости магнитного меридиана (Sorokin et al., 2006). Верхняя панель: Горизонтальная компонента электрического поля в ионосфере. Угол наклона магнитного поля 20° . Нижняя панель: Вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли

Для расчетов выбрано горизонтальное распределение стороннего тока в виде:

$$\Phi(x, y) = \exp(-p_1 x^2 - p_2 y^2 - p_3 xy);$$

$$p_1 = \left(\frac{\cos \beta}{a} \right)^2 + \left(\frac{\sin \beta}{b} \right)^2; p_2 = \left(\frac{\sin \beta}{a} \right)^2 + \left(\frac{\cos \beta}{b} \right)^2;$$

$$p_3 = \sin(2\beta) \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2} \right),$$

где β – угол отклонения оси разлома относительно плоскости магнитного меридиана, a, b – пространственный масштаб распределения стороннего тока соответственно вдоль и поперек оси разлома. Для расчетов выбраны следующие параметры:

$$h_p = 20 \text{ км}, h_n = 15 \text{ км}, h = 5 \text{ км}, a = 500 \text{ км}, b = 100 \text{ км},$$

$$N_{p0} = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}, Z = 100, \sigma_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1},$$

$$\Sigma_P = 2 \cdot 10^{12} \text{ см/с}, j_{n0} = 0,6 j_{p0}.$$

Графики показывают, что при выбранных параметрах электрическое поле в ионосфере достигает величины ~ 10 мВ/м, в то время как вертикальная компонента электрического поля на поверхности Земли не превышает величины ~ 90 В/м на активном разломе. Другой важный результат заключается в том, что электрическое поле в ионосфере максимально по краям горизонтальной области генерации сторонних токов. Горизонтальный масштаб пространственного распределения электрического поля на поверхности Земли превышает горизонтальный масштаб распределения сторонних токов. Внутри этой области электрическое поле практически не зависит от расстояния.

Пространственное распределение электрического поля в ионосфере. При различных углах наклона магнитного поля и ориентации оси разлома относительно плоскости магнитного меридиана представлено на рис.8.3.11. Расчеты показывают, что структура поля имеет вид двух ячеек. Компонента поля в плоскости меридиана сильно зависит от угла наклона магнитного поля.

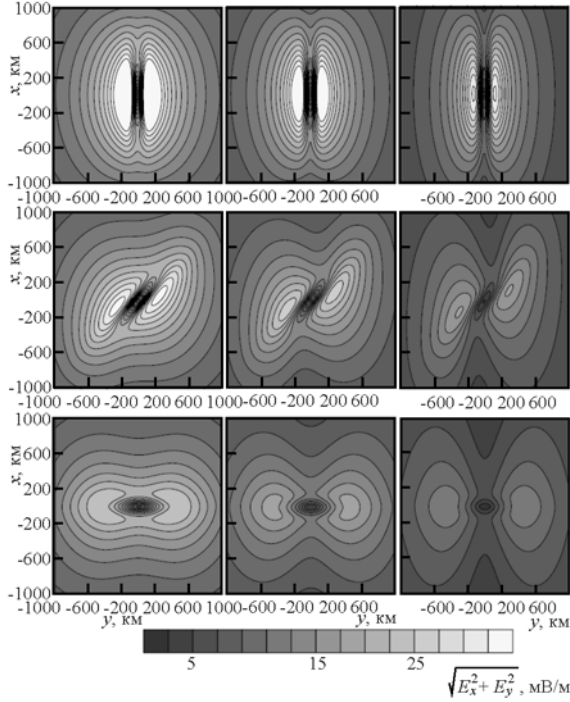


Рис.8.3.11. Пространственное распределение электрического поля в ионосфере над зоной сейсмически активного разлома, рассчитанное для различных углов наклона магнитного поля α и различных углов ориентации оси разлома относительно плоскости магнитного меридиана β (Sorokin et al., 2006)

5. Рассмотрим генерацию электрических полей аксиально-симметричными сторонними токами $j_p(r, z), j_n(r, z)$, возникающими в результате инъекции в атмосферу положительно и отрицательно заряженных аэрозолей совместно с радиоактивными веществами (Sorokin et al., 2007). При формировании сторонних токов и электрических поле учитывается возмущение проводимости атмосферы в результате ее ионизации и изменение заряда аэрозолей, обусловленное прилипанием к ним атмосферных ионов. Полный сторонний ток $j_e(r, z) = j_p(r, z) - j_n(r, z)$ определяется из решения уравнений (60). Его высотное распределение для различных уровней атмосферной радиоактивности приведено на рис.8.3.3. Полагаем, что магнитное поле направлено вертикально вверх. Наличие потенциального барьера для заряженных аэрозолей на поверхности Земли при их инъекции в атмосферу приводит к обратной связи между сторонними токами и электрическим полем на ее поверхности:

$$j_p(r, z) = j_{p0}(r) \sqrt{1 + \frac{E_0}{E_c}} s_p(z);$$

$$j_n(r, z) = j_{n0}(r) \sqrt{1 - \frac{E_0}{E_c}} s_n(z)$$

$$s_p(z=0) = s_n(z=0) = 1; E_z(r, z=0) = E_0(r).$$

Горизонтальное распределение вертикального электрического поля на поверхности Земли для заданных значений j_{p0}, j_{n0} с учетом обратной связи определяется из уравнения:

$$E_0(r) = -\frac{U}{\rho \sigma_0} \left(j_{p0}(r) \frac{\rho - k_p}{\rho \sigma_0} \sqrt{1 + \frac{E_0(r)}{E_c}} - j_{n0}(r) \frac{\rho - k_n}{\rho \sigma_0} \sqrt{1 - \frac{E_0(r)}{E_c}} \right),$$

$$\rho = \int_0^{z_1} \frac{dz}{\sigma(z)}; k_{p,n} = \int_0^{z_1} \frac{s_{p,n}(z) dz}{\sigma(z)};$$

где обозначено: $U = -\int_0^{z_1} E_z dz$ – разность потенциалов между Землей и ионосферой,

$$\rho = \frac{h}{\sigma_0}; k_p = \frac{hh_p}{\sigma_0(h_p + h)}; k_n = \frac{hh_n}{\sigma_0(h_n + h)}.$$

Горизонтальная компонента электрического поля в ионосфере определяется выражением:

$$E_r(r) = \frac{1}{2\rho \Sigma_p r} \int_0^r dr' r' \left[j_{p0}(r') k_p \sqrt{1 + \frac{E_0(r')}{E_c}} - j_{n0}(r') k_n \sqrt{1 - \frac{E_0(r')}{E_c}} \right].$$

На рис.8.3.12 приведены результаты расчета электрического поля, генерируемого сторонним электрическим током, высотное распределение которого получено выше (см.

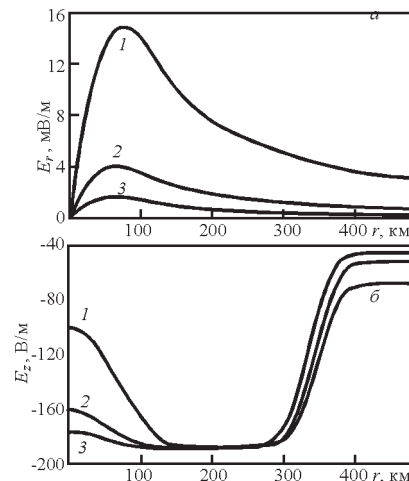


Рис.8.3.12. Радиальная зависимость электрического поля в ионосфере (верхняя панель) и электрического поля на поверхности Земли (нижняя панель) при различных уровнях атмосферной радиоактивности: 1) $A = 0$, 2) $A = 2$, 3) $A = 4$ (Sorokin et al., 2007)

рис.8.3.4). Подобные поля возникают в сейсмическом районе при одновременной инжекции в атмосферу заряженных аэрозолей и радиоактивных веществ. В данной модели генерации полей учитывается ионизация атмосферы и взаимодействие ионов с заряженными аэрозолями. Это приводит к возмущению проводимости атмосферы, а также влияет на формирование стороннего тока и электрического поля. Для расчетов выбраны следующие значения параметров: $h_p = 20$ км, $h_n = 15$ км, $h = 5$ км, $r_0 = 100$ км, $N_{p0} = 8 \times 10^3$ см⁻³, $Z_p = 100$, $\sigma_0 = 2 \times 10^{-4}$ с⁻¹, $\Sigma_p = 2 \times 10^{12}$ см/с, $E_c = 0,015$ cgse = 450 В/м, $j_{n0} / j_{p0} = 0,6$. Графики $E_r(r)$ (верхняя панель) и $E_z(r)$ (нижняя панель) построены для случаев увеличения уровня атмосферной радиоактивности в два и четыре раза. Графики на нижней панели показывают, что амплитуда электрического поля на поверхности Земли уменьшается с ростом уровня атмосферной радиоактивности внутри возмущенной области, несмотря на рост проводимости атмосферы. Это связано с изменениями стороннего тока. Поле слабо зависит от этого уровня на границе возмущенной области. Поле в ионосфере убывает в зависимости от уровня атмосферной радиоактивности, в отличие от поведения поля на поверхности Земли.

8.3.6. Плазменные и электромагнитные эффекты, связанные с ростом электрического поля в ионосфере Проведенные расчеты электрических полей свидетельствуют о том, что их величина в ионосфере может достигать значений в десятки мВ/м. Такие поля могут стимулировать развитие плазменных и электромагнитных эффектов, которые будут рассмотрены ниже. Рост электрического поля приводит к неустойчивости акусто-гравитационной волны (АГВ) в ионосфере (Sorokin et al., 1998; Сорокин и Чмырев, 1999). Эта неустойчивость связана с преобразованием джоулева тепла ионосферных токов в энергию волны. Предполагается наличие сильного теплового обмена в плазме, приводящего к тому, что температура электронов равна температуре ионов и молекул. Такая плазма служит обычно используемой моделью ионосферы с установившимся тепловым балансом. Этот баланс определяет стационарность ее температуры. Согласно работе (Piddington, 1959) в низкочастотном приближении ионосферу можно считать сплошной средой с тензорной проводимостью. Распространение малых акустико-гравитационных волн (АГВ) в этой среде сопровождается возмущением проводимости и, следовательно, токов. При определенных условиях эти возмущения таковы, что джоулево тепло возмущенных токов приводит к росту амплитуды АГВ. Источником энергии данной неустойчивости является ЭДС внешнего электрического поля. Энергия поля переходит в энергию волн, не изменяя теплового баланса среды. Для анализа устойчивости АГВ во внешнем электрическом поле будем полагать, что магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль оси z , а электрическое поле E вдоль оси x . Анализ устойчивости АГВ будем производить на основе уравнений движения, непрерывности, сохранения и состояния идеального газа в гравитационном поле \mathbf{g} , характеризуемого скоростью \mathbf{v} , плотностью ρ , давлением p и температурой T :

$$\rho d\mathbf{v} / dt = -\nabla \cdot p + \rho \mathbf{g} + (1/c) \mathbf{j} \times \mathbf{B};$$

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0; \rho c_p dT / dt = dp / dt + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}; p = \rho RT$$

и закона Ома для плотности тока \mathbf{j} в ионосферной плазме:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_p \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_H \mathbf{B} \times \mathbf{E}'_{\perp} / B; \mathbf{E}'_{\perp} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} / B.$$

Рассмотрим горизонтальное распространение плоской волны вдоль оси x . Малые возмущения скорости v_1 , плотности ρ_1 , давления p_1 и температуры T_1 относительно их стационарных значений v_0, ρ_0, p_0 и T_0 в изотермической проводящей экспоненциально неоднородной ионосфере удовлетворяют уравнениям:

$$\rho_s (\partial / \partial t + \omega_m) U = -\partial P / \partial x;$$

$$\rho_s \partial W / \partial t = -\partial P / \partial z + P / 2H - gR;$$

$$\partial R / \partial t + \rho_s (\partial U / \partial x + \partial W / \partial z - W / 2H) = 0;$$

$$(\partial / \partial t + \omega_m) [(\partial / \partial t - \omega_2) P - a^2 (\partial / \partial t + \omega_1) R + (\gamma - 1) g \rho_s W] + \omega_m \omega_2 P + a^2 \omega_m \omega_1 R = 0. \quad (8.63)$$

В уравнениях (8.63) введены полевые переменные по формулам:

$$U = (\rho_0 / \rho_s)^{1/2} v_{1x}; W = (\rho_0 / \rho_s)^{1/2} v_{1z}; P = (\rho_0 / \rho_s)^{-1/2} p_1;$$

$$R = (\rho_0 / \rho_s)^{-1/2} \rho_1; \rho_0 = \rho_s \exp(-z / H),$$

где ρ_s – значение плотности атмосферы на каком либо уровне, соответствующем $z = 0$. В уравнениях (8.63) обозначено:

$$\omega_1 = (2\alpha + 1)(\gamma - 1) \sigma_{p0} E^2 / 2a^2 \rho_0;$$

$$\omega_2 = \gamma(\gamma - 1) \sigma_{p0} E^2 / 2a^2 \rho_0;$$

$$\omega_m = \sigma_{p0} B^2 / c^2 \rho_0; a^2 = \gamma RT_0,$$

где γ – отношение удельных теплоемкостей, R – универсальная газовая постоянная, σ_{p0} – проводимость Педерсена невозмущенной ионосферы. Коэффициент α характеризует отношение между относительным изменением плотности ионов и плотности газа в волне. Если $\alpha = 0$, то возмущение проводимости определяется только изменением частоты столкновений, зависящей от плотности и давления (или температуры). При $\alpha = 1$ изменение плотности ионов совпадает с относительным изменением плотности газа в целом. При $\alpha > 1$ возмущение проводимости в основном определяется изменением плотности ионов. В нижней ионосфере $\sigma_{p0} \sim \rho_0$, следовательно, величины ω_1, ω_2 и ω_m не зависят от высоты z . В этом случае приведенные уравнения представляют собой систему с постоянными коэффициентами. Величина ω_1 имеет смысл отношения удельной мощности токов, вызванных возмущением проводимости ионосферы в электрическом поле, к плотности энергии акустической волны. Она определяет характерное время, за которое энергия внешнего источника поля переходит в кинетическую энергию волны. Величина ω_m характеризует процесс затухания волны в результате магнитной вязкости.

Появление неустойчивости проиллюстрируем на примере горизонтального распространения плоской волны вдоль

оси x в однородной среде, когда в уравнениях можно пренебречь слагаемым с ускорением свободного падения. Полагая, что неизвестные зависят от координат и времени по закону $\exp(-i\omega t + ikx)$, получим дисперсионное соотношение:

$$k^2 = \frac{\omega(\omega + i\omega_m)[\omega + i(\omega_m - \omega_2)]}{a^2[\omega + (\omega_m + \omega_1)]}. \quad (8.64)$$

Фурье-разложение возмущения заданного в пространстве в начальный момент времени содержит компоненты с вещественными значениями волновых векторов. Временная зависимость возмущения определяется комплексными частотами. Если положить $\omega = \omega' + i\Gamma$, где $\Gamma \ll \omega'$, то из (8.64) получим: $\omega' = ak$; $\Gamma = -(\omega_m - \omega_1 - \omega_2) / 2$. Если $\omega_m > \omega_1 + \omega_2$, то $\Gamma < 0$ и волна затухает. При $\omega_1 = \omega_2 = 0$ затухание волны определяется параметром $\omega_m = \sigma_{P0} B^2 / c^2 \rho_0$, характеризующим индукционное торможение, величина которого получена в работе (Гершман и Григорьев, 1965). В случае $\omega_m < \omega_1 + \omega_2$ имеем $\Gamma > 0$, что соответствует неустойчивости. Равенство $\omega_m = \omega_1 + \omega_2$ определяют величину критического поля

$$E_k = \frac{aB}{c} \sqrt{\frac{2}{(\gamma - 1)(2\alpha + \gamma + 1)}}. \quad (8.65)$$

Если поле меньше критического, то начальное возмущение затухает, а если больше – то происходит раскачка волны. Оценим величину E_k . Полагая $a = 3 \cdot 10^4$ см/с; $B = 0,3$ Э; $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с; $\gamma = 1,4$; $\alpha = 2$, получим $E_k = 2,6 \cdot 10^{-7}$ cgsе = (7 + 8) мВ/м.

Рассмотрим горизонтальное распространение АГВ вдоль оси x , полагая $\partial / \partial z = 0$. Подставляя в систему уравнений (8.63) зависимость неизвестных от координат и времени по закону $\exp(-i\omega t + ikx)$, получим дисперсионное уравнение:

$$\left(\frac{ak}{\omega}\right)^2 = \frac{(\omega + i\omega_m)\{\omega^2[\omega + i(\omega_m - \omega_2)] - (\omega + i\omega_m)\omega_a^2 + i\omega_2\omega_3^2\}}{\omega\{\omega^2[\omega + i(\omega_m + \omega_1)] - (\omega + i\omega_m)\omega_g^2\}}, \quad (8.66)$$

где обозначено $\omega_a^2 = \gamma g / 4H$ – граничная акустическая частота, $\omega_g^2 = (\gamma - 1)g / \gamma H$ – частота Бранта–Вайселя, $\omega_3^2 = \omega_a^2 (2\alpha + 3) / \gamma$. При $g = 0$ равенство (8.66) переходит в формулу (8.64), описывающую распространение акустической волны в однородной среде. Введем в (8.66) комплексный показатель преломления $k = (n + ik)\omega / c$. В случае электрических полей, для которых можно пренебречь поглощением, из (8.66) получим:

$$n(\omega) = \frac{1}{\Omega(\omega)} \sqrt{\sqrt{A^2(\omega) + B^2(\omega)} + A(\omega)}; \quad (8.67)$$

$$k(\omega) = \frac{1}{\Omega(\omega)} \sqrt{\sqrt{A^2(\omega) + B^2(\omega)} - A(\omega)}.$$

В равенствах (8.67) обозначено:

$$A(\omega) = (\omega^2 - \omega_a^2)(\omega^2 - \omega_g^2) - (\omega^2 - \omega_3^2)\omega_1\omega_2,$$

$$B(\omega) = (\omega^2 - \omega_a^2)\omega\omega_1 + (\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_3^2)\omega_2 / \omega,$$

$$\Omega(\omega) = \{2[(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + \omega^2\omega_1^2]\}^{1/2}.$$

На рис.8.3.13 приведены результаты расчета по формуле (8.67) зависимости $n = n(\omega)$ и $k = k(\omega)$, проведенного в окрестности частоты ω_g . Из графиков следует, что коэффициент поглощения отрицателен и имеет максимальное значение по

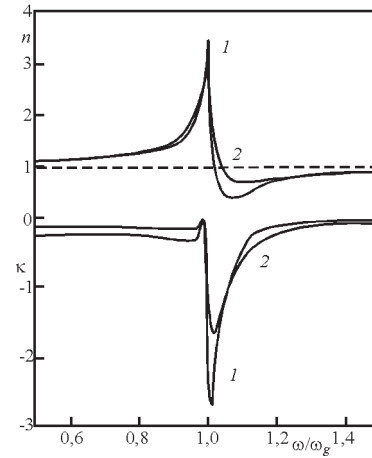


Рис.8.3.13. Графики зависимости от частоты показателя преломления $n = n(\omega)$ (верхняя панель) и показателя поглощения $k = k(\omega)$ (нижняя панель) акустикогравитационной волны, распространяющейся горизонтально в электрическом поле. Приняты следующие значения величин: $\gamma = 1,4$; $g = 10^3$ см/с; $H = 10^6$ см; $\sigma_{P0} = 5 \cdot 10^6$ с⁻¹; $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-13}$ г/см³; $E = 3 \cdot 10^{-7}$ cgsе; $\omega_g = 2 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹. Кривая 1 соответствует $\alpha = 0,2$ ($\omega_1 / \omega_g = 1,4 \cdot 10^{-2}$; $\omega_3 / \omega_g = 2,7$), кривая 2 соответствует $\alpha = 1$ ($\omega_1 / \omega_g = 3 \cdot 10^{-2}$; $\omega_3 / \omega_g = 3,9$)

абсолютной величине при частотах $\omega \sim \omega_g$. Это означает, что волны с частотой порядка ω_g экспоненциально возрастают при распространении и выделяются по амплитуде над фоном, образуя периодическую структуру. Наряду с колебаниями плотности и давления в волне происходят колебания проводимости. Следовательно, неустойчивость волны сопровождается образованием горизонтальной периодической неоднородности проводимости ионосферы с масштабом $l \sim \lambda / 2$ (где λ – длина волны с частотой $\omega \sim \omega_g$, соответствующей экстремальному значению k). На этих частотах показатель преломления достигает максимального значения $n(\omega)$, что означает уменьшение фазовой скорости волны по сравнению со скоростью звука $v_g = a / n(\omega)$. Горизонтальный масштаб неоднородности проводимости имеет значение:

$$l = \lambda / 2 = \pi v_g / \omega_g = \pi a / \omega_g n(\omega_g). \quad (8.68)$$

Следовательно, неустойчивость АГВ под действием внешнего электрического поля приводит к росту возмущения плотности плазмы и образованию в ионосфере горизонтальных неоднородностей проводимости с характерным масштабом (8.68).

Горизонтальные неоднородности проводимости изменяют ионосферные электрические поля и формируют плазменные слои вдоль магнитного поля (Sorokin et al., 1998; Chmyrev et al., 1999; Сорокин и Чмырев, 1999). Высокая проводимость вдоль магнитных силовых линий приводит к распространению электрического поля в верхние слои ионосферы и магнитосферу. Возникающая при этом электрическая цепь включает в себя продольные токи, переносящие электрическое поле вдоль магнитных силовых линий, и замкнутые на них поперечные токи, обусловленные проводимостью Педерсена. Следует иметь в виду, что продольные токи переносятся электронами, а носителями поперечных токов являются ионы. Следовательно, распространение электрического поля вдоль магнитных силовых линий и появление токов замыкания сопровождается локальными изменениями концентрации плазмы. Таким образом, изменение проводимости в E -слое ионосферы в присутствии внешнего электрического поля приводит к появлению электрического поля поляризации. Распространение этого поля в верхние слои ионосферы вызывает изменение концентрации плазмы на этих высотах. Если АГВ распространяется вдоль оси x , то неоднородности проводимости, связанные с ее неустойчивостью, вытянуты вдоль оси y . Будем полагать, что электрическое поле \mathbf{E}_0 расположено в плоскости (x, y) , а магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль оси z . При движении в E -слое ионосферы неоднородности проводимости с амплитудой $\Delta\sigma_{P,H}$ в виде уединенной полосы шириной $l = \lambda/2$, вытянутой вдоль оси y , образуются неоднородности плазмы в верхней ионосфере, вытянутые вдоль магнитного поля (Ляцкий и Мальцев, 1983). Горизонтальная скорость движения полосы вдоль оси x совпадает со скоростью АГВ и составляет величину $v_g = a/n(\omega_g, \omega_i)$. Выше ионосферы расположена магнитосфера, характеризующаяся альвеновской скоростью v_a или волновой интегральной проводимостью $\Sigma_w = c^2/4\pi v_a$. Проводящая полоса в E -слое ионосферы приводит к появлению электрического поля поляризации $\Delta\mathbf{E}$, которое передается вдоль магнитных силовых линий в верхнюю ионосферу и приводит к изменению в ней концентрации плазмы. Так как ионы могут двигаться в электрическом поле в горизонтальном направлении, то интегрируя вдоль оси x стационарное уравнение непрерывности ионов на границе полосы, получим $N(v_i - v_g) = N_0(v_{i0} - v_{g0})$, где $n, v_i; n_0, v_{i0}$ – равновесные концентрации и скорости ионов внутри и вне полосы. Для определения скорости ионов воспользуемся уравнениями движения ионов и электронов:

$$M d\mathbf{v}_i / dt = e\mathbf{E} + (e/c)\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - M\nu_i \mathbf{v}_i;$$

$$m d\mathbf{v}_e / dt = -e\mathbf{E} - (e/c)\mathbf{v}_e \times \mathbf{B} - m\nu_e \mathbf{v}_e,$$

где m и M – масса электронов и ионов, ν_e и ν_i – частота столкновений электронов и ионов, \mathbf{v}_e и \mathbf{v}_i – скорости электронов и ионов. В квазистатическом приближении ($d/dt = 0$), из этих уравнений получим:

$$v_{ix} = v_{ex}(1 - v_i E_x / \omega_i E_{y0}) / (1 + v_i^2 / \omega_i^2),$$

где $v_{ex} = -cE_{y0}/B$ – скорость дрейфа электронов; $E_x = E_{x0} + \Delta E_x$ – электрическое поле внутри полосы. Относительная концентрация определяется равенством:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{(1 - v_i E_{x0} / \omega_i E_{y0}) - (1 + v_i^2 / \omega_i^2) v_g / v_{ex}}{[1 - v_i (E_{x0} + \Delta E_x) / \omega_i E_{y0}] - (1 + v_i^2 / \omega_i^2) v_g / v_{ex}}.$$

Электрическое поле поляризации полосы \mathbf{E} определяется из условия непрерывности поперечных ионосферных и продольных токов в каждом из слоев ионосферы (Ляцкий и Мальцев, 1983):

$$E_x = \frac{\Sigma_{F0} E_{y0}}{\Sigma_P + \Sigma_W} \left[\left(1 + \frac{\Sigma_{P0} + \Sigma_W}{\Sigma_{F0}} \right) \frac{E_{x0}}{E_{y0}} + \frac{\Sigma_H - \Sigma_{H0}}{\Sigma_{F0}} \right],$$

где Σ_P, Σ_H – интегральные проводимости нижней ионосферы, Σ_W – интегральная волновая проводимость магнитосферы и Σ_F – интегральная проводимость верхней ионосферы. При выводе этого равенства использовано то обстоятельство, что проводимость верхней ионосферы много меньше проводимости E -слоя. Следовательно, относительное изменение концентрации плазмы в верхней ионосфере над полосой повышенной проводимости, находящейся в E -слое, определяется выражением:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1 + D_1 - v_g / v_{ex}}{1 + D_2 - v_g / v_{ex}},$$

где обозначено:

$$D_1 = v_i E_{x0} / \omega_i E_{y0};$$

$$D_2 = (v_i / \omega_i) \{ (\Sigma_{P0} + \Sigma_w) E_{x0} / (\Sigma_P + \Sigma_w) E_{y0} + (\Sigma_H - \Sigma_{H0}) / (\Sigma_P + \Sigma_w) \};$$

$$v_{ex} = -cE_{y0} / B.$$

Будем полагать, что электрическое поле направлено вдоль оси x , т.е. $E_{y0} = 0$. В ионосфере с достаточной степенью точности выполняется равенство $\Sigma_w = \Sigma_{P0}$. Если считать, что $\Delta\Sigma_P / \Sigma_{P0} = \Delta\sigma_P / \sigma$, $v_i c E_{x0} / \omega_i v_g B \ll 1$, то для оценки величины изменения концентрации плазмы $\Delta N = N - N_0$, получим формулу:

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{\Delta\sigma_P v_i c E_{x0}}{\sigma_{P0} \omega_i v_g B (2 + \Delta\sigma_P / \sigma_{P0})}.$$

Это выражение с ростом относительного возмущения проводимости $\Delta\sigma_P / \sigma_{P0}$ стремится к предельному значению:

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{v_i c E_{x0}}{2\omega_i v_g B} = \frac{v_i c n(\omega_g) E_{x0}}{2\omega_i a B}. \quad (8.69)$$

Полученная формула позволяет оценить порядок величины амплитуды плазменных неоднородностей, вызванных возмущениями проводимости E -слоя ионосферы. Ее величина зависит от высоты. Эта зависимость определяется функцией $v_i = v_i(z)$. Таким образом, появление горизонтальной пространственной структуры проводимости ионосферы приводит к образованию плазменных слоев, вытянутых вдоль геомагнитного поля. Поперечные пространственные размеры этих слоев совпадают с масштабами горизонтальной пространственной структуры проводимости.

8.3.7. Электромагнитные возмущения в КНЧ-УНЧ-диапазоне Как отмечалось выше, во многих работах приводились спутниковые данные, свидетельствующие об усилении электромагнитного излучения в КНЧ диапазоне накануне землетрясений. Некоторые механизмы генерации таких сигналов обсуждались в течение последних нескольких лет (см. напр. Липеровский и др., 1992; Molchanov et al., 1993). Проведенные расчеты показали, что эти механизмы генерации в спектральном интервале порядка сотен Гц приводят к эффектам, значительно меньшим, чем наблюдаются на эксперименте. В работе (Borisov et al., 1999) представлен новый механизм, связанный с излучением в верхней ионосфере волн свистовой моды, генерируемых в результате трансформации импульсных КНЧ-шумов на мелкомасштабных неоднородностях проводимости в нижней ионосфере. Электромагнитные импульсы в КНЧ-диапазоне возбуждаются грозовыми разрядами и распространяются в субионосферном волноводе со слабым поглощением. Существование мелкомасштабных плазменных неоднородностей экспериментально подтверждается в работах (Chmyrev et al., 1997; Липеровский и др., 1992). Механизм их образования связан с неустойчивостью АГВ при увеличении электрического поля в ионосфере (Sorokin et al., 1998; Chmyrev et al., 1999; Сорокин и Чмырев, 1999), который обсуждался выше.

Низшая собственная мода субионосферного волновода (так называемая ТМ мода) имеет наименьшее поглощение на частотах ниже 1 кГц и, следовательно, может распространяться на большие расстояния. В результате высокой проводимости Земли вблизи поверхности электрическое поле этой моды направлено вертикально. С увеличением высоты появляется горизонтальная компонента электрического поля. Ее величина приближается к амплитуде вертикальной компоненты в спектральном интервале 100–1000 Гц на высотах 115–120 км, на которых проводимость ионосферы максимальна. Горизонтальная компонента электрического поля возбуждает поляризационные токи на неоднородностях проводимости, зависящие от частоты волны. Эти токи действуют, как источники КНЧ волн, распространяющихся в свистовой моде в верхнюю ионосферу и магнитосферу вдоль магнитных силовых линий. Горизонтальные Фурье компоненты электрического поля $E_{x,y}$ свистовых волн, возбуждаемые горизонтальными компонентами токов поляризации $j_{x,y}$, связанных с неоднородностями проводимости, удовлетворяют уравнению:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + n^2 \frac{\omega^2}{c^2} E = \frac{4\pi\omega}{c^2} (j_x + ij_y),$$

где обозначено: $E = E_x + iE_y$; $n = \omega_p / (\omega\omega_e)^{1/2}$ – показатель преломления свистовой волны; $\omega_p = (4\pi e^2 N / m)^{1/2}$ – плазменная частота; $\omega_e = eB_0 / mc$ – гирочастота электронов. Излучающие токи определяются возмущениями интегральных проводимостей Холла и Педерсена:

$$j_x = \Delta\Sigma_p E_x^0 + \Delta\Sigma_H E_y^0; j_y = \Delta\Sigma_p E_y^0 - \Delta\Sigma_H E_x^0,$$

где E_x^0, E_y^0 – горизонтальные компоненты электромагнитного шума в волноводе. Уравнение позволяет найти спектраль-

ную интенсивность электрического E и магнитного B поля КНЧ излучения в верхней ионосфере:

$$|E|^2 = \left(\frac{4\pi}{c}\right)^2 \frac{\omega\omega_e}{\omega_p^2} [(E_x^0)^2 + (E_y^0)^2] [(\Delta\Sigma_p)^2 + (\Delta\Sigma_H)^2],$$

$$B = nE. \quad (8.70)$$

Из этого выражения следует, что интенсивность излучения зависит от частоты, так как от частоты зависят горизонтальные компоненты электрического поля в ионосфере и показатель преломления свистовых волн.

Согласно данным, приведенным в ряде работ (Fraser-Smith et al., 1990; Hayakawa et al., 1996; Kopytenko et al., 1993), в зоне вблизи эпицентра готовящегося землетрясения может наблюдаться возрастание электромагнитных осцилляций шумового характера в УНЧ-диапазоне ($f = 0,01$ – 10 Гц). В работе (Fraser-Smith et al., 1990) приведены данные, согласно которым рост УНЧ-шумов в диапазоне $0,01$ – 5 Гц наблюдался приблизительно за 10 дней до землетрясения с магнитудой $M \sim 7$ на расстоянии около 50 км от его эпицентра. При этом амплитуда возмущения составляла 50–100% от среднего невозмущенного уровня шумов. В работах (Fitterman, 1979; Molchanov et al., 1995; Pilipenko et al., 1999) для объяснения этого явления предложены механизмы образования источников этого излучения, которые расположены в литосфере и связаны с процессами подготовки землетрясения. В работах (Sorokin et al., 2003; Сорокин и др., 2001б) предложен альтернативный механизм генерации УНЧ осцилляций, который следует учитывать при интерпретации наземных и спутниковых данных. Этот механизм основан на генерации гиротропных волн (ГВ) в нижней ионосфере шумовым электромагнитным полем в присутствии горизонтальных неоднородностей ее проводимости, связанных с неустойчивостью АГВ в результате роста электрического поля. Эти волны, обнаруженные в работе (Сорокин и Федорович, 1982а), распространяются в тонком слое нижней ионосферы вдоль поверхности Земли в низких и средних широтах со слабым затуханием и фазовыми скоростями в десятки – сотни км/с. Некоторые геофизические эффекты, связанные с генерацией и распространением ГВ в горизонтально однородной ионосфере рассмотрены в работах (Сорокин, 1988; Сорокин и Ященко, 1988). Развитие теории этих волн в среднеширотной ионосфере проведено в работе (Sorokin and Pokhotelov, 2005). Различные источники электромагнитного излучения генерируют электромагнитный шум в диапазоне УНЧ и геомагнитных пульсаций. Под действием этого шума в областях горизонтальных неоднородностей ионосферной проводимости возникают поляризационные токи, которые являются источниками ГВ. Появление таких источников с горизонтальным пространственным масштабом 10 км приводит к формированию узкополосного электромагнитного излучения на поверхности Земли с характерной частотой порядка 1–10 Гц.

Для иллюстрации предложенного механизма образования узкополосного излучения рассмотрим упрощенную модель когерентного излучения ГВ, распространяющихся в горизонтальном направлении параллельно геомагнитному полю в тонком плоском проводящем слое ионосферы. Представим тензор проводимости ионосферы $\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_0(z) + \hat{\sigma}_1(x, y, z)$, где

$\hat{\sigma}_0$ – тензор проводимости невозмущенной ионосферы, $\hat{\sigma}_1$ – его возмущение и электрическое поле в виде суммы $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$, где \mathbf{E}_0 – поле при отсутствии возмущения проводимости ($\hat{\sigma}_1 = 0$), а \mathbf{E}_1 представляет собой поле, возникающее при появлении неоднородностей проводимости ионосферы. Считая возмущение слабым, $|\hat{\sigma}_1| \ll |\hat{\sigma}_0|$ и пренебрегая слагаемыми второго порядка малости, получим приближенное уравнение для \mathbf{E}_1 :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) + \frac{4\pi}{c^2} \hat{\sigma}_0 \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} = -\frac{4\pi}{c^2} \hat{\sigma}_1 \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t}.$$

Введем относительные возмущения проводимостей Холла и Педерсена, предполагая их не зависящими от y и z :

$$h(x) = \sigma_{H1}(x, z) / \sigma_{H0}(z); \quad p(x) = \sigma_{P1}(x, z) / \sigma_{P0}(z).$$

Для решения системы уравнений воспользуемся моделью ионосферы в виде двух слоев с различным типом проводимости, примененной в работе (Сорокин и др., 2001б). Согласно этой модели в верхнем слое отлична от нуля проводимость Педерсена, а в нижнем – проводимость Холла. В соответствии с этим уравнения разбиваются на две системы уравнений, каждая из которых описывает поля в соответствующих слоях. Будем полагать, что неизвестные величины зависят от координаты x и времени t по закону $\exp(-i\omega t + ikx)$. Исключая компоненту E_z получим уравнение для компоненты E_y в слое с проводимостью Холла:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_{y1}}{dz^2} + \left[\left(\frac{4\pi\omega}{c^2 k} \right)^2 \sigma_{H0}^2(z) - k^2 \right] E_{y1} = \\ = -2 \left(\frac{4\pi\omega}{c^2 k} \right)^2 \sigma_{H0}^2(z) f_H(k, z). \end{aligned}$$

Аналогично получаем уравнение в слое с проводимостью Педерсена:

$$\frac{d^2 E_{y1}}{dz^2} + \left[\frac{4\pi i\omega}{c^2} \sigma_{P0}(z) - k^2 \right] E_{y1} = -\frac{4\pi i\omega}{c^2} \sigma_{P0}(z) f_P(k, z).$$

В этих уравнениях обозначено:

$$f_H(k, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx) h(x) E_{y0}(x, z, \omega) dx;$$

$$f_P(k, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx) p(x) E_{y0}(x, z, \omega) dx.$$

Считая ширину слоев много меньшей длины ГВ, можно интегрированием уравнений по z получить граничные условия для компоненты поля E_y и ее вертикальной производной при переходе через соответствующий слой. Устремляя расстояние между слоями к нулю, получим граничные условия, связывающие значения касательной компоненты электрического поля и ее вертикальной производной выше и ниже ионосферы:

$$\left\{ \frac{dE_{y1}}{dz} \right\} + \frac{1}{la^2} \left[\left(\frac{\omega}{k} \right)^2 + i\omega v \right] E_{y1} =$$

$$= -\frac{1}{la^2} \left[2 \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 f_H(k, 0) + i\omega v f_P(k, 0) \right];$$

$$\{E_{y1}\} = 0. \quad (8.71)$$

Фигурными скобками в этом выражении обозначен скачок соответствующих величин при переходе через ионосферу. В (71) введены обозначения:

$$v = \frac{c^2 \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{P0}(z) dz}{4\pi \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{H0}^2 dz}; \quad a = \frac{c^2}{4\pi \int_{-\infty}^{\infty} l \sigma_{H0}^2 dz}; \quad l = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{H0}^2(z) dz}{\sigma_0^2},$$

где σ_0 – максимальное значение проводимости Холла. Воспользовавшись решением выше и ниже проводящего слоя с учетом граничных условий (4.9) получим:

$$E_{y1}(\omega, k) = -E_{y0}(\omega) \frac{2\omega^2 H(k)}{\omega^2 - \omega_0^2(k) + i\nu\omega k^2};$$

$$H(k) = \int_{-\infty}^{\infty} dx h(x) \exp(ikx), \quad (8.72)$$

где $\omega_0^2(k) = 2la^2|k|^3$. Выберем относительное возмущение проводимости Холла в виде $h(x) = C(x) \cos k_0 x$, где огибающая функция $C(x) = A \exp(-)$ медленно меняется на масштабе $\lambda_0 = 2\pi / k_0$. Пространственное распределение спектра рассеянного поля получаем, применяя обратное преобразование Фурье по k в выражении (8.72) и принимая во внимание квазипериодический характер изменения $h(x)$:

$$\begin{aligned} \frac{B_{x1}(x, \omega)}{B_{x0}(\omega)} = \\ = -A \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \left\{ \frac{\exp(-|x|/L) \sin(k_0|x|)}{1+qL} + \frac{i \exp[i(k_0+q)|x|]}{1+(qL)^2} \right\}; \\ q = (\omega^2 - \omega_0^2 + i\nu\omega k^2) / 2\omega_0 u, \\ u = d\omega_0(k_0) / dk_0, \quad \Omega = \sqrt{\frac{L}{\omega_0 u}}, \quad (8.73) \end{aligned}$$

Оценки показывают, что $a = 4 \cdot 10^4$ м/с, $v = 2 \cdot 10^8$ м²/с. Проведем расчет относительного спектра амплитуды колебаний в случае, когда характерные размеры возмущенной области ионосферы $2L$ составляют сотни, а пространственный масштаб возмущения $d = \lambda / 2 = \pi / k_0$ – десятки километров. Для расчетов будем полагать $L = 10^5$ м, $d = 1,5 \cdot 10^4$ м ($k_0 = 2,1 \cdot 10^{-4}$ м⁻¹), а величину относительного возмущения проводимости Холла примем равной $A = 0,1$. График относительного возмущения спектра амплитуды геомагнитных колебаний $|B_{x1}(x, \omega) / B_{x0}(\omega)|$, построенного по формуле (8.73) для различных расстояний x , приведен на рис. 8.3.14. Из него следует, что относительное возмущение максимально в УНЧ диапазоне и его величина в эпицентре достигает около

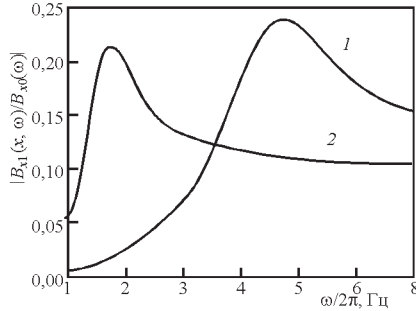


Рис.8.3.14. График относительного спектра амплитуды геомагнитных колебаний, построенный для различных пространственных масштабов горизонтальных неоднородностей ионосферной проводимости. 1 – $d = 15$ км; 2 – $d = 30$ км

40% от невозмущенного значения. При удалении от эпицентра амплитуда возмущения в максимуме убывает, что связано с эффектом затухания ГВ. С ростом d частота максимума спектра возмущения монотонно убывает.

Появление в ионосфере горизонтальных неоднородностей проводимости оказывает существенное влияние на характеристики геомагнитных пульсаций магнитосферных источников в УНЧ диапазоне. Эти пульсации, регистрируемые на поверхности Земли, возникают в результате трансформации направляемых альвеновских волн в электромагнитные колебания в нижней ионосфере при распространении волн вниз из магнитосферы. Кроме того, они трансформируются в изотропную гидромагнитную волну, которая распространяется вверх в магнитосферу от области трансформации. При появлении в ионосфере горизонтальных неоднородностей проводимости изменяется процесс трансформации и проникновения полей в ионосфере, что сказывается на характеристиках геомагнитных пульсаций (Sorokin et al., 2004). Будем полагать, что однородная магнитосфера, состоящая из электронно-ионной плазмы, ограничена снизу тонкой проводящей ионосферой. Непроводящий слой Земля – ионосфера ограничен плоской идеально проводящей поверхностью Земли. В декартовой системе координат с осью z направленной вниз, однородное магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль оси z . Пусть тонкий проводящий слой ионосферы, характеризующийся интегральными проводимостями Педерсена $\Sigma_P(x, t)$ и Холла $\Sigma_H(x, t)$,

$$\Sigma_{P,H}(x, t) = \Sigma_{P,H0} + \Delta\Sigma_{P,H}(x, t)$$

совпадает с плоскостью $z = 0$, а идеально проводящая поверхность Земли совпадает с плоскостью $z = h$. Полагаем, что компоненты электрического поля волны не зависят от координаты y . В результате того, что проводимость плазмы вдоль магнитного поля велика, вертикальная компонента поля $E_z \sim 0$. Электрическое поле представим в виде:

$$\mathbf{E}(x, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \mathbf{E}(k, z, \omega) \exp(ikx - i\omega t).$$

Касательная компонента электрического поля равна нулю на поверхности идеально проводящей Земли и непрерывна на тонкой проводящей ионосфере, а скачок касатель-

ной компоненты магнитного поля равен поверхностному току в ионосфере. Используя эти граничные условия в работе (Sorokin et al., 2004) получено интегральное уравнение для определения горизонтальных компонент электрического поля в ионосфере:

$$\begin{aligned} \hat{K}(k, \omega) \mathbf{E}(k, \omega) &= \\ &= 2k_A \mathbf{E}_*(k) - \frac{4\pi\omega}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'}{2\pi} \hat{\Delta}\Sigma(k - k') \mathbf{E}(k', \omega), \end{aligned} \quad (8.74)$$

где:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}; \mathbf{E}_* = \begin{bmatrix} E_* \\ 0 \end{bmatrix}; \hat{K} = \begin{bmatrix} k_1 - k_H & \\ & k_H k_2 \end{bmatrix}; \hat{\Delta}\Sigma = \begin{bmatrix} \Delta\Sigma_P - \Delta\Sigma_H & \\ & \Delta\Sigma_H \Delta\Sigma_P \end{bmatrix},$$

$$k_1 = k_P + k_i + ik \coth(kh), \quad k_2 = k_P + k_A,$$

$$k_{P,H} = 4\pi\Sigma_{P,H}\omega / c^2, \quad k_A = 4\pi\Sigma_A\omega / c^2, \quad \Sigma_A = c^2 / 4\pi u.$$

Обозначено $u = B_0 / \sqrt{4\pi\rho}$ – альвеновская скорость, ρ – плотность магнитосферной плазмы, E_* – амплитуда падающей направляемой альвеновской волны. Магнитное поле пульсаций на поверхности Земли определяется по формуле:

$$b_x(k, h, \omega) = -i\{k / [\omega \sinh(kh)]\} E_y(k, \omega). \quad (8.75)$$

Будем полагать, что распределение амплитуды падающей направляемой альвеновской волны вдоль координаты x задается функцией $E_*(x) = E_* \exp(ik_x x)$. Для малых возмущений проводимости решение уравнения (74) подставим в (8.75) и воспользовавшись обратным Фурье преобразованием получим:

$$\begin{aligned} b_{x0}(x, h, \omega) &= 2E_* \frac{ick_A k_H k_x}{\omega \kappa(k_x) \sinh(k_x h)} \exp(ikx - i\omega t); \\ b_{x1}(x, h, \omega) &= 4E_* \frac{ik_A}{c} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{k \exp(ikx - i\omega t)}{\kappa(k) \sinh(kh)} \times \\ &\times \{\Delta\Sigma_P(k - k_x) M_1(k_x) - \Delta\Sigma_H(k - k_x) M_2(k_x)\}, \end{aligned} \quad (8.76)$$

где обозначено:

$$M_1(k) = \frac{1}{\kappa(k)} k_H [k_1(k) + k_2];$$

$$M_2(k) = \frac{1}{\kappa(k)} [k_1(k) k_2 - k_H^2]; \quad \kappa(k) = k_1(k) k_2 + k_H^2.$$

Индексом «0» обозначены невозмущенные значения компонент полей, а индексом «1» их возмущения.

Рассмотрим характер влияния ионосферных возмущений на параметры геомагнитных пульсаций магнитосферного источника на примере перемещающихся неоднородностей проводимости. В работе (Alperovich et al., 2002), показано, что ионосферные неоднородности приводят к значительному возмущению, в основном, проводимости Педерсена. Поэтому под знаком интеграла в (8.76) оставим только первое слагаемое. Зададим пространственное распределение, моделирующее возмущение ионосферной проводимости, в виде:

$$\Delta\Sigma_P(x) = 2\Delta\Sigma_{P0} \left[\cos \frac{k_0 x - \varphi}{2} \right]^2 \exp\left(-\frac{x^2}{4L^2}\right),$$

где $\Delta\Sigma_{P0}$ – усредненная амплитуда возмущений, k_0 – волновое число периодических возмущений, φ – их произвольная фаза, L – горизонтальный пространственный масштаб возмущенной области.

Определим относительное, усредненное по периоду колебаний спектральное распределение амплитуды геомагнитных пульсаций на поверхности Земли в виде: $\beta(\omega) = \sqrt{\langle |b_x / b_{x0}|^2 \rangle}$. В центре возмущенной области при $x = 0$ из (8.76), получим:

$$\beta(\Omega) = 1 - \varepsilon \frac{f_1 f_2 + f_3^2}{f_2^2 + f_3^2};$$

$$f_{1,2} = a_{1,2} \Omega + \sqrt{|\Omega^2 - \sigma_x^2|} \eta(\Omega - \sigma_x);$$

$$f_3 = \sqrt{|\Omega^2 - \sigma_x^2|} (\sigma_x - \Omega) + \sigma_x \coth \sigma_x; \quad (8.77)$$

В (8.77) обозначено:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\Sigma_{P0}}{\Sigma_A + \Sigma_{P0}}; a_1 = 1 + 2 \frac{\Sigma_{P0}}{\Sigma_A}; a_2 = \frac{\Sigma_{P0}}{\Sigma_A} + \frac{\Sigma_H^2}{\Sigma_A(\Sigma_{P0} + \Sigma_A)};$$

$$\Sigma_A = \frac{c^2}{4\pi u}; \Omega = \frac{\omega h}{u}; \sigma_x = k_x h.$$

В (8.77) $\eta(x)$ обозначена единичная функция: $\eta(x \geq 0) = 1$; $\eta(x < 0) = 0$. Из (8.77) следует, что $\beta(\omega = 0) = 1 - \varepsilon$; $\beta(\omega \rightarrow \infty) = 1 - \varepsilon(a_1 + 1)/(a_2 + 1)$ и $\beta(\omega)$ уменьшается в зависимости от частоты. В ночной ионосфере, в которой $\Sigma_{P0} \ll \Sigma_A$, имеем $\varepsilon \approx \Delta\Sigma_{P0} / \Sigma_A$; $a_1 \approx 1$; $a_2 \ll 1$. В дневной ионосфере $\Sigma_{P0} \gg \Sigma_A$ имеем $\varepsilon \ll \Delta\Sigma_{P0} / \Sigma_A$; $a_1 \approx a_2 \gg 1$. На рис.8.3.15 приведен график зависимости β от $\nu = \omega / 2\pi$, построенные по формуле (77) для ночных условий (сплошная линия). Приняты следующие значения величин: $h = 100$ км; $\Sigma_A = 0,39$ см, $\Sigma_P = 0,43$ см, $\Sigma_H = 0,19$ см, $\Delta\Sigma_P = 0,22$ см; характерный горизонтальный масштаб изменения поля падающей волны $\lambda_x = 1000$ км; волновая проводимость магнитосферы. Для сравнения на рис.8.3.15 приведены результаты

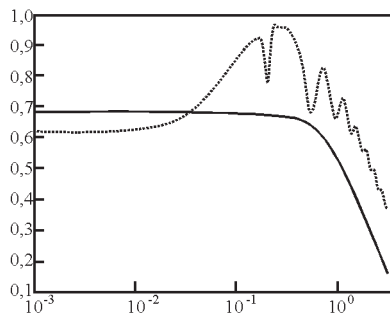


Рис.8.3.15. Относительное спектральное распределение амплитуды геомагнитных пульсаций на поверхности Земли при появлении в ночной ионосфере горизонтальных неоднородностей ионосферной проводимости. Сплошная кривая – модель наклонного падения альвеновской волны на тонкий проводящий слой ионосферы. Пунктирная кривая – модель нормального падения альвеновской волны на ионосферу конечной толщины

расчета прохождения волны через вертикально стратифицированную ионосферу при ее нормальном падении (пунктирная линия). Характер частотных зависимостей в этих моделях подобен. Отклонение графика от гладкой кривой во втором случае обусловлено конечной толщиной ионосферы. Расчеты показывают, что появление неоднородностей проводимости в ночной ионосфере приводит к уменьшению амплитуды геомагнитных пульсаций с увеличением частоты, в то время как в дневных условиях их амплитуда меняется мало.

8.3.8. Возмущение ионосферы Тепловой поток q , излучаемый тонким проводящим слоем с интегральной проводимостью Σ в горизонтальном электрическом поле E , по порядку величины равен $q = \Sigma E^2$. Полагая значения $\Sigma = 3 \times 10^{12} + 3 \times 10^{13}$ см/с, $E = 6$ мВ/м $= 2 \times 10^{-7}$ cgse, получим $q = (0,1-1,0)$ эрг/см²с. Одним из основных источников нагрева ионосферы является коротковолновое излучение Солнца ($\lambda < 1026\text{\AA}$) (Ришбет и Гарриот, 1975). Приток тепла в результате поглощения этого излучения выше 100 км составляет примерно единицы эрг/см²с и в зависимости от солнечного цикла может изменяться в несколько раз в ту или иную сторону. Из приведенных оценок следует, что джоулево тепло ионосферных токов в зоне подготовки землетрясения составляет значительную часть общего теплового баланса ионосферы. Следовательно, этот источник тепла решающим образом влияет на ее состояние. Нагрев токами ионосферы увеличивает масштабы высотного распределения ионосферных компонент и, следовательно, высотного профиля слоя F2. Данный механизм, наряду с возможными другими, должен вносить вклад в наблюдаемую реакцию ионосферы на процессы подготовки землетрясений (Sorokin and Chmyrev, 1999b).

На высотах больше 200 км ионосфера изотермична. В области высот 100–200 км существует положительный градиент температуры. В результате теплопроводности наличие градиента температуры приводит к потоку тепла, направленному вниз. Источник джоулева тепла локализован в нижних слоях ионосферы (120–150 км). В таком случае разогрев верхних слоев ионосферы, расположенных над токовым слоем, может осуществляться лишь при наличии движения газа в вертикальном направлении. Оценить этот эффект можно основываясь на простой модели выделения джоулева тепла ионосферных токов в тонком слое, совпадающем с плоскостью (x, y) на высоте $z = z_1$. Магнитное поле направлено вдоль оси z . В этом случае стационарное одномерное движение газа в плоскостной неоднородной ионосфере, возникающее в результате действия источника тепла, будет описываться системой уравнений движения, непрерывности, переноса тепла и состояния:

$$\rho v \frac{dv}{dz} = -\frac{dP}{dz} - \rho g, \quad \frac{d\rho v}{dz} = 0, \quad P = k \frac{\rho T}{M},$$

$$c_p \rho v \frac{dT}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\kappa(T) \frac{dT}{dz} \right] + q \delta(z - z_1),$$

где: ρ , P , T , \mathbf{v} – плотность, давление, температура и скорость газа; $\delta(z - z_1)$ – дельта-функция Дирака. В этих уравнениях введены обозначения: g – ускорение свободного падения; c_p – теплоемкость при постоянном давлении, k – постоянная Больцмана, $\kappa(T) = \bar{v}l\rho c_V / 3 = \kappa_0 \sqrt{T/T_0}$ – коэффициент теплопроводности, T_0 – температура атмосферы вблизи поверхности Земли, $\bar{v} = \sqrt{8kT/\pi M}$ – средняя скорость движения молекул; l – длина их пробега; c_V – теплоемкость при постоянном объеме. Из системы уравнений определяется высотное распределение температуры:

$$T(z) = T_0 [1 - (\sqrt{T_1/T_0} - 1)z/z_1]^2 \eta(z - z_1) + T_1 \eta(z_1 - z),$$

где $\eta(z)$ – единичная функция Хевисайда. Зависимость температура изотермической ионосферы T_1 от величины теплового потока q определяется уравнением:

$$\frac{T_1}{T_0} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_0}} - 1 \right) = \frac{q}{q^*}; \quad q^* = \frac{2\kappa_0 T_0}{z_1}$$

Из уравнения непрерывности следует, что поток массы $I_0 = \rho v = \text{const}$ постоянен и не зависит от z . Его зависимость от температуры ионосферы T_1 определяется равенством:

$$I_0 = \frac{q^*}{c_p T_0} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_0}} - 1 \right).$$

Приближаясь к плоскости $z = z_1$, где расположен источник тепла, газ постепенно прогревается. Вследствие этого возрастает поток тепла, переносимый движущимся газом. В области $z < z_1$ он компенсируется потоком тепла, обусловленным теплопроводностью. В области $z > z_1$ поток тепла, обусловленный движением газа, остается постоянным. Этот процесс характеризует теплообмен в верхней атмосфере и определяет в ней высотное распределение температуры. Приближение $q \rightarrow 0$ соответствует переходу к изотермической атмосфере $T_1 \rightarrow T_0$, в которой отсутствует вертикальный перенос массы $I_0 = 0$. Скорость вертикального переноса массы удовлетворяет неравенству $v \ll \sqrt{gH}$, $H = kT/Mg$. В этом случае левой частью в уравнении движения можно пренебречь и для определения плотности воспользоваться приближенным уравнением гидростатики. Модель теплового баланса ионосферы, основанная на ее разогреве вертикальным потоком массы в результате выделения тепла в ее нижних слоях позволяет определять температуру в зависимости от потока тепла. Этот поток складывается из количества тепла, выделяющегося при поглощении солнечного излучения преимущественно в нижней части ионосферы и джоулева тепла ионосферных токов, протекающих примерно на тех же высотах.

Изменение высотного распределения ионизации в ионосфере при заданной пространственной неоднородности электрического поля на поверхности Земли рассматривалось в работе (Ким и др., 1995). При этом полагалось, что модификация ионосферы обусловлена дрейфом плазмы. Как следует из электродинамической модели, рост электрического тока и поля в ионосфере над сейсмоактивной областью наряду с дрейфом плазмы приводит к увеличению выделе-

ния джоулева тепла. Вертикальный поток нейтральных частиц связанный с выделением тепла в нижней ионосфере, а так же рост ее температуры оказывает влияние на формирование слоя F2 (Sorokin and Chmyrev, 1999b). Это влияние обусловлено столкновениями ионов с нейтральными частицами и увеличением вертикальных масштабов их высотного распределения. Роль диффузионных и фотохимических процессов примерно одинакова в максимуме слоя F. В верхней его части распределение ионов с высотой определяется в основном процессами диффузии. Связь между скоростями ионов v_i и молекул v_n определяется из стационарных уравнений движения:

$$\begin{aligned} eNE - kTdN/dz - mNg + \\ + mNv_{ei}(v_i - v_e) + mNv_{en}(v_n - v_e) &= 0, \\ -eNE - kTdN/dz - MNg - \\ - mNv_{ei}(v_i - v_e) + MNv_{in}(v_n - v_i) &= 0, \end{aligned}$$

где v_{ab} – частота столкновений частиц «а» с частицами «б». Так как $v_e \sim v_i$, из этих уравнений, при условии $m \ll M$ и $mNv_{en}/MNv_{in}(m/M)^{1/2} \ll 1$, получим

$$v_i = v_n - D\{dN/Ndz + 1/2H\},$$

где $D = 2kT/Mv_{in}$ – коэффициент амбиполярной диффузии, T – температура ионосферы. Из этого равенства поток ионов $G = v_i N$ запишем в виде:

$$G = -D(dN/dz + N/2L),$$

где $L = H/(1 - v)$. Так как $v_{in} \sim \rho$, а $v_n \sim 1/\rho$, то L не зависит от z .

Для определения характера изменения слоя F2 воспользуемся моделью дневной ионосферы (Bowhill, 1962). В этой работе показано, что роль диффузии в образовании верхней части слоя F может быть проанализирована в случае пренебрежения процессами рекомбинации. Такое приближение значительно упрощает расчеты, но сохраняет основные качественные характеристики верхней ионосферы. Концентрация ионов удовлетворяет уравнению (Sorokin and Chmyrev, 1999b):

$$\begin{aligned} d^2 N/dz^2 + [(2L + H)/2LH]dN/dz + \\ + N/2LH + (\lambda_0/D_0)\exp[-2(z - h_0)/H] &= 0, \end{aligned}$$

где λ_0 и D_0 – значения функции ионообразования и коэффициента диффузии на некоторой высоте h_0 ниже высоты максимума слоя F. Высота h_0 соответствует уровню, где становится равной роль рекомбинационных и диффузионных процессов. Ниже высоты h_0 соблюдается фотохимическое равновесие. В области $z > h_0$, решение этого уравнения имеет вид:

$$N = \frac{\lambda_0}{\beta_0} U(z) - \frac{2LH(G_\infty + I_0/M)}{(2L - H)D_0} V(z), \quad (8.78)$$

где обозначено: β_0 – линейный коэффициент рекомбинации на высоте h_0 ;

$$U(z) = (1 + \delta)\exp[-(z - h_0)/2L] - \delta \exp[-2(z - h_0)/H];$$

$$\delta = 2LH^2\beta_0 / (4L - H)D_0;$$

$$V(z) = \exp[-(z - h_0)/2L] - \exp[-(z - h_0)/H].$$

В области $z < h_0$, имеем:

$$N = \frac{\lambda_0}{\beta_0} \exp\left(\frac{z - h_0}{H}\right).$$

На рис.8.3.16 приведены результаты расчета по формуле (8.78) высотного профиля F слоя ионосферы. Из графиков следует, что увеличение выделения тепла в нижней ионосфере приводит к росту высоты максимума слоя и уменьшению концентрации электронов на этой высоте. Модификация высотного распределения концентрации ионов происходит таким образом, что она возрастает в верхней ионосфере.

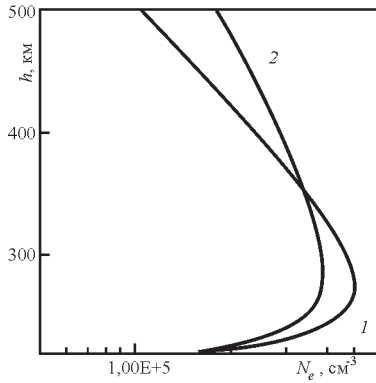


Рис.8.3.16. Высотные профили F слоя ионосферы, соответствующие двум значениям потока тепла, выделяющегося в проводящем E слое ионосферы при протекании в нем электрического тока. Кривая 1 соответствует невозмущенному состоянию ионосферы с электрическим полем 3 мВ/м, а кривая 2 соответствует возмущенной ионосфере в результате роста электрического поля до значения 9 мВ/м

Увеличение концентрации на этих высотах ионов атомарного кислорода $[O^+]$, являющихся основными ионами в верхней ионосфере, должно сопровождаться ростом концентрации легких ионов. Для образования ионов водорода существенным является то, что потенциалы ионизации атомарного кислорода и водорода почти одинаковы. Это означает, что легко протекает резонансная реакция с обменом заряда: $O^+ + H \leftrightarrow H^+ + O$. Впервые в работе (Hanson and Ortenburger, 1961) показано, что в верхней ионосфере распределение концентрации ионов водорода $[H^+]$ должно подчиняться законам фотохимического равновесия. Реакция резонансной перезарядки устанавливает это равновесие таким образом, что между концентрациями ионов выполняется соотношение $[H^+] = (9/8)\{[H]/[O]\}[O^+]$. Это означает, что увеличение концентрации ионов атомарного кислорода в верхней ионосфере должен сопровождаться ростом концентрации легких ионов.

Наряду с перестройкой высотного профиля верхней ионосферы над сейсмически активным регионом наблюдается возмущение нижней ионосферы с образованием спорадических слоев (Ondoh and Hayakawa, 1999; Ondoh, 2003).

Критическая частота спорадического E слоя f_0E_s достигает 8–9 МГц в дневное время. Такое ее значение соответствует концентрации электронов 10^6 см^{-3} . Ракетные измерения в среднеширотной ионосфере показали, что концентрации электронов в спорадическом слое составляет величину $2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, а электрическое поле в этом слое достигает величины 10 мВ/м (Yokoyama et al., 2002). В работе (Sorokin et al., 2006) рассмотрена модель формирования аномального спорадического E слоя основанная на эффекте атмосферного электрического тока, втекающего в ионосферу. Этот ток стимулирует возникновение продольного тока, который протекает из ионосферы в магнитосферу, и поперечного тока, протекающего вдоль проводящего слоя ионосферы. Атмосферный ток переносит в ионосферу ионы, а компенсирующий электрический заряд продольный ток переносит в ионосферу электроны. В результате происходит рост концентрации плазмы в нижней ионосфере. Электрическое поле в ионосфере в вертикальном магнитном поле $\alpha = \pi/2$ удовлетворяет уравнению:

$$2\nabla_{\perp} \cdot [\hat{\Sigma}(x, y)\mathbf{E}(x, y)] = j_1(x, y). \quad (8.79)$$

Ток проводимости $j_1(x, y) = j(x, y, z = z_1)$ текущий в ионосферу переносит вверх положительно заряженные ионы, движущиеся в атмосфере. Источником тока проводимости является сторонний ток, формируемый в нижней атмосфере в результате переноса заряженных аэрозолей. Электроны продольного тока движутся вниз из магнитосферы навстречу положительно заряженным ионам, двигающимся из атмосферы. Эти частицы увеличивают плотность плазмы в нижней ионосфере. В стационарном приближении концентрация ионов в нижней ионосфере удовлетворяет уравнению:

$$q - \gamma N^2 - \nabla \cdot (N\mathbf{v}) = 0, \quad (8.80)$$

где q – скорость ионизации нижней ионосферы, γ – коэффициент рекомбинации, \mathbf{v} – скорость дрейфа ионов в электрическом поле. Слагаемое γN^2 в (80) описывает потерю частиц в нижней ионосфере. Рассмотрим уравнение движения ионов, связанных с горизонтальным ионосферным током $\mathbf{j}_i = eN\mathbf{v}$:

$$e\mathbf{E} + \frac{e}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - M\mathbf{v}\mathbf{v} = 0,$$

где e – заряд электрона, \mathbf{E} – горизонтальная компонента электрического поля, c – скорость света, M – масса иона, \mathbf{v} – частота столкновений ионов с молекулами. Из этого уравнения получаем закон Ома:

$$\mathbf{j}_i = eN\mathbf{v} = \sigma_P \mathbf{E}; \quad \sigma_P = gf(z)N; \quad g = e^2 / M\omega_i;$$

$$f(z) = \beta(z) / [1 + \beta^2(z)],$$

где $\beta = \omega_i / \nu$, $\omega_i = eB / Mc$ – гирочастота ионов. Вне возмущенной области уравнение (8.80) имеет вид $q - \gamma N_0^2 = 0$. Для аксиально-симметричного распределения электрического тока в атмосфере $j_1 = j_1(r)$ из уравнений (8.79–8.80) получим:

$$E(r) \int_{z_1}^{\infty} dz f(z) N(r, z) = \frac{1}{2gr} \int_0^r r' j_1(r') dr';$$

$$\gamma [N_0^2(z) - N^2(r, z)] =$$

$$= gf(z) \left\{ E(r) \frac{\partial N(r, z)}{\partial r} + N(r, z) \left[\frac{dE(r)}{dr} + \frac{E(r)}{r} \right] \right\}. \quad (8.81)$$

Нелинейные уравнения (8.81) использованы для расчета пространственного распределения концентрации ионов и электрического поля. На рис.8.3.17 приведено высотное распределение концентрации электронов при втекании в ионосферу электрического тока. Его горизонтальное распределение на нижней границе ионосферы выбрано в виде:

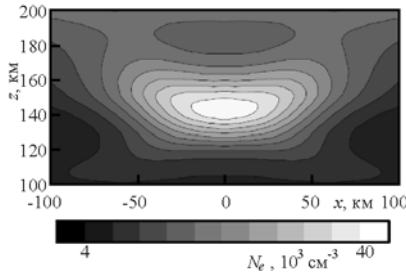


Рис.8.3.17. Пространственное распределение концентрации электронов в нижней ионосфере при втекании в нее электрического тока из атмосферы

$$j_1(r) = j_{10} \exp(-r^2 / l^2); \quad r^2 = x^2 + y^2.$$

Для расчетов выбраны следующие значения (Sorokin et al., 2006): $j_{10} = 2 \times 10^{-6} \text{ A/m}^2$ и $l = 100 \text{ км}$. Результаты расчетов показывают, что атмосферный электрический ток, втекающий в ионосферу, приводит к появлению слоя с повышенной концентрацией электронов в нижней ионосфере.

Следует иметь в виду, что в нижней ионосфере наряду с молекулярными ионами (NO^+ , O_2^+ , O_2^{+*}) существуют долгоживущие ионы металлов (Fe^+ , Mg^+). Концентрация молекулярных ионов N , металлических ионов N_1 и электронов n может быть найдена из уравнений:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (Nv) = q - \gamma Nn;$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + \nabla \cdot (N_1 v_1) = q_1 - \gamma_1 N_1 n; \quad n = N + N_1,$$

где q , q_1 – эффективные скорости ионообразования, γ , γ_1 и v , v_1 – коэффициенты рекомбинации и скорости молекулярных и металлических ионов соответственно. Так как время жизни металлических ионов много больше времени жизни молекулярных ионов, то в стационарном приближении эти уравнения можно упростить:

$$q - \gamma Nn = 0; \quad \nabla \cdot (N_1 v_1) = 0; \quad n = N + N_1. \quad (8.82)$$

Средняя скорость металлических ионов v_1 определяется из уравнения (Alfven and Falthammar, 1963),

$$N_1 M_1 \frac{dv_1}{dt} = N_1 e \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}) \right\} - \nabla p_1 - N_1 M_1 v_1 \nu_1,$$

где M_1 , T – масса и температура металлических ионов, ν_1 – частота столкновений металлических ионов с молекулами, $p = N_1 kT$ (k – постоянная Больцмана). Для медленных процессов в стационарном приближении имеем:

$$\mathbf{v}_1 = \frac{\beta_1}{1 + \beta_1^2} \frac{e}{M_1 \omega_1} \left\{ \frac{\mathbf{E}^* + \beta_1 \mathbf{E}^* \times \mathbf{B}}{B} + \beta_1^2 \frac{\mathbf{B}(\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{B})}{B^2} \right\};$$

$$\mathbf{E}^* = \mathbf{E} - \frac{kT}{e} \frac{\nabla N_1}{N_1}, \quad \omega_1 = \frac{eB}{M_1 c}, \quad \beta_1(z) = \frac{\omega_1}{v_1(z)}. \quad (8.83)$$

Используя условие исчезновения продольного электрического поля в ионосфере ($\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$), из уравнений (8.82) и (8.83) получим (Sorokin et al., 2006):

$$\frac{dN_1}{dz} = -p(z)N_1, \quad q - \gamma N(N + N_1) = 0;$$

$$p(z) = \frac{e}{kT} \frac{\cos \alpha}{1 + \beta^2(z) \sin^2 \alpha} \left[\frac{E_x}{\sin \alpha} + \beta(z) E_y \right].$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$N_1(z) = N_{10} \exp \left\{ - \int_{z_1}^z p(z) dz \right\};$$

$$N(z) = -\frac{N_1(z)}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_1(z)}{2} \right)^2 + N_0^2(z)}; \quad \int_{z_1}^{\infty} N_1(z) dz = N, \quad (8.84)$$

где N – полное содержание металлических ионов в столбе единичного сечения. Полученное выражение позволяет рассчитывать высотное распределение концентрации металлических и молекулярных ионов при заданном распределении электрического поля в нижней ионосфере. Потенциал этого поля $\phi_1(x, y) = \phi_1(x, y, z = z_1)$ удовлетворяет уравнениям:

$$2\nabla_{\perp} \left[\hat{\Sigma}_e(x, y, \alpha) \cdot \nabla_{\perp} \phi_1 \right] = -j_1(x, y);$$

$$\hat{\Sigma}_e = \begin{pmatrix} \Sigma_p / \sin^2 \alpha & \Sigma_H / \sin \alpha \\ -\Sigma_H / \sin \alpha & \Sigma_p \end{pmatrix},$$

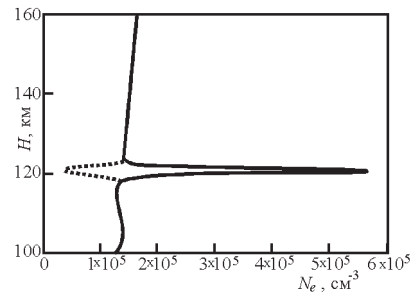


Рис.8.3.18. Высотное распределение концентрации электронов в нижней ионосфере, возникающее под воздействием ионов металлов в электрическом поле. Пунктирной линией обозначено высотное распределение молекулярных ионов

где $j_1(x, y)$ – горизонтальное распределение на нижней границе ионосферы тока проводимости, протекающего из атмосферы. В горизонтально однородной ионосфере это уравнение упрощается:

$$\frac{1}{\sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} = -\frac{1}{2\Sigma_P} j_1(x, y);$$

$$\phi(x, y, z) = \phi[x - (z - z_1) \tan \alpha, y, z_1]. \quad (8.85)$$

Уравнение позволяет рассчитать пространственное распределение электрического поля в ионосфере. На рис.8.3.18 приведено высотное распределение концентрации электронов, рассчитанное по формулам (8.84), (8.85) с использованием ионосферной модели IRI-90. На рис.8.3.19 представлены результаты расчета максимума слоя электронной концентрации. Из результатов следует, что наличие металлических ионов в нижней ионосфере приводит к появлению тонкого (порядка 3 км) слоя электронной концентрации при вте-

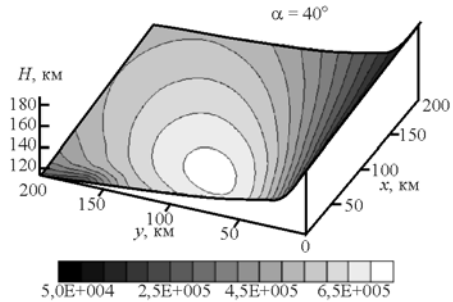


Рис.8.3.19. Пространственное распределение максимума слоя электронной концентрации

кании в ионосферу электрического тока. Этот слой регистрируется как спорадический E-слой.

8.4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНЫХ СВЯЗЕЙ

Согласно электродинамической модели рост электрического поля в ионосфере может быть обусловлен изменением электрофизических характеристик нижней атмосферы в результате интенсивных выбросов почвенных газов, аэрозолей и радиоактивных веществ из очага землетрясения на стадии его подготовки. Возможность таких выбросов за дни и недели до главного толчка отмечалась во многих работах (Virk and Singh, 1994; Heincke et al. 1995; Alekseev and Alekseeva, 1992; Pulinetz et al., 1994). Из приведенной модели вытекает, что эти процессы, формируя сторонние токи и увеличивая проводимость нижней атмосферы, приводят к росту электрического поля в ионосфере. Подтверждением такой возможности служат данные, полученные в работе (Фукус и Шубова, 1995) во время черновильской аварии. Показано, что интенсивные выбросы радиоактивных веществ в атмосферу сопровождались изменением фазы и амплитуды СДВ сигналов на трассе распространения, пересекающей район аварии. Расчеты, проведенные в работе (Martynenko et al., 1996) показали, что такие возмущения характеристик распространения СДВ сигналов могут возникать в результате роста электрического поля в нижней ионосфере до величины 1 В/м. Согласно приведенным выше расчетам, изменения электрофизического состояния нижней атмосферы приводит к росту электрического поля в ионосфере и к стимулированию ряда наблюдаемых эффектов. Схема регистрации электрического поля на спутнике приведена на рис.8.4.1. Примером такой регистрации могут служить спутниковые данные, приведенные в работах (Chmyrev et al., 1989; Chmyrev et al., 1997). Рост электрического поля до величины 3–7 мВ/м и появление УНЧ-колебаний геомагнитного поля с амплитудой 3 нТл отмечен в двух зонах: над эпицентром и в магнитосопреженной области. Интенсивность КНЧ излучения составляла около 10 пТл на частоте 140 Гц (в полосе частот 25 Гц) и около 3 пТл на частоте 450 Гц (в полосе 75 Гц). В этой же зоне наблюдались мелкомасштабные (4–10 км вдоль орбиты) неоднородности плотности плазмы с относительной амплитудой $\Delta N / N = 3-8\%$, которые возбуждались в тех же областях,

что и аномальные КНЧ излучения. Как показано выше, развитие неустойчивости АГВ в ионосфере под действием возникающего электрического поля сопровождается формированием горизонтальных неоднородностей проводимости ионосферы. В присутствии ионосферного электрического поля они служат источником излучения в магнитосферу направляемых альвеновских волн. Эти волны формируют продольные электрические токи и плазменные слои, вытянутые вдоль геомагнитного поля. Поперечные пространственные

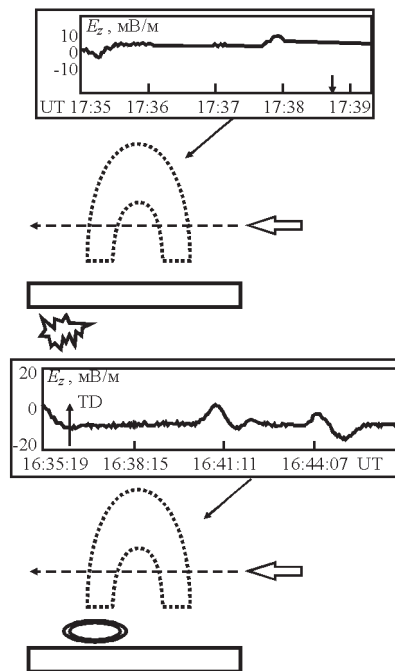


Рис.8.4.1. Схема регистрации электрического поля на спутнике пересекающем магнитную силовую трубку, сопряженную с возмущенной областью готовящегося землетрясения или тайфуна

размеры этих слоев совпадают с масштабами горизонтальной пространственной структуры проводимости. Приведем численные оценки. На высоте порядка 1000 км полное число столкновений ионов с ионами и молекулами имеет величину $v_i = v_{i(n+i)} \sim 0,5 \text{ с}^{-1}$ (Schunk and Nagy, 1980), а гиро частота ионов равна $\omega_i \sim 30 \text{ с}^{-1}$. Полагая скорость звука $a = 3 \times 10^4 \text{ см/с}$, напряженность возмущенного электрического поля $E = 9 \text{ мВ/м} = 3 \times 10^7 \text{ стге}$, $B = 0,33$, $n = 1 + 10$, $\omega_g = 2 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, получим: $l \approx \pi a / \omega_g n(\omega_g) \approx (4 \div 40) \text{ км}$; $\Delta N / N_0 \approx (1,6 \div 16)\%$. На рис. 8.4.2 приведена схема регистрации на спутнике флуктуаций плотности плазмы и УНЧ колебаний геомагнитного поля. При пересечении спутником со скоростью $v_s \sim 10^6 \text{ см/с}$ плазменных неоднородностей с горизонтальным масштабом $l \sim (4 \div 40) \text{ км}$ регистрируются флуктуации плотности плазмы с периодом $\Delta t = l / v_s = \pi a / v_s \omega_g n(\omega \text{ с})$. Так как эти неоднородности образованы продольными токами, то при их пересечении спутником регистрируются геомагнитные колебания с тем же периодом. Их амплитуда b имеет значение $b = (\pi / c) E \Sigma \text{ нТл}$. Приведенные оценки согласуются со спутниковыми данными. Таким образом, эффект пересечения спутником со скоростью v_s продольных токов регистрируется в виде флуктуаций плотности и УНЧ-колебаний геомагнитного поля с одинаковым периодом.

Геомагнитные колебания в этом диапазоне регистрируются на поверхности Земли в районах подготовки землетрясений (Науакawa et al., 1996; Корутенко et al., 1993). Наряду с источниками колебаний, возникающими в области формирования очага землетрясения, существуют их источники, расположенные в ионосфере. Они представляют собой поля-

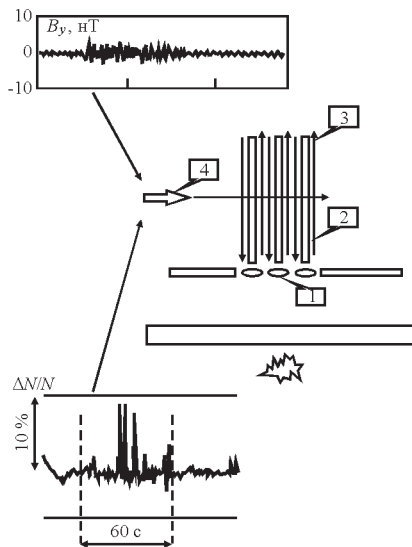


Рис. 8.4.2. Схема спутниковых наблюдений неоднородностей плотности плазмы (а) и УНЧ колебаний геомагнитного поля (б): 1. Горизонтальные неоднородности ионосферной проводимости; 2. Неоднородности плотности плазмы, вытянутые вдоль геомагнитного поля; 3. Продольные электрические токи; 4. Спутник

ризационные токи, связанные с появлением горизонтальных неоднородностей проводимости и их взаимодействием с фоновым электрическим полем. Излучаемые при этом гиротропные волны, которые распространяются в горизонтальном направлении, формируют на поверхности Земли геомагнитные колебания в УНЧ диапазоне (Sorokin et al., 1999; Сорокин и др., 1999б). Схема регистрации УНЧ колебаний на поверхности Земли приведена на рис. 8.4.3.

На рис. 8.4.3 приведен спектр относительного возмущения геомагнитных колебаний. Относительное возмущение имеет максимум в УНЧ диапазоне и его величина в эпицентре достигает около 40% от невозмущенного значения. Частота максимума уменьшается с увеличением горизонтального

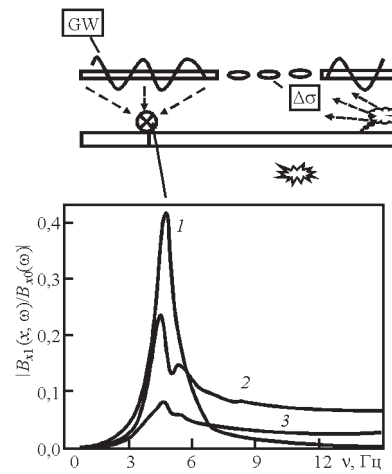


Рис. 8.4.3. Схема регистрации УНЧ колебаний геомагнитного поля на поверхности Земли в результате генерации гиротропных волн в ионосфере при взаимодействии ионосферных неоднородностей с фоновым электромагнитным полем грозовых разрядов

масштаба неоднородностей. При удалении от эпицентра амплитуда возмущения в максимуме падает, что связано с эффектом затухания ГВ. Кроме того, появление неоднородностей в ночной ионосфере ведет к депрессии геомагнитных пульсаций в УНЧ диапазоне, которые возникают в результате падения сверху на нее направляемых альвеновских волн магнитосферных источников (Sorokin et al., 2004). Помимо этого, в результате рассеяния импульсных электромагнитных излучений от грозовых разрядов, распространяющихся в волноводе Земля – ионосфера, на неоднородностях проводимости нижней ионосферы возникают КНЧ эмиссии в верхней ионосфере (Borisov et al., 1999). Схема наблюдения эмиссий на спутнике приведена на рис. 8.4.4. Амплитуды свистов в верхней ионосфере значительно изменяются в зависимости от грозовой активности. Магнитное поле свистов достигает максимального значения $B \approx 1-2 \text{ рТл}$ в интервале частот 200–500 Гц. Эти характеристики соответствуют экспериментальным данным (Serebryakova et al., 1992; Parrot, 1994; Chmyrev et al., 1997). С учетом полученных выше оценок характерного поперечного размера ($\sim 10 \text{ км}$) и величины неоднородности плотности плазменных слоев ($\Delta N / N_0 \sim 10\%$) в работе (Sorokin et al., 2000) высказано

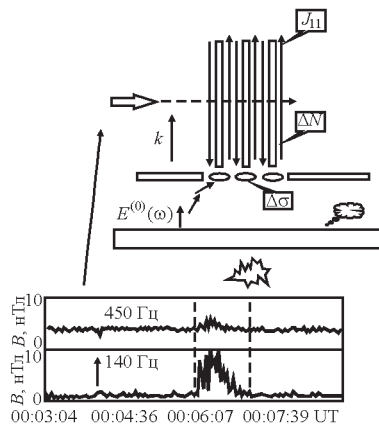


Рис.8.4.4. Схема наблюдения КНЧ электромагнитных эмиссий при пересечении спутником возмущенной магнитной силовой трубки

предположение, что возбуждаемые таким образом мелко-масштабные плазменные структуры могут играть роль волноводов или дактов, канализирующих свистовые волны вдоль внешнего магнитного поля Земли.

Выше показано, что увеличение электрического поля и связанного с ним количества выделившегося в нижней ионосфере джоулева тепла приводит к росту потока массы и ее температуры (Sorokin and Chmyrev, 1999b). Это оказывает влияние на процессы диффузии, формирующие слой F и изменения его характеристик. В качестве примера, для расчетов выберем значение теплового потока, связанного с нагревом нижней ионосферы солнечным излучением, равным $q_0 = 1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$, а интегральную проводимость Педерсена и величину ионосферного электрического поля равными $\Sigma_p = 1,4 \times 10^{13} \text{ см/с}$; $E_0 = 3 \text{ мВ/м} = 10^{-7} \text{ cgs}$. При этих значениях тепловой поток составляет величину $q = 1,14 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$. Имея в виду, что $q^* = 0,2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$ получим, что такой поток нагреет ионосферу до температуры $T = 1440 \text{ град}$. Если над областью готовящегося землетрясения электрическое поле увеличилось на величину $\Delta E = 6 \text{ мВ/м} = 2 \times 10^{-7} \text{ cgs}$, то это привело к тепловому потоку $q = 2,3 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$ и росту температуры ионосферы до $T = 2100 \text{ град}$. На рис.8.3.16 приведены графики зависимости $N(z)$. Кривая 1 соответствует невозмущенному состоянию ионосферы с электрическим полем 3 мВ/м , а кривая 2 соответствует возмущенной ионосфере в результате роста электрического поля до значения 9 мВ/м . Из графиков следует, что в результате роста электрического поля высота максимума слоя F увеличивается, а значение концентрации ионов на этой высоте убывает. Характер изменения высотного профиля слоя F аналогичен тому, который наблюдался при зондировании ионосферы с космического аппарата. Другой регистрируемой характеристикой состояния верхней ионосферы является ионный состав и значение концентраций легких ионов. Результаты, полученные в рамках одномерной, модели не дают возможности количественного сопоставления с экспериментальными дан-

ными. Однако, они указывают на то, что механизм резонансной перезарядки должен приводить к росту концентрации легких ионов над областью подготовки землетрясения и его следует учитывать при интерпретации спутниковых данных.

Электродинамическая модель воздействия процессов формирования тайфуна на космическую плазму может служить основой исследований, направленных на поиск предвестников катастрофической фазы развития тайфунов и создание космической системы их мониторинга (Sorokin and Cherny, 1999). Она позволяет связать между собой спутниковые данные электромагнитных и плазменных измерений с электрофизическими и метеорологическими характеристиками нижней атмосферы на стадии зарождения тайфуна. Модель сводит многочисленные эффекты в космической плазме к одной причине – изменению тока проводимости, протекающего в атмосферно – ионосферной цепи. Его величина и величина соответствующего ему электрического поля определяется сторонним током, возникающим в нижних слоях атмосферы и изменением ее проводимости в области формирования тайфуна. На начальной стадии его образования (до катастрофической фазы) происходит конденсация пара над поверхностью океана с перераспределением носителей заряда и изменением их подвижности, что совместно с вертикальной конвекцией приводит к описанному выше эффекту в электрической цепи ионосфера – Земля. Таким образом, возмущенный ток передает в ионосферу воздействие атмосферных процессов, ответственных за формирование тайфуна. Реакция ионосферы на такое воздействие может контролироваться измерительным комплексом на борту космического аппарата, подобным диагностическому комплексу для изучения краткосрочных предвестников землетрясений.

Воздействие сейсмических и метеорологических явлений на нижнюю атмосферу на ранних стадиях их развития ведет к появлению вертикальных сторонних токов и изменению проводимости ее приземных слоев. Электродинамическая модель воздействия таких явлений на космическую плазму представляет собой совокупность плазменных, гидродинамических и электромагнитных процессов, протекающих в атмосфере и ионосфере. На рис.8.4.5 приведена их схема. В качестве источника процессов, составляющих модель, принят рост инжекции в атмосферу активных веществ и их конвективный перенос вверх. В состав таких веществ входят заряженные аэрозоли, радиоактивные элементы, в частности радон, продукты их распада, а так же некоторые газы. Их концентрация возрастает в несколько раз накануне землетрясения или при подготовке извержения. Высотное перераспределение плотности заряженных аэрозолей и увеличение концентрации источников ионизации приводит к формированию сторонних токов и изменению проводимости в нижней атмосфере. Следствием этого является возмущение вертикального электрического тока, протекающего между ионосферой и Землей. Возрастание тока в ионосфере приводит к росту в ней электрического поля. В дальнейшем многочисленные наблюдаемые в эксперименте плазменные и электромагнитные эффекты определяются изменением электрического поля в ионосферной плазме.

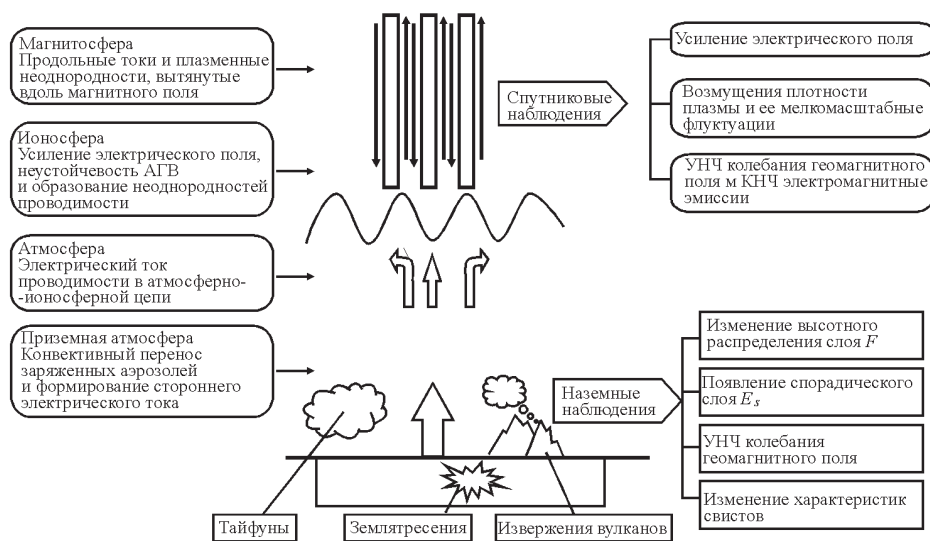


Рис. 8.4.5. Схематическое представление электродинамической модели воздействия на ионосферу сейсмических и метеорологических процессов

8.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ионосфера, стратосфера и тропосфера представляют собой единую среду, физические явления в которой связаны друг с другом. Согласно приведенной модели интенсивные процессы в нижней атмосфере и литосфере оказывают электродинамическое воздействие на ионосферную плазму. К числу таких явлений относятся процессы подготовки землетрясений, извержений вулканов, тайфунов, грозовая активность, техногенные катастрофы. Электрофизические параметры нижней атмосферы связаны с развитием в ней химических, радиационных и гидродинамических процессов с участием заряженных аэрозолей. Проведенные исследования показывают, что электродинамическую модель можно использовать в качестве научной основы для поиска возможных предвестников землетрясений и катастрофической фазы тайфунов, создания метода контроля активизации вулканической активности и прогноза сильных извержений вулканов, опасных для полетов авиации. Интенсификация выбросов аэрозолей в атмосферу почвенными газами сопровождается повышением температуры ее приземных слоев. Поэтому спутниковые наблюдения должны включать в себя измерения электромагнитных полей в различных спектральных диапазонах, дополненные одновременными съемками земной поверхности в оптическом диапазоне.

Приведем основные выводы

- причиной ряда плазменных и электромагнитных явлений, которые наблюдаются в течение времени от единиц до десятков дней во время роста сейсмической или метеорологической активности служит усиление величины электрического поля в ионосфере до десятка мВ/м;

- спутниковые данные свидетельствуют о существовании таких полей в ионосфере, в то время как согласно наземным данным нет видимых изменений электрического поля на Земле одновременно на расстояниях в десятки–сотни километров и длительностью до десятка дней во время подготовки землетрясений;
- такими свойствами обладает поле тока проводимости, протекающего в атмосферно-ионосферной цепи. Его источником является сторонний электрический ток, возникающий в результате вертикального конвективного переноса заряженных почвенных аэрозолей в атмосферу. Аэрозоли попадают в атмосферу из грунта благодаря интенсификации подъема почвенных газов при усилении сейсмической активности. Ограничение поля на поверхности Земли связано с наличием обратной связи между сторонним током и полем на ее поверхности. Эта связь обусловлена появлением потенциального барьера для заряженной частицы при ее переходе из грунта в атмосферу. Из-за ограничения изменений поля на Земле, которые могут быть меньше фоновых возмущений, спутниковые методы регистрации поля, связанного с сейсмической активностью, имеют преимущество по сравнению с наземными методами. Кроме того, усиление поля в ионосфере может контролироваться по регистрации плазменных и электромагнитных эффектов, обусловленных ее реакцией на такое усиление. Можно заключить, что в результате усиления электрического поля сейсмического происхождения, ионосфера может служить его датчиком лучше, чем наземные средства измерения.

Список литературы

1. Альперович Л.С., Гохберг М.Б., Сорокин В.М., Федорович Г.В. (1979) К вопросу о генерации геомагнитных вариаций акустически колебаниями, возникающими во время землетрясений // Известия АН СССР, Физика Земли. №3. С.58–68.
2. Билченко С.В., Инчин А.С., Ким Е.Ф., Похотелов О.А., Станев Г.А., Пусчаев П.П., Стрельцов А.В., Чмырев В.М. (1990) УНЧ-отклик ионосферы на процессы подготовки землетрясений // ДАН СССР. Физика Земли. Т.311. С.1077.
3. Бучаченко А.Л., Оравский В.Н., Похотелов О.А., Страхов В.Н., Сорокин В.М., Чмырев В.М. (1996) Ионосферные предвестники землетрясений // УФН. Т.166. №9. С.1023–1029.
4. Войтов Г.И., Добровольский И.П. 1994. Химические и изотопно-углеродные нестабильности потоков природных газов в сейсмически активных регионах. Физика Земли. №3. 20–27.
5. Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. (1988) Сейсмолектромагнитные явления. М.: Наука. 173 С.
6. Гаврилова Л.А., Ивлев Л.С. (1996) Параметризация микрофизических характеристик аэрозоля в радиационных моделях атмосферы // Известия АН. Физика атмосферы и океана. Т.32. С.172.
7. Гершман Б.Н., Григорьев Г.И. (1965) К теории перемещающихся ионосферных возмущений (магнитогеодинамическое поглощение). // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.5. №5. С.843–849.
8. Горный В.И., Сальман А.Г., Тронин А.А., Шилин Б.В. 1988. Уходящее инфракрасное излучение Земли в сейсмоактивных районах Средней Азии. Докл. АН СССР. 301. 67–74.
9. Гохберг М.Б., Некрасов А.К., Шалимов С.Л. О влиянии нестабильного выхода парниковых газов в сейсмически активных регионах на ионосферу // Физика Земли. 1996. №8. С.52.
10. Исаев Н.В., Сорокин В.М., Чмырев В.М., Серебрякова О.Н. Электрические поля в ионосфере связанные с морскими штормами и тайфунами // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.42. №5. С.670. 2002а.
11. Исаев Н.В., Сорокин В.М., Чмырев В.М., Серебрякова О.Н., Яценко А.К. Возмущение электрического поля в ионосфере морскими штормами и тайфунами // Космические исследования. Т.40. №6. С.591. 2002б.
12. Ким В.П., Хегай В.В., Никифорова Л.И. (1995) О возможном возмущении ночной E-области ионосферы над крупномасштабным тектоническим разломом // Известия РАН, Физика Земли. №7. С.35–39.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 736 с.
14. Литеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.Л. (1992) Ионосферные предвестники землетрясений, Москва, Наука, 304 с.
15. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М.: Наука. 1983. 192 с.
16. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Федорович Г.В. Физика радиационного возбуждения электромагнитных полей. М.: Атомиздат. 1980.
17. Рапопорт Ю.Г. Новая фотохимически – электростатическая модель сейсмоионосферного взаимодействия и вариации приземного электрического поля перед землетрясениями. Космическая наука и технология. – 2004. – 10. – No 5/6 – P.90–92.
18. Рихбет Г., Гарриот О.К. (1975) Введение в физику ионосферы. Л.: Гидрометеоздат. 304 с.
19. Сорокин В.М., Федорович Г.В. (1982а) Распространение короткопериодных волн в ионосфере // Известия ВУЗов, Радиофизика, Т.25. С.495–507.
20. Сорокин В.М., Федорович Г.В. (1982б) Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. М.: Энергоиздат. 136 с.
21. Сорокин В.М. (1988) Волновые процессы в ионосфере, связанные с геомагнитным полем // Известия ВУЗов, Радиофизика. Т.31. №10. С.1169–1179.
22. Сорокин В.М., Яценко А.К. (1988) Распространение пульсаций Pi2 в нижней ионосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.28. С.655–660.
23. Сорокин В.М., Яценко А.К. (1999) Возмущение проводимости и электрического поля в слое Земля-ионосфера над очагом готовящегося землетрясения // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.39. №2. С.100–106.
24. Сорокин В.М., Чмырев В.М. (1999) О неустойчивости акустогравитационных волн в ионосфере под действием электрического поля // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.39. №5. С.38–45.
25. Сорокин В.М., Яценко А.К. Возмущение квазистационарного электрического поля в атмосфере над сейсмоактивными районами // Химическая физика. Т.19. №6. С.71. 2000.
26. Сорокин В.М., Чмырев В.М., Яценко А.К. Ультранизкочастотные колебания магнитного поля на поверхности Земли, генерируемые горизонтальными неоднородностями ионосферной проводимости // Геомагнетизм и аэронавигация. 2001б. Т.41. №3. С.327–331.
27. Сорокин В.М., Чмырев В.М., Яценко А.К. Возмущение электрического поля в слое Земля – ионосфера при инъекции заряженных аэрозолей // Геомагнетизм и аэронавигация. 2001а. Т.41. №2. С.187–196.
28. Сорокин В.М., Чмырев В.М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.42. №6. С.821. 2002.
29. Торошелдзе Т.И., Фишкова Л.М. Анализ свечений средней и верхней атмосферы перед землетрясениями // ДАН СССР. 1986. Т.302. №2. С.313.
30. Флигель Р., Бузингер Дж. Введение в физику атмосферы. М.: Мир. 1965. 467 с.
31. Фукс И.М., Шубова Р.С. (1995) Аномалии СДВ сигналов как отклик на процессы в приземной атмосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.34. №2. С.130–134.
32. Хакен Г. Синергетика, М.: Мир. 1985.
33. Afonin V.V., Molchanov O.A., Kodama T., Hayakawa M., and Akeniteva O.A. (1999) Statistical study of ionospheric plasma response to seismic activity: search for reliable result from satellite observations // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa., Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo. P.597–617.
34. Alekseev V.A., and Alekseeva N.G. 1992. Investigation of metal transfer in the biosphere during gaseous emission in zones of tectonic activity using methods of nuclear physics. Nucl. Geophys. 6. 99–105.
35. Alfvén H., Falthammar C.-G. 1963. Cosmical electrodynamics. Clarendon Press, Oxford, 1–260.
36. Alperovich L., Chaikovskiy I., Gurchik Yu. and Melnikov A. (2002): Laboratory modeling of the disturbed D- and E- layers: DC and AC fields, in Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling, edited by M.Hayakawa and O.A.Molchanov, TERRAPUB, Tokyo, pp.343–348.
37. Barth C.A. Chemical Reactions in the Lower and Upper Atmosphere, J. Willey, N.Y., 1961.
38. Borisov N., Chmyrev V., and Rybachek S. 2001. A new ionospheric mechanism of electromagnetic ELF precursors to earthquakes. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 63. 3–10.
39. Boskova J., Smilauer I., Triska P., and Kudela K. (1994) Anomalous behaviour of plasma parameters as observed by the Intercosmos-24 satellite prior to the Iranian earthquake of 20 June 1990 // Studia Geophys. et Geodet. V.8. P.213–220.
40. Boyarchuk K.A., Lomonosov A.M., Pulinets S.A. and Hegai V.V. Variability of the Earth's atmospheric electric field and ion-aerosols kinetics in the troposphere // Studia geoph. et geod. V.42. P.197. 1998.
41. Bowhill S.A. (1962) The formation of the daytime peak of the ionospheric F2-layer. // J. Atmos. Terr. Phys. V.24. P.503–520.
42. Chalmers J.A. (1967) Atmospheric Electricity. 2nd Ed., N.Y.: Pergamon Press. 451 p.
43. Chmyrev V.M., Isaev N.V., Bilichenko S.V. and Stanev G.A. (1989) Observation by space-borne detectors of electric fields and

hydromagnetic waves in the ionosphere over on earthquake center // Phys. Earth Planet. Inter. V.57. P.110–114.

44. *Chmyrev V.M., Isaev N.V., Serebryakova O.N., Sorokin V.M. and Sobolev Ya.P.* (1997) Small-scale plasma inhomogeneities and correlated ELF emissions in the ionosphere over an earthquake region // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V.59. P.967–973.

45. *Chmyrev V.M., Sorokin V.M. and Pokhotelov O.A.* (1999) Theory of small scale plasma density inhomogeneities and ULF/ELF magnetic field oscillations excited in the ionosphere prior to earthquakes // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa., Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo. P.759–776.

46. *Clement C.F. and Harrison R.G.* The charging of radioactive aerosols, J. Aerosol Sci., 23, 481–504, 1992.

47. *Clement C.F. and Harrison R.G.* Enhanced localized charging of radioactive aerosols, J. Aerosol Sci., 31, 363–378, 2000.

48. *Fitterman D.V.* (1979) Theory of electrokinetic-magnetic anomalies in a faulted half-space // J. Geophys. Res., V.84. P.6031–6040.

49. *Fraser-Smith A.C., Bernardy A., McGill P.R., Ladd M.E., Helliwell R.A., Villard Jr. O.G.* (1990) Low frequency magnetic field measurements near the epicenter of the $M_s = 7.1$ Loma Prieta earthquake // Geophys. Res. Lett., V.17. P.1465–1468.

50. *Gokhberg M.B., Morgunov V.A., Yoshino T. and Tomizawa I.* (1982) Experimental measurements of electromagnetic emission possibly related to earthquake in Japan // J. Geophys. Res. V.87. P.7824–7888.

51. *Grimalsky V.V., Hayakawa M., Ivchenko V.N., Rapoport Yu.G., Zadoroznii V.I.* Penetration of an electrostatic field from the lithosphere into the ionosphere and its effect on the D-region before earthquakes // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 2003. – 65. – P.391–407.

52. *Gunn R.* Diffusion charging of atmospheric droplets by ions, and the resulting combination coefficients, J. Meteorol., 11, 329–347, 1954.

53. *Isaev N.V., Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Serebryakova O.N., and Ovcharenko O.Ya.* (2002) Electric field enhancement in the ionosphere above tropical storm region. Seismo Electromagnetics: Lithosphere – Atmosphere – Ionosphere Coupling. Eds. M.Hayakawa and O.A.Molchanov. TERRAPUB. Tokyo. P.313–315.

54. *Igarashi G., Saeki T., Takahata N., Sano Y., Sumikawa K., Tataka S., Sasaki Y., Takahashi M.* 1995. Groundwater radon anomaly before the Kobe earthquake. Science 269, 60–61.

55. *Qiang Z.J., Dian C.G. and Li L.Z.* 1999. Satellite thermal infrared precursors of two moderate – strong earthquakes in Japan and impending earthquake prediction. Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. 747–745.

56. *Hao J.* 1988. The anomalous of atmospheric electric field at the ground level and earthquakes. Acta Seismol. Sinica 10, 207–211.

57. *Henderson T.R., Sonwalkar V.S., Helliwell R.A., Inan U.S. and Fraser-Smith A.C.* 1993. A Search for ELF/VLF emissions induced by earthquakes as observed in the ionosphere by the DE-2 satellite. J. Geophys. Res. 98. 9503–9511.

58. *Hanson W.B., Ortenburger I.B.* (1961) The coupling between the photosphere and the normal F region. // J. Geophys. Res. V.66. P.1425–1436.

59. *Hayakawa M.T., Yoshino T. and Morgounov V.A.* (1993) On the possible influence of seismic activity on the propagation of magnetospheric whistlers at low latitudes // Phys. Earth Planet. Inter. V.77. P.97–102.

60. *Hayakawa M., Kawate R., Molchanov O.A. and Yumoto K.* (1996) Results Of Ultra-Low-Frequency Magnetic Field Measurements During The Guam Earthquake Of August 1993 // Geophys. Res. Lett. V.23. P.241.

61. *Hayakawa M. and Molchanov O.* 2002. Editors, Seismo-Electromagnetics (Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling), TERRAPUB, pp.477.

62. *Heincke J., Koch U., Martinelli G.* (1995) CO₂ and Radon measurements in the Vogtland area (Germany) – a contribution to earthquake prediction research // Geophys. Res. Lett. V.22. P.774–779.

63. *Kim V.P. and Hegai V.V.* 1999. A possible presage of strong earthquakes in the night – time mid – latitude F2 region ionosphere // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. 619–624.

64. *Kopytenko Y.A., Matiashvili T.G., Voronov, P.M., Kopytenko E.A. and Molchanov O.A.* (1993) Detection of ultra-low-frequency emissions connected with the Spitak earthquake and its aftershock activity, based on geomagnetic pulsations data at Dusheti and Vardzia observatories // Phys. Earth Planet. Inter., V.77. P.85–89.

65. *Kondo G.* 1968. The variation of the atmospheric electric field at the time of earthquake, Memoirs of the Kakioka Magnetic Observatory. Kakioka, Japan 13, 17–23.

66. *Koons H.C. and Roeder J.L.* A comparison of ULF/ELF measurements associated with earthquakes // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. 1999. P.171.

67. *Larkina V.I., Migulin V.V., Molchanov O.A., Kharkov I.P., Inchin A.S. and Schevtsova V.B.* (1989) Some statistical results on very low frequency radiowave emissions in the upper ionosphere over earthquake zones // Phys. Earth Planet. Inter., V.57. P.100–109.

68. *Leipunskiy O.I., Novozhilov B.V. and Saharov V.N.*: Propagation of Gamma-quantum in Medium, Fizmatgiz, Moscow, 1960.

69. *Liperovsky V.A., Meister C.-V., Schlegel K., Haldoupis Ch.* Currents and turbulence in and near mid-latitude sporadic E-layers caused by strong acoustic impulses. // Ann. Geophys. 1997. V.15. P.767.

70. *Martynenko S.I., Fuks I.M. and Shubova R.S.* (1996) Ionospheric electric-field influence on the parameters of VLF signals connected with nuclear accidents and earthquakes // J. Atmos. Electr. V.15. P.259–269.

71. *Massey H.S., Burhop E.H. and Gilbody H.B.*: Electronic and Ionic Impact Phenomena, Clarendon Press, Oxford, 1969.

72. *Matthews J.P. and Lebreton J.P.* 1985. A search for seismic related wave activity in the micropulsation and ULF frequency ranges using GEOS-2 data. Annales Geophysica, 3. 749–756.

73. *Meyerott R.E., Reagan J.B. and Joiner R.G.*: The mobility and concentration of ions and the ionic conductivity in the lower stratosphere, J. Geophys. Res., 85, 1273–1278, 1980.

74. *Molchanov O.A., Kopytenko Y.A., Voronov P.M., Kopytenko E.A., Matiashvili T.G., Fraser-Smith A.C. and Bernardy A.* (1992) Results of ULF magnetic field measurements near the epicenters of the Spitak ($M_s = 6.9$) and Loma Prieta ($M_s = 7.1$) earthquakes: Comparativ analyses. // Geophys. Res. Lett., V.19. P.1495–1498.

75. *Molchanov O.A.* (1993) Wave and plasma phenomena inside the ionosphere and the magnetosphere associated with earthquakes, in Review of Radio Science 1990–1992, edited by W.R.Stone, Oxford University Press, New York. P.591–600.

76. *Molchanov O.A., Mazhaeva O.A., Golyavin A.N. and Hayakawa M.* (1993) Observation by Intercosmos-24 satellite of ELF-VLF electromagnetic emissions associated with earthquakes // Ann. Geophys., V.11. P.431–440.

77. *Molchanov O.A., Hayakawa M. and Rafalsky V.A.* (1995) Penetration characteristics of electromagnetic emissions from an underground seismic source into the atmosphere, ionosphere, and magnetosphere // J. Geophys. Res., V.100. P.1691–1712.

78. *Molchanov O.A. and Hayakawa M.* (1996) VLF transmitter earthquake precursors influenced by a change in atmospheric electric field // 10th International Conference on Atmospheric Electricity, June 10–14, Osaka, Japan, Proceedings. P.428–431.

79. *Molchanov O.A. and Hayakawa M.* (1998) Subionospheric VLF signal perturbations possibly related to earthquakes // J. Geophys. Res. V.103. P.17,489–17,504.

80. *Molchanov O.A.* Fracturing as an underlying mechanism of seismo-electric signals // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. 1999. P.349.
81. *Molchanov O.A., Schekotov A.Yu., Fedorov E., Belyaev G.G., Solovieva M. and Hayakawa M.* (2004): Preseismic ULF effect and possible interpretation, *Annals of Geophysics*. 2004. V.47. No 1. P.181–190.
82. *Oike K. and Ogawa T.* (1982) Observation of electromagnetic radiation related with the occurrence of earthquakes // *Annu. Rep., Disaster Prevention Res. Inst., Kyoto Univ.* V.25. P.89–100.
83. *Ondoh T., Hayakawa M.* 2002. Seismo discharge model of anomalous sporadic E-ionization before great earthquakes. *Seismo Electromagnetics: Lithosphere – Atmosphere – Ionosphere Coupling*. Eds. M.Hayakawa and O.A.Molchanov. TERRAPUB. Tokyo. 385–390.
84. *Ondoh T.* 2003. Anomalous sporadic-E layers observed before M7.2 Hyogo-ken Nanbu earthquake; Terrestrial gas emanation model. *Advances in Polar Upper Atmosphere Research*. 17, 96–108.
85. *Papadopoulos G.A.* Luminous and fiery phenomena associated with earthquakes in the East Mediterranean // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. 1999. P.559.
86. *Parrot M.* (1994) Statistical study of ELF/VLF emissions recorded by a low-altitude satellite during seismic events // *J. Geophys. Res.* V.99. P.23339–23347.
87. *Parrot M. and Lefevre F.* (1985) Correlation between GEOS VLF emissions and earthquakes // *Ann. Geophys.* V.3. P.737–748.
88. *Parrot M.* (1999) Statistical studies with satellite observations of seismogenic effects. // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa., Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. P.685–695.
89. *Piddington J.H.* (1959) The transmission of geomagnetic disturbances through the atmosphere and interplanetary space // *Geophys. J.* V.2. P.173–189.
90. *Pierce E.T.* (1976) Atmospheric electricity and earthquake prediction // *Geophys. Res. Lett.* V.3. P.185–188.
91. *Pilipenko V.A., Fedorov E.N., Yagova N.V. and Yumoto K.* (1999) Attempt to detect ULF electro-magnetic activity preceding earthquake // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M. Hayakawa., Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo. P.203–214.
92. *Pulinets S.A., Legenka A.D. and Alekseev V.A.* (1994) Pre-earthquakes effects and their possible mechanisms // *Dusty and Dirty Plasmas, Noise and Chaos in Space and in the Laboratory*. New York. Plenum Publishing. P.545–557.
93. *Pulinets S.A., Alekseev V.A., Legen'ka A.D. and Khagai V.V.* (1997) Radon and metallic aerosols emanation before strong earthquakes and their role in atmosphere and ionosphere modification // *Adv. Space Res.* V.20. P.2173–2176.
94. *Rapoport Y., Grimalsky V., Hayakawa M., Ivchenko V., Juarez-R. D., Koshevaya S., Gotynyan O.* Change of ionospheric plasma parameters under the influence of electric field which has lithospheric origin and due to radon emanation. // *Phys. Chemistry of the Earth.* – 2004. – 29. – P.579–587.
95. *Ratcliffe J.A.*: *Physics of the Upper Atmosphere*, Academic Press, New York, 1960.
96. *Schunk R.W. and Nagy A.F.* (1980) Ionospheres of terrestrial planets // *Rev. Geoph. Space Phys.* V.18. P.813–852.
97. *Serebryakova O.N., Bilichenko S.V., Chmyrev V.M., Parrot M., Rauch J.L., Lefevre F. and Pokhotelov O.A.* (1992) Electromagnetic ELF radiation from earthquake regions as observed by low-altitude satellites // *Geophys. Res. Lett.* V.19. P.91–94.
98. *Smith D. and Adams N.G.*: Ionic recombination in the stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 1085–1087, 1982.
99. *Sorokin V.M., Chmyrev V.M. and Isaev N.V.* (1998) A generation model of small-scale geomagnetic field-aligned plasma inhomogeneities in the ionosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V.60. P.1331–1342.
100. *Sorokin V.M. and Chmyrev V.M.* (1999a) The Physical Model of Electromagnetic and Plasma Response of the Ionosphere on the Pre-earthquake Processes // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa., Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo. P.819–828.
101. *Sorokin V.M. and Chmyrev V.M.* (1999b) Modification of the Ionosphere by Seismic Related Electric Field // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa., Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo. P.805–818.
102. *Sorokin V.M., Cherny G.P.* (1999) It is quite possible to monitor typhoons from outer space // *Aerospace courier*. №3. P.84–87.
103. *Sorokin V. and Yaschenko A.* Electric field disturbance in the Earth – ionosphere layer // *Adv. Space Res.* V.26. P.1219. 2000.
104. *Sorokin V.M., Chmyrev V.M., and Hayakawa M.* The Formation of Ionosphere – Magnetosphere Ducts Over the Seismic Zone // *Planet. Space Sciences*. 2000. V.48. P.175.
105. *Sorokin V.M., Chmyrev V.M., and Yaschenko A.K.* Electrodynamical model of the lower atmosphere and the ionosphere coupling // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2001. V.63. N.16. P.1681–1691.
106. *Sorokin V.M., Chmyrev V.M., and Yaschenko A.K.* Ionospheric generation mechanism of geomagnetic pulsations observed on the Earth's surface before earthquake // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2003. V.64. P.21–29.
107. *Sorokin V.M., Fedorov E.N., Schekotov A.Yu., Molchanov O.A. and Hayakawa M.* Depression of the ULF geomagnetic pulsation related to ionospheric irregularities // *Annals of Geophysics*. 2004. V.47. No1. P.191–198.
108. *Sorokin V.M., Isaev N.V., Yaschenko A.K., Chmyrev V.M., and Hayakawa M.*, 2005a. Strong DC electric field formation in the low latitude ionosphere over typhoons. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 1269–1279.
109. *Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Yaschenko A.K.*, 2005b. Theoretical model of DC electric field formation in the ionosphere stimulated by seismic activity. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 1259–1268.
110. *Sorokin V.M., Chmyrev V.M., and Yaschenko A.K.* Possible DC electric field in the ionosphere related to seismicity. *Advances in Space Research*, 2006, 37, 666–670.
111. *Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Chmyrev V.M., and Hayakawa M.*, 2005d. DC electric field amplification in the mid-latitude ionosphere over seismically active faults. *Natural Hazards and Earth System Sciences* 5, 661–666.
112. *Sorokin V.M., and Pokhotelov O.A.*, 2005. Gyrotropic waves in the mid-latitude ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 921–930.
113. *Sorokin V.M., Yaschenko A.K., and Hayakawa M.*, 2006. Formation mechanism of the lower ionosphere disturbances by the atmosphere electric current over a seismic region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. V.68. No.11. P.1260–1268.
114. *Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Hayakawa M.* A perturbation of DC electric field caused by light ion adhesion to aerosols during the growth in seismic-related atmospheric radioactivity // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2007. V.7. P.155–163.
115. *Surkov V., Pilipenko V.* The physics of pre-seismic electromagnetic ULF signals // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. 1999. P.357.
116. *Tate J., Daily W.* Evidence of electro-seismic phenomena // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1989. V.57. P.1.

117. *Tronin A.A.* Satellite thermal survey application for earthquake prediction (1999) // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Ed. M.Hayakawa. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB). Tokyo. 1999. P.717.

118. *Tronin A.A., Hayakawa M., and Molchanov O.A.* 2002. Thermal IR satellite data application for earthquake research in Japan and China; Journal of Geodynamics. 33. 519–534.

119. *Varotsos P.*, 2001. A review and analysis of electromagnetic precursory phenomena, Acta Geophysica Polonica 49, No.1, 1–42.

120. *Vershinin E.F., Buzevich A.V., Yumoto K., Saita K., Tanaka Y.* Correlations of seismic activity with electromagnetic emissions and

variations in Kamchatka region // Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes. Ed. By M.Hayakawa. TERRAPUB. Tokyo. P.513. 1999.

121. *Virk H.S., and Singh B.* (1994) Radon recording of Uttarkashi earthquake // Geophys. Res. Lett. V.21. P.737–741.

122. *Yokoyama T., Yamamoto M., Pfaff R.F., Fukao S., Iwagami N.*, 2002. SEEK-2 campaign measurement of the electric field in the E-region and its association with the QP echoes. Abstracts for 112th SGEPPS Fall Meeting. Tokyo. Univ. of Electro-Comm., 12–13.

© В.М. Сорокин, Ю.Я. Ружин