

УДК 524.1:550.385:533.951

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА ВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ.

1. ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАННЕЙ СТАДИИ РАЗЛЕТА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА С ИОНОСФЕРОЙ И ГЕОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ (ОБЗОР)

© 2012 г. Е. Л. Ступицкий¹, А. С. Холодов²

¹Центральный научно-исследовательский институт МО, г. Сергиев Посад (Московская обл.)

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный (Московская обл.)

e-mail: stup@bk.ru

Поступила в редакцию 28.12.2010 г.

После доработки 21.10.2011 г.

В первой части работы обсуждаются физико-математические особенности динамики плазменной области взрыва на высотах более 100 км на ранней стадии ее развития, завершающейся передачей значительной доли начальной энергии плазмы окружающей среде. Представлены результаты расчетов радиационно-газодинамической, инерционной и ударно-волновой стадии развития возмущенной области.

1. ВВЕДЕНИЕ

Геофизические эксперименты с ядерными взрывами в околоземном космическом пространстве (ОКП) типа “Аргус” [Операция “Аргус”, 1960], “Морская звезда” [Операция “Морская звезда”, 1964] и другие [Хесс, 1972] показали их широкие возможности для исследования плазменных и геомагнитных явлений в верхней атмосфере, ионосфере и магнитосфере. Впоследствии было выполнено большое количество разнообразных плазменных ракетных экспериментов “Догвуд” [Бруд, 1976], “Сполох”, АМТЕ [Филипп и др., 1986], “Флактус” [Адушкин и др., 1999], “Северная звезда” [Гаврилов и др., 2003], в которых в верхние слои атмосферы Земли вводилось небольшое вначале плазменное (или легко-ионизируемое газовое) облако, обладающее значительной удельной энергией. Разлетающаяся плазма взаимодействует с фоновой средой и магнитным полем Земли, тормозится, приводит в движение среду и вызывает возмущение геомагнитного поля.

При ядерном взрыве масштабы возмущений составляют сотни и тысячи километров и сопровождаются широким многообразием геофизических эффектов. Однако ясно, что научное и прикладное значение таких крупномасштабных геофизических экспериментов, в конечном счете, зависит от того, насколько удастся понять и численно промоделировать их результаты.

Сразу же после проведения геофизических экспериментов с ядерными взрывами, на основе

их результатов начали разрабатываться физические модели тех явлений, которыми они сопровождаются. Это динамика плазмы взрыва и возмущенного ею воздуха [Компанеев, 1960; Райзер, 1963; Colgate, 1965; Zinn et al., 1966], возникающие при этом геомагнитные возмущения [Rellog, 1959; Лейпунский, 1960; Berthold et al., 1960; Maeda et al, 1964; Lutomirsky, 1968], короткопериодный электромагнитный импульс, создаваемый проникающим излучением [Karsars and Latter, 1964] и воздействие этого излучения, в частности бета-электронов, на верхнюю атмосферу [Kownacki, 1963]. Для разработки физических моделей таких сложных явлений как передача энергии разлетающейся плазмы окружающей среде, при условии взаимопроникновения плазмы и воздуха, поведение плазмы в неоднородном геомагнитном поле и формирование при этом геомагнитных возмущений использовался не только теоретический анализ [Poukey, 1969; Philipp, 1971; Белов и др., 1975; Метелкин, 1988; 1989], но и результаты специальных экспериментов с лазерной плазмой [Ананьин и др., (а, б) 1983, 1985], а также результаты крупномасштабных ракетных экспериментов [Филипп и др., 1986; Адушкин и др., 1999; Гаврилов и др., 2003; Репин и др., 2003]. В большинстве своем эти работы носили качественный характер и охватывали лишь некоторые аспекты физики развития космического ядерного взрыва (КЯВ), под которым мы понимаем взрыв в ОКП на высотах более 100–120 км, когда излучение практически беспрепятственно покидает центральную разогретую область взрыва. Однако на основе проведен-

ного в этих работах физического анализа были выяснены основные особенности развития КЯВ и получен ряд практически важных приближенных соотношений для оценки его параметров. При этом центральной задачей является пространственно-временное поведение самой плазмы взрыва, размеры плазменной области после ее торможения, так как именно они определяют последующие геофизические эффекты: магнитогидродинамические возмущения; потоки заряженных частиц, в частности, бета-электронов; ионизационно-оптические возмущения и др. В зависимости от степени влияния разреженного воздуха на динамику плазмы взрывы в ОКП можно с известной степенью условности подразделить на три высотных диапазона. Взрывы на высотах ниже 100–120 км можно описывать в обычном газодинамическом приближении, так как действие геомагнитного поля на динамику возмущенной области мало. На высотах более 400–450 км, наоборот, определяющее влияние на торможение плазмы оказывает геомагнитное поле, поэтому такие взрывы обычно относят к магнитосферным взрывам (МгЯВ). В диапазоне высот $h = 120\text{--}450$ км в передаче энергии от плазмы окружающей среде играет роль как столкновение частиц, так и процессы торможения плазмы, связанные с геомагнитным полем. Причем оба механизма реализуются в процессе взаимопроникновения разлетающейся плазмы в разреженную ионосферу и приводят к существенному разогреву и дополнительной ионизации плазмы и воздуха, что определяет всю радиофизическую обстановку в возмущенной области взрыва. И хотя процесс вовлечения частиц воздуха в движение при упругих и неупругих столкновениях и в результате действия бесстолкновительного механизма [Антонов и др., 1984] является достаточно сложным, в целом предположение о захвате воздуха существенно упрощает как физическую модель, так и весь процесс численного моделирования взрыва на этих высотах. Поэтому в настоящее время для взрывов в верхней атмосфере разработан и продолжает совершенствоваться достаточно полный трехмерный МГД-алгоритм, позволяющий рассчитывать всю эволюцию плазменного течения от 10^{-6} с до десятков секунд [Ступицкий и др., 2004; Холодов и др., 2004]. Расчеты взрыва на 150 км показали, что наличие на этих высотах еще достаточно плотного воздуха существенно сглаживает поведение всех параметров в возмущенной области, снижая тем самым ряд жестких требований к численному алгоритму. Вместе с тем геомагнитное поле начинает существенно влиять и делает характер течения трехмерным, начиная примерно уже с ~ 2 с после взрыва.

Для магнитосферных взрывов трудности состояли в том, что большие масштабы разлета плазмы ($\sim 10^3$ км) в неоднородном геомагнитном

поле и ее высокая скорость ($\sim 10^7\text{--}10^8$ см/с) приводят к очень высоким перепадам параметров внутри плазменного облака, поэтому требовались специальные численные исследования по созданию единого, для всего высотного диапазона 100–1000 км, трехмерного алгоритма расчета параметров плазмы.

Цель данной работы в целом состояла в том, чтобы на основе краткого анализа определяющих физических процессов и результатов трехмерных расчетов проанализировать основные закономерности крупномасштабного пространственного течения плазмы при взрывах в верхней ионосфере и магнитосфере, возникающие при этом магнитодинамические эффекты и их зависимости от высоты точки взрыва.

В первой части работы дан физический анализ и результаты расчета ранней стадии развития плазменного течения космического ядерного взрыва. Так как процессы в самой плазме взрыва и при ее взаимодействии с разреженной ионосферой и геомагнитным полем имеют сложный характер, то обсуждается возможность и результаты физического моделирования наиболее сложных процессов с помощью лазерной плазмы.

2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННОЙ ОБЛАСТИ ВЗРЫВА НА ВЫСОТАХ БОЛЕЕ 100 КМ

Все особенности в физике развития возмущенной области взрыва, произведенного на высотах более ~ 100 км, связаны главным образом с очень низкой плотностью воздуха на этих высотах. Соответственно с ростом высоты увеличивается влияние геомагнитного поля на развитие плазменного течения, и быстро возрастает средняя длина пробега как частиц, так и основных компонентов проникающего излучения, ответственных как за ионизационно-оптическое состояние окружающей среды, так и за электромагнитную обстановку. От концентрации частиц также зависят скорости практически всех кинетических процессов, а следовательно развитие во времени ионизационно-химических процессов.

По физическому содержанию и методам математического моделирования можно выделить следующие характерные особенности в развитии возмущенной области взрыва на высотах более 100 км.

1. Большие масштабы плазменного течения (более 1000 км), его трехмерный характер и очень большой перепад параметров внутри плазменной области: плотности на верхней и нижней границе области могут различаться на 5–7 порядков. При общей высокой скорости течения это создает принципиальные трудности в создании единого

разностного алгоритма, охватывающего всю возмущенную область.

2. Результаты натурных экспериментов и расчетно-теоретический анализ показали, что в процессе торможения плазмы при взаимодействии с разреженным воздухом и геомагнитным полем на ее границе возникают и развиваются возмущения в результате релей-тейлоровской и желобковой неустойчивостей. При определенных условиях эти возмущения трансформируются в мощную восходящую плазменную струю, направление движения плазмы в которой определяется действием геомагнитного поля, а ее масса распределяется главным образом в плоскости магнитного меридиана.

3. Весьма сложным комплексом физических процессов определяется взаимодействие разреженной высокоскоростной плазмы с геомагнитным полем и сильно разреженной ионосферой. В результате взаимопроникновения плазмы и фонового газа реализуется многопотокное течение. При этом вблизи фронта плазмы образуется слой поджатого магнитного поля, при прохождении через который ионы воздуха частично захватываются разреженной плазмой, давая вклад в ее торможение. Реализуется так называемый лонгмайровский механизм ламинарного взаимодействия плазмы с геомагнитным полем и частично-ионизованной разреженной ионосферой [Longmire, 1971]. Вместе с тем в периферийных слоях расширяющейся плазмы, где азимутальные токи обеспечивают диамагнитный эффект, может развиваться потоковая микронеустойчивость типа Бунемана [Антонов и др., 1984]. Микронеустойчивость приводит к увеличению эффективной частоты столкновений электронов с ионами и соответственно к увеличению коэффициента диффузии поля в плазму, т.е. возникновению аномально быстрой диффузии.

4. Низкая концентрация частиц газа в возмущенной области и большие скорости их движения приводят к формированию температурной и кинетической неравновесностей, с которыми непосредственно связан неравновесный характер излучения плазмы и окружающей ионосферы, предварительно ионизованной жестким излучением взрыва. Для численного моделирования неравновесных кинетических процессов в возмущенной области взрыва разработан специальный комплексный алгоритм, позволяющий на большее время асимптотически выходить на значения концентраций и температуры частиц, соответствующие естественной ионосфере.

5. При взрывах в верхней ионосфере и магнитосфере жесткое излучение взрыва и бета-электроны распространяются на очень большие расстояния, создавая ионизационно-оптические и электромагнитные возмущения во всей толще

ионосферы ($h > 40$ км). При этом бета-электроны, распространяясь вдоль силовых линий геомагнитного поля, создают такие области в противоположных полушариях, и воздействие взрыва на окружающую геофизическую среду приобретает глобальный характер. На более позднее время такой же глобальный характер возмущения образуется в результате диффузионно-конвективного движения плазмы продуктов взрыва.

6. Движение плазмы в геомагнитном поле приводит к формированию в окружающей ионосфере альвеновских и магнитозвуковых волн, а также крупномасштабной токовой системы, которая является источником долгопериодного электромагнитного излучения. Эти волновые возмущения также носят глобальный характер.

С указанными выше физическими особенностями развития взрыва в околоземном космическом пространстве непосредственно связаны и особенности его воздействия на космические и наземные объекты [Физика ..., 2009], которые в данной работе не рассматриваются.

Таким образом, центральной задачей, с решением которой связаны все основные особенности и геофизические эффекты, является задача о пространственно-временном поведении плазмы продуктов взрыва. Но даже на современном уровне развития вычислительной техники вряд ли возможно учесть в едином численном алгоритме все указанные выше особенности и процессы, связанные с движением плазмы. Прежде всего, необходимо получить представление в целом об общей картине развития крупномасштабного течения плазмы на возможно более длительный период от момента энерговыделения.

В настоящее время это можно сделать только с использованием магнитогидродинамического (МГД) приближения. Проанализируем возможность применимости этого приближения для более поздней стадии динамики плазмы на примере конкретных условий проведения эксперимента "Морская звезда" ($q = 5.88 \times 10^{22}$ эрг, $M = 10^6$ г, $h = 400$ км). В невозмущенной среде напряженность магнитного поля $B_* = 0.5$ Гс, плотность воздуха $\rho_* = 3.7 \times 10^{-15}$ г/см³, температура ионов в воздухе и нейтралов (в основном это — атомы кислорода) $T_i = T_n \approx 1000$ К, электронов $T_e \approx 3000$ К. Концентрация частиц ионосферы составляет: нейтралов $n = 1.4 \times 10^8$ см⁻³, ионов и электронов $n_i = n_e = 1.5 \times 10^6$ см⁻³. Плазменные (ленгмюровские) частоты ионов и электронов равны соответственно: $\omega_i = (4\pi n_i e^2 / m_i)^{1/2} = 4 \times 10^5$ с⁻¹; $\omega_e = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2} = 6.9 \times 10^7$ с⁻¹, где m_i , m_e — массы ионов и электронов (молекулярный вес $\mu = 16$). Циклотронные частоты соответственно равны: $\Omega_i = 10^4 B_* / \mu = 312$ с⁻¹, $\Omega_e = 1.7 \times 10^7 B_* = 0.85 \times 10^7$ с⁻¹. Скорость инерционного разлета плазмы $V_0 \approx$

$\approx 10^8$ см/с, ларморовские радиусы ионов и электронов: $R_{Bi} = V_0/\Omega_i = 3.2 \times 10^5$ см; $R_{Be} = V_e/\Omega_e = 11.8$ см. Дебаевский радиус равен $r_D = (kT_e/8\pi e^2 n_e)^{1/2} = 0.22$ см. Длина свободного пробега нейтральных атомов составляет $l_m = 0.77 \times 10^7$ см. Характерный масштаб торможения плазмы за счет столкновительного взаимодействия со всеми частицами воздуха $R_C = (3M/4\pi r_*^3)^{1/3} = 4 \times 10^6$ см и для торможения магнитным полем $R_B = (6\chi q/B^2)^{1/3} = 6.56 \times 10^7$ см, где $\chi = 0.2$ доля энергии, остающейся в плазме после выхода излучения.

Из представленных оценок видно, что масштабы торможения плазмы сравнимы с длиной свободного пробега частиц, и средю нельзя считать столкновительной. Однако, как показано в работе [Сагдеев, 1964], для сильных волновых возмущений, распространяющихся под ненулевым углом к магнитному полю, масштабом изменения газодинамических параметров служит ларморовский радиус ионов R_{Bi} , который существенно меньше R_C и R_B . В направлении, параллельном полю, эффект столкновений частиц отчасти могут обеспечить плазменные волны и их взаимодействие. Дебаевский радиус ничтожно мал, что позволяет пользоваться приближением квазинейтральности. Таким образом, в целом применение МГД – приближения можно считать оправданным. Отметим, что использование так называемой гибридной модели [Голубев и др., 1978; Башурин и др., 1983; Гуськов и др., 1990], с помощью которой рассмотрен бесстолкновительный разлет ионов плазмы лишь на самой ранней стадии (80 ларморовских радиусов), не дает возможности учесть весь комплекс неравновесных процессов, определяющих поведение плазмы и магнитного поля.

С определенной степенью условности весь процесс динамики плазмы можно подразделить на ряд стадий в зависимости от содержания и важности физических процессов. В соответствии с этим различаются и физико-математические постановки задач на различных стадиях.

3. НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ РАЗЛЕТА ПЛАЗМЫ В СИЛЬНО РАЗРЕЖЕННОЙ СРЕДЕ

3.1. Радиационно-газодинамическая стадия разлета плазмы

Начальной стадии динамики плазмы соответствует период времени, в течение которого действием окружающей среды на ее движение можно пренебречь. На этой стадии из плазмы выходит основная доля лучистой энергии и формируется газодинамическая структура течения, определяющая ее последующий инерционный разлет, когда устанавливается распределение скорости и концентрации частиц, а также в результате нерав-

новесных ионизационно-рекомбинационных процессов формируется зарядовый состав и степень ионизации плазмы. Именно зарядовый состав плазмы определяет в дальнейшем весь характер ее взаимодействия с геомагнитным полем и окружающей разреженной ионосферой.

Для определения начальных условий при $t = 0$ рассматривается замкнутая сфера радиуса R_0 , состоящая из вещества с молекулярным весом μ и общей массой M . В сфере мгновенно и равномерно по объему выделяется энергия q . В результате решения системы уравнений для температуры и ионизационного баланса

$$\frac{M}{m} \left[\frac{3}{2} \bar{T}_0 (1 + \alpha_0) + \sum_{z=1}^{z_m} \alpha_{z0} \sum_{i=1}^{z_z} I_i \right] + \frac{4\sigma \bar{T}_0^4}{c} \left(\frac{4}{3} \pi R_0^3 \right) = q, \quad (1)$$

$$\alpha_0 = \sum_{z=1}^{z_m} z \alpha_{z0}; \quad \alpha_{z0} = \alpha_{z0}(\bar{T}_0, n_0)$$

находится температура \bar{T}_0 и ионизационный состав плазмы $\alpha_{z0} = n_{z0}/n_0$, где $n_0 = M/(4/3\pi R_0^3 m)$; n_{z0} – концентрация ионов заряда z ; m – масса иона ($= \mu/N_A$); $\alpha_0 = n_{e0}/n_0$; $4\sigma \bar{T}_0^4/c$ – плотность энергии излучения внутри сферы радиуса R_0 . После определения начальных условий из системы (1) сфера “открывается” и далее рассчитывается самая ранняя радиационно-газодинамическая стадия движения плазмы на основе решения уравнений динамики и уравнения переноса излучения.

Уравнения для плотности и потока излучения в диффузионном приближении имеют вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 W_k) = c \chi_k (U_{0k} - U_k), \quad W_k = -\frac{c}{3\chi_k} \frac{\partial U_k}{\partial r}. \quad (2)$$

Здесь U_k, W_k – плотность излучения и радиальный поток в k -й спектральной группе (достаточно использовать четыре группы), χ_k – усредненный по Росселанду коэффициент поглощения в группе, U_{0k} – равновесная плотность излучения в k -й группе. Граничные значения задаются в виде

$$W_k(0, t) = 0, \quad W_k(R, t) = \frac{c}{2} U_k(R, t), \quad (3)$$

где R – граница плазменного шара.

В результате расчета этой стадии получены основные характеристики плазмы: тепловая и кинетическая энергия, распределение скорости и начальный зарядовый состав плазмы. Для последующего решения задачи важно знать долю энергии плазмы, переходящую в тепловое излучение, и остающуюся в плазме. Как показали расчеты для сферически-симметричной геометрии и различных начальных концентраций, эта доля зависит, прежде всего, от удельного энерговыделения q/M , где q – энергия плазмы; M – масса образующейся плазмы.

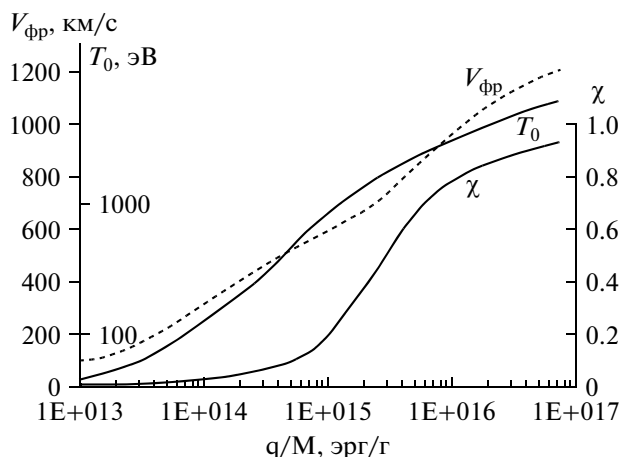


Рис. 1. Начальные характеристики плазмы (χ — доля энергии вышедшего излучения; скорость V_{fr} и температура T_0 плазмы в зависимости от удельного энерговыделения q/M эрг/г).

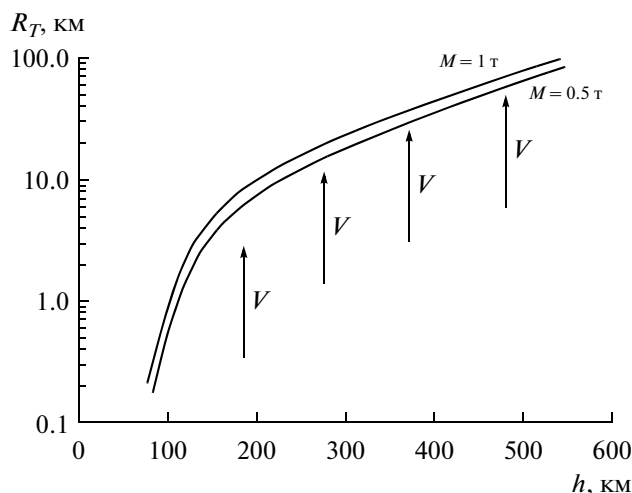


Рис. 2. Предельные размеры инерционной стадии в зависимости от высоты.

Система уравнений переноса теплового излучения в плазме рассчитывалась только применительно к плазме без учета воздуха на время $t < t_r = 2 \times 10^{-5}$ с ($R \leq 10$ м), в течение которого применимо приближение локального термодинамического равновесия, используемого при расчете коэффициентов поглощения [Замышляев и др., 1984], и когда еще излучение играет роль в энергетике плазмы. Отметим, что величина R_r зависит также от начального радиуса плазмы R_0 , в наших расчетах $R_0 = 10^2$ см. На рисунке 1 показана зависимость скорости фронта плазмы (V_{fr}), начальной температуры T_0 и доли энергии χ , ушедшей в тепловое излучение, в зависимости от удельного мгновенного энерговыделения q/M . Жесткая часть выходящего из плазмы излучения возбуждает и ионизует окружающий воздух, что имеет важное практическое значение, так как оптические и радиофизические характеристики атмосферы определяют условия функционирования информационных средств космических аппаратов. Вместе с тем рост относительной концентрации ионов воздуха перед фронтом разлетающейся плазмы приводит к увеличению эффективности захвата воздуха плазмой через геомагнитное поле и столкновения, что в определенной степени обосновывает и упрощает описание процесса передачи энергии от плазмы воздуху в МГД-приближении. Однако, как показывают расчеты, влияние дополнительной ионизации ионосферы жестким излучением плазмы не оказывает принципиального влияния на общее развитие крупномасштабного плазменного течения взрыва, так как на высотах более ~ 100 – 120 км его размеры достигают сотен и тысяч километров, а на столь значительных расстояниях от центра взрыва дополнительная ионизация не существенна.

3.2. Инерционная стадия разлета плазмы

На время $t \geq 10^{-5}$ с интенсивный энергообмен излучением внутри плазмы уже перестает играть существенную роль, и можно считать, что с $t \approx 2 \times 10^{-5}$ с начинается стадия инерционного разлета.

Инерционная стадия продолжается до тех пор, пока масса подмешанного воздуха не станет сравнимой с массой плазмы, а энергия вытесненного геомагнитного поля не станет сравнимой с энергией плазмы. Для $q = 1.26 \times 10^{22}$ эрг последнее условие выполняется при $R \approx 300$ км, а выполнение первого условия существенно зависит от высоты в атмосфере, на которой происходит разлет плазмы. На $h \geq 90$ км эти размеры превышают 300 м, а для магнитосферы ($h > 300$ – 400 км) — превышают 20 км (рис. 2).

В расчетах подробно учитывался весь комплекс процессов ионизации, рекомбинации, переходов между связанными состояниями и спонтанного излучения.

В односкоростном приближении уравнения для зарядового состава и температур имеют вид:

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} + \text{div}(n_z \mathbf{V}) = S_z; \quad n_e = \sum_{Z=1}^{Z_m} Z n_z \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} n \frac{dT}{dt} + nT \text{div} \mathbf{V} = Q; \quad n = \sum_{Z=0}^{Z_m} n_z \quad (5)$$

$$\frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} + n_e T_e \text{div} \mathbf{V} = S_{ee} + Q_e + \text{div}(\lambda_e \nabla T_e). \quad (6)$$

Правые части, описывающие скорости изменения концентраций и температур в неупругих процессах, имеют вид:

$$\begin{aligned}
S_Z &= (n_{Z-1}n_e j_{Z-1,e} - n_Z n_e^2 j_{eZ}) - \\
&- (n_Z n_e j_{Z,e} - n_{Z+1} n_e^2 j_{eZ+1}) - (n_Z n_e j_{eZ}^v - n_{Z+1} n_e j_{eZ+1}^v), \\
S_{ee} &= -\sum_Z \left(I_Z + \frac{3}{2} T_e \right) (n_Z n_e j_{Z,e} - n_{Z+1} n_e^2 j_{eZ+1}) + \\
&+ (3/2 - f_e) T_e n_e \sum_Z n_Z j_{eZ}^v - \\
&- 1.53 \times 10^{-25} \sqrt{T_e} n_e \sum_Z Z^2 n_Z.
\end{aligned} \quad (7)$$

Здесь j_{eZ}^v – сумма констант скоростей фото- и диэлектронной рекомбинации. Величина $f_e = 0.64 + 0.11 \lg(I_Z/T_e)$ получена в результате специальных исследований: о влиянии фоторекомбинационных процессов на электронную температуру в предположении выхода фоторекомбинационного излучения из плазменного объема. Для констант скоростей тройной, фото- и диэлектронной рекомбинации использовались известные зависимости:

$$\begin{aligned}
j_{eZ} &= 8.75 \times 10^{-27} Z^3 / T_e^{4.5}; \quad j_{eZ}(v) = 2 \times 10^{-13} Z^2 / \sqrt{T_e}; \\
j_{eZ}(d) &= \frac{2 \times 10^{-9} Z^{3/2} I_Z^{0.5}}{T_e^{1.5}} \exp(-I_Z/T_e); \\
j_{eZ}^v &= j_{eZ}(v) + j_{eZ}(d).
\end{aligned} \quad (9)$$

Последнее выражение для $j_{eZ}(d)$ легко получается из элементарного кинетического рассмотрения. Однако использование этого выражения возможно лишь в области температур, где $I_Z/T_e \gg 1$. В области высоких температур ($I_Z/T_e \sim 1$) оно сильно завышает скорость рекомбинации, и для $j_{eZ}(d)$ необходимо использовать более подробное выражение, учитывающее электронную структуру иона [Вайнштейн и др., 1979]. В односкоростном приближении выражение для обмена энергией в упругих электрон-ионных столкновениях имеют вид

$$Q_e = -Q = (T - T_e) n_e / \tau_{ei}, \quad (10)$$

где $\tau_{ei} = 3.15 \times 10^8 \mu T_e^{3/2} / (n_Z Z^2 \Lambda_{ei})$, $\mu = 27$.

На стадии инерционного разлета и на начальной стадии торможения плазмы можно пренебречь процессом теплопроводности. Коэффициент электронной температуропроводности в $\text{см}^2/\text{с}$

$$\chi_e = \frac{2 \lambda_e}{3 n_e} = \frac{2 (k T_e)^{5/2}}{3 m_e^{1/2} \bar{Z} e^4 \ln \Lambda_n}. \quad (11)$$

Для $\bar{Z} = 1$; $T_e = 1$ эВ; $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\ln \Lambda = 10$ получаем $\lambda_e \approx 10^{11} \text{ см}^2/\text{с}$, и характерный размер, на который распространяется тепло за время ~ 1 с, равен $L_e \approx \sqrt{\lambda_e t} \approx 3 \times 10^5 \text{ см} = 3 \text{ км} \ll R$, где R – характерный радиус разлета плазмы.

На стадии инерционного разлета плазма описывалась в сферически симметричном приближении лагранжевыми переменными. Основы методического аппарата для расчета этой стадии были сформулированы в работе [Ступицкий и др., 1985]. В основу расчета температур T_e и T_i положена идея расщепления по вкладу в температуру динамических и ионизационных процессов, которые характеризуются соответственно адиабатической температурой T_g ($T_g \sim n^{2/3}$) и относительными температурами T_e/T_g и T_i/T_g .

Так как энергия ионизации составляет значительную часть от общей энергии плазмы, то блоки расчета ионизационного состава, температур ионов T_i , электронов T_e и адиабатической температуры T_g ($T_g/n^{2/3} = \text{const}$) рассчитывались в едином блоке с динамическими характеристиками: скоростью плазмы U и концентрацией тяжелых частиц n . Так как выходящее неравновесное линейчатое излучение не оказывает заметного влияния на поведение плазмы на инерционной стадии, то оно рассчитывалось несамосогласованно, по текущим параметрам плазмы.

Расчеты показали, что при $R \cong 300$ м ионизационные процессы близки к завершению (происходит закалка степени ионизации α), а на $R > 1000$ м ионизационный состав практически не изменяется. На рисунках 3–6 показаны радиальные распределения параметров плазмы и поля на ряд моментов времени для начальных условий $q = 1.26 \times 10^{22}$ эрг, $M = 10^6$ г. При разлете на $R \geq 30$ м начинает наблюдаться сильная ионизационная неравновесность, причем при $R > 100$ м степень ионизации α становится меньше 1 и постепенно уменьшается, выходя на закалку ($\alpha_\infty \approx 0.5$). Таким образом, для большой массы плазмы (малые q/M) значительная ее часть после завершения инерционной стадии представляет собой неионизованный газ (см. таблицу, в последней колонке дана степень ионизации после закалки), на который не действует геомагнитное поле, и ее дальнейшее торможение и динамика существенно отличаются от динамики ионизованной компоненты, так как при большом разрежении плазмы ($R \geq 20$ км) столкновительное взаимодействие не в состоянии обеспечить равенство скоростей ионов и нейтралов. С ростом q/M несколько возрастает скорость разлета плазмы ($< 25\text{--}30\%$) и существенно изменяется поведение степени ионизации. На рисунке 6 показано поведение $\alpha(R)$ для $q = 2.1 \times 10^{22}$ эрг, $M = 0.3 \times 10^6$ г. Из-за быстрого падения плотности на периферии плазмы ($0.83R - R$) быстрее происходит закалка и соответственно α остается заметно выше средней по объему. В этом случае также более существенной становится температурная неравновесность. Следует отметить, что хотя передаваемая электронам рекомбинационная энергия невелика (из-за закалки), однако в резуль-

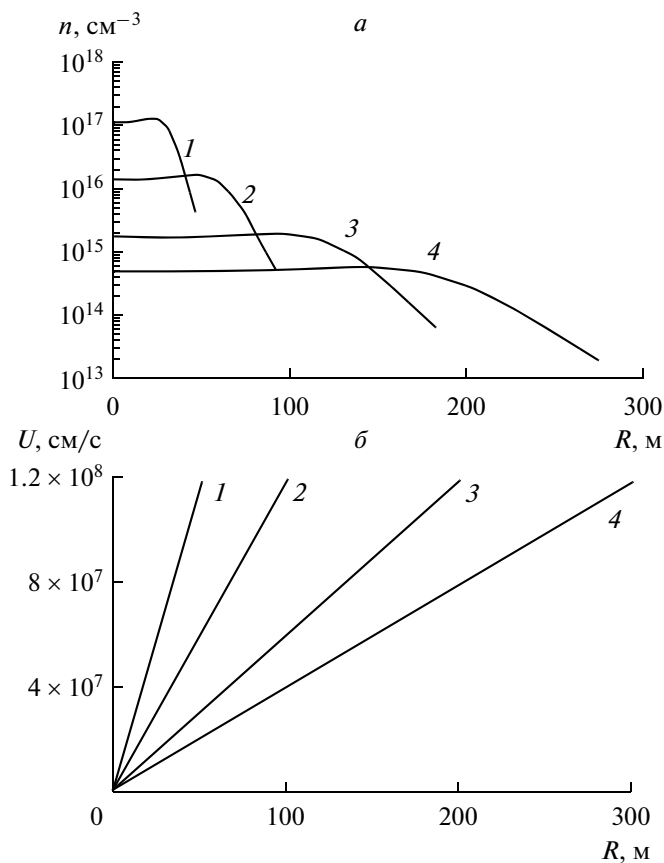


Рис. 3. Распределение концентрации (а) и скорости (б) на инерционной стадии разлета на различные моменты времени: кривые 1 – 4.2×10^{-5} , 2 – 8.4×10^{-5} , 3 – 1.7×10^{-4} , 4 – 2.5×10^{-4} время в секундах.

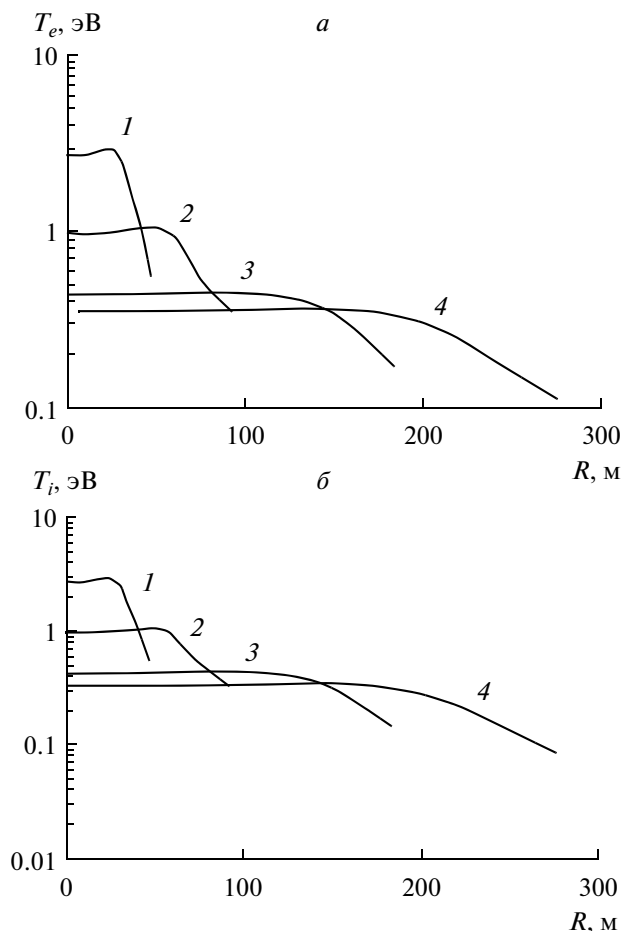


Рис. 4. Распределение температуры электронов разлета (а) и ионов (б) на инерционной стадии разлета на различные моменты времени: кривые 1 – 4.2×10^{-5} , 2 – 8.4×10^{-5} , 3 – 1.7×10^{-4} , 4 – 2.5×10^{-5} время в секундах.

тате быстрого падения электронной концентрации ($n_e \sim t^{-3}$) эта энергия делает поведение электронной температуры во времени принципиально отличным от адиабатического ($T_g \sim 1/t^2$, а $T_e \sim 1/t$). Этот эффект подробно исследован в работе [Ступицкий и др., 1985] и хорошо согласуется с результатами расчета (рис. 4а).

В результате расчета указанных в таблице вариантов была построена зависимость $\alpha_\infty(q/M)$ для среднemasовых и периферийных слоев плазмы (рис. 7), где α_∞ – асимптотическое значение степени ионизации, реализующееся после закалки рекомбинационных процессов. При постоянном удельном энерговыделении ($q/M = \text{const}$) α_∞ очень слабо зависит от массы $\alpha_\infty \sim 1/M^{1/12}$. Как видно из рис. 7, для $M = 10^6$ г $\alpha_\infty < 1$ для $q \leq 2.3 \times 10^{22}$ эрг. В этом случае значительная доля начальной плазмы превратится в нейтральный газ и не будет тормозиться геомагнитным полем. Этот результат имеет принципиальное значение как с точки зрения возникновения в ионосфере волно-

вых МГД-возмущений, так и для формирования всей возмущенной области в целом. Отметим также, что ситуация кардинально меняется при изменении q/M в пределах лишь одного порядка $10^{16} - 10^{17}$ эрг/г (рис. 7).

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ОСНОВНЫХ ПРОЦЕССОВ

При разлете плазмы взрыва на расстояние ~500–700 м в ней практически заканчивается формирование зарядового состава и степени ионизации в результате ионизационно-рекомбинационных процессов. Масса подмешанного воздуха при разлете на это расстояние, даже при взрыве на высоте 150 км, ничтожно мала ($\leq 0.1\%$), поэтому на этой инерционной стадии ионизационные и динамические параметры в плазме практически такие же, как

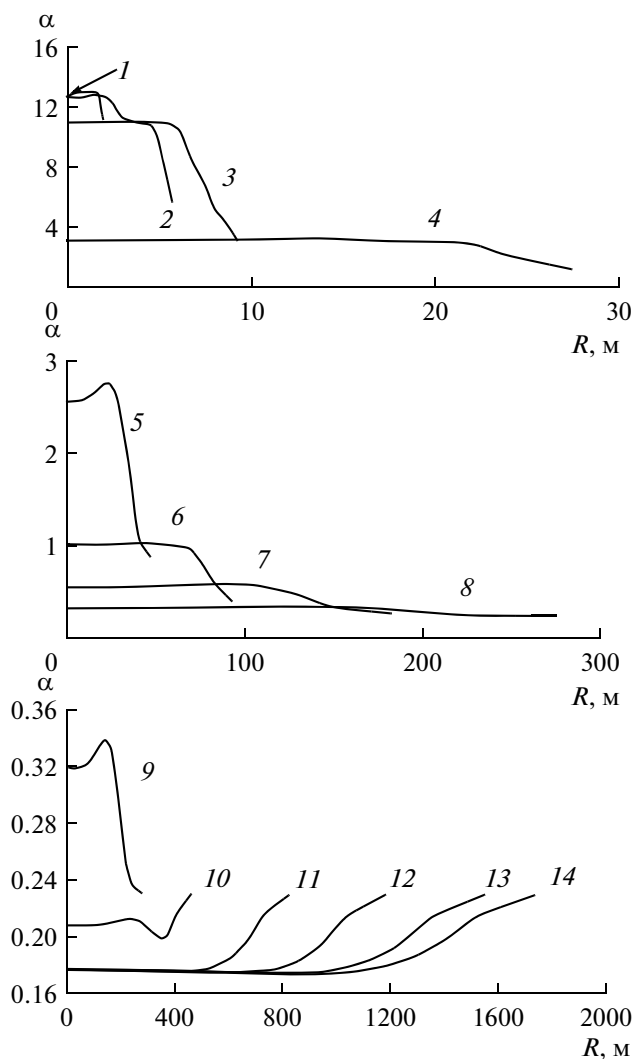


Рис. 5. Распределение степени ионизации на различные моменты времени: кривые 1 – 9.8×10^{-7} , 2 – 4.4×10^{-6} , 3 – 7.8×10^{-6} ; 4 – 2.5×10^{-5} , 5 – 4.2×10^{-5} , 6 – 8.4×10^{-5} , 7 – 1.7×10^{-4} , 8 – 2.5×10^{-4} , 9 – 3.0×10^{-4} , 10 – 3.4×10^{-4} , 11 – 7.6×10^{-4} , 12 – 1.1×10^{-3} , 13 – 1.4×10^{-3} , 14 – 1.6×10^{-3} время в секундах.

при разлете в вакуум. В дальнейшем влияние окружающей среды – разреженной ионосферы и геомагнитного поля – на динамику плазмы быстро возрастает. Характер этого влияния зависит прежде

всего от концентрации частиц плазмы и воздуха и степени их ионизации.

Главная особенность взрывов в ОКП – это возможность взаимопроникновения разреженного

Начальные данные и основные характеристики плазмы после расчета радиационно-газодинамической и инерционной стадии

№	q , эрг	M , г	q/M , эрг/г	χ	$\alpha_{\text{эфф}}$
1	2.1×10^{22}	3×10^5	7.0×10^{16}	0.93	3.2
2	1.26×10^{22}	3×10^5	4.2×10^{16}	0.9	2.2
3	2.1×10^{22}	5×10^5	4.2×10^{16}	0.89	2.1
4	1.26×10^{22}	5×10^5	2.52×10^{16}	0.86	1.3
5	2.1×10^{22}	1×10^6	2.1×10^{16}	0.84	0.8
6	1.26×10^{22}	1×10^6	1.26×10^{16}	0.79	0.5
7	4.2×10^{19}	1×10^6	4.2×10^{13}	0.1	4×10^{-4}

потока высокоскоростной плазмы и ионосферного частично ионизованного воздуха в присутствии геомагнитного поля. Передача энергии в процессе взаимопроникновения может определяться не только столкновительными процессами, но и развитием потоковых микронеустойчивостей и действием вытесненной плазмой геомагнитного поля. Неупругие столкновительные процессы диссоциации, ионизации и перезарядки влияют при этом не только на перераспределение энергии между потоками, но и на взаимодействие плазмы с геомагнитным полем в целом. При удельной мощности $q/M \leq 10^{16}$ эрг/г (см. таблицу) больше половины частиц плазмы, после завершения рекомбинационных процессов, представляют собой нейтральные атомы, не взаимодействующие с магнитным полем. Как показано в работе [Ступицкий, 2006], эта часть от первоначальной массы плазмы улетает в верхнюю полусферу на большие расстояния. Так как элементный состав такого газа может содержать значительное количество радиоактивных атомов, и это имеет важное значение для состояния верхней атмосферы, то в работе [Ступицкий, 2006] получены приближенные соотношения для оценки зон их локализации после торможения в нижней полусфере. На ионизованный компонент плазмы действует геомагнитное поле, однако в результате нерезонансной перезарядки на нейтралах воздуха часть из них, превращаясь в нейтралы, также может уходить на значительные расстояния в верхнюю полусферу. Таким образом, важным параметром, определяющим взаимодействие плазмы с окружающей средой в стадии взаимопроникновения плазмы и фона, является ее степень ионизации.

Учитывая сложную совокупность процессов, определяющих взаимодействие плазмы с окружающей средой, для разработки адекватной физической, а затем и численной модели взаимодействия, требовались экспериментальные исследования наиболее сложных и важных процессов. В работах [Монагадзе и Подгорный, 1968; Подгорный и Сагдеев, 1969; Шиндлер, 1972] были впервые сформулированы принципы “ограниченного моделирования” в лабораторных условиях основных плазменных космофизических процессов и успешно проведены эксперименты, позволяющие воспроизводить наиболее сложные и крупномасштабные процессы в ОКП, включая бесстолкновительную ударную волну, магнитоударный геомагнитный хвост и другие. По отношению к КЯВ наиболее подходящим средством для “ограниченного моделирования” является лазерная плазма, как наиболее близкая по последовательности процессов и их содержанию. С помощью лазерной плазмы удалось откорректировать физические представления и математические модели целого ряда процессов, сопровождающих разлет и тор-

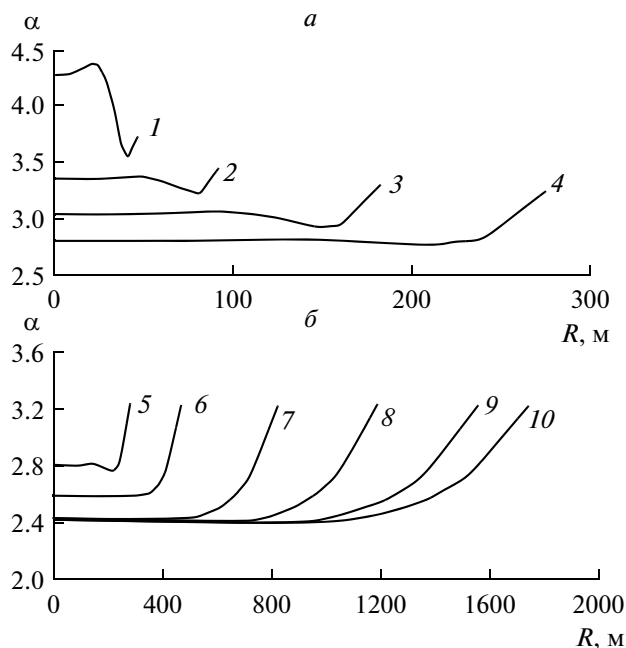


Рис. 6. Распределение степени ионизации на различные моменты времени: кривые 1 – 4.2×10^{-5} , 2 – 8.4×10^{-5} , 3 – 1.7×10^{-4} , 4 – 2.5×10^{-4} , 5 – 3.0×10^{-4} , 6 – 3.4×10^{-4} , 7 – 7.6×10^{-4} , 8 – 1.1×10^{-3} , 9 – 1.4×10^{-3} , 10 – 1.6×10^{-3} время в секундах.

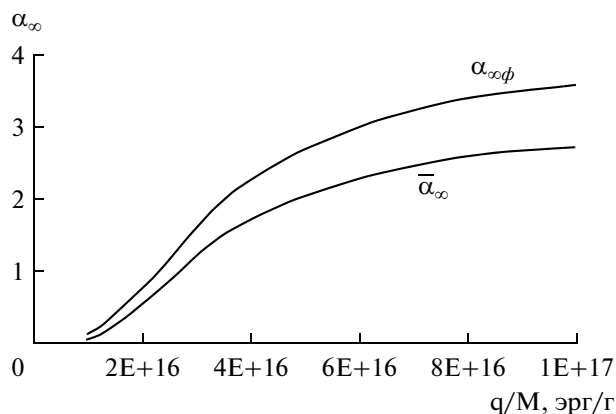


Рис. 7. Зависимость степени ионизации от удельного энерговыделения после закалки.

можение плазмы взрыва. Так была протестирована описанная выше методика расчета неравновесного зарядового состава плазмы [Ступицкий и др., 1985]. На рисунке 8 показано распределение ионов по зарядностям в разлетающейся лазерной плазме на различных моментах времени, полученные в эксперименте и в расчетах, выполненных для условий, близких к экспериментальным ($q = 3 \times 10^{11}$ Вт/см², $T_{e0} = 79$ эВ, $n_{e0} = 10^{21}$ см⁻³). Представленные на рис. 8 экспериментальные результаты получены с помощью масс-спектральной диагностики [Сильнов, 1975]. Наблюдается хорошее согласие расчетных и эксперимен-

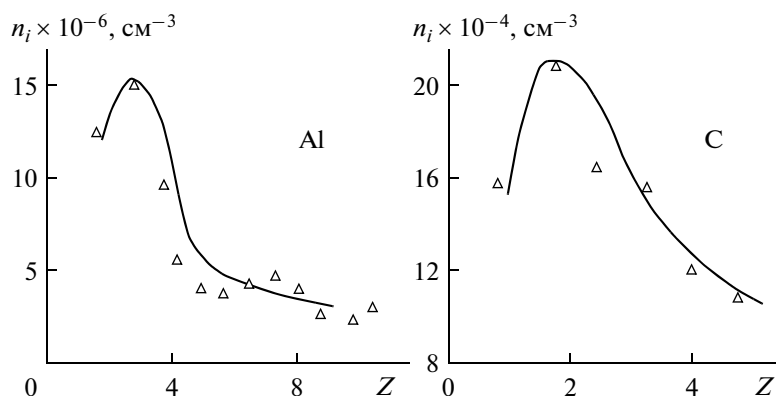


Рис. 8. Экспериментальные данные (треугольники) интегрального по времени выхода ионов с разным зарядом для алюминия и углерода и результаты расчета по предлагаемой схеме (линии).

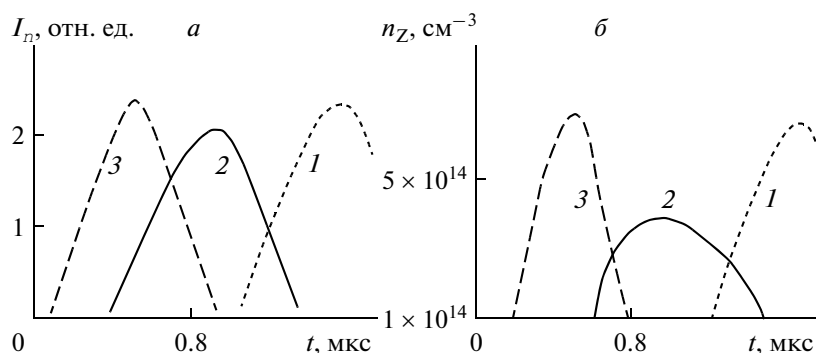


Рис. 9. Экспериментальные значения интенсивности свечения во времени ионов алюминия различного заряда (а) и соответствующие расчетные данные для концентрации ионов (б): 1 – $Z=0$ ($\lambda = 3961 \text{ \AA}$), 2 – $Z=1$ ($\lambda = 4666 \text{ \AA}$) и 3 – $Z=2$ ($\lambda = 4529 \text{ \AA}$).

тальных данных, в частности, в положении максимума n_z . На рисунке 9 показано поведение интенсивности свечения в линиях ($I_v \sim n_z$) для ионов различной кратности, полученные в спектральных экспериментах [Ананьин и др., 1985] и в расчетах. Также наблюдается хорошее согласие в поведении расчетных и экспериментальных кривых как по времени, так и по форме кривых. Таким образом, хорошее согласие в положении максимума зарядового состава и в общем поведении относительных концентраций свидетельствует о достаточной надежности разработанной численной схемы, учитывающей весь комплекс неравновесных кинетических процессов в быстро расширяющейся плазме.

4.1. Эффекты столкновительного взаимодействия плазмы и воздуха в процессе взаимопроникновения и на стадии формирования ионизирующей ударной волны

К настоящему времени получены решения ряда задач по течению взаимопроникающих пото-

ков как для задач взрыва [Ананьин и др., 1983 (а); Долголева и Жмайло, 1986; Ступицкий, 1984], так и применительно к лабораторному исследованию столкновений плазменных сгустков [Ступицкий, 2006]. При этом использовались выражения для скоростей передачи импульса $R_{\alpha\beta}$ и энергии $Q_{\alpha\beta}$, полученные в локально-максвелловском приближении в работе [Ступицкий, 2006]. Сечения рассеяния ионов алюминия на атомах воздуха для диапазона энергии ионов $10^{-2} - 2 \times 10^2$ кэВ получены нами в работе [Ананьин и др., 1981].

Расчеты показали, что в нижней части указанного ранее переходного диапазона высот (120–450 км) процесс взаимопроникновения плазмы в ионосферный воздух завершается сильным разогревом и образованием в нем мощной ионизирующей ударной волны. При этом в области формирования и движения ударной волны концентрация частиц плазмы значительно ниже концентрации захваченного воздуха. На рисунке 10 показаны основные результаты расчета параметров зоны взаимопроникновения и ранней стадии формирования ударной волны для взрыва 300 кт на высоте

150 км, когда геомагнитное поле еще не оказывает существенного влияния на динамику возмущенной области.

Ясно, что сложная совокупность процессов, сопровождающих взаимодействие взаимопроникающих потоков плазмы, требовала экспериментального анализа. Первые экспериментальные результаты были получены в работах [Goforth and Koorman, 1974; Koorman and Goforth, 1974; Koorman et al., 1979], и затем более подробные спектральные и зондовые исследования были выполнены в работах [Ананьин и др., 1985, 1990, 1991]. В частности в работе [Ананьин и др., 1985] был обнаружен важный в прикладном отношении эффект — максимум ионизации в области взаимопроникновения лазерной плазмы и фона в зависимости от концентрации частиц фона. Пояснить суть эффекта можно на весьма грубой модели, исходя вместе с тем, из самых общих представлений. Из законов сохранения импульса и энергии имеем:

$$M_0 V_0 = (M_0 + M)V \quad (12)$$

$$\frac{M_0 V_0^2}{2} = (M_0 + M) \frac{V^2}{2} + E_T, \quad (13)$$

где M_0 , V_0 — масса и скорость разлетающейся плазмы; $M = 4/3\pi\lambda^3 n m$ — масса фонового газа, подмешенного к плазме в процессе взаимопроникновения; $\lambda = 1/n\sigma$ — длина пробега, на которую происходит взаимопроникновение частиц плазмы в фоновый газ и захват его в движение с общей скоростью V ; m , n — масса и концентрация частиц фона; $E_T = C\Delta T(M + M_0)$ — энергия, переходящая в процессе взаимодействия в тепло. Повышение средней температуры ΔT приводит к повышению степени ионизации в смеси $(M + M_0)$. Зондовые измерения ионизации в смеси взаимопроникающих потоков лазерной плазмы и воздуха показали, что при определенной концентрации фона достигается максимальная степень ионизации в образующейся возмущенной области. Из выражений (12), (13) легко получить, что максимум разогрева происходит при концентрации частиц фонового газа

$$n_m = \sqrt{\frac{4\pi m}{3\sigma^3 M_0}}. \quad (14)$$

В условиях лазерного эксперимента $M_0 \approx 10^{-6}$ г, для воздуха $m = 4.8 \times 10^{-23}$ г. При среднемассовой скорости ионов лазерной плазмы 4×10^6 см/с, в соответствии с работой [Ананьин и Ступицкий, 1981], можно принять для сечения столкновений ионов плазмы и воздуха величину $\sigma = 4.4 \times 10^{-16}$ см². Тогда из выражения (14) получаем $n_m = 1.54 \times 10^{15}$ см⁻³. Эксперимент дает близкое значение $n_m = 1.4 \times 10^{15}$ см⁻³. В условиях взрыва в ионосфере $M_0 \approx$

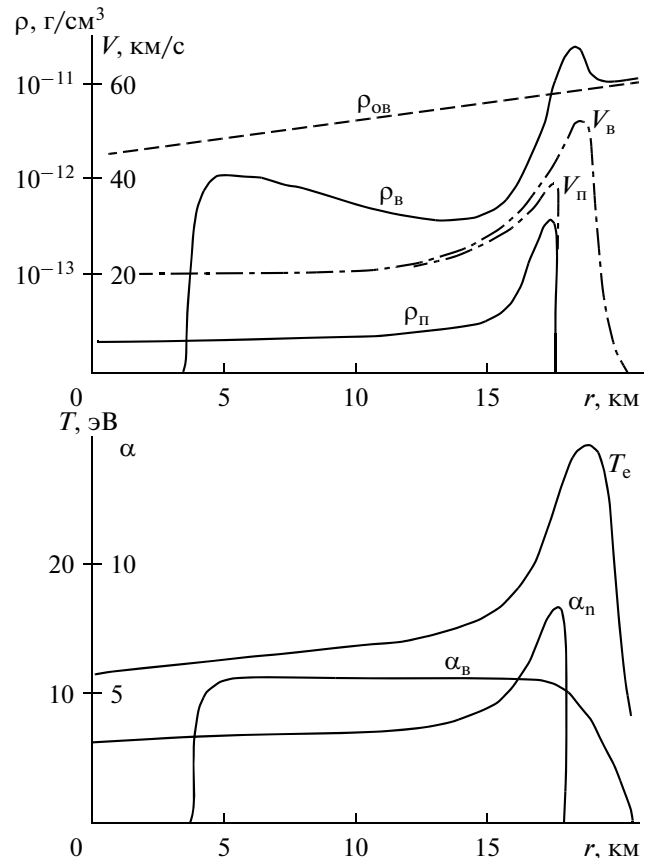


Рис. 10. Радиальное распределение скорости V , плотности ρ , электронной температуры T_e степени ионизации α на стадии торможения плазмы ($t = 0.1$ с; $q = 300$ кт; $h = 150$ км).

$\approx 10^6$ г, и тогда из (14) получаем $n_m = 1.6 \times 10^9$ см⁻³, что соответствует высоте $h \approx 270$ км. На этих высотах возмущенная область, охваченная движением плазмы, значительно больше высоты однородной атмосферы Δ , поэтому сам эффект, имея интегральный характер по объему, будет вместе с тем зависеть от угла θ между вертикалью, проходящей через центр взрыва, и направлением на рассматриваемую точку.

С уменьшением высоты взрыва ширина зоны взаимопроникновения быстро уменьшается, и передача кинетической энергии плазмы воздуху происходит через контактную границу, перед которой формируется ионизирующая ударная волна. Характерной особенностью в поведении ионизации за фронтом ударной волны является образование на время $\sim 2-3$ с после взрыва (это время зависит от энергии и высоты взрыва) своеобразного шарового пояса с максимумом концентрации электронов под углом $\theta \approx 42^\circ$ (рис. 11). Физическая суть этого эффекта совершенно иная по сравнению с описанным выше эффектом максимальной ионизации в зоне взаимопроникнове-

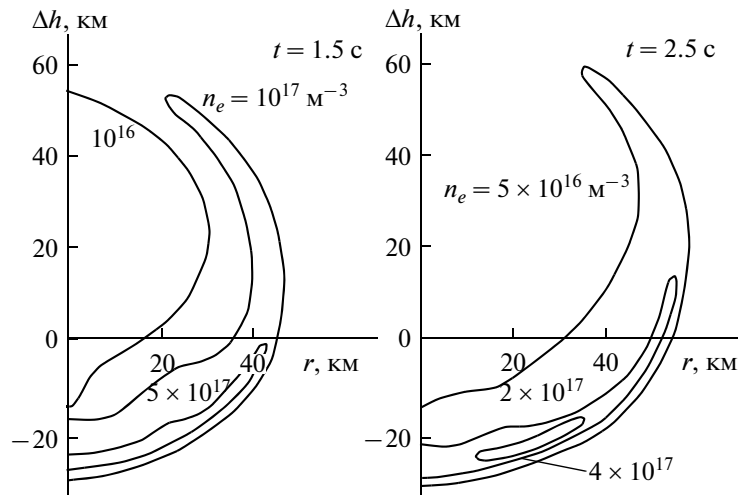


Рис. 11. Пространственное распределение концентрации электронов в разные моменты времени после взрыва 0.3 Мт на высоте 150 км.

ния плазмы и фона и обусловлена исключительно неоднородностью атмосферы. По мере распространения волны вверх начинает играть роль падение плотности воздуха, и, хотя степень ионизации за фронтом остается высокой, быстрое падение плотности приводит в итоге к “замыканию” изоэлектронных поверхностей в верхней полусфере. При распространении волны вниз ($\theta = 0$), плотность воздуха перед фронтом экспоненциально растет, поэтому температура за фронтом падает быстрее, чем при больших θ . В области однократной ионизации падение температуры приводит к экспоненциальному уменьшению степени ионизации, и, начиная с определенного момента времени, изоэлектронные поверхности начинают “замыкаться” и при малых углах θ . Как

показано в работе [Ступицкий и Гузь, 1978], шаровые пояса образуются по прошествии определенного времени, когда радиус фронта волны станет больше $3/4\Delta$, а на более ранние моменты времени, как это и следует из расчетов, максимум концентрации электронов находится под центром взрыва.

Учитывая реальные ограничения по энергии взрыва, можно показать [Ступицкий и Гузь, 1978], что образование шаровых поясов возможно лишь при взрыве в верхней атмосфере — выше ~ 95 – 100 км. Но на $h > 100$ км средний пробег частиц, определяющий ширину скачка уплотнения, уже достаточно велик. А как известно, из автомодельного решения для сферической ударной волны, практически вся масса газа за фронтом волны сосредоточена непосредственно вблизи фронта, в слое с относительной толщиной $\delta/R \approx (\gamma - 1)/3(\gamma + 1)$. Ясно, что когда ширина зоны максвеллизации частиц в скачке уплотнения будет сравнима с δ , то чисто газодинамические приближения для описания параметров газа в ударной волне и использование этих параметров для расчета ионизационных характеристик волны, будут некорректными. В работе [Ступицкий, 1977] на основе метода Мотт-Смита [Mott-Smith, 1951] получено приближенное решение уравнения Больцмана для структуры скачка в сферической ударной волне, когда, в отличие от плоского одномерного случая, плотность потока частиц $j(r)$ меняется поперек волны заданным образом. При $R \rightarrow \infty$, когда волна становится плоской, полученное решение переходит в классическое решение Тамма–Мотт-Смита. На рисунке 12 показано распределение относительной концентрации частиц в зоне максвеллизации для сферической волны, распространяющейся с числами Маха $M = 10$ и $M = 30$.

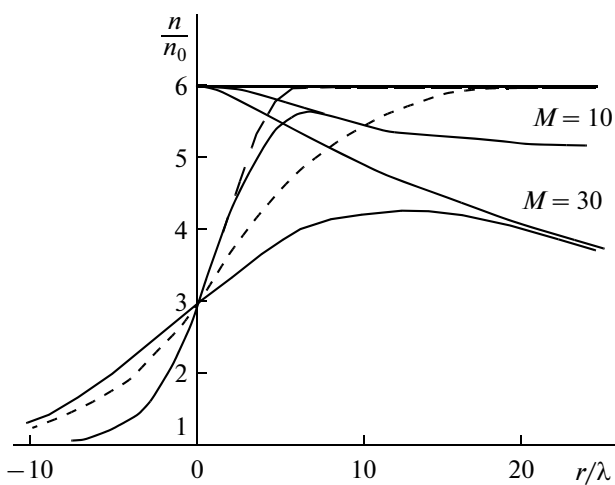


Рис. 12. Распределение концентрации частиц в зоне максвеллизации для сферической (—) и плоской (---) ударной волны.

Ясно, что с ростом M эффективность процесса макселизации падает, зона расширяется, а максимум плотности уменьшается. В работе [Ступицкий, 1977] получен приближенный критерий значительного (разы) возрастания концентрации частиц в скачке

$$M \leq M_* = 9.6 \times 10^{-4} E^{1/5} \delta_0^{2/5}, \quad (15)$$

где E – энергия взрыва, ушедшая в ударную волну в килотоннах, $\delta_0 = n(h)/n_0$ – относительная концентрация перед фронтом волны ($n_0 = 2.67 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$). При $q = 300$ кт, $h = 150$ км, $\delta_0 = 2 \times 10^{-9}$ в волну уходит энергия $E \approx 40$ кт и получаем $M_* = 67$. Если оценить по автомодельному решению, то такому числу M соответствует радиус фронта волны $R_\phi \approx 17$ км, скорость фронта $V_\phi = 45$ км/с (для 150 км принята скорость звука 670 м/с), что хорошо согласуется с результатами расчетов по формированию ударной волны в заключительной стадии взаимопроникновения плазмы и воздуха, когда зона взаимопроникновения сравнительно невелика.

Из соотношения (15) можно оценить ту высотную границу, где могут формироваться ионизирующие ударные волны, образованные в результате столкновений частиц, полагая, что ионизация в ударной волне существенна, когда $M \geq 10$. Из выражения (15), для $q = 300$ кт, получаем $\delta_0 \geq 2 \times 10^{-11}$, что соответствует высотам $h \leq 270\text{--}300$ км. Результаты радиофизических измерений в натуральных экспериментах подтверждают эту оценку как по угловым, так и по амплитудным значениям электронной концентрации.

4.2. Взаимодействие плазмы с разреженной ионосферой и геомагнитным полем

С ростом высоты взрыва, основные процессы, обуславливающие торможение плазмы, связаны с геомагнитным полем. Исследования процессов взаимодействия границы плазмы с магнитным полем является одной из важных задач физики плазмы. В частности, именно этим процессам уделяется большое внимание при исследовании термоядерной проблемы с удержанием плазмы в магнитных ловушках [Конкашбаев и др., 1978].

При исследованиях развития КЯВ можно рассматривать три основных механизма, определяющих взаимодействия плазмы и поля в сильно разреженной ионосфере: диамагнитный эффект сильного вытеснения поля плазмой, когда процесс диффузии поля в плазму, за время ее торможения, не успевает существенно изменить структуру вытесненного из плазмы поля; развитие микронеустойчивостей вблизи фронта, определяющих диффузию поля в плазму; образование вблизи фронта плазмы “магнитной стенки”, при

прохождении через которую ионы фона отбирают кинетическую энергию у плазмы – это так называемый лонгмайровский механизм взаимодействия взаимопроникающих ионизованных потоков во внешнем магнитном поле. Степень реализации и физические процессы в каждом из указанных трех механизмов существенно зависят от степени ионизации плазмы после завершения инерционной стадии разлета, степени ионизации и общей концентрации частиц в окружающей ионосфере.

Для высокой начальной удельной энергии плазмы ($q/M \geq 2.5 \times 10^{16}$ эрг/г) степень ионизации $\alpha_\infty > 1$, и дальнейшее взаимодействие геомагнитного поля и разреженного воздуха, частично ионизованного жестким излучением, происходит с полностью ионизованной плазмой. Поэтому для таких условий применимо односкоростное МГД-приближение. Когда степень ионизации плазмы α_∞ становится меньше единицы, и присутствует значительное количество, как нейтралов, так и ионов, то в этом случае, как показывает анализ, для корректного описания системы “плазма + фон”, необходимо использовать пятискоростное приближение: ионы плазмы, нейтралы плазмы, ионы фона, нейтралы фона, электроны. Так как геомагнитное поле взаимодействует только с заряженной компонентой, то в МГД-приближении ионы воздуха, взаимодействуют с поджатым геомагнитным полем на ионном фронте плазмы, и спустя определенное время образуют перед ее фронтом МГД-волну; при этом нейтралы фона проникают внутрь разлетающейся плазмы. Так как на нейтралы плазмы также не действует геомагнитное поле, то при разлете плазмы на расстояния больше примерно

$$R_{CT} \geq \sqrt{\frac{3M\sigma}{4\pi m}} \delta \approx 20\text{--}40 \text{ км},$$

(где $\delta \approx 0.3\text{--}0.5$, $\sigma = 5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$), столкновительное взаимодействие ионов и нейтралов плазмы не в состоянии будет обеспечивать равенство скоростей: ионы будут тормозиться геомагнитным полем, а нейтралы будут уходить на значительные расстояния, образуя собственную возмущенную область в результате столкновений с молекулами воздуха.

С уменьшением начальной энергии плазмы степень ее ионизации α_∞ становится значительно меньше единицы, но вместе с тем уменьшается радиус ее торможения геомагнитным полем, оцененный в диамагнитном приближении. Для $q \sim 4.2 \times 10^{19}$ эрг этот радиус равен ~ 100 км, т.е. сравним с радиусом $R_{CT} = 35$ км, когда становится возможным разделение (стратификация) ионов и нейтралов. Поэтому для таких энергий можно приближенно полагать, что столкновительное взаимодействие способно обеспечить применимость

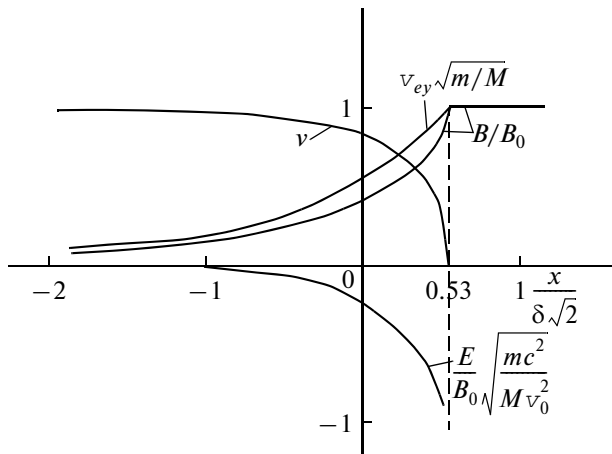


Рис. 13. Распределение основных параметров в переходном слое.

односкоростного приближения на всем протяжении движения плазмы. Таким образом, возникновение сильной стратификации и многоскоростное течение плазмы и фона (пятискоростное приближение) необходимо использовать уже на стадии интенсивного торможения для «средних» энергий плазмы ($q \sim 4 \times 10^{20} - 10^{22}$ эрг). Важно также, что при разлете плазмы сравнительно низкой удельной энергии в сильно разреженной ионосфере ($h \geq 450$ км) радиус торможения геомагнитным полем сравнительно невелик (~ 100 км), поэтому неоднородность поля можно не учитывать. Для такого рода магнитосферных экспериментов секторное газодинамическое приближение применимо вплоть до начала интенсивного торможения плазмы ($t \leq 1$ с), а затем еще продолжительное время ($t \approx 10$ с) газодинамическое течение остается двумерным.

При сферическом расширении плазменного облака в пустоте его температура и давление с течением времени асимптотически стремятся к нулю. Исчезают хаотические составляющие скоростей частиц, и облако превращается в совокупность частиц, летящих по инерции в строго радиальных направлениях. Это происходит на инерционной стадии разлета ($R < 1$ км), задолго до начала заметного торможения плазмы геомагнитным полем ($R_B \approx 100 - 300$ км) при полном количестве частиц в плазме $N \sim 2 \times 10^{28}$ их концентрация при разлете до $R = 10$ км $n = 5 \times 10^9$ см $^{-3}$, а при $R = 100$ км $n = 5 \times 10^6$ см $^{-3}$. Ясно, что взаимодействие частиц с геомагнитным полем в переходном слое между плазмой и полем, и передача энергии от радиального потока частиц полю носит бесстолкновительный характер. Если частота столкновений $\nu = 0$, то $\sigma = e^2 n_e / m \nu = \infty$ и коэффициент диффузии $D = c^2 / 4\pi\sigma = 0$, т.е. с макроскопической точки зрения между фронтом плазмы и

поля существует бесконечно тонкая контактная граница. Однако, как и при распространении обычной ударной волны в газе, когда ширина скачка уплотнения определяется средней длиной пробега частиц, так и в случае бесстолкновительного взаимодействия фронта плазмы с магнитным полем толщина переходного слоя должна определяться ларморовскими радиусами частиц. Но разворот заряженных частиц в магнитном поле приводит к появлению тока вдоль поверхности плазмы, перпендикулярно магнитному полю и скорости частиц. Магнитное поле этого тока и уничтожает внешнее поле за переходным слоем в объеме плазмы. Ввиду малой массы электронов их траектории изгибаются магнитным полем сильнее, чем траектории ионов. В силу этого ионы будут опережать электроны. Возникающее при этом разделение зарядов приводит к образованию электрического поля, направленного перпендикулярно фронту, которое тормозит ионы и ускоряет электроны [Логмайр, 1966]. Структура переходного слоя между плазмой и полем определяется из решения уравнения движения частиц и электромагнитного поля. Для относительной скорости, направленной из плазмы перпендикулярно (ось x) фронту получаем

$$\frac{v dv}{(1-v)\sqrt{1+v}} = -\frac{dx}{\delta}, \quad (16)$$

где $v = \frac{V_x}{V_0}$; V_0 — скорость на $x = -\infty$; $\delta = \sqrt{R_{Li} R_{Le}}$ —

характерная толщина переходного слоя — среднее геометрическое из ларморовских радиусов ионов и электронов. Уравнение (16) имеет аналитическое решение для v , через которое выражаются остальные параметры переходного слоя, показанные на рисунке 13. Стационарные решения для всех параметров при $x \rightarrow -\infty$ имеет экспоненциально асимптотический характер с характерным масштабом изменения δ . В переходном слое нет частиц, постоянно находящихся в области магнитного поля, т.е. захваченных этим полем. после

разворота частицы уходят на $-\infty$, причем $\frac{V_x}{V_0} = 1$.

Характерная толщина переходного слоя для плазмы взрыва $R_{Li} \approx 5.6$ см, $R_{Le} \approx 28 \times 10^5$ см равна $\delta \approx 12$ м, т.е. на несколько порядков меньше, чем радиус ее торможения. Расчеты магнитосферных взрывов небольшой мощности, выполненные до стадии интенсивного торможения в приближении классического коэффициента диффузии поля в плазму полностью подтвердили диамагнитный характер поведения плазменного облака.

Задача расчета пространственной структуры магнитного поля, даже при сферическом разлете плазмы, является принципиально неоднородной. Так как значения пространственных производных вдоль Θ и r направлений сравнимы, а по ф за-

метно меньше, то мы использовали двумерную постановку для расчета поля:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\Theta}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(U_\Theta B_r - U_r B_\Theta)] + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[D \left(\frac{\partial r B_\Theta}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \Theta} \right) \right] \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) &+ \frac{1}{r \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} (\sin \Theta B_\Theta) = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Для численного решения этой полевой задачи оказывается удобнее переформулировать ее в терминах векторного потенциала. Вследствие допущения об осевой симметрии, отличным от нуля оказывается лишь один его компонент A_Φ :

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + U_r \frac{\partial \tilde{A}}{\partial r} = D \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial r^2} + D \frac{f}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} [f \tilde{A}], \quad (18)$$

здесь введены обозначения: $\tilde{A} = rA_\Phi$, $f = f(y) = \sin \Theta$, $y = \cos \Theta$.

Начальные условия: $\tilde{A}_0(r, f) = \frac{r^2}{2} B_0 f$, B_0 – невозмущенное магнитное поле. Граничные условия:

$$\begin{aligned} \forall r : \frac{\partial}{\partial y} [f \tilde{A}] \Big|_{y=0} &= 0, \quad \tilde{A} \Big|_{y=1} = 0; \\ \forall y : \tilde{A} \Big|_{r=0} &= 0, \quad \tilde{A} \Big|_{r=R} = \frac{R^2}{2} B_0 f, \end{aligned}$$

где R – размер расчетной области для магнитного поля. Через \tilde{A} выражаются компоненты магнитного поля:

$$B_r = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial y} [f \tilde{A}]; \quad B_\Theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial y}. \quad (19)$$

Численное решение производится с использованием обобщенной на двумерный случай схемы Кранка-Николсона с расщеплением по процессам и направлениям.

Входящий в уравнение для \tilde{A} коэффициент диффузии плазмы D определяется ее проводимостью. Учитывая общий характер принятых приближений, мы не учитывали тензорный характер проводимости в области диффузии поля. Анализ расчетных данных показал, что в прифронтной области, где может развиваться диффузия, холловская и педерсеновская проводимости ниже обычной продольной проводимости, которая и использовалась в расчетах.

Если $\alpha \leq 1$, то классическое выражение для коэффициента диффузии можно записать в виде

$$D = 0.82 \times 10^6 \frac{\Lambda \alpha + 3.07 \times 10^{13} \sigma_{e0} T_e^2 (1 - \alpha)}{\alpha T_e^{3/2}}, \quad (20)$$

где D измерено в $\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$; T_e – эВ; $\Lambda \cong 15$ (для средних значений плазменных параметров). Для $\alpha > 1$ сумма $\sum \alpha_z z^2 \approx \alpha^2$ и $D = 0.82 \times 10^6 \Lambda \alpha / T_e^{3/2}$. Внутри образующейся на фронте плазменной “стенки” $T_e \approx 0.1$ эВ. При такой T_e для молекул воздуха $\sigma_{e0} = 5.5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ [Хастед, 1965]. Надежные данные по σ_{e0} для плазменных компонент отсутствуют, поэтому принималось приведенное выше значение.

На рисунках 14–16 показано радиальное распределение основных параметров плазмы ($q = 4.2 \times 10^{19}$ эрг, $M = 10^6$ г) на стадии торможения на ряд моментов времени. Торможение плазмы приводит к резкому повышению плотности и температуры на периферии плазмы, причем ионная и электронная температуры, отличаясь на четыре порядка внутри плазмы ($T_e = 5 \times 10^{-4}$ эВ, $T_i = 2 \times 10^{-8}$ эВ), на периферии примерно выравниваются ($T_e \approx T_i \approx 0.1$ эВ) из-за столкновений.

Расчеты также показали, что на ранние моменты времени ($t < 1$ с) происходит практически полное вытеснение магнитного поля из плазмы при использовании классического выражения для коэффициента диффузии, как для малых (рис. 15), так и для больших мощностей взрыва (рис. 16), и передачи энергии от плазмы к полю происходит через тонкий пограничный слой $\delta = \sqrt{R_{Li} R_{Le}}$.

В описанных расчетах использовалось классическое выражение для коэффициента диффузии. Однако многочисленные лабораторные и крупномасштабные эксперименты с плазменными потоками в магнитном поле свидетельствуют о возможности аномально высокой скорости диффузии поля в плазму [Гаврилов и др., 2003; Брюнеткин и др., 1992; Ананьин и др., 1990]. При взрывах в верхней атмосфере о степени вытеснения геомагнитного поля плазмы можно судить, в частности, по поперечным размерам зоны люминесцентного свечения, которое возбуждается потоком бета-электронов, выходящих из плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля. Для взрыва на 60 км поле вытеснено из плазмы, по крайней мере, до времени 1–2 с [Физика ..., 2009]. Вместе с тем для взрыва на 150 км поперечные размеры бета-электронного потока существенно превосходят те, которые соответствуют полному вытеснению поля плазмой уже на время порядка 0.01 с.

В обоих случаях промагничивание плазменного облака происходит гораздо быстрее, чем это следует из элементарных классических представлений о столкновительном механизме диффузии. В частности, выполненный в работе [Репин и др.,

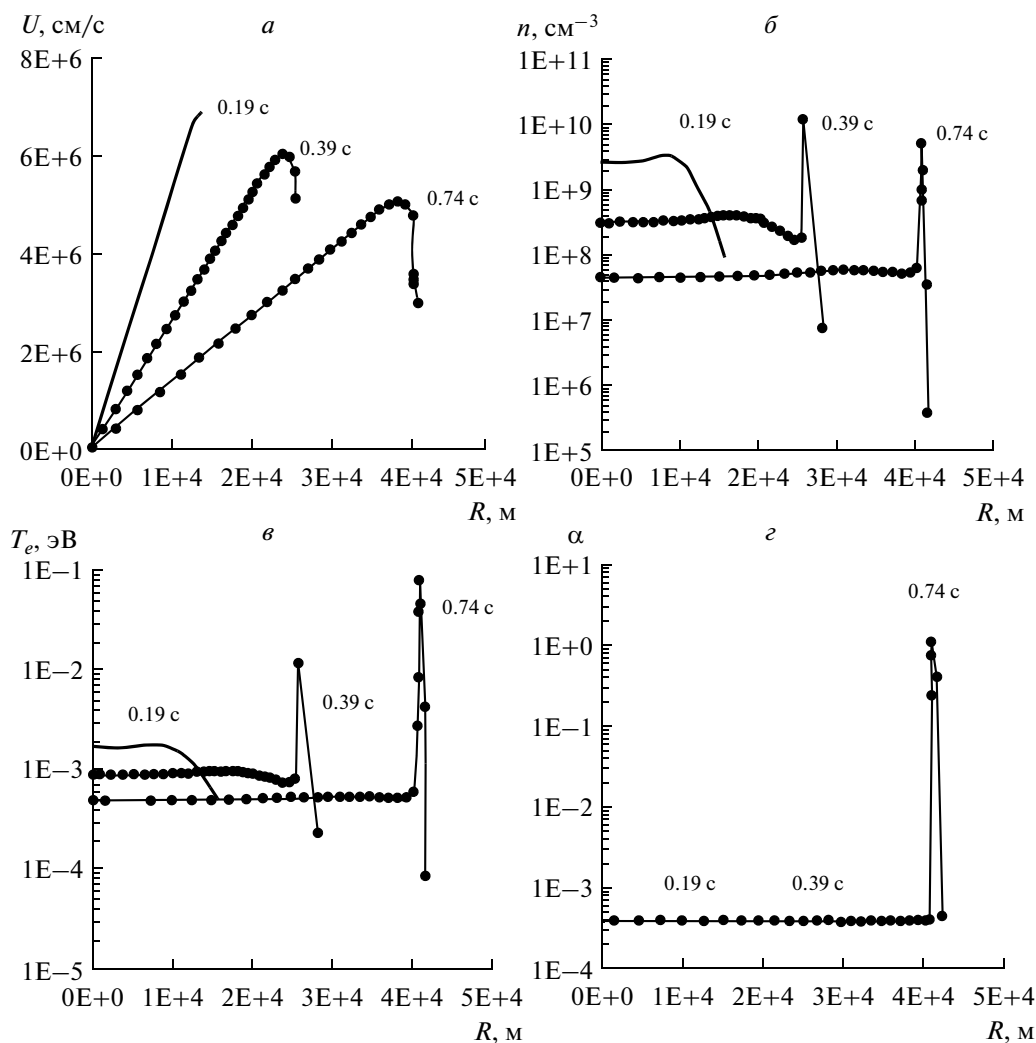


Рис. 14. Распределение скорости (*a*), плотности плазмы (*б*), распределение электронной температуры (*в*) и степени ионизации (*г*) на стадии торможения геомагнитным полем.

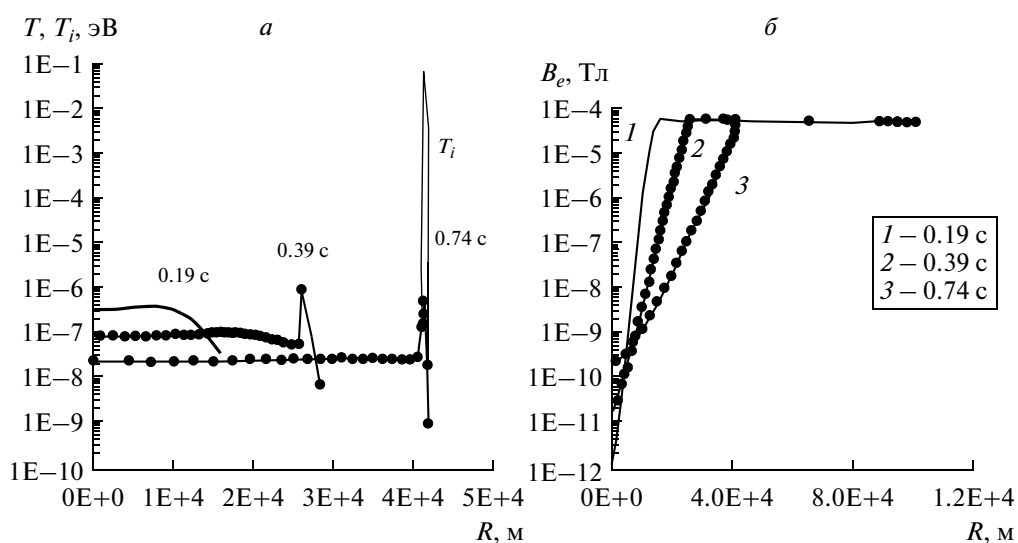


Рис. 15. Распределение ионной температуры, газодинамической температуры (*a*) и возмущенного геомагнитного поля (*б*) на стадии торможения.

2003] расчетно-теоретический анализ поведения плазменной струи в геомагнитном поле [Гаврилов и др., 2003] показал, что обнаруженную в эксперименте аномально быструю диффузию поля в плазму, можно объяснить увеличением эффективной частоты электрон-ионного взаимодействия в результате развития бунемановской неустойчивости в прифронтовых слоях плазмы. В данном случае эта неустойчивость является одной из разновидностей дрейфовой неустойчивости, связанной с диамагнитными токами в плазме.

В стадии взаимодействия разреженной плазмы с ионосферой между ионами плазмы, воздуха и электронами возникает относительная скорость, т.е. $U_{\text{иП}} \neq U_{\text{иВ}} \neq U_e$. Наличие относительной скорости между частицами способствует развитию целого класса неустойчивостей, таких как ионно-звуковая, двухпоточковая, бунемановская. Магнитное поле может обуславливать развитие нижегибридной дрейфовой, ионно-циклотронной и других неустойчивостей [Михайловский, 1975]. Другими словами, поток заряженных частиц, проходящий через плазму, создает в плазме условия, способствующие развитию внутренних микро-неустойчивостей по отношению к различного рода колебаниям. Создавая микроколебания в плазме, сам поток рассеивает свою энергию и тормозится. Оставаясь в рамках магнитогиродинамического приближения для описания взаимодействия разреженной плазмы взрыва с воздухом, будем характеризовать коллективное взаимодействие частиц эффективными частотами столкновений, т.е. выражать их через макропараметры плазмы: скорость, температуру, плотность и зарядовый состав.

В настоящее время имеются, полученные на основе эксперимента, оценочные выражения для эффективных частот столкновений для основных неустойчивостей, которые могут влиять на скорость торможения плазмы [Дубовой, 1972; Галеев, 1972; Арцимович и Сагдеев, 1979; Sgro and Nilson, 1976]. К сожалению, описанные выше бесстолкновительные коллективные механизмы взаимодействия мало исследованы при высоких относительных скоростях движения взаимопроникающих плазменных потоков. Однако, существующие оценки [Biskamp, 1973] свидетельствуют о том, что эффективность бесстолкновительного взаимодействия с увеличением скорости снижается (возбуждаются лишь поперечные микроколебания, слабо влияющие на продольную составляющую скорости). Это подтверждается расчетами для ионной [Paradopoulos, 1971] и модифицированной двухпоточковой неустойчивостей [MacBride, 1972], в которых обнаружена стабилизация этих неустойчивостей с увеличением числа Маха волны. Таким образом, при сильном разрежении и больших относительных скоростях движения эффективность турбулентных бесстолкновительных процессов

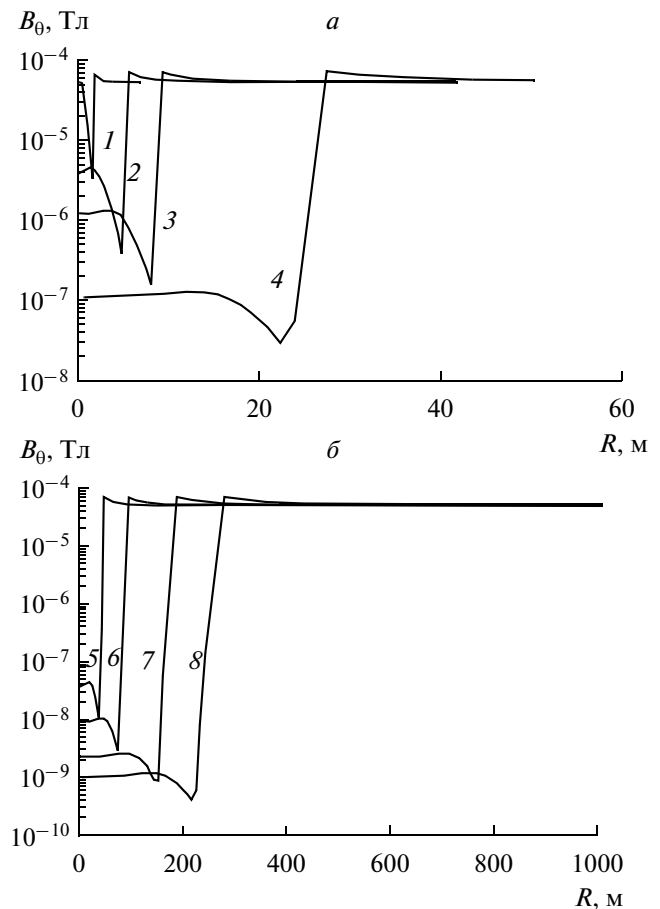


Рис. 16. Распределение возмущенного геомагнитного поля на различные моменты времени: кривые 1 – 9.8×10^{-7} , 2 – 4.4×10^{-6} , 3 – 7.8×10^{-6} , 4 – 2.5×10^{-5} , 5 – 4.2×10^{-6} , 6 – 8.4×10^{-5} , 7 – 1.7×10^{-4} , 8 – 2.5×10^{-4} время в секундах.

взаимодействия падает, и имеющиеся в литературе выражения для их учета, по-видимому, следует рассматривать как оценку сверху. Но даже в этом приближении, как показали расчеты, коллективные процессы не способны обеспечить интенсивного взаимодействия взаимопроникающих потоков плазмы и окружающего воздуха.

Более важную роль в торможении плазмы при уменьшении столкновительного взаимодействия начинает играть геомагнитное поле вблизи фронта плазмы в результате действия магнитного ламинарного механизма (МЛМ), предсказанного Лонгмайром [Longmire, 1971] и рассмотренного в последующих теоретических и экспериментальных работах [Антонов и др., 1984; Голубев и др., 1978; Башурин и др., 1983; Захаров и др., 1998]. Физическую суть и масштаб основных параметров, определяющих действие МЛМ, можно выяснить на простой модели взаимодействия плазмы и фона через формирующуюся на фронте плазмы

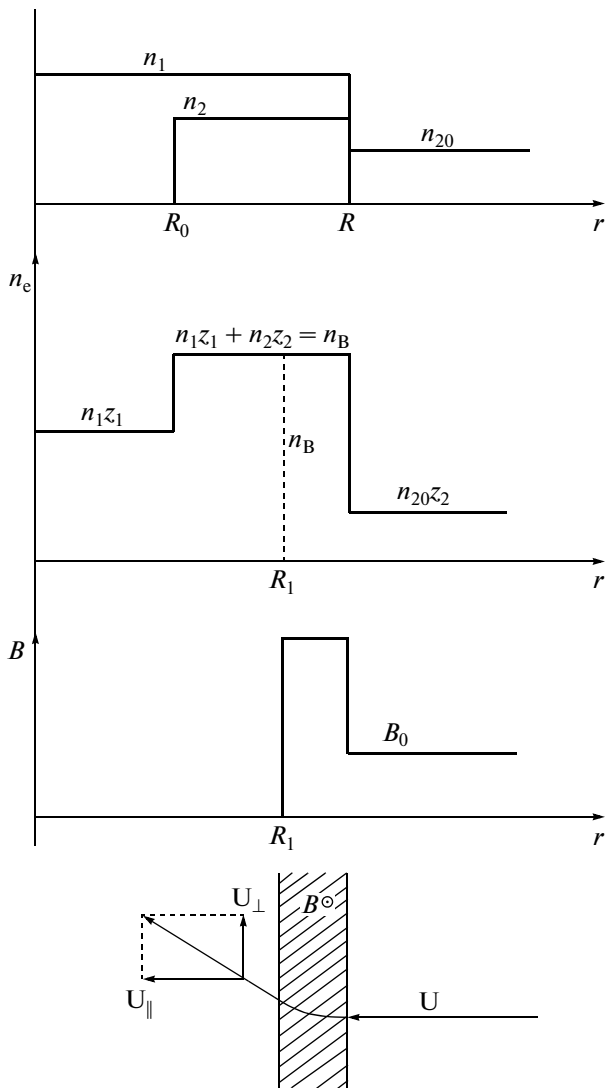


Рис. 17. Схема радиального распределения концентрации ионов, электронов и магнитного поля по модели Лонгмайра.

магнитную стенку. Пусть в результате действия жесткого излучения плазмы в окружающем, неохваченном движении воздухе, образуется ионная концентрация n_{20} и электронная концентрация $n_{20}z_2$. В самой плазме, после завершения рекомбинационных процессов и разлете на некоторый радиус $R = u_0 t$, концентрация ионов равна $n_1(t) = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi R^3}$, а электронов $n_1 z_1$, где $N \approx 2 \times$

10^{28} – общее число частиц плазмы. Будем предполагать, что к этому моменту времени внешние слои разлетающейся плазмы уже стали достаточно разреженными, и фоновая плазма, будучи предварительно поджаты из-за начального вытеснения, проникает вглубь разлетающейся плазмы взрыва до радиуса $R_0 < R$. Таким образом, в об-

ласти $r < R_0$ существует только плазма облака, в области $R_0 < r < R$ существуют встречные ионные потоки плазмы и фона и при $r > R$ – невозмущенная замагниченная плазма фона. В области двухскоростного движения ионов электроны совершают дрейфовое движение. В силу малости ларморовского радиуса электронов R_{Le} электроны плазмы облака и замагниченные электроны внешней плазмы не перемешиваются. Между ними существует граница на некотором радиусе R_1 , которая и является границей магнитной стенки (рис. 17). Эту границу можно найти из условий сохранения числа частиц и условия квазинейтральности

$$R_1 = R_* \left(\frac{1 + \frac{R_0^3}{R_*^3} - \frac{R_0^3}{R^3}}{1 + \frac{R_*^3}{R^3} \left(1 - \frac{R_0^3}{R^3} \right)} \right). \quad (21)$$

Здесь $R_* = \left(\frac{N z_1}{\frac{4}{3} \pi n_{20} z_2} \right)^{\frac{1}{3}}$ – радиус разлета плазмы, при котором концентрация электронов плазмы сравнивается с концентрацией электронов фона. Из условия сохранения магнитного потока можно оценить величину магнитного поля в магнитной стенке толщиной $(R - R_1)$

$$B_0 \pi R^2 = B \pi (R^2 - R_1^2).$$

Получим

$$B = B_0 \left(1 - \frac{R_1^2}{R^2} \right)^{-1}. \quad (22)$$

Таким образом, из области $r < R_1$, магнитное поле вытеснено полностью. В области $R_1 < r < R = u_0 t$ формируется близкое к однородному магнитное поле с индукцией, меняющейся со временем по закону (22), а максимальный радиус вытеснения поля плазмой выходит на предел $R_1 \approx R_* \left(1 + \frac{R_0^3}{R_*^3} \right)^{\frac{1}{3}}$.

Диссипация приводит к ограничению роста B при $r \rightarrow R_1 + 0$. За счет диффузии внутрь области $R_1 - R_0$ будет распространяться волна снижения амплитуды поля. Положение максимума амплитуды r_m на момент времени t легко оценить

$$r_m = R_1(t) + \Delta, \quad \text{где } \Delta = \left(\int_0^t D(t') dt' \right)^{\frac{1}{2}}.$$

При $T_e = 1$ эВ, $R = 10^6$ см, $u = 5 \times 10^7$ см/с получаем $D = 10^7$ см²/с, $t = 0.02$ с; $\Delta = 5 \times 10^3$ см, т.е. $\frac{\Delta}{R_1} \ll 1$. Исходя из этих величин можно показать, что максимум значения поля внутри магнитной стенки: $B_m \approx 3B(r = R)$.

Используя принятые величины, легко показать, что энергия магнитного поля в диффузионном слое $R_1 \div (R_1 + \Delta)$ не превышает 20% от общей энергии поля в слое $R_1 \div R$. Таким образом, небольшая неточность, связанная с учетом детальной структуры поля в области $r \sim R_1$ не дает существенной погрешности в определении структуры лонгмайровской стенки, которая в основном определяется профилем $n_e(r)$. Такова качественная картинка поведения поля в магнитной стенке Лонгмайра.

Ионы воздуха, проходя через слой, испытывают под действием магнитного поля отклонение, величина которого зависит от соотношения ширины слоя и ларморовского радиуса ионов (рис. 17). На ранние моменты времени, когда $R - R_1 < R_{Л2}$, ионы воздуха, проходя через стенку, испытывают отклонение менее чем на $\frac{\pi}{2}$. Имея в виду применение магнитогидродинамического приближения, можно получить приближенное расчетное выражение для оценки скорости передачи импульса и энергии от плазмы ионам воздуха на стадии, когда $R - R_1 < R_{Л2}$:

$$\tilde{R}_{12}^c = -\frac{ez_2 n_{20} B}{c} (\bar{u}_{1r} - \bar{u}_{2r}) \tilde{\phi}(\delta, \varphi)$$

$$Q_{12}^c = u_1 R_{12}^c.$$

Здесь δ — отношение радиального размера расчетной ячейки к ларморовскому радиусу ионов воздуха в данной ячейке, n_{20} — концентрация ионов воздуха, φ — угол разворота иона воздуха после прохождения расчетной ячейки.

Функция $\tilde{\phi}(\delta, \varphi)$ определяется размером ячейки δ и углом φ .

Расчеты показали, что механизм лонгмайровской стенки существенно ограничен по времени и уже на расстоянии $R_C = 3ct_0 u / eB_0$ магнитная стенка становится непроницаемой для ионов воздуха. При $u = 10^7 - 10^8$ см/с $R_C = 1 - 10$ км, что значительно меньше характерных радиусов разлета плазмы на $h \geq 250$ км.

На расстоянии $R > R_C$ ионы воздуха отражаются от магнитной стенки и образуют перед фронтом плазмы присоединенную бесстолкновительную магнитогидродинамическую ударную волну (БУВ). Охваченные этой волной ионы воздуха

полностью вытесняются перед фронтом разлетающейся плазмы, аналогично модели “снежного плуга” [Stuart, 1965]. Анализ показывает, что за фронтом БУВ основная доля внутренней энергии плазмы приходится на интенсивные плазменные колебания, связанные как с микронеустойчивостями в плазме, так и с ее специфическими дисперсионными свойствами. Определенный вклад в передачу энергии от БУВ нейтралам воздуха дает процесс резонансной перезарядки [Любченко и др., 1884; Любченко и Ступицкий, 1984]. Суть механизма состоит в следующем. В начале распространения, БУВ создается ионами воздуха, которые были в нем до прихода плазмы. Пока толщина БУВ невелика, почти все нейтральные частицы воздуха успевают пройти БУВ никак не взаимодействуя с ионами воздуха, образующими БУВ. Однако по мере развития БУВ и увеличения ее толщины, резонансная перезарядка нейтралов воздуха на собственных ионах обеспечивает захват все более значительной части атомов воздуха магнитным полем волны, передавая им свою энергию и импульс. Быстрый же ион, двигавшийся с волной, перезарядившись, стал нейтралом и уходит из волны. Детальный анализ процесса образования ионов и нейтралов в результате резонансной перезарядки в БУВ дан нами в работах [Любченко и др., 1884; Любченко и Ступицкий, 1984]. Важно отметить, что “отработавший” в волне и покидающий ее поток нейтралов имеет скорость порядка скорости волны ($\sim 10^7$ см/с) и способен при взрыве на высоте $h \geq 120 - 150$ км практически бесприпятственно уходить в верхнюю полусферу за пределы атмосферы. Таким образом, общий поток нейтральных частиц, распространяющихся в верхнюю ионосферу, состоит из нейтралов плазмы и воздуха. Угловые характеристики потока в зависимости от высоты подробно рассмотрены в работе [Ступицкий, 2006]. Там же получены аналитические выражения для оценки радиуса торможения плазмы для взрывов на высотах вплоть до 1000 км и дано сравнение с экспериментом “Морская звезда”.

При расчете общей глобальной картины динамики взрыва, образующиеся перед плазмой волновые возмущения испытывают эволюцию в зависимости от параметров окружающей среды: магнитного поля, степени ионизации среды и концентрации частиц окружающей среды. При достаточно большой концентрации частиц, присоединенная волна, по мере торможения плазмы, отрывается от нее и распространяется как обычная ударная волна, ионизуя воздух. Это происходит на высотах $h \leq 250$ км. В верхнюю полусферу, где концентрация уменьшается, распространяется магнитозвуковая волна, которая в отсутствие диссипации имеет глобальный характер распространения. На ее динамику влияет общая структура геомагнитного поля. В приполярные области

распространяются альвеновские волны, формируемые магнитозвуковой волной.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в первой части обзора дан анализ основных физических процессов, определяющих развитие космического ядерного взрыва на ранней стадии динамики плазмы. Приведенные результаты расчета параметров возмущенной области свидетельствуют о том, что ядерные взрывы в ионосфере имели не только прикладное значение, но позволили исследовать целый спектр крупномасштабных плазменных и геофизических явлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н. Активные геофизические ракетные эксперименты “Флактус 1.2” // Докл. АН. Т. 361. С. 818–821. 1999.
- Ананьин О.Б., Ступицкий Е.Л. О потере энергии ионами, проходящими через плазму // Физика плазмы. Т. 7. № 6. С. 1382–1390. 1981.
- Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Замышляев Б.В., Гузь А.Г., Ступицкий Е.Л., Худавердян А.М. Спектральные исследования углеродной лазерной плазмы, разлетающейся в фоновую среду // Физика плазмы. Т. 9. № 2. С. 319–315. 1983а.
- Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Пекленков В.Д., Ступицкий Е.Л. Пространственно-временные характеристики лазерной плазмы в поперечном магнитном поле // Материалы конференции по ФНТП. Л.: Наука. 210 с. 1983б.
- Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Новиков И.К., Ступицкий Е.Л., Фролов С.П., Худавердян А.М. Взаимодействие лазерной плазмы с разреженным газом // Препр. МИФИ. № 012-85. М.: Изд-во МИФИ, 20 с. 1985.
- Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Любченко О.С., Новиков И.К., Фролов С.П., Худавердян А.М. Разлет лазерной плазмы в разреженный газ во внешнем магнитном поле // Препр. МИФИ. № 053-90. М.: Изд-во МИФИ, 27 с. 1990.
- Ананьин О.Б., Новиков И.П., Ступицкий Е.Л. О захвате лазерной плазмой разреженного фонового газа // Квантовая электроника. Т. 17. № 5. С. 614–618. 1990.
- Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Ступицкий Е.Л. и др. Исследование разлета лазерной плазмы в фоновый газ с помощью высокоскоростной фотографии // Квантовая электроника. Т. 18. № 7. С. 869–872. 1991.
- Антонов В.М., Башурин В.П., Голубев А.И. О механизме бесстолкновительного взаимодействия между фоновой плазмой и плазменным облаком // Препр. № 18–84. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 75 с. 1984.
- Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 317 с. 1979.
- Башурин В.П., Голубев А.И., Терехин В.А. О бесстолкновительном торможении ионизованного облака, разлетающегося в однородную замагниченную плазму // ЖПМТФ. № 5. С. 10–17. 1983.
- Белов Б.А., Левитин А.Е., Родина Т.В. Разлет плазменного облака в магнитосфере Земли. Исслед. по проблемам солнечно-земной физики. М.: Наука. С. 140–155. 1975.
- Броуд Г. Расчеты взрыва на ЭВМ. М.: Мир, 290 с. 1976.
- Брюнеткин Б.А., Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л., Фасенов А.Я. Разлет лазерной плазмы в однородном магнитном поле // Квантовая электроника. Т. 19. № 3. С. 83. 1992.
- Вайнштейн Х.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий // М.: Наука, С. 282. 1979.
- Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Менг И.И. Движение плазменной струи поперек геомагнитного поля в активном геофизическом эксперименте “North Star” // Космич. исслед. Т. 41. № 1. С. 33–34. 2003.
- Галеев А.А. Аномальное сопротивление плазмы из-за неустойчивости на циклотронных гармониках // Письма в ЖЭТФ. Т. 15. № 7. С. 417–420. 1972.
- Голубев А.И., Соловьев А.А., Терехин В.А. О бесстолкновительном разлете ионизованного облака в однородную замагниченную плазму // ЖПМТФ № 6. С. 33–42. 1978.
- Гуськов К.Г., Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Сравнение МГД и гибридного описания динамики разреженной плазмы // Препр. ИПМех. № 479. 1990.
- Долголева Г.В., Жмайло В.А. Метод расчета течений разреженной плазмы // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. № 2. 1986.
- Замышляев Б.В., Ступицкий Е.Л., Гузь А.Г., Жуков В.М. Состав и термодинамические функции плазмы. М.: Энергоатомиздат, 143 с. 1984.
- Захаров Ю.П., Оришич А.М., Паномаренко А.Г. Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов // Новосибирск: Изд-во НГУ. 210 с. 1998.
- Компанеев А.С. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере // ДАН СССР. Т. 130. В. 5. С. 1001–1005. 1960.
- Конкашбаев И.К., Ландман И.С., Улинич Ф.Р. Граница плазмы и поля с потерями частиц // Физика плазмы. Т. 4. В. 5. С. 1044–1050. 1978.
- Лейтунский О.И. О возможном магнитном эффекте при высотном взрыве атомных бомб // ЖЭТФ. Т. 38. С. 302–304. 1960.
- Лонгмайр К. Физика плазмы. М.: Атомиздат, 342 с. 1966.
- Любченко О.С., Гузь А.Г., Ступицкий Е.Л., Штенберг С.В. Авторское свидетельство № 219997 по заявке № 3089537 приоритетом от 15.05.1984.
- Любченко О.С., Ступицкий Е.Л. Выброс потока нейтральных частиц при взрывах в верхних слоях атмосферы // Статья деп. ЦИВТИ. № Р14744. 1984.
- Метелкин Е.В. О поляризации плазменного облака, расширяющегося в неоднородном магнитном поле // ПМТФ. В. 3. С. 12–18. 1989.
- Метелкин Е.В. Продольные токи, генерируемые движущимися плазменными образованиями // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 28. № 5. С. 760. 1988.
- Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. М.: Атомиздат, 360 с. 1975.
- Монагадзе Г.Г., Подгорный И.М. Моделирование взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли // Вестн. АН СССР. Т. 7. № 5. С. 38–42. 1968.
- Операция “Аргус”. М.: Атомиздат, 150 с. 1960.

- Операция “Морская звезда”. М.: Атомиздат, 420 с. 1964.
- *Подгорный И.М., Сагдеев Р.З.* Физика межпланетной плазмы и лабораторный эксперимент // УФН. Т. 98. № 3. С. 409–440. 1969.
- *Райзер Ю.П.* О торможении и превращении энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ. № 6 Т. 41. С. 19. 1963.
- *Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л., Шапранов А.В.* Численное моделирование поведения плазменной струи в геомагнитном поле // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 43. № 3. С. 1–9. 2003.
- *Сагдеев Р.З.* Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Сб. Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, В. 4. С. 20–80. 1964.
- *Сильнов С.М.* Автореферат диссертации. МИФИ. 17 с. 1975.
- *Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А.* Поведение высокоэнергетического плазменного сгустка в верхней ионосфере. Ч. 1. Начальная стадия разлета и торможения плазменного сгустка // Математическое моделирование Т. 16. № 7. С. 43–58. 2004.
- *Ступицкий Е.Л., Гузь А.Г.* Ионизационная модель высотного ядерного взрыва // Деп. ЦИВТИ. № Д 6042, № Д 6284. Указатель пост. Информ. Матер. В. 2(136). 1978.
- *Ступицкий Е.Л.* Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований // М.: Физматлит, 280 с. 2006.
- *Ступицкий Е.Л., Любченко О.С., Худавердян А.М.* Неравновесные процессы при разлете высокотемпературного лазерного сгустка // Квантовая электроника. Т. 12. № 5. С. 1038–1049. 1985.
- *Ступицкий Е.Л.* Механизм взаимодействия плазмы взрыва с ионосферой // Деп. ЦИВТИ. № Р13678. Указатель пост. Информ. Мат. В. № 1/174. 1984.
- *Ступицкий Е.Л.* Особенности плазменных течений взрывного типа в околоземном космическом пространстве // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 46. № 1. С. 26–43. 2006.
- *Ступицкий Е.Л.* Структура зоны максвеллизации и критерий образования ионизирующих ударных волн // Деп. ЦИВТИ. № Д 5691. Указатель пост. Информ. Матер. В. 9/131. 1977.
- Физика ядерного взрыва. Т. 1. М.: Физматлит, 832 с. 2009.
- *Филипп Н.Д., Ораевский В.Н., Блаунштейн Н.Ш., Ружин Ю.Я.* Эволюция искусственных плазменных неоднородностей в ионосфере Земли. Кишинев: Штиница. 407 с. 1986.
- *Хастед Д.* Физика атомных столкновений. М.: Мир, 590 с. 1965.
- *Хесс В.* Радиационный пояс и магнитосфера. М.: Атомиздат, 352 с. 1972.
- *Холодов А.С., Холодов Я.А., Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю.* Численные исследования поведения высокоэнергетического плазменного сгустка в верхней ионосфере. Ч. 2. Разработка трехмерной модели // Математическое моделирование Т. 16. № 8. С. 3–23. 2004.
- *Шиндлер К.* Лабораторные эксперименты по моделированию процессов в солнечном ветре и магнитосфере Земли / Физика магнитосферы: сб. статей / Пер. с англ. ред. Грингауз К.И. и Жуан. И.А. М.: Мир, 592 с. 1972.
- *Berthold W.K., Harris A.K., Hope H.J.* World-wide effects of hydro-magnetic waves due to Argus // J. Geophys. Res. V. 65. № 5. P. 2233–2239. 1960.
- *Biskamp D.* Collisionless shock waves in plasmas // Nuclear Fusion. V. 13. P. 719–749. 1973.
- *Colgate S.A.* The phenomenology of the mass motion of the high-altitude nuclear explosion // J. Geophys. Res. V. 70. P. 3161–3175. 1965.
- *Goforth R.R., Koopman D.W.* Collisional generation of precursor ions by laser-produced plasma expanding in gas // Phys. Fluids. V. P. 698–710. 1974.
- *Karsars W.J., Latter R.* Detection of the electromagnetic radiation from nuclear explosions in space // Phys. Rev. V. 137. № 58. P. 1369–1378. 1964.
- *Koopman D.W., Goforth R.R.* Collisional coupling in counterstreaming laser-produced plasma // Phys. Fluids. V. 17. P. 1500–1510. 1974.
- *Koopman D.W., Siebeneck H.I., Jellison G.* Turbulent interaction fronts in counterstreaming laser-produced plasma // Phys. Fluids. V. 22. P. 526–532. 1979.
- *Kownacki S.* Ionization of the atmosphere due to beta particles emitted by fusion product // J. Geophys. Res. V. 68. № 19. P. 5461–5471. 1963.
- *Longmire C.L.* Rand Corporation Report RM-3386-PR, 1963. Wright T.P. Early-Tim Model of Laser Plasma Expansion // Phys. Fluids. V. 14. № 9. P. 1905. 1971.
- *Lutmirsky R.F.* A model for the generation of magnetohydrodynamic waves by high-altitude nuclear bursts // J. Geophys. Res. V. 75. № 15. P. 4943–4958. 1968.
- *MacBride J.B.* Theory and Simulation of turbulent heating by the modified two-stream instability // Phys. Fluids. V. 15. № 12. P. 2367. 1972.
- *Maeda H., Shargaokar A.J., Yasuhara M., Matsushita S.* On geomagnetic effect on “The Starfish” high-altitude nuclear explosion // J. Geophys. Res. V. 69. № 15. P. 917–945. 1964.
- *Mott-Smith H.M.* Investigation of the shock structure // Phys. Fluids. V. 82. P. 885. 1951.
- *Papadopoulos K.* Heating of Counterstreaming ion beams in an external magnetic field // Phys. Fluids. V. 14. № 4. P. 849–864. 1971.
- *Philipp W.G.* Expansion of an ion cloud in the Earth’s Magnetic Field // Planet. Space Sci. V. 19. P. 1095–1119. 1971.
- *Poukey J.W.* Expansion of a plasma shell into a vacuum magnetic field // Phys. Fluids. V. 12. № 7. P. 1452–1458. 1969.
- *Rellog P.J., Ney E.P., Winkler J.R.* Geophysical effects associated with high-latitude explosion // Nature. № 183. P. 358–362. 1959.
- *Sgro A.G., Nilson C.N.* Development of the instability in the rare plasma // Phys. Fluids. V. 19. № 1. P. 126–133. 1976.
- *Stuart G.W.* Explosion in the rare atmosphere // The Physics of Fluids. V. 8. № 4. P. 420–430. 1965.
- *Zinn J., Hoerlin H., Petchek A.G.* Radiation trapped in the earth’s magnetic field / Ed. McCormac B.M. Dordrecht. Holland: Reidei Publ. 1966.