

УДК 550.388.2

Моделирование развития экваториальных плазменных пузырей из плазменных облаков

Н. М. Кащенко^a, С. А. Ишанов^b, С. В. Мациевский^c

Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,
Россия, 236016, г. Калининград, ул. А. Невского, д. 14

E-mail: ^a kaschtschenko@mail.ru, ^b sergey.ishanov@ya.ru, ^c sergei.matsievsky@ya.ru

*Получено 11.12.2018, после доработки — 29.03.2019.
Принято к публикации 08.04.2019.*

В работе определяются и изучаются два параметра процесса развития экваториальных плазменных пузырей (ЭПП): максимальная скорость внутри ЭПП и время развития ЭПП. Исследования проводятся для случаев, когда ЭПП возникают из одной, двух или трех зон повышенной концентрации, или начальных плазменных облаков. Механизмом развития ЭПП является неустойчивость Релея–Тэйлора (НРТ). Ранее было выяснено, что время начальной стадии развития ЭПП должно уложиться в интервал времени, благоприятный для формирования ЭПП (в этом случае линейный инкремент нарастания больше нуля). Этот интервал укладывается для экваториальной ионосферы Земли в промежутки от 3000 с до 7000 с.

Исследование проводилось в форме многочисленных вычислительных экспериментов с использованием разработанной авторами оригинальной двумерной математической и численной модели М12 развития НРТ в экваториальной ионосфере Земли, аналогичной стандартной модели США SAMI2. Эта численно-математическая модель М12 достаточно подробно описана в основном тексте статьи. Результаты, полученные в ходе проведенных исследований, могут быть использованы как в других теоретических работах, так и при планировании и проведении натурных экспериментов по генерации F-рассеяния в ионосфере Земли.

Численное моделирование проводилось для геофизических условий, благоприятных для развития в экваториальной F-области ионосферы Земли ЭПП в результате НРТ. Численные исследования подтвердили, что время развития ЭПП из начальных неоднородностей с повышенной концентрацией существенно больше времени развития из зон пониженной концентрации. Однако в условиях, благоприятных для НРТ, ЭПП успевают достигнуть достаточно развитого состояния. Численные эксперименты также продемонстрировали, что развитые неоднородности сильно и нелинейно взаимодействуют между собой даже тогда, когда начальные плазменные облака сильно удалены друг от друга. Причем это взаимодействие более сильное, чем при развитии ЭПП из начальных неоднородностей с пониженной концентрацией. Результаты численных экспериментов показали хорошее согласие параметров развитых ЭПП с экспериментальными данными и с теоретическими исследованиями других авторов.

Ключевые слова: ионосфера, математическое моделирование, численное моделирование, неустойчивость Релея–Тэйлора, начальное возмущение, экваториальный плазменный пузырь, начальное плазменное облако, множественные плазменные пузыри

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-01-00265).

UDC 550.388.2

Simulation equatorial plasma bubbles started from plasma clouds

N. M. Kashchenko^a, S. A. Ishanov^b, S. V. Matsievsky^c

Immanuel Kant Baltic Federal University,
14 A. Nevskogo st., Kaliningrad, 236016, Russia

E-mail: ^a kaschtschenko@mail.ru, ^b sergey.ishanov@ya.ru, ^c sergei.matsievsky@ya.ru

Received 11.12.2018, after completion — 29.03.2019.

Accepted for publication 08.04.2019.

Experimental, theoretical and numerical investigations of equatorial spread F, equatorial plasma bubbles (EPBs), plasma depletion shells, and plasma clouds are continued at new variety articles. Nonlinear growth, bifurcation, pinching, atomic and molecular ion dynamics are considered at these articles. But the authors of this article believe that not all parameters of EPB development are correct. For example, EPB bifurcation is highly questionable.

A maximum speed inside EPBs and a development time of EPB are defined and studied. EPBs starting from one, two or three zones of the increased density (initial plasma clouds). The development mechanism of EPB is the Rayleigh-Taylor instability (RTI). Time of the initial stage of EPB development went into EPB favorable time interval (in this case the increase linear increment is more than zero) and is 3000–7000 c for the Earth equatorial ionosphere.

Numerous computing experiments were conducted with use of the original two-dimensional mathematical and numerical model MI2, similar USA standard model SAMI2. This model MI2 is described in detail. The received results can be used both in other theoretical works and for planning and carrying out natural experiments for generation of F-spread in Earth ionosphere.

Numerical simulating was carried out for the geophysical conditions favorable for EPBs development. Numerical researches confirmed that development time of EPBs from initial irregularities with the increased density is significantly more than development time from zones of the lowered density. It is shown that developed irregularities interact among themselves strongly and not linearly even then when initial plasma clouds are strongly removed from each other. In addition, this interaction is stronger than interaction of EPBs starting from initial irregularities with the decreased density. The numerical experiments results showed the good consent of developed EPB parameters with experimental data and with theoretical researches of other authors.

Keywords: ionosphere, mathematical modeling, numerical simulating, Rayleigh–Taylor instability, initial irregularity, equatorial plasma bubble, initial plasma cloud, multiple plasma bubbles

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2019, vol. 11, no. 3, pp. 463–476 (Russian).

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project no. 17-01-00265).

1. Введение

1. Наблюдение экваториальных плазменных пузырей. Целью работы является исследование процесса развития экваториальных плазменных пузырей (ЭПП) в ионосфере Земли из начальных неоднородностей с концентрацией, повышенной относительно фоновых значений (небольших плазменных облаков), и с разными геометрическими характеристиками. ЭПП, относящиеся к среднемасштабным неоднородностям и развивающиеся в результате неустойчивости Рэлея–Тейлора (НРТ) на геомагнитном экваторе, растут вертикально вверх и удлиняются вдоль линий магнитного поля Земли [Кащенко, Мацневский, 2003]. При этом генерируются большие градиенты концентраций и скоростей, что может приводить в этих зонах к следующим эффектам [Гершман, 1974]:

- 1) развитие мелкомасштабных неоднородностей,
- 2) проявление эффектов F-рассеяния,
- 3) существенное влияние на точность работы спутниковых систем позиционирования и других космических и наземных радиоэлектронных систем.

В работе [Kil et al., 2009] имеется рисунок, на котором приведен пример данных спутниковых измерений, содержащий карты свечения на длине волны 135,6 нм. Интенсивность свечения на этой частоте примерно пропорциональна квадрату электронной концентрации. На рисунке хорошо видны структуры (plasma bubbles), вытянутые вдоль силовых линий магнитного поля Земли, пересекающие магнитный экватор и имеющие поперечные размеры менее 100 км. Подобные особенности являются характерными для ЭПП на магнитном экваторе.

Наряду со спутниковыми данными имеются многочисленные измерения наземными станциями, некоторые из них приведены в [Hysell et al., 2005; Zalesak et al., 1982; Bernhardt, 2007; Kherani et al., 2009]. Эти данные также демонстрируют указанные выше эффекты.

2. Линейный инкремент нарастания. Как известно из монографии [Гершман, 1974], ставшей давно классической, благоприятные условия для развития НРТ в экваториальной ионосфере возникают в вечернее время при наличии направленного вверх вертикального дрейфа и на начальной стадии развития ЭПП могут быть описаны линейным инкрементом нарастания γ имеющим вид [Martinis et al., 2005]

$$\gamma = \frac{\Sigma_F}{\Sigma_F + \Sigma_E} \frac{\nabla n_e}{n_e} \left(\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \frac{\vec{g}}{v_{in}} - \vec{U}_n \right) - \nu_R,$$

где ν_R — частота рекомбинации, ν_{in} — частота столкновений ионов с нейтральными частицами, \vec{E} — напряженность фонового электрического поля, \vec{B} — индукция магнитного поля Земли, \vec{g} — ускорение земного тяготения, \vec{U}_n — вектор скорости нейтрального ветра, Σ_F — интегральная вдоль магнитного поля проводимость Педерсена F-области, Σ_E — интегральная вдоль магнитного поля проводимость Педерсена E-области. Наличие положительных значений уприводит на линейной стадии к экспоненциальному росту обеднения ЭПП с характерным временем γ^{-1} . При этом условия развития НРТ улучшаются во время геомагнитных бурь.

3. Экспериментальные и численные исследования. Многие авторы исследовали как экспериментально, так и численно процессы развития ЭПП из начальных зон с *обеднением плазмы*, например, это работы [Kil et al., 2009; Zalesak et al., 1982; Bernhardt, 2007; Kherani et al., 2009; Кащенко и др., 2018; Tulası Ram et al., 2017; Yokoyama et al., 2014].

Исследований развития ЭПП при наличии в нижней ионосфере *плазменных облаков*, зон повышенной концентрации [Кащенко и др., 2018], проводилось гораздо меньше. При развитии ЭПП из начальных плазменных облаков время развития существенно больше, чем время развития из зон обеднения плазмы [Кащенко и др., 2018].

Заметим, что такие зоны плазменных облаков могут возникать как от естественных факторов [Кащенко и др., 1990], так и при искусственной инъекции плазмообразующих соединений

[Гайдуков и др., 1991] или в результате других воздействий. Также недостаточно исследованы процессы развития ЭПП из нескольких (двух или более) начальных неоднородностей [Кашенко и др., 1990; Кашенко и др., 1990; Кашенко и др., 2015].

«Честное» численное моделирование систем множественных ЭПП не следует путать с достаточно многочисленными численными экспериментами, при которых используется *периодические* системы ЭПП с периодическими граничными условиями, например исследованными в работе [Zalesak et al., 1982; Bernhardt, 2007; Kherani et al., 2009]. Сценарии развития ЭПП в этих случаях существенно различаются.

Множественные ЭПП в количестве двух могут возникать и при одной начальной неоднородности, когда эта неоднородность — плазменное облако [Гайдуков и др., 1991; Кашенко и др., 2018].

Данная работа посвящена изучению параметров процесса развития ЭПП при наличии в начале процесса одной, двух или трех зон повышенной концентрации, *начальных плазменных облаков*. Ранее было установлено, что в этом случае время начальной стадии развития ЭПП не должно превышать интервал времени, благоприятный для формирования ЭПП (т. е. когда $\gamma > 0$) и составляющий для экваториальной ионосферы Земли величины примерно от 3000 с до 7000 с [Кашенко, Мациевский, 2014; Кашенко и др., 2018].

Полученные результаты могут быть использованы в других теоретических работах, а также при планировании и проведении натуральных экспериментов по генерации F-рассеяния в ионосфере Земли.

2. Математическая модель

1. Трехмерная модель М3. Получим сначала уравнения трехмерной модели М3 развития НРТ в экваториальной ионосфере [Кашенко, Мациевский, 2003; Мациевский и др., 2013]. В соответствии с [Гершман, 1974] в математической модели М3 процессов развития НРТ использовано квазигидродинамическое приближение [Кашенко и др., 2018; Кашенко, Мациевский, 2003], содержащее следующие уравнения:

– (М3₁) уравнения непрерывности ионов (концентрация электронов выражается через концентрации ионов в предположении квазинейтральности ионосферной плазмы):

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla(n_j \vec{V}_j) = Q_j - L_j;$$

– (М3₂) уравнения движения ионов и электронов в диффузионном приближении:

$$-\frac{\nabla p_j}{n_j m_j} + \frac{e_j}{m_j} (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}) - \nu_{jn} (\vec{V}_j - \vec{V}_n) - \sum_{l \neq j} \nu_{jl} (\vec{V}_j - \vec{V}_l) + \vec{g} = 0,$$

для которого $\frac{d\vec{V}_j}{dt} = 0$;

– (М3₃) уравнения теплопроводности ионов и электронов:

$$\frac{3}{2} n_j k \left(\frac{\partial T_j}{\partial t} + (\vec{V}_j \nabla) T_j \right) + p_j \nabla \vec{V}_j + \nabla q_j = G_j - P_j;$$

– (М3₄) уравнение потенциальности электрического поля:

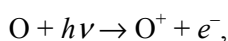
$$\nabla \times \vec{E} = 0;$$

– (М3₅) уравнение непрерывности электрического тока:

$$\nabla \vec{J} \equiv \nabla \sum e_j n_j \vec{V}_j = 0,$$

где j — сорт заряженных частиц, ионы и электроны, \vec{V}_j — дрейфовая скорость заряженных частиц, Q_j — скорость образования ионов, L_j — скорость потерь ионов, n_j — концентрация заряженных частиц, m_j — масса заряженных частиц, e_j — заряд частиц, p_j — давление газа заряженных частиц, ν_{jn} — частоты соударений заряженных частиц с нейтралами, ν_{jl} — частоты столкновений между заряженными частицами, T_j — температура заряженных частиц, q_j — плотность теплового потока, G_j, P_j — скорость нагрева и скорость охлаждения заряженных частиц; индексы указывают на типы частиц, k — постоянная Больцмана, \vec{E} — напряженность электрического поля, \vec{J} — плотность тока.

При анализе динамики ионосферной плазмы в рамках описанных явлений учитывался следующий фактор. В исследуемой области на высотах от 100 до 700 км, газ слабо ионизирован, так как отношение n_e и концентрации нейтралов составляет примерно 10^{-4} даже в районе максимума n_e . Термическая ионизация в ионосфере не играет решающей роли. При высотах меньше 700 км преобладают фотохимические процессы. В частности, в области F основным процессом, обеспечивающим возникновение плазменной компоненты, является реакция ионизации атомарного кислорода O под действием ультрафиолетового (и рентгеновского) излучения Солнца:



где e^- — электрон, образовавшийся под действием способного вызвать ионизацию кванта $h\nu$. Нейтрализация электронов и ионов O^+ происходит в области F по двухступенчатой схеме: первый этап — реакция перезарядки с двухатомными молекулами, второй этап — рекомбинация промежуточных молекулярных ионов с электронами. Эти процессы и определяют источники и потери в уравнениях непрерывности для ионов (Q_j и L_j в уравнениях МЗ₁), при этом скорость ионизации солнечным ультрафиолетом в послезаходный период становится малой.

Скорости нагрева и охлаждения (G_j, P_j в уравнениях МЗ₃) определяется следующими факторами:

- теплообменом между частицами разных типов;
- нагревом электронного и ионного газа вследствие трения между собой и нейтральной составляющей, который для ионов может быть записан в виде $\sigma_p \vec{J}^2$, где σ_p — проводимость Педерсена; для электронов этот канал нагрева существенно меньше, поэтому они нагреваются за счет теплообмена с ионами;
- нагревом вследствие ионизации солнечным ультрафиолетовым излучением, становящимся малым в послезаходное время.

Важная характеристика плазмы — дебаевский радиус, который изменяется в ионосфере на высотах от 100 до 700 км от 0.001 до 0.1 м, что значительно меньше размеров исследуемых неоднородностей, поэтому используется квазинейтральность плазмы. Еще одна существенная характеристика — длина свободного пробега частиц. В частности, на высоте 400 км длина свободного пробега ионов ≈ 200 м, что также существенно меньше масштабов рассматриваемых процессов. На интересующих нас высотах влияние ионосферных токов на магнитное поле незначительно, и в работе принимается модель магнитного поля в виде диполя. Итак, плазма в рассматриваемых случаях является классической, низкотемпературной, идеальной.

Рассматриваемая в работе ионосферная среда многокомпонентна (минимум трехкомпонентна: электроны, ионы и нейтралы), существенно присутствие различных сортов ионов (O^+ , H^+ , NO^+ , N_2^+ , O_2^+) и разных нейтральных компонент.

Вследствие замагниченности ионосферной плазмы F-области процессы переноса вдоль магнитного поля будут определяться столкновениями, а поперек поля — дрейфовым движением плазмы. Из-за сильной анизотропии, обусловленной магнитным полем Земли, процессы

диффузии и теплопроводности в области F и во внешней ионосфере происходят в основном вдоль силовых линий геомагнитного поля, а благодаря условию электростатики (M3₄) электрическое поле потенциально:

$$\vec{E} = -\nabla\Phi,$$

где Φ — потенциал электрического поля.

Плазма на высотах экваториальных E- и F-областей является высокопроводящей вдоль геомагнитного поля средней, поэтому будем считать, что силовые линии геомагнитного поля эквипотенциальны. Магнитное поле Земли будем считать постоянным по времени и дипольным [Фаткуллин, Ситнов, 1972], поэтому размерность уравнения для потенциала (M3₅) может быть понижена до двух интегрированием вдоль силовых линий магнитного поля:

(M3₅) уравнение непрерывности электрического тока:

$$\nabla_{\perp}(\hat{\sigma}\nabla_{\perp}\Phi) = \nabla_{\perp}\vec{A},$$

где $\hat{\sigma}$ — тензор интегральных проводимостей поперек магнитного поля.

Для вычисления параметров нейтральных частиц использовалась глобальная термосферная модель MSIS [Hedin et al., 1977; Hedin et al., 1977].

Начальные значения вычисляемых переменных для численных экспериментов задавались путем решения низкоширотной модели ионосферы до получения периодического по суткам решения.

2. Двумерная модель M12. Упростим трехмерную модель M13 до двумерной M12 [Кашенко, Мациевский, 2003]. Представленные в данной статье модели M13/M12 являются аналогами стандартных моделей США SAMI3/SAMI2 [Huba et al., 2008; Huba et al., 2009a; Huba et al., 2009b; Huba et al., 2011; Guide to reference..., 2011], несколько превосходя последние.

В данной работе исследование проводится в предположении достаточно развитых ЭПП, вытянутых вдоль магнитного поля Земли, что позволяет уравнения модели считать двумерными и записывать их в экваториальной плоскости [Кашенко, Мациевский, 2003; Кашенко и др., 2018]:

– (M12₁) уравнения непрерывности ионов:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla_{\perp}(n_j\vec{V}_j) = Q_j - L_j;$$

– (M12₂) уравнения движения ионов и электронов в диффузионном приближении:

$$-\frac{\nabla p_j}{n_j m_j} + \frac{e_j}{m_j}(\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}) - \nu_{jn}(\vec{V}_j - \vec{V}_n) - \sum_{l \neq j} \nu_{jl}(\vec{V}_j - \vec{V}_l) + \vec{g} = 0,$$

для которого $\frac{d\vec{V}_j}{dt} = 0$;

– (M12₃) уравнения теплопроводности ионов и электронов:

$$\frac{3}{2}n_j k \left(\frac{\partial T_j}{\partial t} + (\vec{V}_j \nabla_{\perp}) T_j \right) + p_j \nabla_{\perp} \vec{V}_j + \nabla_{\perp} q_j = G_j - P_j;$$

– (M12₄) уравнение непрерывности электрического тока:

$$\nabla_{\perp}(\hat{\sigma}\nabla_{\perp}\Phi) = \nabla_{\perp}\vec{A}.$$

Здесь ∇_{\perp} — поперечная магнитному полю Земли часть оператора ∇ , остальные обозначения те же, что для уравнений модели M13.

В координатной форме записи через y обозначена горизонтальная координата, через z — вертикальная.

В отличие от ряда работ, в частности [Kil et al., 2009; Hysell et al., 2005; Zalesak et al., 1982; Bernhardt, 2007; Kherani et al., 2009], представленные модели M13/M12 учитывают проводимость Холла, что важно на развитой стадии процесса: без учета проводимости Холла форма ЭПП при численном моделировании получается симметричной по долготе.

Кроме того, двумерная математико-численная модель M12 использует достаточно подробные вычислительные сетки, что важно по причине малых поперечных размеров основания плазменных пузырей.

3. Численная модель

1. Условия численного моделирования. Данные, приведенные в работах [Кашченко, Мацневский, 2003; Гершман, 1974; Kil et al., 2009; Hysell et al., 2005; Zalesak et al., 1982; Bernhardt, 2007; Kherani et al., 2009], показывают, что экваториальные плазменные пузыри, развиваясь из плазменных неоднородностей, находящихся ниже максимума F-слоя экваториальной ионосферы Земли, поднимаются вверх и достигают высот 500–700 км. Дальнейший подъем прекращается, так как выше максимума F-области электронная концентрация имеет отрицательный вертикальный градиент. Поэтому область, в которой развивается это явление по высоте, простирается примерно от 200 до 700 км. Для упрощения задания верхних граничных условий при численном моделировании в данной работе верхняя граница берется на высоте 1700 км. Кроме этого, в моделируемых условиях вертикальный дрейф под действием фонового электрического поля направлен вверх, а поперечные проводимости быстро падают с высотой. Поэтому верхняя часть области слабо влияет на процессы развития плазменных пузырей и может моделироваться достаточно приближенно. В силу этого для верхней части области, так же как и в нижней части, применено изотропное приближение для давления.

Численное моделирование проводилось в области, ограниченной снизу высотой 100 км, сверху высотой 1700 км, по горизонтали протяженность области интегрирования равна 400 км.

Три уравнения вышеприведенной двумерной модели M12 решались численно конечноразностными методами на квазиравномерных сетках, сгущающихся к центру области решения. Сетка выбрана так, что в центральной области шаги равны 0.8 км по координате y и 1.6 км по координате z .

Условия расчетов соответствовали среднему уровню солнечной активности с $F_{10.7} = 150$ и уровню геомагнитной активности $k_p = 3$.

Для потенциала граничные условия заданы через фоновое электрическое поле. Восточная компонента фонового электрического поля задавалась модельно положительным значением (в представленных расчетах — 1 мВ/м).

Для концентраций и температур на нижней границе заданы соответственно условия химического равновесия и равенства нейтральной температуре, вверху и на боковых границах задано условие равенства нулю потоков.

Начальные неоднородности электронной концентрации плазмы — начальные плазменные облака, в дальнейшем развивающиеся в результате НРТ в ЭПП, в данной работе задавались модельно круглой формы по формуле

$$n_i = n_{i0} \left(1 + (a_n - 1) \exp \left(- \left(\frac{y - y_0}{r_y} \right)^2 - \left(\frac{z - z_0}{r_z} \right)^2 \right) \right),$$

где n_{i0} — фоновая концентрация ионов, a_n — отношение концентрации в центре неоднородности к фоновому значению концентрации на этой высоте, (y_0, z_0) — координаты центра неоднородности, r_y, r_z — полуразмеры области неоднородности по координатам y и z соответственно. Такое задание неоднородностей связано с тем, что одним из сценариев появления не-

однородностей является искусственная или естественная инжекция различных плазмоактивных соединений, приводящих к неоднородностям, приближенно описываемым формулами такого вида [Anderson, Berhardt, 1978].

2. Используемые численные методы. Два уравнения двумерной модели (M1₂) и (M1₃) являются уравнениями переноса поперек магнитного поля, особенностью которых является слабая сжимаемость ионосферной плазмы, поскольку для ионосферы выполнено условие

$$\nabla_{\perp}(\vec{V}_i) \approx 0.$$

Второе уравнение (M1₂) двумерной модели — алгебраическое по отношению к дрейфовой скорости заряженных частиц.

Четвертое уравнение (M1₄) двумерной модели — эллиптическое, с несамосопряженным оператором, сильно зависящим от концентраций заряженных частиц.

Разностные схемы, предназначенные для решения уравнений переноса в задачах моделирования НРТ, должны обладать достаточной точностью при моделировании на сравнительно грубых сетках. Основная проблема для рассматриваемых задач — усиление неоднородностей механизмом НРТ в режиме с обострением. При этом могут усиливаться и погрешности аппроксимации, что приводит к нефизическим результатам. Поэтому выбор метода решения уравнений переноса в задачах моделирования НРТ является ключевой проблемой.

Двумерные уравнения переноса решаются по схеме расщепления, симметризированной для получения второго порядка точности.

Для решения одномерных уравнений переноса выбран метод с нелинейной коррекцией потоков и выбором ограничителя *minmod* [Ладонкина и др., 2009; Сафронов, 2010].

Для решения уравнения потенциала электрического поля применен многосеточный метод.

4. Результаты численных экспериментов

1. Первый эксперимент. В работе представлены результаты четырех численных экспериментов. Начальные плазменные облака задавались с повышенной в 2 раза концентрацией в их центрах. Два параметра развитых ЭПП, *максимальная скорость V* и *время развития t*, были получены при достижении точкой максимальной скорости ЭПП высоты 500 км. Эта высота находится выше максимума F-слоя ионосферы, и ее достижение точкой максимальной скорости ЭПП является условным признаком *развитого ЭПП*. В каждом эксперименте было сделано несколько десятков расчетов.

В первом эксперименте исследована зависимость максимальной скорости и времени развития от радиуса начального плазменного облака, центр которого находился на высоте 285 км, его результаты показаны на рис. 1. Наличие максимума для скорости при $r \approx 30$ км объясняется двумя конкурирующими факторами:

- 1) при увеличении радиуса уменьшается взаимодействие ЭПП, в итоге скорость растет;
- 2) с другой стороны, уменьшаются градиенты концентрации плазмы, что в конечном счете приводит к уменьшению скорости.

2. Второй эксперимент. Во втором эксперименте исследована зависимость максимальной скорости и времени развития от высоты центра начального плазменного облака, радиус которого равен 5 км. Результаты этого эксперимента показаны на рис. 2. Наличие максимумов для скорости и минимума для времени развития при $z \approx 290$ км согласуется с положением максимума линейного инкремента нарастания.

3. Третий эксперимент. В третьем эксперименте исследована зависимость максимальной скорости и времени развития ЭПП от расстояния между центрами двух начальных плазменных облаков, при этом высоты центров начальных неоднородностей равны 285 км, радиусы их равны 5 км. Результаты этого эксперимента показаны на рис. 3. Налицо сложный нелинейный характер взаимодействия развивающихся пузырей.

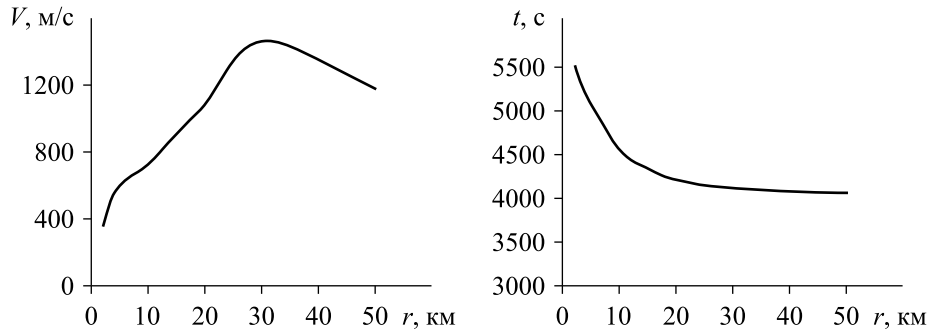


Рис. 1. Зависимости скорости V (слева) и времени развития t (справа) от радиуса r начальной неоднородности

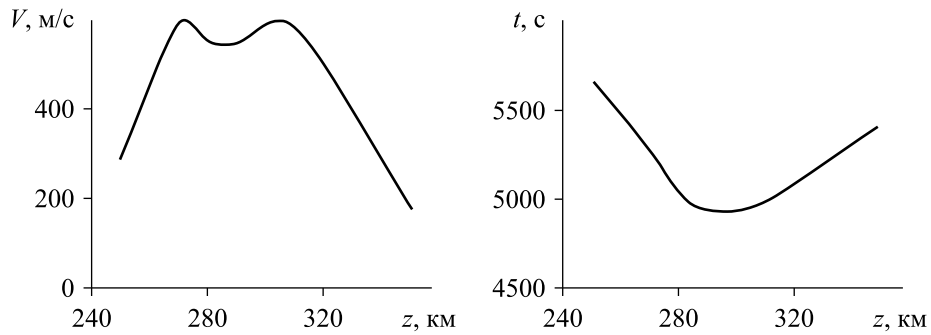


Рис. 2. Зависимости максимальной скорости V (слева) и времени развития t (справа) от высоты z центра начальной неоднородности

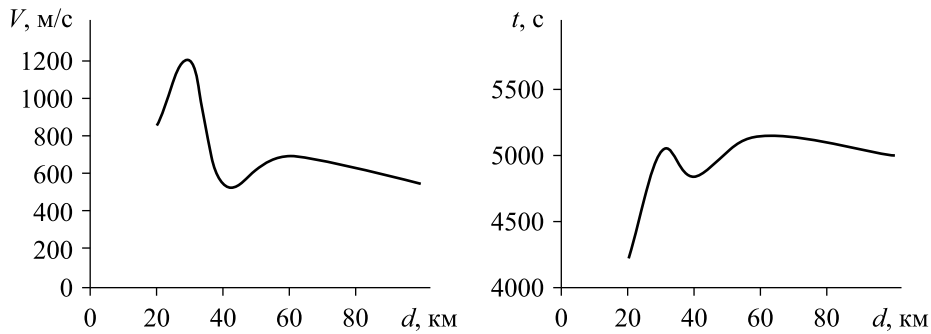


Рис. 3. Зависимости максимальной скорости V (слева) и времени развития t (справа) от расстояния d между центрами двух начальных неоднородностей

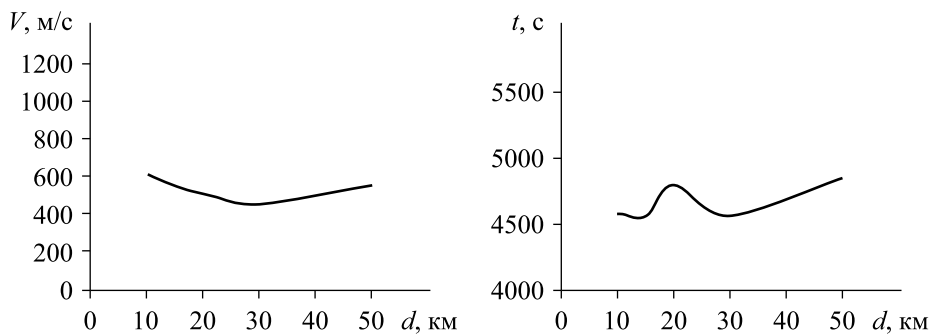


Рис. 4. Зависимости максимальной скорости V (слева) и времени развития t (справа) от расстояния d между центрами трех начальных неоднородностей

4. Четвертый эксперимент. В четвертом эксперименте исследована зависимость максимальной скорости и времени развития от расстояния между центрами трех начальных плазменных облаков, при этом высоты их центров равны 285 км, а их радиусы равны 5 км. Результаты этого эксперимента показаны на рис. 4.

Полученные нами зависимости демонстрируют сложный нелинейный характер взаимодействия двух и более развивающихся ЭПП. Причем это взаимодействие проявляется сильнее, чем при развитии из зон пониженной плазменной концентрации, что показывает простое визуальное сравнение с результатами [Кашенко и др., 2018]. Для примера результат такого взаимодействия для трех начальных плазменных облаков показан на рис. 5, где приведена карта центральной части области моделирования, размеры которой по горизонтали 250 км, а по вертикали — от 200 до 900 км.

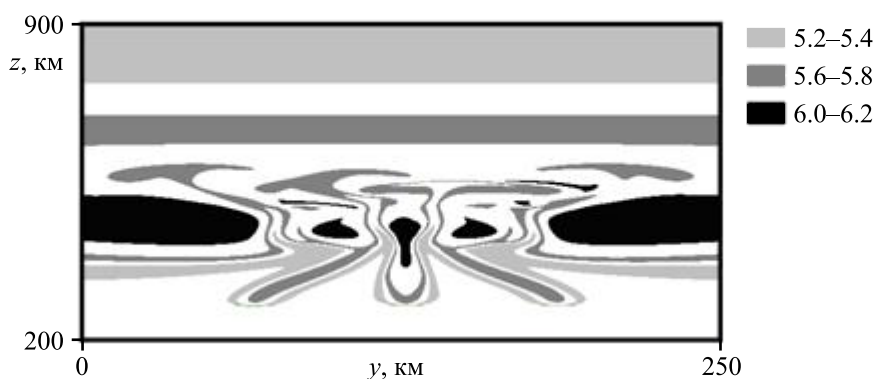


Рис. 5. Карта развитых неоднородностей для условий четвертого эксперимента из трех начальных неоднородностей, с расстоянием между ними 50 км в момент времени 5700 с от начала процесса развития. Показана центральная часть области моделирования с высотой z от 200 до 900 км и с размером по горизонтали y 250 км. Изолинии концентрации электронов даны в некоторых условных единицах

Как показывают исследования [Кашенко, Мацевский, 2003; Kil et al., 2009; Zalesak et al., 1982; Bernhardt, 2007; Kherani et al., 2009; Кашенко и др., 2018; Tulası Ram et al., 2017; Yokoуama et al., 2014], при развитии одиночного плазменного пузыря с двух сторон от зоны пониженной концентрации формируются области с положительным и отрицательным (относительно среднего значения) значением потенциала электрического поля. Эти области формируют в поперечном магнитному полю направлении две циркуляционные ячейки, приводящие к появлению и развитию характерной грибообразной структуры плазменного пузыря. Размеры этих областей контролируются масштабами высот в пространственном распределении проводимости плазмы и составляют значения порядка 20–50 км. Это приводит, в частности, к тому, что при меньшем расстоянии между двумя плазменными неоднородностями их электрические поля сильно взаимодействуют между собой, вызывая изменения как в геометрии, так и в скорости развития. Для неоднородностей, расположенных дальше друг от друга, взаимодействие становится существенно слабее. При развитии из зоны повышенной концентрации две такие структуры возникают на границах области, при этом они достаточно близки и поэтому взаимодействуют между собой. Кроме того, повышенная в центре начальной неоднородности электронная концентрация приводит к увеличению проводимости, что изменяет геометрические параметры циркуляционных ячеек и приводит к нелинейным закономерностям развития.

5. Сравнение результатов с работами других авторов

1. Наблюдение экваториальных плазменных пузырей. В одной из последних работ [Tulası Ram et al., 2017] приводятся данные радарных измерений вертикальной скорости и высоты подъема плазменных пузырей. Использовался 47-МГц экваториальный атмосферный ра-

дар (Equatorial Atmosphere Radar, EAR) в Кототабанге (Индонезия), который позволяет наблюдать атмосферную турбулентность размером 1,5–20 км и ионосферные неоднородности размером больше 90 км. Наблюдения проводились с мая 2010 г. по апрель 2013 г.

В этой работе отмечается, что вертикальные скорости ЭПП достигают 200 м/с, 300 м/с, 450 м/с и выше, а высота поднятия ЭПП достигает 540–750 км. Следует учесть, что радаром измеряется скорость подъема верхнего фронта ЭПП, которая в несколько раз меньше, чем скорость плазмы в центре ЭПП. Например, для условий первого численного эксперимента (см. первый эксперимент в § 4), описанного выше, при радиусе начального плазменного облака 30 км скорость подъема ЭПП составляла 200 м/с, тогда как максимальная скорость в центре в этот же момент времени равнялась 1500 м/с.

Получаем, что результаты наших численных экспериментов хорошо соответствуют данным радарных измерений.

2. Численные исследования. В одной из последних работ [Yokoyama et al., 2014], в которой представлена диффузионная модель развития ЭПП, учитывающая ионы O^+ и NO^+ , температуры ионов и электронов совпадают.

Область решения имеет размеры 88–1270 км по высоте и $3,4^\circ$ по долготе, шаг разностной сетки по долготе составляет 1.1 км. Граничные условия периодические по долготе.

Геометрическая форма при начальной стадии развития, вплоть до выхода пузыря во внешнюю ионосферу, численно соответствуют нашим результатам.

Однако авторы этой работы утверждают, что в развитом ЭПП, после его выхода во внешнюю ионосферу, начинается каскад бифуркаций, приводящих к стохастизации ЭПП.

На наш взгляд, это может быть связано не только со свойствами самого процесса, но и с постановкой задачи, в частности с такими факторами:

- 1) неучет ионов H^+ ,
- 2) некорректные свойства применяемых разностных схем.

В любом случае причины такой стохастизации требуют отдельного исследования.

3. Близкие численные исследования. В работе [Моторин и др., 2016] исследованы процессы взаимодействия двух плазменных ступок высокой энергии с помощью разработанного авторами этой статьи трехмерного МГД-алгоритма. Моделирование выполнено для нескольких вариантов расположения центров плазменных областей. Исследована начальная стадия процесса длительностью до 20 с от начала процесса. Результаты этой работы могут быть использованы в качестве начальных условий при численном моделировании процессов развития плазменных пузырей из зон повышенной электронной концентрации.

6. Заключение

Представленные выше результаты четырех численных экспериментов, которые описаны в пунктах 1–4 § 4, а также их краткое обсуждение в § 5, позволяют сделать следующие выводы.

1. Подтверждено, что при развитии ЭПП из начальных плазменных облаков время развития существенно больше, чем время развития из зон обеднения плазмы, и что это время меньше интервала времени, благоприятного для формирования развитых ЭПП, что и дает возможность последним появиться.

2. Изученные параметры ЭПП, развитых из начальных плазменных облаков, время развития ЭПП и максимальная скорость плазмы существенно и нелинейно зависят от геометрических характеристик начальных плазменных облаков, что объясняется взаимодействием нескольких развивающихся ЭПП. Это взаимодействие проявляется сильнее, чем при развитии из зон пониженной плазменной концентрации.

3. Результаты численных экспериментов показывают хорошее согласие параметров развитых ЭПП с экспериментальными данными, например с [Tulasi Ram et al., 2017], и с теоретическими исследованиями других авторов, например с [Yokoyama et al., 2014].

Список литературы (References)

- Гайдуков В. Ю., Кашенко Н. М., Мациевский С. В. и др. Запуск экваториальных пузырей путем модификации E-слоя // Геомагнетизм и аэрномия.— 1991. — Т. 31 (6). — С. 1042–1048.
Gaydukov V. Yu., Kashchenko N. M., Matsievsky S. V. et al. Zapusk ekvatorialnykh puzyrei putem modifikatsii E-sloia [Start of equatorial bubbles by modification of the E-layer] // Geomagnetizm i aeronomiia. — 1991. — Vol. 31 (6). — P. 1042–1048 (in Russian).
- Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974.
Gershman B. N. Dinamika ionosfernoi plazmy [Dynamics of ionospheric plasma]. — Moscow: Nauka, 1974 (in Russian).
- Кашенко Н. М., Ишанов С. А., Мациевский С. В. Развитие неустойчивости Рэля–Тейлора в экваториальной ионосфере из стохастических ионосферных неоднородностей // Вестник Балтийского федерального университета им. И. Канта. — 2015. — Вып. 10. — С. 13–17.
Kashchenko N. M., Ishanov S. A., Matsievsky S. V. Razvitie neustoiichivosti Releia–Teilora v ekvatorialnoi ionosfere iz stokhasticheskikh ionosfernykh neodnorodnostei [Development the Rayleigh–Taylor instability in the equatorial ionosphere from stochastic ionosphere irregularities] // Vestnik Baltiiskogo federalnogo universiteta im. I. Kanta. — 2015. — Vol. 10. — P. 13–17 (in Russian).
- Кашенко Н. М., Ишанов С. А., Мациевский С. В. Развитие неустойчивости Рэля–Тейлора в экваториальной ионосфере и геометрия начальной неоднородности // Математическое моделирование. — 2018. — Т. 30 (9). — С. 21–32.
*Kashchenko N. M., Ishanov S. A., Matsievsky S. V. The Rayleigh–Taylor instability development in the equatorial ionosphere and an initial irregularities geometry // Mathematical Models and Computer Simulations. — 2019. — Vol. 11 (3). — In print. (Original Russian paper: *Kashchenko N. M., Ishanov S. A., Matsievsky S. V. Razvitie neustoiichivosti Releia–Teilora v ekvatorialnoi ionosfere i geometriia nachalnoi neodnorodnosti // Matematicheskoe modelirovanie. — 2018. — Vol. 30 (3). — P. 21–32.)**
- Кашенко Н. М., Кшевецкий С. П., Мациевский С. В., Никитин М. А. Резонансная генерация ионосферных пузырей внутренними гравитационными волнами // Геомагнетизм и аэрномия. — 1990. — Т. 30 (3). — С. 446–451.
Kashchenko N. M., Kshevetsky S. P., Matsievsky S. V., Nikitin M. A. Rezonansnaia generatsiia ionosfernykh puzyrei vnutrennimi gravitatsionnymi volnami [A resonant generation of ionospheric bubbles by internal gravitational waves] // Geomagnetizm i aeronomiia. — 1990. — Vol. 30 (3). — P. 446–451 (in Russian).
- Кашенко Н. М., Мациевский С. В. Математическое моделирование неустойчивостей экваториального F-слоя ионосферы // Вестник Калининградского государственного университета. — 2003. — Вып. 3. — С. 59–68.
Kashchenko N. M., Matsievsky S. V. Matematicheskoe modelirovanie neustoiichivostei ekvatorialnogo F-sloia ionosfery [Mathematical modeling of instabilities of the equatorial F-layer of the ionosphere] // Vestnik Kaliningradskogo gosudarstvennogo universiteta. — 2003. — Vol. 3. — P. 59–68 (in Russian).
- Кашенко Н. М., Мациевский С. В. Неустойчивость экваториального F-слоя ионосферы в условиях переменного электрического поля // Вестник Балтийского федерального университета им. И. Канта. — 2014. — Вып. 10. — С. 30–35.
Kashchenko N. M., Matsievsky S. V. Neustoiichivost ekvatorialnogo F-sloia ionosfery v usloviiakh peremennogo elektricheskogo polia [An instability of the equatorial F-layer of the ionosphere under conditions of alternating electric fields] // Vestnik Baltiiskogo federalnogo universiteta im. I. Kanta. — 2014. — Vol. 10. — P. 30–35 (in Russian).
- Кашенко Н. М., Мациевский С. В., Никитин М. А. Динамика системы множественных рэлей–тейлоровских ионосферных пузырей // Геомагнетизм и аэрномия. — 1990. — Т. 30 (2). — С. 281–286.
Kashchenko N. M., Matsievsky S. V., Nikitin M. A. Dinamika sistemy mnozhestvennykh relei-teilorovskikh ionosfernykh puzyrei [Dynamics of a multiple system of Rayleigh–Taylor ionospheric bubbles] // Ibid. — 1990. — Vol. 30 (2). — P. 281–286 (in Russian).
- Ладонкина М. Е., Неклюдова О. А., Тишкин В. Ф., Чеванин В. С. Об одном варианте существенно неосциллирующих разностных схем высокого порядка точности для систем законов сохранения // Математическое моделирование. — 2009. — Т. 21 (11). — С. 19–32.
*Ladonkina M. E., Neklyudova O. A., Tishkin V. F., Chevanin V. S. A version of essentially nonoscillatory high-order accurate difference schemes for systems of conservation laws // Mathematical Models and Computer Simulations. — 2010. — Vol. 2 (3). — P. 304–316. (Original Russian paper: *Ladonkina M. E., Neklyudova O. A., Tishkin V. F., Chevanin V. S. Ob odnom variante sushchestvenno neostsilliruiushchikh paznostnykh skhem vysokogo poriadka tochnosti dlia sistem zakonov sokhraneniia // Matematicheskoe modelirovanie. — 2009. — Vol. 21 (11). — P. 19–32.)**

- Мацевский С. В., Кащенко Н. М., Ишанов С. А., Зинин Л. В.* 3D-моделирование экваториального F-рассеяния: сравнение моделей MI3 и SAMI3 // Вестник Балтийского федерального университета им. И. Канта. — 2013. — Вып. 4. — С. 102–105.
Kashchenko N. M., Matsievsky S. V. 3D-modelirovanie ekvatorialnogo F-rasseianiia: sravnenie modelei MI3 i SAMI3 [3D-simulation of the equatorial F-spread: a comparing MI3 with SAMI3] // Vestnik Baltiiskogo federalnogo universiteta im. I. Kanta. — 2013. — Vol. 4. — P. 102–105 (in Russian).
- Моторин А. А., Ступицкий Е. Л., Холодов А. С.* Численное моделирование двух сгустков плазмы высокой энергии в ионосфере // Геомагнетизм и аэрномия. — 2016. — Т. 56 (4). — С. 496–506.
Motorin A. A., Stupitsky E. L., Kholodov A. S. Chislennoe modelirovanie dvukh sgustkov plasmy vysokoy energii v ionosfere [Numerical simulation of two plasma clouds with high energy in the ionosphere] // Geomagnetizm i aeronomiia. — 2016. — Vol. 56 (4). — P. 496–506 (in Russian).
- Сафронов А. В.* Оценка точности и сравнительный анализ разностных схем сквозного счета повышенного порядка // Вычислительные методы и программирование. — 2010. — Т. 11 (1). — С. 137–143.
Safronov A. V. Otsenka tochnosti i sravnitelnyi analiz paznostnykh skhem skvoznogo scheta povyshennogo poriadka [Accuracy estimation and comparative analysis of difference schemes of high-order approximation] // Vychislitelnye metody i programmirovaniye. — 2010. — Vol. 11 (1). — P. 137–143 (in Russian).
- Фаткуллин М. Н., Ситнов Ю. С.* Дипольная система координат и ее некоторые особенности // Геомагнетизм и аэрномия. — 1972. — Т. 12 (2). — С. 333–335.
Fatkullin M. N., Sitnov Yu. S. Dipoliarnaia sistema koordinat i ee nekotorye osobennosti [Dipolar coordinates and its some features] // Geomagnetizm i aeronomiia. — 1972. — Vol. 12 (2). — P. 333–335 (in Russian).
- Anderson D. N., Berhardt P. A.* Modelling the effects of an H-gas release on the equatorial ionosphere // J. Geophys. Res. — 1978. — Vol. 83 (15). — P. 4777–4790.
- Bernhardt P. A.* Quasi-analytic models for density bubbles and plasma clouds in the equatorial ionosphere: 2. A simple Lagrangian transport model // Ibid. — 2007. — Vol. 112. — A11310.
- Guide to reference and standard ionosphere models.* — American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2011.
- Hedin A. E., Salah J. E., Evans J. E. et al.* A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS 1. N₂ density and temperature // J. Geophys. Res. — 1977. — V. 82 (A1). — P. 2139–2147.
- Hedin A. E., Reber C. A., Newton G. P. et al.* A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS 2. Composition // Ibid. — 1977. — Vol. 82 (A1). — P. 2148–2156.
- Huba J. D., Joyce G., Krall J.* Three-dimensional equatorial spread F modeling // Geophys. Res. Lett. — 2008. — Vol. 35. — P. L10102.
- Huba J. D., Krall J., Joyce G.* Atomic and molecular ion dynamics during equatorial spread F // Ibid. — 2009a. — Vol. 36. — P. L10106.
- Huba J. D., Krall J., Joyce G.* Ion and electron temperature evolution during equatorial spread F // Ibid. — 2009b. — P. L15102.
- Huba J. D., Joyce G., Krall J.* Three-dimensional modeling of equatorial spread F // Aeronomy of the Earth's atmosphere and ionosphere. IAGA Special Sopron Book Series. — 2011. — Vol. 2. — P. 211–218.
- Hysell D. L., Kudeki E., Chau J. L.* Possible ionospheric preconditioning by shear flow leading to equatorial spread F // Ann. Geophys. — 2005. — Vol. 23. — P. 2647–2655.
- Kherani E. A., Abdu M. A., de Paula E. R. et al.* The impact of gravity waves rising from convection in the lower atmosphere on the generation and nonlinear evolution of equatorial bubble // Ibid. — 2009. — Vol. 27. — P. 1657–1668.
- Kil H., Heelis R. A., Paxton L. J., Oh S.-J.* Formation of a plasma depletion shell in the equatorial ionosphere // J. Geophys. Res. — November 2009. — Vol. 114 (11). — A11302.

- Martinis C. R., Mendillo M. J., Aarons J.* Toward a synthesis of equatorial spread F onset and suppression during geomagnetic storms // *Ibid.* — 2005. — Vol. 110. — A07306.
- Tulasi Ram S., Ajith K. K., Yokoyama T. et al.* Vertical rise velocity of equatorial plasma bubbles estimated from Equatorial Atmosphere Radar (EAR) observations and HIRB model simulations // *Ibid.* — June 2017. — Vol. 122 (6). — P. 6584–6594.
- Yokoyama T., Shinagawa H., Jin H.* Nonlinear growth, bifurcation, and pinching of equatorial plasma bubble simulated by three-dimensional high-resolution bubble model // *Ibid.* — 2014. — Vol. 119 (12). — P. 10,474–10,482.
- Zalesak S. T., Ossakow S. L., Chaturvedi P. K.* Nonlinear equatorial spread F: the effect of neutral winds and background Pedersen conductivity // *Ibid.* — 1982. — Vol. 87 (1). — P. 151–166.