

## **ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ИОНОСФЕРЫ И ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ**

И.А. Володин\* и С.В. Пешин\*\*

\* Учреждение РАН Институт проблем нефти и газа

\*\* Учреждение РАН Фрязинское отделение Института радиотехники и электроники

[svp288@ire216.msk.su](mailto:svp288@ire216.msk.su)

Построена физико-математическая модель нелинейной динамики ионосферы с участием электромагнитного и акустического полей, а также плазмохимических процессов с высоковозбужденными метастабильными атомами. Показано, что в зонах с высокой концентрацией энергии нелинейные возмущения в ионосфере распространяются со скоростями 200 - 400 км/сек, ранее экспериментально обнаруженными другими авторами, а также происходит генерация инфразвука.

Космические исследования и осуществление целого ряда международных программ научных исследований стимулировали существенный прогресс солнечно-земной физики – научного направления, родившегося на стыке физики Солнца, физики плазмы, космической физики и физики верхней атмосферы. Настоящая работа посвящена изучению результатов многообразных воздействий Солнца на верхнюю атмосферу и окружающее поле излучения. Эти воздействия осуществляются частично солнечным ультрафиолетовым и рентгеновским излучением, а частично корпускулярным излучением Солнца.

В своей работе мы задались целью рассмотреть влияние электрических проявлений этого влияния Солнца на физико-математическую сущность этих процессов с точки зрения взаимодействия сложных систем, развитой Л. С. Понтрягиным и придания физического смысла математическим конструкциям.

В целом атмосфера и биосфера Земли представляют собой сложную открытую систему. Локализованный стационарный баланс потоков энергии устанавливается в результате, как влияния Солнца, так и за счет теплового излучения Земли в космическое пространство: на Землю приходит энергия с малой энтропией, а уходит с много большей. Но нельзя сказать, что в этой открытой системе необратимый процесс возрастания энтропии совершенно монотонно во всех составных частях и на всех масштабах сложной системы. Напротив, общий рост энтропии сопровождается процессом создания локализованных упорядоченных структур с уменьшением локальных величин энтропии. Именно за счет глобального роста энтропии и возникает возможность противоположного процесса локальной организации развития порядка. Таким образом, наряду с деградацией упорядоченной солнечной энергии и превращения её в тепло идёт одновременный динамический процесс самоорганизации и усложнения структур в окружающей нас природе. Все процессы развития (глобальное потепление без политической его составляющей в том числе) только потому и происходят, что они сопровождаются процессом роста энтропии за счет уменьшения степени порядка солнечной энергии. При этом происходит неравновесная и необратимая эволюция системы.

Микроволновое излучение солнца накачивает энергию атомов и молекул ионосферы, приводя их в высоковозбужденные состояния. При достижении коллективных эффектов с высоковозбужденными атомными состояниями в ионосфере могут формироваться зоны равновесия со сложной нелинейной динамикой электромагнитного и акустического полей, обусловленной связанными электронами, а не свободными, как в случае ионизированной плазмы.

### **1. Характеристика состояний равновесия ионосферы.**

Актуальность ридберговских атомных состояний для ионосферных приложений связана, во-первых, с высокой кратностью ионизации атомов, приближающей их спектр к водородоподобному, и, во-вторых, с эффективным заселением высоковозбужденных атомных состояний в этой среде.

Обычный канал заселения ридберговских состояний в низкотемпературной плазме - это трехчастичная рекомбинация и каскадное возбуждение, для высокотемпературной плазмы - фото- и диэлектронная рекомбинации. Важным каналом заселения возбужденных состояний многозарядных ионов служит их перезарядка на нейтральных атомах. Типичные значения главных квантовых чисел  $n$  возбужденных состояний водородных атомов составляют  $n \sim 20$ , для многозарядных ионов -  $10 < n < 100$ . Особый случай составляют атомы в разреженной астрофизической и ионосферной плазме, возбуждаемые, как правило, фотовозбуждением и приводящие к весьма большим значениям  $n$ , вплоть до  $n = 400 - 600$ . На этих орбитах находятся слабо связанные электроны на грани ионизации с частотой перехода между соседними главными квантовыми числами: 1-100 мГц.

Заметим, что плотность  $F$  – слоя ионосферы составляет, примерно,  $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-1}$ , то есть среднее расстояние между атомами ионосферы составляет, примерно,  $10^6$  ангстрем, что соответствует радиусу орбиты высоковозбужденного электрона с главным квантовым числом  $n = 300 - 600$ . При этом плотность заряженных частиц  $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$ , максимальный процент ионизации молекул ионосферы не превышает одного процента.

При таких расстояниях орбиты с указанными квантовыми числами начинают соприкасаться, приводя к взаимодействию между атомами и молекулами ионосферы, складывающегося из сил притяжения и отталкивания. На больших расстояниях преобладает Ван-дер-Ваальсовское притяжение, связанное с флуктуациями дипольного момента и взаимной поляризацией атомов [Бараш Ю.С., 1988]. Отталкивание же определяется перекрытием волновых функций и "хвостов" распределения электронной плотности разных ионов, и оно резко возрастает, когда остовы ионов начинают существенно перекрываться. Для нейтральных атомов для эффективных потенциалов взаимодействия  $\phi(R)$  можно использовать выражение для *потенциала Ленарда-Джонса* вида:

$$\phi(R) = 4\epsilon[(\sigma/R)^{12} - (\sigma/R)^6] \quad (1)$$

с подгоночными параметрами  $\epsilon$  и  $\sigma$ , имеющими смысл глубины потенциального минимума и эффективного диаметра атома. При этом первое слагаемое в (1) качественно описывает короткодействующее отталкивание, а второе описывает Ван-дер-Ваальсовское притяжение. Потенциалы (1) с параметрами  $\epsilon$  и  $\sigma$ , найденными для газовой фазы, описывают, например, взаимодействия в твердой фазе благородных газов. Взаимодействие (1) является универсальными. В частности, Ван-дер-Ваальсовское поляризационное притяжение и короткодействующее отталкивание присутствуют в системах с любым типом связи. Однако при рассматриваемых нами межатомных расстояниях с возбужденными состояниями с большими квантовыми числами, то есть с растущим как  $n^2$  дипольным моментом, вклад этих взаимодействий в энергию связи будет наиболее существенным.

В состоянии равновесия главное квантовое число возбуждений атомов и молекул выравнивается по объему, а все отклонения от равновесного состояния «высвечиваются». Поэтому можно рассматривать состояние равновесия ионосферы как «квазикристаллическую» систему с Ван-дер-Ваальсовской связью с некоторым, характерным для данного равновесия, главным квантовым числом  $n$ . Представителями сред с Ван-дер-Ваальсовским типом связи являются кристаллы инертных газов, а также молекулярные кристаллы:  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$  и т. п. Энергия связи для молекулярных кристаллов определяется как энергия их перехода в свободные молекулы, поскольку эта величина характеризует прочность связи в кристалле.

Вследствие малости энергии связи эти кристаллы являются весьма "мягкими", т.е. имеют низкие значения упругих модулей и довольно пластичны. Последнее связано также с центральным и короткодействующим характером межатомных взаимодействий, вследствие чего образование дефектов решетки, в которых расстояния между ближайшими соседями меняются незначительно (к таким дефектам относятся и элементарный носитель пластичности, дислокация) требует относительно малых энергий. Оценкой сверху для критической напряженности электрического поля, вызывающего ионизацию с орбиты электрона с главным квантовым числом  $n$ , является выражение:

$$F_c = F_A/16n^4, \quad (2)$$

где  $F_A = ea_0^{-2} \approx 5,1 \cdot 10^9 \text{ В/см} \approx 1,7 \cdot 10^7 \text{ CGS}$  - напряженность электрического поля внутри невозбужденного атома. Так для орбит, приблизительно, с квантовым числом 300, соответствующим равновесному состоянию, критическая напряженность поля составляет 0,04 В/см – величина достаточная для того, чтобы на значениях поля ниже критического происходила содержательная нелинейная динамика.

В потенциале Ленарда-Джонса  $\phi(R)$  (1) второе слагаемое соответствует притяжению Ван-дер-Ваальса, возникающему вследствие поляризации электронной оболочки каждого из атомов флуктуациями дипольного момента другого атома. Первый член описывает эффекты отталкивания на малых расстояниях при перекрытии электронных оболочек, связанного как с прямым кулоновским отталкиванием оболочек, так и с "обменным" отталкиванием электронов из-за принципа Паули. Значение "радиуса отталкивания"  $\sigma$  в (1), т.е. точки обращения потенциала  $\phi(R)$  в ноль, определяется размером электронной оболочки, а глубина потенциального минимума  $\epsilon$ , описывающая притяжение, пропорциональна поляризуемости атомов. С ростом главного квантового числа поляризуемость резко растет, поэтому и величина энергии связи и притяжения  $\epsilon$  тоже растет. Так как притяжение в потенциале  $\phi(R)$  резко падает при удалении атомов друг от

друга, минимальной энергии Ван-дер-Ваальсовских кристаллов соответствуют структуры с "плотнейшей" упаковкой, ГЦК или ГПУ. Выражение (1) можно использовать для расчетов упругих свойств решетки, модуля сжатия с использованием второй производной в точке минимума.

Важно отметить, что когда величина электромагнитного поля превышает уровень, описанный в (2), происходит «высыпание» электронов из связанных состояний в зону проводимости. Квазипериодическая или квазикристаллическая структура среды в равновесном состоянии связанных электронов формирует в электронной системе черты зонной структуры, несколько, повышающей энергию связи. При запуске механизма ионизации происходит фазовый переход от указанного квазикристаллического состояния среды к состоянию ионизированной плазмы, что приводит к резкому изменению модели динамики среды, от описанной ниже к обычным уравнениям динамики ионизированной плазмы. Итак, ниже описана нелинейная модель динамики равновесного состояния возбужденной среды со связанными внешними электронами, динамические процессы которой не превышают по амплитуде энергию связи.

## 2. Физико-математическая модель нелинейной динамики ионосферы в равновесном состоянии с максимальной энергией.

Описание ридберговских состояний связано, как правило, с привлечением квазиклассических или просто классических методов. С ростом главных квантовых чисел  $n$  прямое применение квантовомеханических методов наталкивается на вычислительные трудности, обусловленные резким возрастанием числа квантовых состояний. В то же время для больших значений  $n$  успешно работают классические методы.

Итак, в состоянии равновесия системы атомов ионосферы, которое при имеющейся плотности соответствует квантовому числу  $n$ , имеют место колебания смешивания возбужденных состояний электронов на слабых энергиях, не достигающие до ионизации, так как процент ионизации небольшой и среда, в основном, состоит из нейтральных атомов в высоковозбужденных состояниях.

Дипольный момент между возбужденным  $\psi_{n+1}$  и условно назовем невозбужденным  $\psi_n$  состояниями имеет вид:  $P_{r_{0n}}\gamma = -e \int \psi_n r \psi_{n+1} dr$ , где  $r_{0n}$  - соответствующий дипольный момент в недеформированной среде,  $r$  - радиус-вектор в атомной координате, параллелен  $E$  (следствие индуцированного излучения). Аналогично величина деформации участвует в процессе смешивания квантовых состояний.

Двухуровневые переходы электронов являются источником объемных сил. Можно с достаточной точностью предположить согласованную ориентацию всех переходов, учитывая поляризацию эмиссионного излучения. Каждый переход задает смещение зарядов. В случае увеличения или уменьшения квантового числа происходит изменение радиуса атома и взаимодействия его с соседними атомами, что приводит к локальному изменению давления. Его можно интерпретировать как внесение в среду системы диполей с распределениями, имеющими заряды разных знаков. Вне диполя поле является короткодействующим, а внутри его, то есть в малом объеме среды, возникает приращение потенциальной энергии. Указанная добавка является аддитивной величиной при наличии нескольких таких диполей в заданном микрообъеме. Полагаем величину  $r_{1n}$  – среднее значение потенциальной энергии в объеме  $V$ , привязанное к центру равновесия диполя.

Система уравнений Максвелла- Блоха для описания взаимодействий поля деформаций и давления  $P$ , напряженности  $E$  электрического поля и поля резонансных возбуждений  $N$  структуры геосреды в одномерном приближении плоских волн имеет вид [Дмитриевский А.Н., Володин И.А., 2006]:

$$\begin{aligned} \partial Q_n / \partial t &= (2r_{0n} / \gamma h) P E N_n + \omega_n R_n - Q_n / t_1, \\ \partial R_n / \partial t &= -\omega_n Q_n - R_n / t_1 \\ \partial N_n / \partial t &= - (2r_{0n} / \gamma h) P E Q_n - (N_n - N_0) / t_2, \\ c^2 \partial^2 E / \partial x^2 - \partial^2 E / \partial t^2 &= - (4\pi n_n r_{0n} / \gamma) \partial^2 (P R_n) / \partial t^2 \\ v^2 \partial^2 P / \partial x^2 - \partial^2 P / \partial t^2 &= - \sum_n \partial [(2n_n r_{0n} r_{1n} / h) E Q_n] / \partial x. \end{aligned} \quad (3)$$

- $n_n$  – средняя плотность двухуровневых подсистем в структуре среды с главным квантовым числом  $n$ , которые участвуют в динамическом процессе,
- квантовый переход из состояния с главным квантовым числом  $n$  в состояние  $n+1$  происходит с частотой  $\omega_n = \omega_0 / n^3$ , которая находится в диапазоне КВ - СВЧ;
- $Q_n, R_n$  – поляризация среды в состоянии фонового равновесия ( $n$ ); гомотетия по  $n^2$  - считаем подобными при растяжении

- $t_1, t_2$  – времена жизни возбужденных состояний с числом  $m$ ,
- $N_n$  – число заполнения, вероятность наличия поляризованного возбужденного состояния  $n$  в точке с резонансной частотой,
- $P$  – давление,  $\gamma$  – модуль упругости, определяемый уравнением состояния,  $v$  – скорость акустических волн.

Для упрощения выводов диссипативные члены уравнений полагаем равными нулю. Будем также полагать, что времена релаксации таковы, что движение молекул, вызванное флуктуациями давления, порожденными переходами электронов, соответствует коллективным движениям, инициированным электромагнитным полем (акустические моды, медленнее оптических).

Применим метод теории возмущений с малым параметром  $\varepsilon = 1/m$ . Введем «медленные» переменные и функции  $X = \varepsilon x$ ,  $T = \varepsilon t$ ,  $N = N_{0j} + \varepsilon N_{1j}$ ,  $R = R_{0j} + \varepsilon R_{1j}$ ,  $E = E_0 + \varepsilon E_1$ ,  $p = p_0 + \varepsilon p_1$ . Введем малое  $\delta = \Omega/\omega = v/c$ , новые координаты  $X = \omega X/v$ ,  $T = \omega T$  и подставим в систему уравнений первого порядка малости по  $\varepsilon$  полученные решения для  $O(\varepsilon^0)$ . Системой условий отсутствия резонансов, препятствующих формированию устойчивых на интервале времени  $1/\varepsilon$  огибающих (модулированных) волн является система уравнений:

$$\begin{aligned} \partial N_n / \partial T &= -\alpha_n P E R_n, \quad \partial R_n / \partial T = \alpha_n P E N_n, \\ \partial E_n / \partial X + \delta \partial E_n / \partial T &= -\alpha_n \delta (1 - \delta) P R_j, \\ \partial P / \partial X + \partial P / \partial T &= -\beta_n E R_n, \quad n = \dots, m-1, m, m+1, \dots \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\alpha_n$  и  $\beta_n$  – некоторые константы. Следует заметить, что на этом порядке теории возмущений нет членов взаимодействия между линиями спектра, то есть для каждой из них решается отдельная задача. Введем функцию  $\Phi$ , такую что:  $\partial \Phi / \partial T = P E$ . Первая пара уравнений в системе (4) имеет вид:

$$N_n = \pm \cos \alpha_n \Phi, \quad R_n = \pm \sin \alpha_n \Phi. \quad (5)$$

### 3. Некоторые свойства динамических режимов в состоянии равновесия.

Рассматривается динамика среды для различных случаев высокого и низкого возбуждения среды. При уровне возбуждения среды, не превышающем состояние равновесия, и в первом приближении по  $\varepsilon = 1/n$  можно положить  $P = \text{const}$ . В этом случае после замены координат  $X \rightarrow (T - 2X)$ ,  $T \rightarrow T$  последнее уравнение в (3) превращается в уравнение синус-Гордона для напряженности электрического поля:

$$\Phi_{XX} - \Phi_{TT} = \pm \alpha P^2 \sin \Phi. \quad (6)$$

Разные знаки в уравнении (8) соответствуют уровням накопленной энергии выше или ниже некоего критического. Для его определения система (1) линеаризуется около стационарного решения из равновесных значений физических параметров: давления  $P = P_0$ , среднего поля [Бараш Ю.С., 1988]  $E = E_0$ ,  $Q=R=0$ , плотности фоновой энергии системы, задаваемой числом заполнения  $N = N_0$ . Из дисперсионного соотношения получается квадратное уравнение для частоты  $\omega$  как функции волнового числа  $k$ . Критический уровень накопленной энергии – нулевая точка его дискриминанта. В надкритической области волновой пакет будет *забирать* энергию из запасов потенциальной энергии, создавая эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП).

Уравнение (6) описывает явление самоиндуцированной прозрачности (СИП), позволяющей распространяться без затухания солитонам, электромагнитным возбуждениям среды типа  $\text{sech} [(aT - bX + \delta)/2]$ . Любое возбуждение в результате высвечивания посторонних гармоник приходит к указанному виду и далее распространяется вдоль зон равновесия, сформированных на фоне постоянной накачки солнечной энергией, на большие расстояния, практически, без потери энергии. Скорости солитонов меньше скорости электромагнитных волн, примерно, на три порядка, то есть составляют, примерно, 200-400 км/сек. Следует заметить, что именно такие скорости распространения на большие расстояния возбуждений ионосферы были обнаружены при обработке данных наблюдений, полученных на станциях Антарктиды, методами томографии [Pilipenko. V.A, Tchegotareva I.I. и др., 2006]. При таких значениях скоростей достигалась максимальная контрастность образов источников регистрируемого излучения.

Ширина импульса напряженности электрического поля в автотомодельном случае имеет вид:

$$\int E P dX = P \int E dX = PU(+\infty) - PU(-\infty) = PU(+\infty) \quad (7)$$

где  $U(X)$  – накопленная величина потенциала, вызванная локализованным возмущением. Каждый импульс определяет постоянную величину изменения потенциала в каждой точке среды на величину  $2\pi\lambda/\varepsilon$ , где  $\lambda$  длина волны несущей моды. Из “теоремы площадей” [Додд Р., Эйблек Дж., Гиббон Дж., Норрис Х., 1988] следует уравнение:

$$\partial U / \partial X = \pm 2\pi \alpha P \sin PU, \quad (8)$$

Локализованное возмущение геосреды определяет постоянное изменение потенциала, когда  $\partial U/\partial X$  – постоянно, убывание при  $\partial U/\partial X < 0$  и возрастание при  $\partial U/\partial X > 0$ . Таким образом, происходит либо равномерное возрастание потенциала всего рассматриваемого объема ионосферы, либо появление напряженности электрического поля, направленной либо по направлению движения импульсов, либо против. Источником импульсов является неравновесность среды, например, в зонах, где в результате естественных процессов формируются «зашемленные» неустойчивости. Они при действии спускового механизма порождают кумулятивные, импульсные воздействия на среду. В результате накапливается эффект возрастания потенциала до уровня потенциала ионизации, или возрастание напряженности электрического поля до значений, описанных в (2). В результате этого происходит «высыпание» электронов либо на границе области, либо внутри ее объема. Возникающие при этом токи генерируют новые импульсы. Формируется самоподдерживающийся процесс, использующий накопленную в данной зоне энергию. В частности, можно показать, что в приближении малых начальных амплитуд поля в среде с фоновой энергией выше критической возникает экспоненциальная неустойчивость напряженности электрического поля, порождающая импульсы.

В случае, когда вариации давления в среде имеют высокочастотные компоненты, рассматривается приближение малого отклонения от постоянной величины накопленного импульса среды, порождаемого акустической энергией:  $[(\partial p^2/\partial X)dT = I_{ак} + \epsilon f(X,T)$ . Тогда в сопутствующих координатах уравнения (4) и (5) приводятся к двойному уравнению синус-Гордона:

$$\Phi_{XX} - \Phi_{TT} = \pm [\beta(W + W_1) - \alpha I_{ак}] \sin \Phi - 2\alpha \beta \sin 2\Phi, \quad (9)$$

где  $W$  и  $W_1$  – энергия электромагнитного и акустического полей в начальный момент времени. Для уравнения (9) остаются справедливыми предыдущие выводы для уравнения (6) относительно динамических режимов. Однако оно описывает более сложную динамику. Если уравнение (6) описывает только последовательности кинков- импульсов, то уравнение (9) описывает взаимодействия между импульсами. Если уровень суммарной энергии акустических и электромагнитных колебаний в геологической среде не превышает величины  $\gamma^{-1}I_{ак} + 4\alpha$ , возможны следующие нетривиальные динамические режимы [Буллаф Р., Кодри Ф., Гиббс Г., 1999].

В режиме «качания» два связанных сдвиговых импульса попеременно перегоняют друг друга. Первый импульс замедляется, оставляя часть энергии в среде. Идущий следом импульс ускоряется, используя эту энергию, и обгоняет первый импульс. Затем процесс повторяется. Связь между импульсами осуществляется в данном случае переменным электромагнитным полем. Происходит генерация инфразвуковых волн диапазона доли герца, которые будут распространяться в приземной атмосфере.

Возникают осциллирующие связи «кинк–антикинк» типа бризера, ширина которых соответствует нулевому сдвигу. Они не вызывают накопленных эффектов, однако при этом излучаются Гц –  $10^3$  Гц акустические волны и кГц электромагнитные волны. При любом низкочастотном воздействии происходит синхронизация бризерных мод, которая приводит к формированию характерных линий в электромагнитном и акустическом шумовых спектрах, формируемых в равновесных зонах.

Наиболее типичным является случай, когда поток энергии, протекающей через среду, сравним с уровнем диссипации энергии и с суммарной энергией флуктуаций электромагнитного, акустического и других полей, в том числе поля накопленной в структуре вещества энергии. При этих условиях можно получить качественную картину динамики среды, разделив систему уравнений (3) на две системы. Времена релаксации поля возбужденных состояний в структуре вещества среды существенно выше, чем электромагнитного и акустического полей. Первое и второе уравнения системы (1) на втором порядке теории возмущений имеют вид:

$$\begin{aligned} \partial^2 R/\partial T^2 + (a - 2P^2 E^2) \partial R/\partial T &= \pm [\lambda R + WRN], \\ \partial N/\partial T + (b + P^2 E^2) N &= (\partial/\partial T + c + W)|R|^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $W = \alpha P^2 + \beta E^2$  – суммарная энергия электромагнитного и сейсмического полей в среде, коэффициенты «а» и «с» – связаны с временами релаксации, «b» – временами жизни квантовых состояний,  $\lambda$  – модуляция частотами диапазона кГц потенциала поляризации, поля  $E$  и  $P$  мало меняются во времени. Система уравнений (10) специальной подстановкой приводится к классической системе уравнений Лоренца, в которой при определенных условиях возникает хаотический режим странного аттрактора, то есть хаотический режим локальных флуктуаций, обменных процессов между энергией, накопленной в структуре вещества, и поляризацией. Третье

и четвертое уравнения системы (3) в указанном выше приближении для второго порядка теории возмущений приводятся к виду:

$$\begin{aligned} c^2 \partial^2 E / \partial X^2 + (\alpha \beta R^2 + \alpha p^2 N - \lambda_1) E &= 0; \\ v^2 \partial^2 p / \partial X^2 + (\alpha \beta R^2 + \beta E^2 N - \lambda_2) p &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – спектральные параметры полей  $E$  и  $p$ . Хаотическое распределение потенциальных ям уравнений Штурма - Лиувилля (6), как следствие решений системы (5), или рассеивающих потенциальных барьеров стационарных уравнений Шредингера (6) приводит к хаотизации спектров полей  $E$  и  $p$ . В результате зона равновесия становится источником акустического и электромагнитного шума, зоной акустической и электромагнитной эмиссии и она, в частности, может быть исследована методами эмиссионной томографии. Параметры поляризации и энергии структуры среды можно назвать «скрытыми», в отличие от наблюдаемых параметров электромагнитного и акустического полей. Именно динамика скрытых параметров запускает процесс хаотизации, порождая эмиссию, шумовое излучение полей из этих зон.

#### 4. Заключение.

1. В равновесном состоянии возбужденной среды ионосферы со связанными внешними электронами при высоком уровне полевой энергии реализуются процессы равномерного роста потенциала и напряженности электрического поля, вплоть до критических значений.

2. Если энергия физических полей не превышает критический уровень, возникает генерация электромагнитно - акустических возбуждений, излучающих в атмосферу инфразвук в достаточно широком частотном диапазоне, который может быть зарегистрирован. Возмущения распространяются со скоростями 200-400 км/сек, которые были ранее определены экспериментально методами томографии.

3. Построенная модель позволяет исследовать процессы формирования многомасштабной нелинейной динамики в различных зонах ионосферы от оптического до СНЧ – диапазона электромагнитного поля, а также акустического поля от ультразвукового диапазона до медленных вариаций давления, переходя к другим членам теории возмущений. Важно отметить, что модель позволяет исследовать совместную генерацию указанных полей.

4. Исследование процессов выхода из равновесия позволяет моделировать условия возникновения индуцированного радиационного каскада в энергонасыщенных зонах ионосферы, приводящих, с одной стороны, к люминесценции, свечению зоны в оптическом диапазоне, с другой стороны, к лавинообразной ионизации и высыпанию электронов через лавинообразные распады автоионизационных состояний, а также процессы индуцированной фотоионизации.

5. В неравновесной ситуации смешивание состояний электронов приводит к линейной комбинации волновых функций для нескольких уровней:  $\psi(r,t) = \sum a_n(t) \psi_n(r)$ . Поляризация атома:  $P = \int \psi^* r \psi dr = \sum a_n^*(t) a_j(t) \int \psi_n^* r \psi_j dr$ , то есть зависит от поляризации между разными состояниями, поэтому для неравновесных зон ионосферы система уравнений, аналогичных системе (3), более сложна.

Построенная теоретическая модель устанавливает новые важные параметры энергоструктуры ионосферы и намечает пути их определения комплексом геофизических методов.

#### ЛИТЕРАТУРА.

- Акасофу С.-И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. – М.: Мир. 1974. Т.1, с. 384.  
 Бараш Ю.С. Силы Ван-дер-Ваальса. - М.: Наука. 1988. 344 с.  
 Благовещенская Н. Ф. Геофизические аспекты активных воздействий в околоземном космическом пространстве. – Санкт-Петербург: Гидрометеоиздат. 2001. с. 287.  
 Буллаф Р., Кодри Ф., Гиббс Г. Двойное уравнение sine-Gordon, имеющее физические приложения. С.122-161.//Солитоны. – Н.: ИО НФМИ. (Новокузнецкий физико- математический институт.) 1999. 408 с.  
 Дайсон Ф. Еретические мысли Фримена Дайсона... Публичная лекция 23 марта 2009 в ФИАНе. Публикация Бориса Штерна С. 2-3 // Троицкий вариант №7(26) 14 апреля 2009.  
 Дмитриевский А.Н., Володин И.А. Формирование и динамика энергоактивных зон в геологической среде. // Доклады Академии наук. - 2006. - Том 411. - № 3. – С.395 - 399.  
 Додд Р., Эйблек Дж., Гиббон Дж., Норрис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. - М.: Мир. 1988. 692 с.  
 Рождественский А. Е. После ядерной зимы весна не наступает. С. 8. // Независимое военное обозрение. – 1998. - № 8.  
 Тит Т. Научные забавы. – М.: АСТ, Астрель. 2007. с.223.  
 Уиттен Р., Попов И. Основы аэрономии. – Ленинград: Гидрометеоиздат. 1977. 407 с.  
 Pilipenko. V.A, Tchegotareva I.I., Engebretson M.J, Posch J.L, Rodger. A. An attempt to locate substorm onsets using Pi1 signatures. Proceedings of the Eighth International Conference on Substorms. March 27-31, 2006, Banff Centre, pp. 237-240