

ISSN 2617-7595; eISSN 2617-7609

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Ашық жүйелер эволюциясының мәселелері

ЖУРНАЛЫ

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ЖУРНАЛ

проблем эволюции открытых систем

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

JOURNAL

of open systems evolution problems

№1 (26)

Алматы
«Қазақ университеті»
2024



АШЫҚ ЖҮЙЕЛЕР ЭВОЛЮЦИЯСЫНЫҢ МӘСЕЛЕЛЕРІ

ЖУРНАЛЫ

№ 1 (26)



12.09.2003 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Қуәлік № 4213-Ж

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Нұрғалиева Құралай Еркенқызы, ф.-м.ғ.к, аға оқытушы
(Қазақстан)

E-mail: peosjournal@gmail.com

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Рамазанов Т.С., ф.-м.ғ.д., ҚР ҰҒА академигі, профессор
(бас редактор) (Қазақстан)

Сомников В.М., ф.-м.ғ.д., профессор (бас редактордың
орынбасары) (Қазақстан)

Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. (бас редактордың орынбасары)
(Қазақстан)

Жанабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Писарчик А., ф.-м.ғ.д., профессор (Испания)

Алексеева Л.А., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Горбань Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Ұлыбритания)

Алипова Б., профессор, PhD (АҚШ)

Абишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Алдияров А.У., ф.-м.ғ.к., қауымд. профессор (Қазақстан)

Омаров Ч.Т., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Орынбасар М., магистр (Қазақстан)

Ашық жүйелер эволюциясының мәселелері журналы – ашық теңдеспеген динамикалық табиғи жүйелердің пайда болуы мен эволюциясы мәселелері бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларын жариялайтын ғылыми басылым.



РОССИЙСКИЙ ИНДЕКС
НАУЧНОГО ЦИТИРОВАНИЯ
Science Index



Жоба менеджері

Гульмира Шаққозова

Телефон: +7 701 724 2911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

ИБ № 15399

Пішімі 60x84/8. Көлемі 6,1 б.т. Тапсырыс № 10402.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.

Қ.М. Байсеитов

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

e-mail: b.kasymkhan@gmail.com

ВОЛНЫ В СРЕДЕ ВЯЗКОСТНОЙ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

С момента открытия кварк-глюонной плазмы, ее назвали новым состоянием материи, что побудило к началу исследования коллективных эффектов. Продолжая эту тему, в данной статье исследованы колебательные моды внутренних волн в кварк-глюонной плазме. Среда кварк-глюонной плазмы рассматривается как идеальная жидкость с небольшой вязкостью. Вязкость учитывается с помощью диэлектрической функции с параметром вязкости, которые связано с показателем энтропии, и этот параметр можно выбрать в соответствии с разным теоретическим подходам к описанию кварк-глюонной плазмы. Задача решена в длинноволновом пределе, но данное решение соответствует физическому случаю, описанному в статье. Такой подход сводит проблему к нелинейному алгебраическому уравнению, которое решалось с помощью программного обеспечения для численных расчетов. Для наглядности колебательные моды вязкостной кварк-глюонной плазмы сравниваются с колебательными модами столкновительной кварк-глюонной плазмы – это покажет эффект параметра диэлектрической функции, учитывающей только вязкость. Решения представлены в виде графиков частоты в зависимости от волнового числа, в которых наглядно можно увидеть колебательные волны. Также, по этим колебательным модам можно судить о характере волн.

Ключевые слова: кварк-глюонная плазма, волны в среде, диэлектрическая функция, длинноволновой предел.

K.M. Baiseitov

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

e-mail: b.kasymkhan@gmail.com

Waves in medium of viscous quark-gluon plasma

Since quark-gluon plasma was discovered, it has been called the new state of matter, prompting the beginning of the study of collective effects. Continuing this topic, the oscillation modes of internal waves in a quark-gluon plasma have been investigated. The medium of a quark-gluon plasma is considered an ideal fluid with a small viscosity. The viscosity is taken into account using a dielectric function with a viscosity parameter, which is related to the entropy, and this parameter can be chosen in accordance with different theoretical approaches to describing a quark-gluon plasma. The problem was solved in the long-wavelength limit, but this solution corresponds to the physical case described in the article. This approach reduces the problem to non-linear algebraic equations that were solved using software for numerical calculations. For illustration, the oscillation modes of a viscous quark-gluon plasma are compared with the oscillation modes of a collisional quark-gluon plasma – this will show the effect of the parameter of the dielectric function, which takes into account only viscosity. The solutions are presented in the form of graphs of frequency versus wavenumber, in which you can clearly see the oscillatory waves. Also, these vibrational modes can be used to judge the nature of the waves, and for physical interpretation.

Key words: quark-gluon plasma, waves in a medium, dielectric function, long-wavelength limit.

Қ.М. Байсеитов

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

e-mail: b.kasymkhan@gmail.com

Тұтқышты кварк-глюон плазмасының ортасындағы толқындар

Кварк-глюонды плазма табылғаннан бастап, ол заттың жаңа күйі деп аталды, бұл коллективті эффекттерді зерттеудің басталуына түрткі болды. Осы тақырыпты жалғастыра отырып, бұл мақалада кварк-глюон плазмасындағы ішкі толқындардың тербелмелі режимдері зерттелген. Кварк-глюон плазмасының ортасы тұтқырлығы төмен идеалды сұйықтық ретінде қарастырылады.

Тұтқырлық энтропия индексімен байланысқан тұтқырлық параметрі бар диэлектрикалық функцияны қолдану арқылы ескеріледі және бұл параметрді кварк-глюон плазмасын сипаттауға арналған әр түрлі теориялық тәсілдерге сәйкес таңдауға болады. Мәселе ұзын толқынды шегінде шешілгенмен, бұл шешім мақалада сипатталған физикалық жағдайға сәйкес келеді. Бұл мақалада қойылған мәселе сызықтық емес алгебралық теңдеуге дейін қысқартылып сандық есептеулер бағдарламасы арқылы шешілген. Айқындық үшін тұтқыр кварк-глюон плазмасының тербелмелі режимдері соқтығыстық кварк-глюон плазмасының тербелу режимдерімен салыстырылады – бұл тек тұтқырлықты ғана ескеретін диэлектрлік функция параметрінің әсерін көрсетеді. Шешімдер тербелмелі толқындарды айқын көруге болатын жиілікке және толқын санына қатысты графикалық түрінде ұсынылған. Сондай-ақ, бұл тербеліс режимін толқындардың табиғатын және физикалық мағынасын бағалау үшін пайдалануға болады.

Түйін сөздер: кварк-глюон плазмасы, ортадағы толқындар, диэлектрлік функция, ұзын толқындық шек.

Введение

Теоретические работы по локальному скоплению взаимодействующих между собой кварков и глюонов в термальном и химическом равновесии начались уже в начале восьмидесятых годов прошлого века [1]. Это состояние назвали кварк-глюонной плазмой в аналогии с электромагнитной плазмой с одним исключением, что в данном случае приходится говорить о квазинейтральности цветного заряда в сильном взаимодействии. Тогда же появились первые предложения по проведению экспериментов со столкновением тяжелых ионов в ЦЕРН и БНЛ и стали уже проводиться в последующие годы. Первым значимым прорывом в области стало детектирование кварк-глюонной плазмы в лабораторных условиях в ЦЕРН в 2000 году [2, 3]. В лабораторных условиях есть возможность контролировать параметры агрегатного состояния, или, по крайней мере, заранее задать на установке и измерять по ходу эксперимента. Также, кварк-глюонная плазма встречается в природе, в недрах небесных тел и в ранней Вселенной. В принципе, это и является одной из главных причин в изучении этой темы и по этой причине она является актуальной [4].

Так как есть экспериментальное подтверждение агрегатного состояния, которое состоит из множества кварков и глюонов в свободном состоянии, хотелось бы исследовать их коллективные эффекты. Одним из фундаментальных величин для этой цели является диэлектрическая функция кварк-глюонной плазмы, которая помогает исследовать радиус экранирования и дисперсионное соотношение. И, конечно же,

она является функцией отклика кварк-глюонной плазмы на внешний ток цветных частиц.

Для обзора можно посмотреть диэлектрические функции для кварк-глюонной плазмы, написанные в те же года, что и первые предложения на проведения эксперимента и какие в них были выводы [5, 6]. В вышеупомянутых двух статьях, расчеты велись в приближении НТЛ (hard thermal loop – жесткая термическая петля) в рамках тепловой теории поля и кинетической теории соответственно. Позднее были написаны статьи с расчетами диэлектрической функции за пределами этого приближения, но нас интересует другой факт, полученный из экспериментальных измерений.

На экспериментах в коллайдере RHIC было показано, что горячее агрегатное состояние, которое называется кварк-глюонной плазмой, ведет себя как идеальная жидкость с маленьким значением вязкости [7, 8, 9, 10]. Как только были обнаружены вязкостные свойства данного состояния, воспроизведенного в столкновениях тяжелых ионов с релятивистскими скоростями, производилось множество расчетов в рамках вязкостной гидродинамики, а также компьютерные симуляции. Однако, хотелось бы, в особенности, остановиться на расчете диэлектрической функции, так как считается, что вязкость на прямую влияет на функцию отклика. Однако, авторы не оказались первыми, кто решил использовать этот факт (малую вязкость) для нахождения диэлектрической функции, поэтому они считают необходимым упомянуть об их статье [11], в которой было исследовано влияние лишь вязкости на диэлектрическую функцию, в так называемых мягких модах.

В данной статье хотелось бы последовать по тому же пути и посмотреть, как же влияет вязкость, точнее отношение вязкости на энтропию (в дальнейших частях статьи надеемся, будет ясна причина рассмотрения этих двух физических величин в связке), на продольную диэлектрическую функцию. Для выявления различных свойств этой диэлектрической функции, необходимо найти зависимость частоты колебаний от волнового вектора при приравнивании продольной диэлектрической функции нулю, физически это будет означать нахождение колебательных мод в среде, описываемых данной диэлектрической функцией. Для наглядности свойств, а также в целях сравнительного анализа, приведена также и продольная диэлектрическая функция столкновительной плазмы [12]. Все расчеты проведены для двух диэлектрических функций параллельно и приведены два конечных графика, опять-таки в целях сравнительного представления результатов расчета, однако читатель должен помнить, что изначальной целью авторов является исследования именно вязкостной кварк-глюонной плазмы. Следует добавить, что для облегчения расчетов колебательные моды были вычислены в длинноволновом пределе, хотя это и есть

уменьшение общности ответа, но этот предел тоже является интересным для изучения, не то, что одночастичный предел.

Данная статья состоит из введения, далее следует главная часть, где будут представлены две диэлектрические функции, которые рассмотрены в длинноволновом пределе, и показаны графики колебательных мод. Следующим идет раздел с заключениями о результатах и о работе в целом.

Диэлектрическая функция

В данном разделе будет представлена задача уже в математическом виде, и на основе нее будут истраться ответы на вопросы, следующие из содержания прошлой главы. Для исследования коллективных эффектов, проходящих в среде, характеризуемой как кварк-глюонная плазма, воспользуемся диэлектрической функцией. Следуя задаче данной статьи, описанной во введении, сравним коллективные эффекты, создаваемые в вязкой и столкновительной кварк-глюонной плазме, и соответственно, чтобы различать два подхода к описанию плазмы, используем две диэлектрические функции. Продольная диэлектрическая функция для вязкой плазмы выглядит следующем образом [11]:

$$\begin{aligned} \epsilon_L(\omega, k) = & 1 + \frac{3\omega_p^2}{k^2} \left[1 - \frac{\omega}{2k} \left(\log \left| \frac{\omega+k}{\omega-k} \right| - \pi \Theta(k^2 - \omega^2) \right) \right] - \\ & - \frac{12\omega_p^2 \eta \omega}{k^2 s T} \times \left\{ 1 - \frac{\omega}{k} \log \left| \frac{\omega+k}{\omega-k} \right| + \frac{\omega^2}{4k^2} \left(\log \left| \frac{\omega+k}{\omega-k} \right| \right)^2 - \right. \\ & \left. - \frac{\omega^2}{4k^2} \pi^2 \Theta(k^2 - \omega^2) + i \left(\frac{\omega}{k} \pi - \frac{\omega^2}{2k^2} \pi \log \left| \frac{\omega+k}{\omega-k} \right| \right) \Theta(k^2 - \omega^2) \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь, ω_p – характерная плазменная частота, $\frac{\eta}{s}$ – отношение вязкости на энтропию.

Данное выражение учитывает так называемые мягкие моды, для чего учитывается следующий температурный предел: $\omega, k \ll T$. Где ω – это частота колебаний, а k – это волновой вектор, точнее волновой вектор имеет лишь одну компоненту в направлении распространения волн, так как мы рассматриваем продольные колебания, поэтому в этой статье волновой вектор и его продольная компонента понятия взаимозаменяемые. Свойства кварк-глюонной плазмы с привлечением мягких волн

является интересной темой для сообщества, так что данным ограничением не потеряется актуальность рассматриваемой проблемы. Этот температурный предел располагается гораздо выше температуры фазового перехода, первого и/или второго рода, из адронной материи в кварки и глюоны в свободном состоянии (имеется ввиду асимптотическая свобода). Такая картина является экспериментально возможной в ЦЕРН и БНЛ. В частности, нам стоит отметить, что у SPS в ЦЕРН не хватит энергии для реализации таких условий [13] (и они больше сфокусированы на исследовании фазового перехода [14]), а вот коллаборация ALICE как

раз таки планирует проведение экспериментов по кварк-глюонной плазме на Большом Адронном Коллайдере, у которого энергии гораздо выше границы фазового перехода. А вот из уже проводимых экспериментов, есть RHIC в БНЛ – уникальный коллайдер, который может исследовать и границу фазового перехода и области гораздо выше по температуре от границы

перехода. Так что, даже с этим ограничением описывается результаты эксперимента.

Продольная диэлектрическая функция столкновительной кварк-глюонной плазмы была выведена в следующей статье [12]. В этой статье применялся интеграл Батнагара-Гросса-Крука для описания столкновений. Она выглядит как:

$$\epsilon_L(\omega, k) = 1 + \frac{m_D^2}{k^2} \left(1 - \frac{\omega + iv}{2k} \ln \frac{\omega + iv + k}{\omega + iv - k} \right) \left(1 - \frac{iv}{2k} \ln \frac{\omega + iv + k}{\omega + iv - k} \right)^{-1} \quad (2)$$

Здесь, m_D – экранированная масса, v – частота столкновений.

Так же обсуждается актуальность поверхностных возбуждений (волн) для QGP, реализованных в экспериментах.

Стандартная процедура нахождения волн в среде – это приравнивание диэлектрической функции нулю. Как мы видим эти функции сложны для решения аналитически, хотя аналитическое решение ценится наглядностью. Для упрощения задачи, рассмотрим ее в длинноволновом пределе. Перед этим, обезразмерим выражение (1) на характерную плазменную частоту системы ω_p , а выражение (2) на экранированную массу m_D . Учтем, что в естественных системах единиц частота ω , волновой вектор k и температура T измеряются в одних и тех же единицах. Следовательно, обезразмеривание для выражения (1) выглядит следующим образом:

$$\omega \rightarrow \frac{\omega}{\omega_p}; k \rightarrow \frac{k}{\omega_p}; T \rightarrow \frac{T}{\omega_p}, \quad (3)$$

а для выражения (2) обезразмерим как:

$$\omega \rightarrow \frac{\omega}{m_D}; k \rightarrow \frac{k}{m_D}; v \rightarrow \frac{v}{m_D} \quad (4)$$

Здесь надо упомянуть об изучении только мягких мод, и для этого мы вводим коэффициент пропорциональности между температурой и плазменной частотой α . Чтобы условия высокой температуры сохранялись, приравняем этот коэффициент как $\alpha = 10$.

Длинноволновой предел

В привычном варианте длинноволнового предела оставляется первый порядок точности в разложении в ряд, с целью упрощения решения, если нет смысла искать физику за следующими членами ряда. Здесь, надо учитывать, что в степенную функцию в выражение (1) входит квадрат частоты ω и волнового вектора k , что накладывает определенные ограничения для выбора порядка членов разложения в ряд. Степенная функция $\Theta(k^2 - \omega^2)$ равняется нулю при отрицательном аргументе, что значит при $\omega^2 > k^2$, важно учитывать неравенство при квадратах значений, так как неравенство может поменяться при отрицательных значениях величин, при сравнении в первой степени (хотя физика процесса диктует, что не бывает отрицательных значений этих величин). Во всяком случае мы рассмотрим разложение выражения (1) по малому параметру $\frac{k}{\omega} < 1$, что и соответствует длинноволновому пределу, с точностью до четвертой степени малого параметра $\frac{k^4}{\omega^4}$. Еще одна весомая причина рассмотрения такого порядка точности – это наша задача, что есть колебательные моды (зависимость частоты колебания от волнового вектора). Только при четвертом порядке точности остается связь между частотой колебания и волновым вектором для диэлектрической функции столкновительной плазмы (2), в чем читатель может убедиться уже в нижеприведенных выражениях – разложениях диэлектрической функции. Так, с учетом всего вышеупомянутого длинно-

волновой предел для выражений (1) и (2), соответственно, выглядит как:

$$\epsilon_L(\omega, k) = 1 - \frac{1}{\omega^2} - \frac{3k^2}{5\omega^4} + \frac{4\eta k^2}{3s\alpha\omega^3}; \quad (5)$$

$$\epsilon_L(\omega, k) = 1 - \frac{1}{3(\omega + iv)^2} - \frac{iv}{3(\omega + iv)^3} + \left(-\frac{1}{5} + \frac{v^2}{3k^2}\right) \frac{k^2}{(\omega + iv)^4}. \quad (6)$$

Как и говорилось ранее, для нахождения возбуждений (волн) внутри плазмы, приравняем выражения (5) и (6) нулю.

На рис. 1 данные отношения вязкости к энтропии выбраны не случайно. Первое значение равно нулю просто показывает график для модели идеальной жидкости при отсутствии вязкости. Второе значение $\eta/s = 1/4\pi$ это небезызвестный дуализм AdS/CFT [15], точнее данное значение параметра в хорошей степени имитирует результаты дуализма. Следующее значение отношение η/s равно 0.16, где расчеты вязкостной гидродинамики подгоняются графику интегрального коэффициента эллиптического потока v_2 из экспериментальных данных на RHIC [16]. Четвертое значение параметра η/s равно $5/4\pi$ это верхний предел последних попыток вывести это соотношение из сравнения результатов вязкостной гидродина-

мики с экспериментальными данными из RHIC [17]. И последнее значение $\eta/s = 0.48$ было получено из пертурбативного подхода к кварк-глюонной плазме с константой связи $\alpha_s = 0.3$ [18]. Говоря о сравнение графиков при разных значениях отношения η/s , из рис. 1 видно, графики друг от друга не отличаются поведением: в начале есть некоторое плато и по мере увеличения волнового вектора частота колебаний растет практически равномерно.

Конечно же, графики лежат один выше другого, ведь численные значения все-таки различаются, для этого мы и хотели рассмотреть различные значения вязкости. Однако, надо помнить, что задача была решена в длинноволновом пределе, а значит график физически достоверен лишь до значения $\omega > k$. Все же, такие значения волнового вектора k были нарисованы для большей наглядности разных значений вязкости. Еще хотелось бы отметить, что даже увеличенный фрагмент на первом рисунке не меняет общего соотношения между графиками, они лежат один сверху другого согласно легенде рисунка, то есть от 0 до 0.48. Данная задача была решена численно в статье [19]. Будет полезно решить ее аналитический и сравнить результаты. Более того анализ диэлектрической функции проделан в статье [20], а поверхностные волны показаны в статье [21].

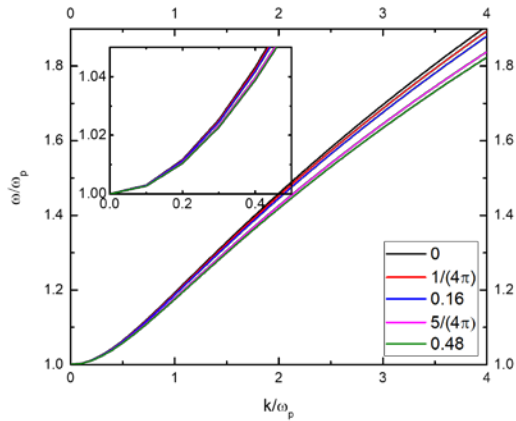


Рисунок 1. Действительная часть колебательных мод вязкостной кварк-глюонной плазмы, с разным отношением вязкости к энтропии. Обе оси представлены в линейном масштабе.

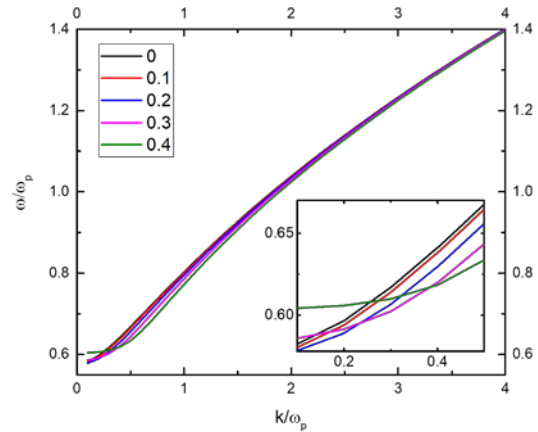


Рисунок 2. Действительная часть колебательных мод столкновительной кварк-глюонной плазмы, с разной частотой столкновения. Обе оси представлены в линейном масштабе.

На рис. 2 были выбраны всего лишь пять значений частоты столкновений для соответствия по количеству графиков с предыдущим рисунком. Диэлектрическая функция для столкновительной плазмы была выведена для малых значений столкновительной частоты, в данном случае, столкновительная частота должна быть всегда меньше частоты колебательных режимов. Здесь, графики практически не отличаются ни качественно, ни количественно. Сильно выделяются последние два значения частоты столкновений равные 0.3 и 0.4 (нарисованы розовым и зеленым цветом), где в начале имеются более резкие точки перегиба, и сами графики пересекают ось ординат выше остальных графиков с другими значениями частоты столкновений. Авторы не берутся утверждать, что это иная физика. Это можно объяснить тем, что данное значение уже является близким к самим колебательным частотам кварк-глюонной плазмы, и возможно это не совсем физически достоверное значение. Более того, в не физическим характере данных значений частоты столкновений нас убеждают результаты исследования поверхностных волн в столкновительной кварк-глюонной плазме. Однако, также надо учитывать тот факт, что не все значения на рис. 2 имеют физический смысл, ведь результаты ограничены длинноволновым пределом, то есть должно быть $\omega > k$.

Заключение

В заключении отметим, что было показано существование внутренних колебательных режимов вязкостной кварк-глюонной плазмы, и для примера были рассмотрены разные значения параметра

вязкости. На пару с этим, была решена это же задача для столкновительной кварк-глюонной плазмы, и этот график был представлен в целях сравнения мод колебания для разных подходов к описанию кварк-глюонной плазмы. Обе задачи были решены в длинноволновом пределе, но этот предел реализуем на экспериментальных установках (описанных выше), поэтому задаче не потеряла актуальности. Также, в статье можно увидеть рассуждения о пределе для параметра частоты столкновений в описании плазмы с интегралом столкновений БГК.

Данная статья является самостоятельной в том смысле, что поставленная цель расчёта волн в среде была достигнута. И все же, этот же подход будет использован для нахождения поверхностных волн в вязкостной кварк-глюонной плазме, и в этом смысле, она будет являться важным элементом при дальнейшем изучении коллективных эффектов в кварк-глюонной плазме.

Благодарность

Выражаю благодарность академику НАН РК Рамазанова Т.С. за ценные советы и замечания при проведении исследований и оформления данной статьи.

Работа была выполнена в рамках Гранта BR18574080 под наименованием «Исследование фундаментальных и прикладных проблем физики плазмы, плазмopodobных сред для целей решения задач современной энергетики и получения новых функциональных материалов» Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан.

Литература

1. H. Satz. Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons: Proceedings of an International Symposium Held at the University of Bielefeld, F.R.G., 1980.
2. Ulrich Heinz and Maurice Jacob. Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Programme, 2000
3. James Glanz. Particle Physicists Getting Closer to the Bang That Started It All. The New York Times, 2000.
4. Johann Rafelski. Melting hadrons, boiling quarks. Eur. Phys. J. A. 51 (9), 2015.
5. H.A. Weldon. Covariant calculations at finite temperature: The relativistic plasma. Phys. Rev. D, 26, 1982.
6. H.-Th. Elze and U. Heinz. Quark-gluon transport theory. Phys. Rep. 183, 1989.
7. I. Arsene, et.al., BRAHMS Collaboration. Quark-gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment. Nucl. Phys. A 757, 2005.
8. B.B. Back, et.al., PHOBOS Collaboration. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. Nucl. Phys. A 757, 2005

9. J. Adams, et.al., STAR Collaboration, Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions. Nucl. Phys. A 757, 2005, 102-183.
10. K. Adcox, et al., PHENIX Collaboration. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. Nucl. Phys. A 757 (2005) 184–283.
11. Bing-feng Jiang and Jia-rong Li. The dielectric function of the viscous quark-gluon plasma. Nucl. Phys. A 847, 2010.
12. M. E. Carrington, T. Fugleberg, D. Pickering, and M. H. Thoma. Dielectric functions and dispersion relations of ultrarelativistic plasmas with collisions. Can. J. Phys. 82, 671 (2004).
13. N. Abgrall, et.al., NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system. JINST 9 (2014) P06005.
14. M. Gazdzicki, M. Gorenstein and Peter Seyboth, Onset of deconfinement in nucleus-nucleus collisions: Review for pedestrians and experts. Acta Phys.Polon.B42:307-351,2011.
15. G. Policastro, D.T. Son and A.O. Starinets. Shear viscosity of strongly coupled $N = 4$ supersymmetric Yang–Mills plasma. Phys. Rev. Lett. 87, 2001, 081601.
16. P. Romatschke and U. Romatschke. Viscosity information from relativistic nuclear collisions: How perfect is the fluid observed at RHIC? Phys. Rev. Lett. 99, 2007, 172301.
17. Huichao Song and U. Heinz. Extracting QGP viscosity from RHIC data. J. Phys. G 36, 2009, 064033.
18. P. Arnold, G.D. Moore and L.G. Yaffe. Transport coefficients in high temperature gauge theories, 2. Beyond leading log. JHEP 0305, 2003, 051.
19. K. Baiseitov; Z. A. Moldabekov; D. Blaschke; N. Djienbekov; T. S. Ramazanov. Surface Waves in a Collisional Quark-Gluon Plasma. Physics of Particles and Nuclei Letters. 17, p. 803-808. 2020.
20. Қ.М. Байсеитов. Диэлектрическая функция кварк-глюонной плазмы. Известия НАН РК. 4 (338). 2021.
21. K. Baiseitov; D. Blaschke; T. S. Ramazanov. Collective bulk excitations in the QGP: From the weakly non-ideal case to the strong correlation limit. CPP 63, 9-10. 2023.

Автор туралы мәлімет:

Байсеитов Қасымхан Мұхтарұлы (корреспонденция авторы) – әл-Фараби ҚазҰУ физика-техникалық факультет, Плазма физикасы, нанотехнология және компьютерлік физика кафедрасы. PhD-студент (Алматы қ., Қазақстан, эл.почта: b.kasymkhan@gmail.com) <https://orcid.org/0000-0001-6220-9836>

Сведения об авторе:









Байсеитов Қасымхан Мұхтарұлы (корреспондентный автор) – КазНУ им. аль-Фараби, физико-технический факультет, кафедра физики плазмы, нанотехнологи и компьютерной физики. PhD-студент (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: b.kasymkhan@gmail.com) <https://orcid.org/0000-0001-6220-9836>

Information about author:

Baiseitov Kassymkhan Mukhtaruly (corresponding author) – al-Farabi KazNU, physical technical faculty, department of plasma physics, nanotechnology and computer physics. PhD-student (Almaty city, Kazakhstan, e-mail: b.kasymkhan@gmail.com) <https://orcid.org/0000-0001-6220-9836>

Поступила 1 марта 2024

Принята 27 мая 2024

С.А. Болегенова , А.С. Аскарова , Ш.С. Оспанова* ,
А.З. Нурмуханова , Н.А. Адильбаев , А.Б. Маканова ,
С.А. Жумагалиева , А. Шалкар 

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан
e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.kz

ЕКІФАЗАЛЫ ЖҮЙЕЛЕРДЕГІ СҰЙЫҚ БӨЛШЕКТЕРІНІҢ ЕКІНШІ ТЕКТІ БҮРКІЛУІН МОДЕЛЬДЕУ БОЙЫНША ЕСЕПТЕУ ТӘЖІРИБЕЛЕРІ

Сұйық отындардың жануын сандық зерттеу – жылуфизиканың күрделі мәселелерінің бірі, өйткені, күрделі өзара байланысқан процестер мен құбылыстардың едәуір көп санын ескеруді талап етеді. Сондықтан есептеуіш тәжірибе жану процесін зерттеу мен жануға негізделетін түрлі құрылғыларды жобалаудың аса маңызды элементіне айналып отыр. Оның рөлі болашақта да арта түседі деп нық сеніммен айтуға болады. Сондықтан жылуфизикасында есептеуіш гидродинамика әдістері етек жайып отыр, өйткені, тәжірибенің виртуалды прототипі негізінде оны жетілдіру мүмкіндігі сөзсіз туады. Берілген жұмыста отынның бүрку және жану процесінің бастапқы параметрлеріне байланысты екіфазалы гетерогенді әсерлесетін жүйелерді зерттеу бойынша есептеу эксперименттері жүргізілді. Жүргізілген есептеу эксперименттерінің нәтижесінде тамшылардың максимал жану температурасының бүрку массасы мен қысымына тәуелділігі, сондай-ақ жану камерасының биіктігі бойынша сұйық отынның екі түрінің (октан және додекан) тамшыларының дисперсиясының екі өлшемді графигі алынды. Инжектор соплосынан 50 см қашықтықта уақыт бойынша тамшылардың Саутер орташа диаметрінің таралуының алынған сандық есептеулері эксперименттік мәліметтермен салыстырылды, нәтижесінде эксперименттік мәліметтер додекан үшін сандық есептеулермен жақсы келісім беретіндігі анықталды. Екіфазалы отын жүйелерін концентрациялық және температуралық сипаттамаларын зерттеу бойынша жүзеге асырылған компьютерлік эксперименттер нәтижесінде октан мен додеканның тиімді жану режимі анықталды.

Түйін сөздер: отын, температура, масса, қысым, модельдеу, бүрку, жану.

S.A. Bolegenova, A.S. Askarova, Sh.S. Ospanova*, A.Z. Nurmukhanova,
N.A. Adilbayev, A.B. Makanova, S.A. Zhumagaliyeva, A. Shalkar
Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan
e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.edu.kz

Computational experiments on simulation of liquid particles' secondary atomization in two-phase systems

Understanding the combustion of liquid fuels poses a complex challenge in thermal physics due to the interconnected nature of the various processes involved. It is becoming increasingly crucial to rely on computer-based experiments for understanding combustion and creating innovative burning-related devices. It may have increased importance in the role. In thermal physics, there is a growing trend toward utilizing computer-based techniques to study liquid fuels, offering the potential to enhance experiments through numerical simulations. This research involved conducting computerized experiments to understand the process of fuel combustion and the transformation into gas, focusing on the initial fragmentation and combustion stages. As a result of the computational experiments, the correlation between the temperature change of burning droplets, their size, and injection speed was investigated. Also, visual representations were created to demonstrate the dispersion of various fuel droplets in a combustion chamber. The obtained numerical calculations of the droplets' Sauter mean diameter distributions of 50 cm away from the nozzle of the injector were compared with experimental points, because of which the test demonstrated the accuracy of the numerical data for dodecane. The optimal combustion mode of octane and dodecane was established based on computer experiments to study the amount of fuel present and its temperature in a two-phase liquid system.

Key words: fuel, temperature, mass, pressure, modeling, spray, combustion.

С.А. Болегенова, А.С. Аскарова, Ш.С. Оспанова*, А.З. Нурмуханова,
Н.А. Адильбаев, А.Б. Маканова, С.А. Жумагалиева, А. Шалкар
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан
*e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.kz

Вычислительные эксперименты по моделированию вторичного распыла жидких частиц в двухфазных системах

Численное исследование горения жидких топлив является сложной задачей теплофизики, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений. Поэтому вычислительный эксперимент становится все более важным элементом исследования процессов горения и проектирования различных устройств, использующих процесс горения. Можно с уверенностью говорить, что его роль будет возрастать и в дальнейшем. В этой связи все большее распространение в теплофизике получают методы вычислительной гидродинамики, когда появляется возможность оптимизировать эксперимент на основе его виртуального прототипа. В данной работе были проведены вычислительные эксперименты по исследованию двухфазных гетерогенных реагирующих систем в зависимости от начальных параметров процесса распыла и сжигания топлив. В результате проведенных вычислительных экспериментов были получены зависимости максимальной температуры горения капель от массы и давления впрысков, а также двумерные графики дисперсии капель двух видов жидких топлив (октан и додекан) по высоте камеры сгорания. Полученные численные расчеты распределения Саутеровского среднего диаметра капель по времени при расстоянии 50 см от сопла инжектора были сравнены с экспериментальными данными, в результате чего установлено, что экспериментальные данные дают хорошее согласие с численными расчетами для додекана. На основе проведенных компьютерных экспериментов по изучению концентрационных и температурных характеристик двухфазных топливных систем установлен оптимальный режим горения октана и додекана.

Ключевые слова: топливо, температура, масса, давление, моделирование, распыл, горение.

Кіріспе

Компьютерлендіру мен ғылымның қарқынды өрлеу деңгейінің жоғарылауы, әрі көмекші техникалық құралдардың мүмкіндігінің кеңеюімен техникалық физика, жылуфизикасы және отындардың жану теориясында отынды ұтымды жағу және оны саналы түрде тұтыну процестерінің экологиялық залалсыздығын қамту саласында өзекті мәселелерді шешудің озық тәжірибелері ойластырылып, бірталай табысқа жету үстінде.

Бүгінгі күні қалпына келетін энергия көздерін игеру, әрі оларды тиімді тұтынуды жандандыруға күш салынып жатқанымен, көпшілік мемлекеттерде энергияның 85%-ға жуығы жер қойнауынан қазып алынатын жанғыш отын түрлерінен игеріледі [1]. Энергетикалық талдаулардың қорытындысына жүгінсек, 39% энергия көлемі сұйық отындардың алуан түрлерін жағудан алынатын көрінеді, ал оның ішінде көлік тасымалы секторына жұмсалатын энергия өндірісінің пайыздық үлесі 97% көрсеткішті көрсетіп отыр [2-5]. Сұйық отынды басты энергия көзі ретінде қажетке жаратумен қатар, жұмыс істеу принципі оларды жағумен байланысты құрылғылардың

эффективтілігін жоғарылатуға және шығарылатын зиянды қалдықтардың мөлшерін неғұрлым азайтуға да ерекше назар аударылуы керек. Соңғы уақыттарда әлемдегі көпшілік мемлекеттерде, оның ішінде Еуропа мен Орта Азия елдерін қоса есептегенде, отын сапасының экологиялық қауіпсіздігіне қойылатын талаптардың өсу динамикасы байқалады.

Зиянды газ тәрізді қалдықтардың өндірісін мейілінше азайтуда аса тиімді, әрі қалдықтардың төменгі деңгейіне негізделетін энергия түрлендіруші құрылғылардың жетілдірілген жүйелерін әзірлеу көш бастап тұрғаны рас. Бұл шындығында көмірқышқыл газының (CO₂) бөлінуіне байланысты, әрі оның салдарынан болашақта әуе көліктерінің стратосфераның озон қабатының қажетсіз нашарлауына әкелмейтіндігіне кепілдік береді. Мұнайдың ғаламдық тұтыну көлемі Халықаралық энергетика агенттігінің топшылауынша күн санап әлі де ұлғаятын болады [6-9].

Отынды пайдаланудың тиімділігі, одан шығатын қондырғының өнімділігі мен орнықтылығы отынды дайындау, оны беру және ұтымды жағу процестерін қамтитын отынды жағудың оңтайлы ұйымдастырылуына тікелей байланысты. Оңтайлы режимдегі іштен жану

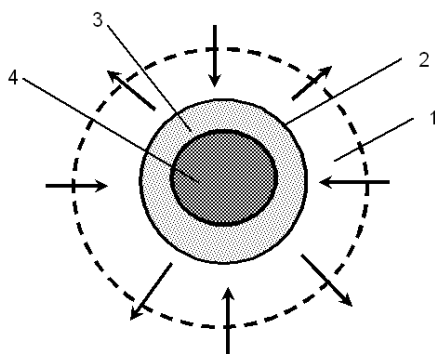
қозғалтқыштарын қалыптастырудағы барша зерттеулер көлік құралдарынан атмосфераға шығарылатын ластаушы заттардың мөлшерін кемітуге бағытталған.

Алғашқы сатыда сұйық отын қайнау температурасына дейін қызып, әрі қарай булануға көшеді, келесі сатыда жану процесі жүзеге асырылады. 1-суретте сұйық тамшысының жану процесінің сызбалық құрылымы келтірілген. Сұйық көмірсутекті отын түрлерінің қайнау температурасы тұтану шегінен төмен болатындықтан жанудан бұрын булану процесі жүзеге асырылады. Өндірілетін жану өнімдерімен ілесіп, диффузияланушы ауаның үлесі жану аймағына тереңдей түседі. Жану аймағының ауданы тамшылардың жану жылдамдығы мен оларды бүрку сипатына тікелей тәуелді болатыны анық: бүркілетін тамшылардың өлшемі неғұрлым ұсақ болса, жану процесі соғұрлым толыққанды өтетіні белгілі.

2-суретте сызба түрінде зымырандық қозғалтқыштарда орын алатын шарттарға сәйкес

жағдайдағы серіктес ауа ағынымен бүрку түрі бейнеленген. Мұнда сұйық оттегінің төменгі жылдамдықта бүркілген орталық ағыншасын газ тәрізді сутегінің жоғары жылдамдықты ағыны өз қозғалысымен бірге ілестіріп алып кетеді. Сұйық ағыншасы толқынды сипатқа еніп, содан соң қозғалыстағы газдың жылдамдығының жоғары болуының себебінен жіпшелер мен ұсақ тамшыларға жіктеліп кетеді.

Инжектор сопласының кірісіне жақын ауданда сұйық отынның фрагменттерге жіктеліп үлгермейтін аймағын сұйық ядросы деп атайды. Мұнда сұйық салмағының фракциясы бірге жақындап, ал жалпы сұйық ағынының ауданы мейлінше бұзылуға ұшырай қоймайды [10-13]. Көпшілік құбылыстар жоғарыда аталған сұйық ядросының үзілу шекарасында жүзеге асырылатындықтан фрагменттер талшықтарға жіктеліп, жоғары жылдамдықты ағыстың әсерінен олар өз кезегінде тамшыларға ажырайды. Сұйық отын массасының мұндай ұсақ фрагменттерге жіктелуі бірінші текті бүрку құбылысымен сипатталады.



1-сурет – Көмірсутекті отын тамшысының жану сатылары
 1 – камерадағы газ бен жану өнімдерінің таралу аймағы,
 2 – сұйық отын көлемі, 3 – отын буының шоғырлану аймағы, 4 – тамшы

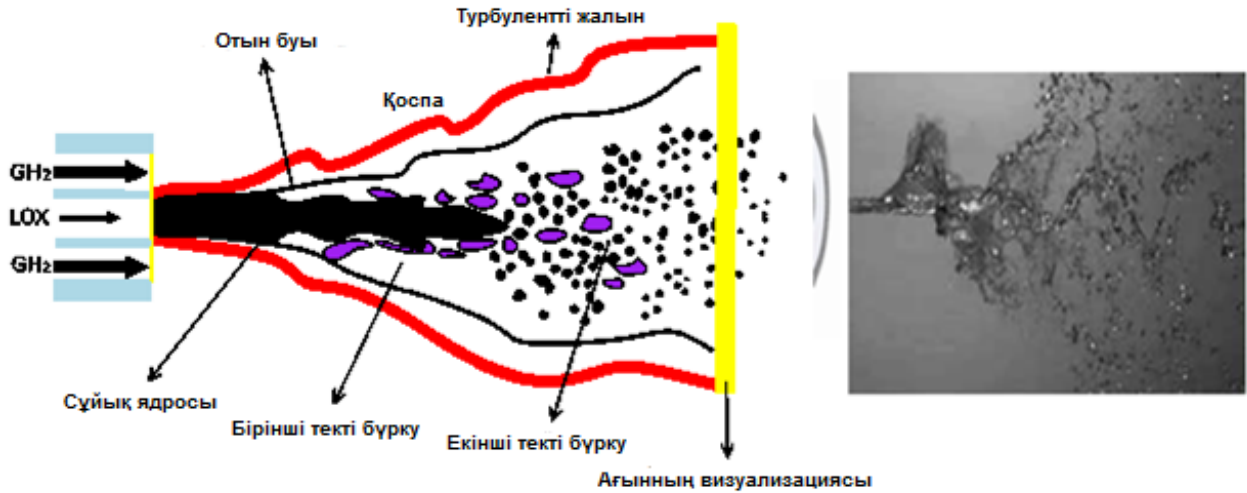


2-сурет – Реактивті іштен жану қозғалтқышындағы отынды бүрудің мысалы

Ажырап шыққан сұйық фрагменттері өзара соқтығу процесінің салдарынан бірігіп, біртұтас масса құрайды немесе одан әрі қарай ұсақ тамшыларға жіктеліп кетеді. Аталған құбылыс жоғары жылдамдықта

қозғалатын газ ағынының әсерінен жүзеге асырылады.

3-суретте бірінші және екінші текті сұйық ағынының бүркілу процесінің таралуының сызбалық бейнесі келтірілген [14].



3-сурет – Сұйық отын ағыншасының бүрку сызбасы

Қолданылатын әдістер және нысанның сандық моделі

Модельдеу тәжірибелерін жүзеге асыру мақсатында мәселенің математикалық моделі тұрғызылды: сұйық отынның бүрку және жану процестерін сипаттайтын үзіліссіздік, қозғалыс, компонент концентрациясының теңдеулері мен эмпирикалық турбуленттілік моделі келтірілді.

Тамшылардың газ ағынында таралуын сипаттайтын үзіліссіздік теңдеуі келесі нұсқада жазылады [15-17]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = S_{mass}, \quad (1)$$

мұндағы \vec{u} – сұйық отын ағынының векторлық жылдамдығы. Екіфазалы ағыс жағдайында S_{mass} ағын көзі тамшылардың булануы немесе конденсацияның салдарынан газ тығыздығының локальді градиентін сипаттайты. Бірфазалы қарапайым біртекті жүйелерде жоғарыдағы ағын көзі нөлге тең деп қарастырылады.

Тамшылардың серіктес газ ағынындағы қозғалысы импульстің сақталу заңымен сипатталады [15-17]:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \text{grad}) \vec{u} = \text{div} \vec{\xi} + \rho \vec{g} + S_{mom}, \quad (2)$$

$$\vec{\xi} = -P\vec{I} + \vec{\tau}.$$

(2) теңдеудің оң жағы қысымның P өзгерісі, тұтқыр кернеу тензоры $\vec{\tau} = \lambda \vec{I} \text{div} \vec{u} + 2\mu \vec{D}$ және сұйық көлемінің салмағының $\rho \vec{g}$ есебінен негізгі ағынға келіп қосылатын импульстің өсімшесін білдіреді. Мұндағы $D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ –

жылдамдық тензорының деформациясы, \vec{I} – сандық матрица, μ және λ – динамикалық және екінші тұтқырлық коэффициенттері.

Бірфазалы біртекті газ жүйелерінде $S_{mom} = 0$ тең болады; екіфазалы әсерлесуші ағыстарда S_{mom} ағын көзі тамшылардың газ ағынына

ілесе қозғалуы нәтижесіндегі импульстің локальді өзгеріс жылдамдығын білдіреді.

Жүйенің ішкі энергиясы жылу ағыны мен оның таралу жылдамдығына тәуелді болады [15-17]:

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \vec{\tau} : \vec{D} - \rho \operatorname{div} \vec{u} - \operatorname{div} \vec{q} + S_{energy}, \quad (3)$$

теңдеудегі q Фурье өрнегінен анықталатын меншікті жылу ағынын сипаттайды, $\vec{\tau} : \vec{D}$ шамасы тұтқыр диссипацияның салдарынан туындайтын ішкі энергияның өзгерісінің өсімшесін білдірсе, S_{energy} бүркілген тамшылардан тұратын сұйық фазаның ішкі энергияның өсімшесіне қосатын үлесін көрсетеді.

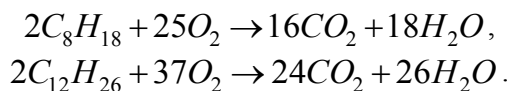
Концентрацияның m компонентінің сақталу теңдеуі келесідей болады [15-17]:

$$\frac{\partial(\rho c_m)}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho c_m u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \cdot D_{c_m} \cdot \frac{\partial c_m}{\partial x_i} \right) + S_{mass}, \quad (4)$$

бұл жердегі ρ_m отын-ауалы қоспаның m -ші компонентінің массалық тығыздығын білдірсе, ρ жалпы қоспаның толық тығыздығын көрсетеді.

Жұмыста турбулентті ағыстарды инженерлік есептеулердің анағұрлым универсал моделдері ретінде екі дифференциалдық теңдеуден тұратын $k-\varepsilon$ моделі қолданылды. Мұнда турбулентті ағынның кинетикалық энергиясы k және оның диссипация дәрежесі ε үшін қос эмпирикалық теңдеу шешіледі [18-21].

Жұмыста іштен жану қозғалтқыштарында жиі пайдаланылатын октан және додекан сұйық отындары қолданылды. Олардың ауамен тотығуының химиялық ауысу реакциясы келесі түрде жазылады:

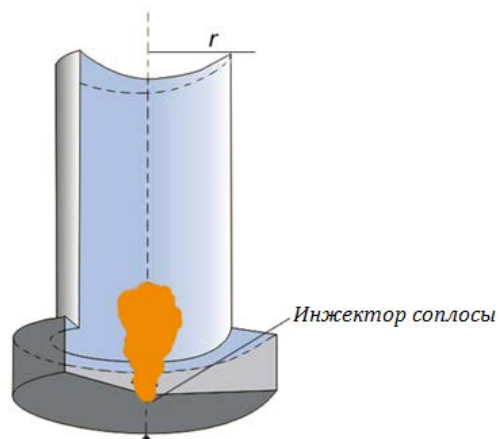


Барлық көмірсутекті отындардың жану реакциясының соңында көміртегінің қос тотығы мен ылғал түзіледі.

Есептеуіш тәжірибе нәтижелері

Модельдеу бойынша эксперименттерді жүргізу барысында әр түрлі іштен жану қозғалтқыштарындағы сұйық отынды бүрку және оның жану процесінің химиялық кинетикасын сипаттау үшін KIVA-II қолданбалы компьютерлік бағдарламасы қойылған міндеттерге сәйкес бейімделді [22]. Бұл бағдарлама кешінінің көмегімен жоғары турбулентті әсерлесуші ағындардағы тамшылардың тұтану, булану және жану процестерін модельдік камерада визуализациялауға болады. Нәтижесінде жану камерасының биіктігі бойымен ағыстың визуализациясын, яғни оның аэродинамикалық, температуралық, концентрациялық және турбуленттік параметрлерін есептеуге мүмкіндік туындайды.

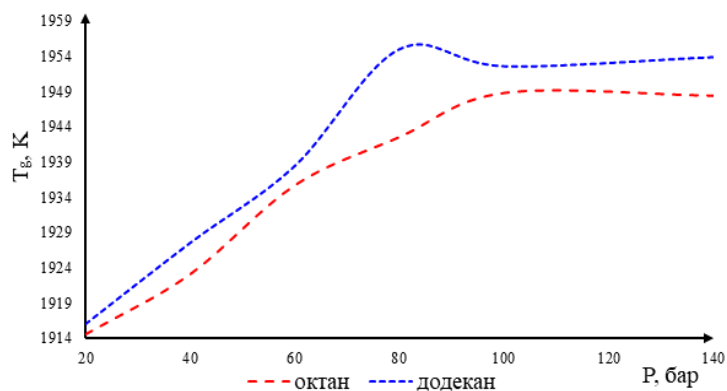
Жану камерасының геометриялық пішіні цилиндр формалы: биіктігі 15 см және диаметрі 4 см тең. Модельдік жану камерасының кескіні 6 суретте бейнеленген. Модельдеу барысында қамтылған геометриялық есептеу аймағы 650 бақыланатын торларға жіктелінді. Сұйық отын тамшылары камераның төменгі бөлігіндегі инжектор арқылы камераға бүркіледі. Жану камерасының қабырғалары 353 К-ге, ал ондағы серіктес газ ағыны 900 К-ге дейін қыздырылады. Тамшылардың кіріс өлшемдері монодисперсті отын қоспасы үшін 25 мкм тең деп қабылданды. Инжектор сопласының отынды бүрку бұрышы 10^0 -қа тең болды. Сұйық отынды бүрку жылдамдығы 350 м/с кұрайды.



4 сурет – Жану камерасының геометриясы

Берілген жұмыста жану камерасындағы октан мен додеканның бүрку және дисперсия процестеріне қысым мен бүрку массаларының әсері бойынша зерттеулер жүргізілді. Екі сұйық отын түрі – октан және додеканның жану процесінің әр түрлі параметрлеріне қысымның әсері зерттелінді. Есептеу тәжірибесін жүргізу үшін октан C_8H_{18} және додекан $C_{12}H_{26}$ үшін қысымның мәндері 20 бар-дан 200 барға дейін 20 бар интервалмен өзгерсе, ал есептеулерде отын массалары 4 мг-нан 20 мг-ға дейінгі аралықта ауысып отырды.

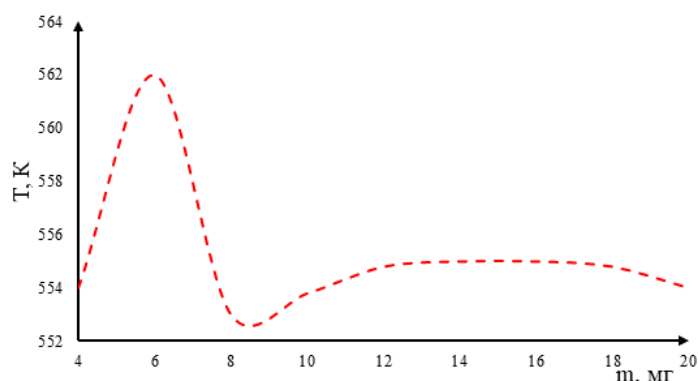
Модельдік камерадағы максимал жану температурасының газ қысымына тікелей тәуелді өзгерісін 5 суреттен байқауға болады. Қос көмірсутекті сұйық отынның (октан және додекан) температурасының таралу қисықтарын талдаудың нәтижесінде мынадай тұжырым жасалды: октанның жану температурасы қысым артқан сайын монотонды өсетін болса, додекан температура шыңына 80 бар қысым мәнінде жетеді, мұндағы ең жоғарғы температура 1954,98 К көрсеткішті құрайды. Октанның максимал жану температурасы 1948,79 К камерадағы қысымның 100 бар мәнінде орнайды.



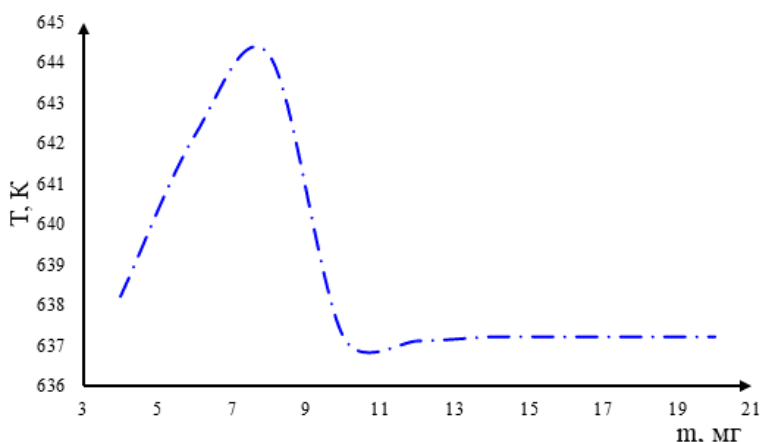
5-сурет – Октан мен додеканның максимал температураларының жану камерасындағы қысымға тәуелділігі

Төменде 6 және 7 суреттерде тамшылардың бастапқы меншікті массаларының олардың бүрку, булану және жану процестеріне әсері компьютерлік модельденген. Суреттерде сұйық отындардың бүрку массаларына қатысты октан мен додекан тамшыларының температураларың камера ішінде таралуы бейнеленген.

6 суреттегі графикті талдау көрсеткендей, бүрку массасының артуы салдарынан октанның температурасы да қоса артып, 6 мг масса мәнінде температураның мәні 562 К құрайды. 7 суреттен көрініп тұрғанындай, додекан үшін 644 К тең температура мәні 7 мг массаға сәйкес келеді.



6-сурет – Октан тамшыларының температурасының сұйық отын массасына қатысты таралуы



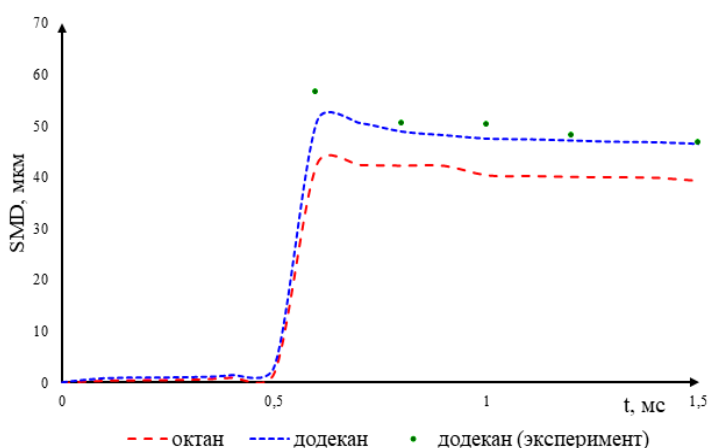
7-сурет – Тамшылардың бүрку массасының додеканның меншікті жану температурасына әсері

Сонымен қатар жұмыста инжектордан алыстаған сайын октан мен додекан тамшыларының Саутерлік орташа диаметрлерінің (SMD) уақыттық үлесуінің модельдік, әрі эксперименттік есептеу тәжірибелері ұсынылған. Тамшылардың Саутерлік орташа диаметрі отын-ауалы екіфазалы қоспадағы бөлшектердің өлшемдері бойынша таралуының беттік-көлемдік параметріне жатады. Жүргізілген сандық модельдеу тәжірибелері бірқатар авторлардың еңбектерінен [23] алынған эксперименттік деректермен салыстырылды (8 сурет).

Экспериментте сопло инжекторының шығысынан 10-60 мм аралығындағы әр 10 мм сайынғы

қашықтықтағы додекан бөлшектерінің таралуының ерекшеліктері өлшенген [23]. Аталмыш жұмыста ұқсас зерттеулер соплодан 50 мм қашықтықта октан мен додекан бөлшектерінің уақыттық үлесуі сандық модельдеудің көмегімен жүзеге асырылды.

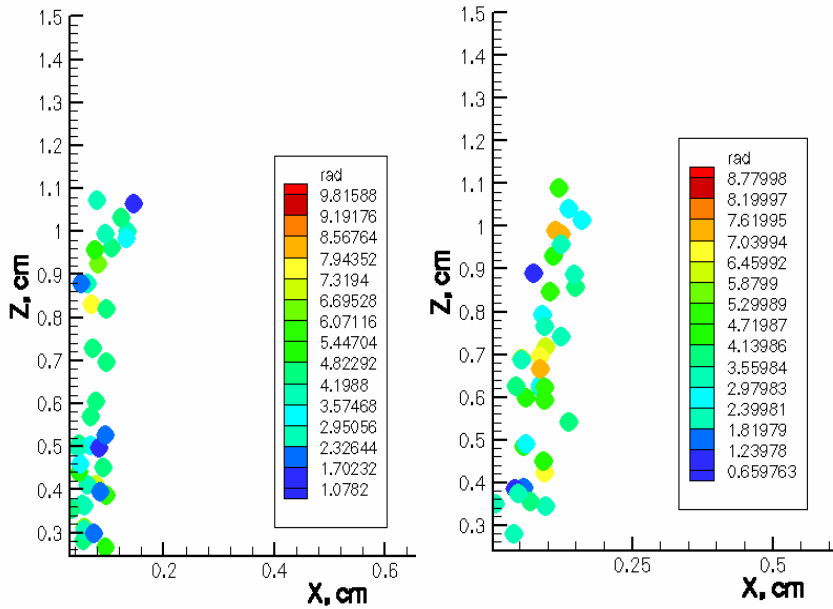
8 суреттен көрініп тұрғанындай, натурлық және компьютерлік тәжірибелер жеткілікті деңгейде жақсы сәйкес келеді. 8 суретте кескінделген қисықтарға салыстырмалы талдау жүргізу арқылы додекан бөлшектерінің сандық және тәжірибелік уақыттық үлесулерінің өзара жақсы үйлесімділікте екендігін анық байқауға болады.



8-сурет – Инжектордан 50 мм қашықтықтағы октан мен додекан тамшыларының орташа Саутер диаметрлерінің (SMD) уақыт бойынша таралуын тәжірибемен салыстыру

Қол жеткізілген сандық модельдеу нәтижелерін талдау арқылы октан үшін тиімді қысым мәні 100 бар және додекан үшін 80 бар, ал тиімді масса мәні октан үшін 6 мг-ға, ал додекан үшін 7 мг-ға тең деген қорытынды жасауға болады.

9 суреттен қысым мен массаның тиімді мөндеріне сәйкес белгілі уақыт мезеттеріндегі жану камерасының кеңістігіндегі октан және додекан сұйық бөлшектерінің радиусы бойынша үлесулерін көруге болады.



а) октан б) додекан

9-сурет – $t=1,8$ мс уақыт мезетіндегі октан және додекан тамшыларының радиусы бойынша дисперсиясы

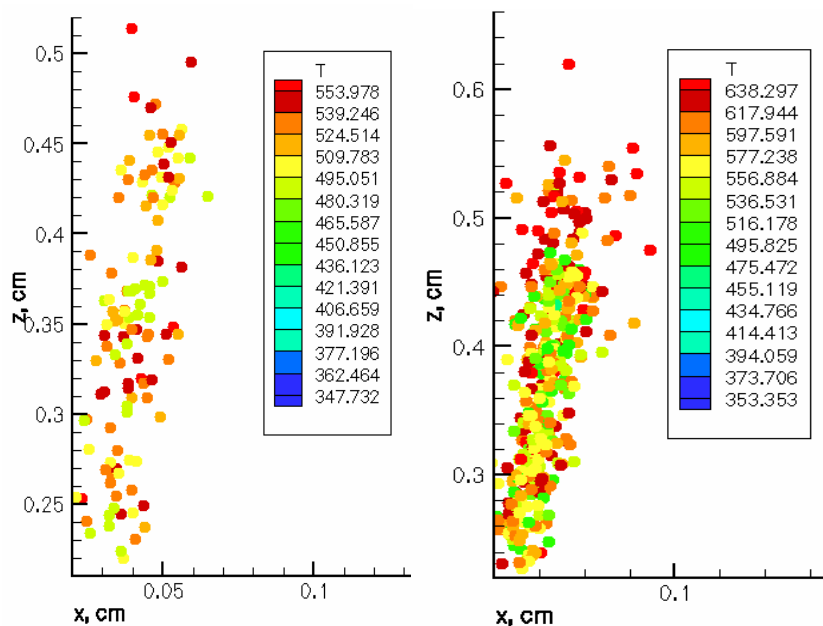
Сандық тәжірибенің бастапқы тұсында екіфазалы қоспа монодисперсті болғандықтан тамшылар бірдей өлшемде таралғанымен тұтану, булану және жану процестерінің әсерінің салдарынан өзара соқтығысып, әрі импульс алмасуының нәтижесінде бірігіп немесе ұсақ тамшыларға жіктелуі себебінен бөлшектердің меншікті өлшемдері (радиусы) өзгеріске ұшырай бастайды.

Октан тамшыларының ең үлкен меншікті радиусының өлшемі 9,8 микронға тең болса, додекан тамшылары 8,8 микронға дейін ұлғая түседі. Жоғарыдағы 9 суретті әрі қарай талдауды жалғастыра отырып, өлшемдері үлкен бөлшектердің тығыздығының аздығын және камераның жалпы кеңістігінен өзге көлеміндегі тамшылардың орташа массалық үлесі 2-ден 6 микронға дейін сиретілетіндігіне көз жеткізе аламыз. Додекан тамшылары жану процесінің барысында камераның 1,4 см биіктігіне және көлденең бағытта 0,25 см ені бойымен алыс

қашықтықтарға таралып кететіндігі айқын көрініп тұр. Бұл кезекте октан бөлшектері керісінше қысқа қашықтықта камераның 1,1 см биіктігі мен 0,2 см ені арылығындағы аймақта шоғырланады (9 сурет).

4 мс уақыт мезетіндегі октан және додекан тамшыларының меншікті температурасына қатысты тығыздығының үлесуі 10 суретте бейнеленген.

Камераның төменгі тұсында октан бөлшектері 348 К, ал додекан тамшылары 353 К температураны қамти отырып, жану аймағының ауданына бірте-бірте бойлай түседі. Жану процесінің $t=4$ мс мезетінде октан бөлшектерінің меншікті температурасының ең жоғарғы шамасы 554 К-ге жетсе, осы мезеттегі додекан тамшыларының температурасының шекті мәні 638 К-ді теңгереді. Осы тұжырымнан октанмен салыстырғанда додекан бөлшектерінің меншікті температурасының дисперсиясы едәуір жоғары болатындығына көз жеткіземіз.



а) октан ә) додекан

10-сурет – $t=4$ мс уақыт мезетіндегі октан және додекан тамшыларының меншікті температурасы бойынша дисперсиясы

Қорытынды

Бұл жұмыста цилиндрлік жану камерасындағы қысым мен массаның әр түрлі мәндерінің екі түрлі сұйық отындардың (октан және додекан) тұтану, жану және булану процестеріне әсері компьютерлік модельденді.

Жұмыста жану камерасына бүркілетін сұйық отындардың жіктелуі, дисперсиясы, булану және жану процестерін сипаттайтын мәселенің математикалық және геометриялық модельдері тұрғызылды.

Жүргізілген есептеу тәжірибелерінің нәтижесінде төмендегідей қорытынды жасауға болады. Жүргізілген есептеу тәжірибелерінің нәтижелерін талдау арқылы октан үшін тиімді қысым мәні 100 бар және додекан үшін 80 бар, ал тиімді масса мәні октан үшін 6 мг-ға, ал додекан үшін 7 мг-ға тең деген қорытынды жасауға болады.

Берілген қысым мен масса мәндерінде тамшылардың өз температурасы мен жану камерасындағы жану температурасы максимал мәндеріне жетеді. Қысымның аталған мәндерінде отын тамшылары қарқынды түрде булана бастайды. Сонымен қатар жану камерасындағы қысымның сұйық отындарды бүрку және олардың дисперсиясы процестеріне әсерін зерттеу арқылы екі отын түрі үшін қысымның өсуі жоғары температуралардың таралу облысының өсуіне алып келетіндігі дәлелденді. Бүрку массасының тиімді қысым мәндеріне сәйкес әрі қарай артуы октан және додекан үшін жану процесін нашарлатып, температураның кезекті төмендеуіне алып келеді.

Жұмыста жүргізілген зерттеулер Қазақстан Республикасының Ғылым және жоғарғы білім министрлігінің қаржылай қолдауымен №AP19679741 жүзеге асырылды.

Әдебиеттер

1 Askarova A, Georgiev A, Beketayeva M Computational modeling of pollutants in furnaces of pulverized coal boilers of the republic of Kazakhstan. Energy 2022;258:24826. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2022.124826>
 2 Bolegenova S, Askarova A, Slavinskaya N, et al. Statistical modeling of spray formation, combustion, and evaporation of liquid fuel droplets. Physical Sciences and Technology 2022;9:69-82. <https://doi.org/10.26577/phst.2022.v9.i2.09>

- 3 Berezovskaya I, Tasmukhanova A, et al. Investigation of the influence of liquid fuel injection rate on the combustion process using KIVA-II software. Eurasian Physical Technical Journal 2023;20:43-51.
<https://doi.org/10.31489/2023No3/43-51>
- 4 Zhang H, Sun W, Guo L, et al. An experimental study of using coal to liquid (CTL) and diesel as pilot fuels for gasoline dual-fuel combustion. Fuel 2021;289:119962.
<https://doi.org/10.1016/j.fuel.2020.119962>
- 5 Askarova A, et al. 3D modelling of heat and mass transfer processes during the combustion of liquid fuel. Bulgarian Chemical Communications 2016;48:229-235.
- 6 Sugirbekova A, Berezovskaya I, Tuyakbayev A, et al. Investigation of various types of liquid fuel atomization and combustion processes at high turbulence. Journal of Engineering and Applied Science 2018;13:4054-4064.
- 7 Askarova A, Beketayeva M, Bolegenova S, et al. Control harmful emissions concentration into the atmosphere of megacities of Kazakhstan Republic. IERI Procedia 2014;10:252-258.
<https://doi.org/10.1016/j.ieri.2014.09.085>
- 8 Huang J, Zhao X Numerical simulations of atomization and evaporation in liquid jet flows. International Journal of Multiphase Flow 2019;119:180-193.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.07.018>
- 9 Bolegenova S, Aldiyarova A, Ungarova N, et al. Simulation of non-isothermal liquid sprays under large-scale turbulence. Physical Sciences and Technology. 2021;8:28-40.
<https://doi.org/10.26577/phst.2021.v8.i2.04>
- 10 Gorokhovski M The stochastic Lagrangian model of drop breakup in the computation of liquid sprays. Atomization and Sprays 2001;1:169-176.
<http://dx.doi.org/10.1615/AtomizSpr.v11.i5.20>
- 11 Askarova AS, et al. Investigation of various types of liquid fuel atomization and combustion processes at high turbulence. Journal of Engineering and Applied Sciences 2018;13:4054-4064.
- 12 Askarova AS, et al. Numerical simulation of the oxidant's temperature and influence on the liquid fuel combustion processes at high pressures. Journal of Engineering and Applied Sciences 2015;10:90-95.
- 13 Gao D, Morley NB, Dhir V Numerical simulation of wavy falling film flow using VOF method. Journal of Computational Physics 2003;192:624-642.
<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2003.07.013>
- 14 Slavinskaya N, Aldiyarova A, Zhagaparov A, et al. Investigation of the droplet dispersion influence on the atomization of liquid fuel processes in view of large-scale structures formation. Recent Contributions to Physics 2022;80:75-86.
<https://doi.org/10.26577/RCPH.2022.v80.i1.09>
- 15 Gorokhovski M, Herrmann M Modeling primary atomization. Annual Review of Fluid Mechanics 2008;40:343-366.
<https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.40.111406.102200>
- 16 Gorokhovski M The stochastic Lagrangian model of drop breakup in the computation of liquid sprays. Atomization and Sprays 2001;1:169-176.
<http://dx.doi.org/10.1615/AtomizSpr.v11.i5.20>
- 17 Beketayeva MT, Pilipenko NV, Baktybekov KS, Syzdykov AB, et al. Investigation of the different Reynolds numbers influence on the atomization and combustion processes of liquid fuel. Bulgarian Chemical Communications 2018;50: 68-77.
- 18 Bolegenova S, Askarova A, Georgiev A, et al. The use of plasma technologies to optimize fuel combustion processes and reduce emissions of harmful substances. Energy 2023;277: 127635.
<https://doi.org/10.1016/j.energy.2023.127635>
- 19 Safarik P, Nugymanova A, Ospanova Sh, et al. Study of the aerodynamics of the flow of the combustion chamber of a power plant with various supply of solid fuel. Recent contributions to Physics 2022;83:49-57.
<https://doi.org/10.26577/RCPH.2022.v83.i4.06>
- 20 Messerle V, Ustimenko A, Karpenko E, Loktionova, et al. Optimization of the combustion of power station coals using plasma technologies. Thermal Engineering 2004;51:488-493.
- 21 Safarik P, Nugymanova A, Ospanova Sh, et al. Study of the aerodynamics of the flow of the combustion chamber of a power plant with various supply of solid fuel. Recent contributions to Physics 2022;83:49-57.
<https://doi.org/10.26577/RCPH.2022.v83.i4.06>
- 22 Amsden AA, O'Rourke PJ, Butler TD KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. Los Alamos, 1989, 160 p.
- 23 Arcoumanis C, Cutter P, Whitelaw DS Heat transfer processes in diesel engines. Institution of Chemical Engineer Trans IChemE 1998;76:124-132.

Авторлар туралы мәлімет:

Болегенова Салтанат Алихановна – физика-математика ғылымдарының докторы, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ жылуфизика және техникалық физика кафедрасының профессоры (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: Saltanat.Bolegenova@kaznu.edu.kz);

Аскарлова Алия Сандыбаевна – физика-математика ғылымдарының докторы, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ жылуфизика және техникалық физика кафедрасының профессоры (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: Aliya.Askarova@kaznu.edu.kz);

Оспанова Шынар Сабитовна (корреспонденция авторы) – PhD, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ жылуфизика және техникалық физика кафедрасының аға оқытушысы (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: Shynar.Ospanova@kaznu.edu.kz);

Нурмуханова Альфия Зейнуллоевна – техника ғылымдарының кандидаты, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ жылуфизика және техникалық физика кафедрасының аға оқытушысы (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: alfiya.nurmukhanova777@gmail.com);

Адилбаев Нуркен Амидоллаевич – әл-Фараби атындағы ҚазҰУ «8D07106-Жылуэнергетикасы» білім беру бағдарламасының 1 курс докторанты (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: adilbayev_nurken2@live.kaznu.kz);

Маканова Аяулым Болаткановна – әл-Фараби атындағы ҚазҰУ «7M05305-Техникалық физика (АТМО)» білім беру бағдарламасының 1 курс магистранты (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: aiko.20.20@mail.ru);

Жумагалиева Сабина Ауданбайқызы – әл-Фараби атындағы ҚазҰУ «7M05305-Техникалық физика (АТМО)» білім беру бағдарламасының 1 курс магистранты (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: zhumasabina@icloud.com);

Шалқар Ақжол – әл-Фараби атындағы ҚазҰУ «7M05305-Техникалық физика (АТМО)» білім беру бағдарламасының 2 курс магистранты (Алматы қ-сы, Қазақстан, эл.почта: Shalkar.akzhol@gmail.com);

Сведения об авторах:

Болегенова Салтанат Алихановна – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теплофизики и технической физики КазНУ им. аль-Фараби (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: Saltanat.Bolegenova@kaznu.edu.kz);

Аскарлова Алия Сандыбаевна – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теплофизики и технической физики КазНУ им. аль-Фараби (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: Aliya.Askarova@kaznu.edu.kz);

Оспанова Шынар Сабитовна (корреспондентный автор) – PhD, старший преподаватель кафедры теплофизики и технической физики КазНУ им. аль-Фараби (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: Shynar.Ospanova@kaznu.edu.kz);

Нурмуханова Альфия Зейнуллоевна – кандидат технических наук, старший преподаватель кафедры теплофизики и технической физики КазНУ им. аль-Фараби (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: alfiya.nurmukhanova777@gmail.com);

Адилбаев Нуркен Амидоллаевич – докторант 1 курса образовательной программы «8D07106-Теплоэнергетика» КазНУ им. аль-Фараби (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: adilbayev_nurken2@live.kaznu.kz);

Маканова Аяулым Болаткановна – магистрантка 1 курса образовательной программы «7M05305-Техническая физика (ИТМО)» (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: aiko.20.20@mail.ru);

Жумагалиева Сабина Ауданбайқызы – магистрантка 1 курса образовательной программы «7M05305-Техническая физика (ИТМО)» (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: zhumasabina@icloud.com);

Шалқар Ақжол – магистрант 2 курса образовательной программы «7M05305-Техническая физика (ИТМО)» (г. Алматы, Казахстан, эл.почта: Shalkar.akzhol@gmail.com);

Information about authors:

Bolegenova Saltanat – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Thermophysics and Technical Physics of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: Saltanat.Bolegenova@kaznu.edu.kz);

Askarova Aliya – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Thermophysics and Technical Physics of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: Aliya.Askarova@kaznu.edu.kz);

Ospanova Shynar (corresponding author) – PhD, Senior Lecturer of the Department of Thermophysics and Technical Physics of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.edu.kz);

Nurmukhanova Alfiya – Candidate of Technical Sciences, Senior Lecturer of the Department of Thermophysics and Technical Physics of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: alfiya.nurmukhanova777@gmail.com);

Adilbayev Nurken – 1st year doctoral student of the educational program «8D07106-Thermal Power Engineering» of al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, e-mail: adilbayev_nurken2@live.kaznu.kz);

Makanova Ayaulym – 1st year master student of the educational program «7M05305-Technical Physics (ITMO)» (Almaty, Kazakhstan, e-mail: aiko.20.20@mail.ru);

Zhumagaliyeva Sabina – 1st year master student of the educational program «7M05305-Technical Physics (ITMO)» (Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhumasabina@icloud.com);

Shalkar Akzhol – 2nd year master student of the educational program «7M05305-Technical Physics (ITMO)» (Almaty, Kazakhstan, e-mail: Shalkar.akzhol@gmail.com);

2 мамыр 2024 қарастырылуға жіберілді
30 мамыр 2024 қабылданды

IRSTI 29.33; 37.15.17; 41.19.33

<https://doi.org/10.26577/JPEOS.2024.v26.i1-i3>

A.A. Solodovnik , P.I. Leontyev , B.M. Useinov* ,
D.V. Alyoshin , N.P. Solodovnik , M.B. Shogzhanova ,
G.E. Seilbekova 

*North Kazakhstan university named after M. Kozybayev, Petropavlovsk, Kazakhstan

* e-mail: buseinov@gmail.com

ON THE POSSIBILITY OF THE AGROGLYPHS EMERGENCE UNDER THE INFLUENCE OF COSMIC FACTORS

Based on the study of the phenomenon of wheat stalks regular lodging on a large area (Voznesensovsky phenomenon), the possibility of linking this and other similar phenomena (agroglyphs) of natural origin with the action of cosmic factors is analyzed. The criteria features of the phenomena under consideration and particular structural features of the phenomenon under study are determined. It is shown that in order to explain the totality of facts, the most promising is to attract the idea of a short-term radiation effect of sufficiently high energy on the entire plant array. This point of view is quite consistent with the features of the structure and physiology of cereal crops stems. The reason for the wheat stalks lodging could be the heating of their nodes under the action of a pulse of microwave radiation. The preference for microwave radiation, but not infrared radiation, is physically justified. The supposed source of the microwave radiation pulse is the development of a meteor phenomenon generated by the intrusion into the Earth's atmosphere of a meteor body containing a significant mass of water ice. The paper shows that in this case, one can expect the appearance of a pulse of forced (maser-type) radiation at a wavelength of 1,35 cm. This radiation can reach the Earth's surface quite freely. Calculations of the energy and mass of a meteor body, which capable to generat the considered effect, are in good agreement with the data of meteor astronomy. Orderliness in the lodging of stems is explained from the standpoint of heliotropism of plant development. The general aspects of the agroglyphs appearance connection with the manifestations of meteoric activity and the prospects for the development of the study are discussed.

Keywords: meteoroids, meteor phenomena, agroglyphs, instrument complex, analyzed, crop circles.

А.А. Солодовник, П.И. Леонтьев, Б.М. Усеинов* , Д.В. Алёшин,
Н.П. Солодовник, М.Б. Шоғжанова, Г.Е. Сейілбекова

М.Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан университеті, Петропавл, Қазақстан

* e-mail: buseinov@gmail.com

Агроглифтердің ғарыш факторларының әсерінен пайда болу мүмкіндігі туралы

Бидай сабақтарының үлкен аумақта тұрақты орналасу құбылысын зерттеу негізінде (Вознесенский құбылысы) осы және басқа да ұқсас табиғи құбылыстарды (агроглифтер) ғарыш факторларының әсерімен байланыстыру мүмкіндігі талданады. Қарастырылып отырған құбылыстардың критериялды белгілері және зерттелетін құбылыстың нақты құрылымдық ерекшеліктері анықталды. Фактілер жиынтығын түсіндіру үшін бүкіл өсімдік массивіне жеткілікті жоғары энергияның қысқа мерзімді радиациялық әсері туралы идеяны тарту ең перспективалы болып табылады. Бұл көзқарас дөңді дақылдар сабақтарының құрылымы мен физиологиясының ерекшеліктеріне сәйкес келеді. Бидай сабақтарының орналасуының себебі микротолқынды сәулелену импульсінің әсерінен олардың шыңдарын қыздыру болуы мүмкін. Инфрақызыл сәулеленуден гөрі микротолқынды сәулеленуге артықшылық беру физикалық тұрғыдан негізделген. Микротолқынды сәулелену импульсінің болжамды көзі-құрамында су мұзының едәуір массасы бар метеорлық дененің Жер атмосферасына енуінен туындаған метеорлық құбылыстың дамуы. Жұмыста бұл жағдайда толқын ұзындығы 1,35 см болатын мәжбүрлі сәулелену импульсінің (лазер түрінің) пайда болуын күтуге болатындығы көрсетілген. Қарастырылып отырған әсерді тудыруы мүмкін метеорлық дененің энергиясы мен массасын есептеу метеорлық астрономия деректерімен жақсы үйлеседі. Сабақтардың орналасуындағы тәртіп өсімдіктердің дамуының гелиотропизмі тұрғысынан түсіндіріледі. Агроглифтердің пайда

болуының метеорлық белсенділіктің көріністерімен байланысының жалпы аспектілері және зерттеудің даму перспективалары талқыланады.

Түйін сөздер: метеороидтар, метеор құбылыстары, агроглифтер, аспаптар кешені, талдау, егістік шеңберлері.

А.А. Солодовник, П.И. Леонтьев, Б.М. Усеинов*, Д.В. Алешин,
Н.П. Солодовник, М.Б. Шогжанова, Г.Е. Сейлбекова

Северо-Казахстанский университет им. М. Козыбаева, г. Петропавловск, Казахстан

* e-mail: buseinov@gmail.com

О возможности возникновения агроглифов под воздействием космических факторов

На основе изучения феномена регулярного полегания стеблей пшеницы на большой площади (феномен Вознесеновского) анализируется возможность связи этого и других подобных явлений (агроглифов) естественного происхождения с действием космических факторов. Определены критериальные признаки рассматриваемых явлений и конкретные структурные особенности исследуемого явления. Показано, что для объяснения совокупности фактов наиболее перспективным является привлечение идеи о кратковременном радиационном воздействии достаточно высокой энергии на весь растительный массив. Эта точка зрения вполне согласуется с особенностями строения и физиологии стеблей зерновых культур. Причиной полегания стеблей пшеницы может быть нагрев их верхушек под действием импульса микроволнового излучения. Предпочтение микроволнового излучения, а не инфракрасного, физически оправдано. Предполагаемым источником импульса микроволнового излучения является развитие метеорного явления, вызванного вторжением в атмосферу Земли метеорного тела, содержащего значительную массу водяного льда. В работе показано, что в этом случае можно ожидать появления импульса вынужденного излучения (мазерного типа) с длиной волны 1,35 см. Это излучение может достигать поверхности Земли достаточно свободно. Расчеты энергии и массы метеорного тела, которые способны вызвать рассматриваемый эффект, хорошо согласуются с данными метеорной астрономии. Упорядоченность в полегании стеблей объясняется с точки зрения гелиотропизма развития растений. Обсуждаются общие аспекты связи появления агроглифов с проявлениями метеорной активности и перспективы развития исследования.

Ключевые слова: метеороиды, метеорные явления, агроглифы, приборный комплекс, анализ, круги на полях.

Introduction

Agroglyphs are one of the phenomena that attract general attention, but remain outside the limits of scientific research due to the lack of reliable data and clear explanations. Without going into details of the phenomenon history, many provisions of which may be in doubt, we note some of its features.

Agroglyphs are understood as structures formed by fallen stems, which from time to time arise in the fields of cereal plants. Their common name is “crop circles”. At the same time, precise geometric shapes and even more complex drawings arouse reasonable suspicion of the hoaxers actions. Therefore, the authors appeal to agroglyphs with a simple structure, the randomness of which indicates the action of natural factors.

But, nevertheless, the sudden lodging of cereal stalks in fairly large areas of fields is not news for agronomy, but rather a problem from the point of view of harvesting. Agricultural specialists analyze its nature from the point of view of plant physiology

and the effect of the phenomenon on grain yields [1–3]. Quite clear criteria allow to distinguish them from what is connected with human activity. A morphological study of the phenomenon showed that the stems in natural agroglyphs are flattened and twisted, but not broken. At the same time, there may be a clockwise or counterclockwise twist in the same figure. Sometimes there are layers of stems twisted in opposite directions. The curvature of the ears at the joints is characteristic. The deformation begins about 3–5 centimeters from the ground at the level of the first knee of the ear. The bending angle at this level can reach about 90 degrees. The expansion of the stem node is noticeable (Fig. 1) [4].

The appearance of cavities in the nodes of plant stems, resembling traces of internal heating, is clearly detected. The situation is more complicated with the evidence that observed:

- changes in the structure of DNA;
- increased infrared radiation inside and outside the figure;
- changing the magnetic field inside the figure;

- the increase in the radiation background is about three times compared to the normal background;
- the occurrence of “crop circles” in the fields at night, in the morning and just for a few seconds.

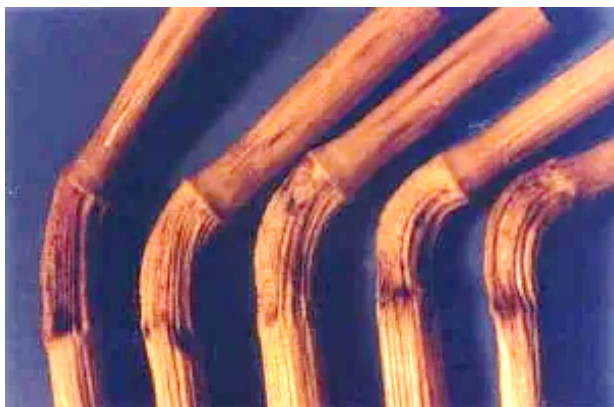


Figure 1 – Curved stems of cereals from agroglyphs.

The lying stems have a spiral twist, and each stem lies neatly next to the other. There may be intact tufts within the area of lying stems.

On the territory of Northern Kazakhstan, huge areas are sown with grain crops every year. In this regard, it seems strange that there are usually no reports about agroglyphs. But, as it turned out, the problem lies in the lack of attentive observers. This

is confirmed by the example of an agroglyph that appeared near the village of Voznesenka at the end of July 2019. Let’s consider some details of this phenomenon.

Voznesenovsky phenomenon

We will talk about a structure that arose in a wheat field near the village of Voznesenka in the North Kazakhstan region (N 54° 40’ 16.464” E 68° 48’ 57.6”), located about 30 km southwest of the regional center – the city of Petropavlovsk (Fig. 2).

Physics teacher E.A. Lyubenkova drew attention to the appearance of the phenomenon on the morning of July 25. And the next day, a group of researchers from the North Kazakhstan University, which included the authors of this article, went to the place. The area of interest to us was not far from the village on an irrigated section of the field to the left of the road leading from Petropavlovsk to Voznesenka. The height of wheat stalks in some places reached one meter, but on average it was somewhat lower. The presence of a quadcopter made it possible not only to take pictures of the general contour of the field area with the lying stems, but also to make sure that people, large animals and vehicles did not enter the study area. Moreover, the lying stems were, as it were, laid and intertwined. The size of the area with the lying stems was approximately 100 × 110 meters.

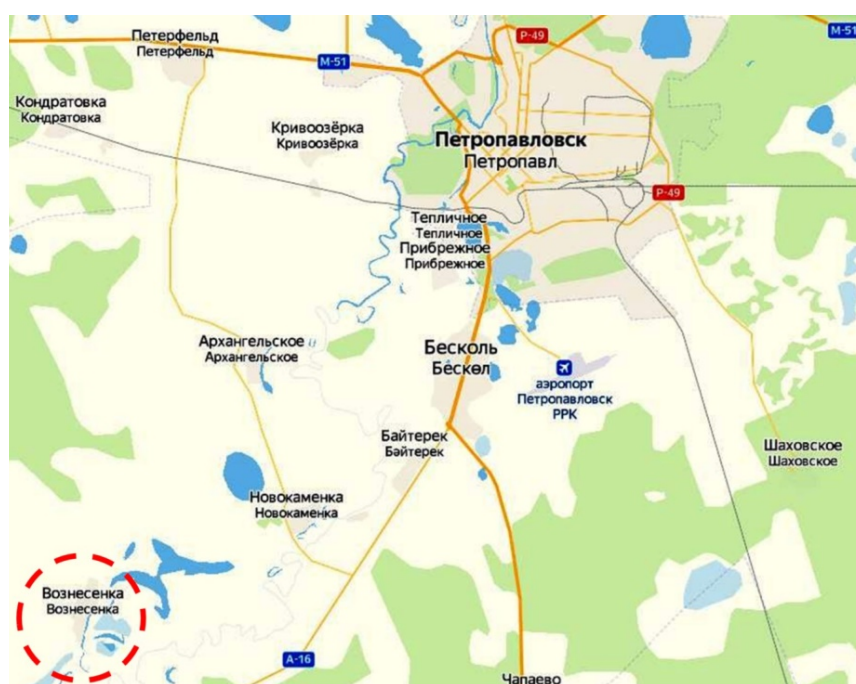


Figure 2 – Location of Voznesenka village on the map.

There are three types of sites in this area. Along with the sites where the wheat was not damaged, there were sites of wheat laid in spiral waves from the root (a “chainmail” pattern) and sites with wheat laid in half the growth of the stem. Attention

is attracted to such a feature as the presence of a sharp border between sites with laid stems and completely undisturbed wheat. The width of the transition zone, if you call it that, does not exceed 1 – 2 cm (Fig. 3)



Figure 3 – Some sections of the field with wheat stalks laid.

This circumstance is hardly compatible with the idea of the participation of air vortices in the occurrence of the phenomenon. This is even more strongly contradicted by the presence of narrow (30 – 40 cm) and long (3 – 5 meters) grooves with stems laid at the bottom and very sharp

edges. Obviously, the physical factor affecting the stems had the property of a sharp drop in intensity towards the geometric edge. Ordinary air vortices do not have such properties. As for the nature of stem deformation, it fully corresponds to the above description (Fig. 4).



Figure 4 – Wheat stalks from the sites with lying stems.

The bend at the basal node is the smallest, it reaches its maximum value near the second or third node of the stem. At the same time, even with a general bend of almost 180 degrees (half a circle), when laying the plants on the ground,

the internodes – parts of the wheat stem, remained straight. Bending when laying the stems occurred only at their nodes. For a short period of action of a certain factor, they seemed to become plastic, and then hardened again.

The reason for the mass lying of cereal stems

Initially, there are several reliably established facts. Softening and bending of wheat stalks at their nodes; orderly position of lying stems; the presence of sharp boundaries of of an unknown physical factor action. It is premature to use some exotic mechanisms to explain them. The plasticity of plant tissues is fully explained by the heating of the cereal stem nodes. The experience of a modern physical laboratory suggests that the fastest and most gentle volumetric heating of a biomaterial is possible when it absorbs radiant energy in the infrared or microwave range. The problem lies in formulating a hypothesis about the nature and source of such radiation on the basis of reasonable physical concepts.

Let's first consider some features of infrared radiation. According to available data, liquid water absorbs infrared radiation extremely strongly (especially in the near and middle IR – range). In this case, the total absorption of the radiation flux occurs on the path of the order of tens of microns [5 – 9]. This is interesting from the point of view that a beam pulse of infrared radiation of sufficient power will not be absorbed in the total volume of plant biomass, but will generate something similar to a surface burn. In addition, IR – radiation is strongly absorbed in the atmosphere. This makes

it doubtful, that flow of IR – radiation can give rise to the phenomenon under study. At the same time, microwave radiation is also well absorbed by liquid water, but the absorption coefficients are several orders of magnitude lower. That is, the heating of the cell fluid in plants during microwave irradiation will cover the entire volume of the plant. In particular, this is taken into account in the design of microwave heaters operating at a wavelength of about 122 mm (the maximum absorption coefficient of liquid water) [10–11]. So, the assumption about the occurrence of the phenomenon of agroglyphs under the action of microwave radiation fluxes looks physically justified. Before discussing possible sources of such radiation, it is necessary to estimate the energy flux densities required for the occurrence of the phenomenon.

Of course, you should first take into account the structural features of the cereal plants stems. The wheat stalk is straight and hollow inside – a straw with internal partitions. At their locations there are compacted swellings – nodes (Fig. 5). Thanks to the nodes, the stem becomes highly resistant to external influences, in particular, to the wind. Tubular internodes are located between the nodes. The growth of the wheat stem occurs due to the top of the stem and the base of the internodes. Because of the presence of several growth zones, the stem elongates very quickly [1 – 3].



Figure 5 – The structure of the wheat stem.

The stem is hollow along its entire length and consists of 5 – 6 internodes. The height varies from 70 to 150 cm. The internodes have different thicknesses: upper – 2.5 – 4.0 mm, lower – 3.0 – 6.0 mm. The lower internode is the shortest. The resistance of a plant to lying is determined by the height of the stem, as well as the length and thickness of the lower internode.

The development of the plant body depends on the influence of various meteorological factors, as well as on the pressure and weight of its own parts, which constantly change during growth. The plant is also subjected to dynamic loads, including impact forces of various durations. Their sources are winds, rain, hail and others. The above – ground part of the plant has a large windage and would easily break if there were no elements of resistance. The mechanical parameters of the plant tissue play a major role in the plant strength. Straws of rye, wheat, barley give arc bends if the ears are filled with full grain. This is due to the mechanical rigidity of the internode tubes and the relative malleability of the nodes. In the nodes of cereal plants, at a certain stage, there is a rapid process of cell division – their growth. The nodes contain much more moisture than the internodes. From the point of view of bending deformation, nodes can be considered as hinges.

The increased water content in the nodes should contribute to the absorption of the microwave radiation flux. Due to the heating of the nodes, their tissues can soften, giving the “hinge” the ability to rotate, which determines the possibility of twisting and lying of the stems of cereal plants. It should be noted that the temperature of plant tissues cannot rise to more than 50 degrees Celsius, because at higher temperatures plants usually die. The results of experiments on the effect of microwave radiation on wheat stalks are presented on the Internet, and they generally confirm the assumption under consideration [12].

To calculate the amount of energy absorbed by a node during heating, we represent it as a cylinder with a diameter and a height of 5 millimeters. Its volume will be approximately 10^{-7} m³. Let's determine the mass of water in the node of the cereal plant stem. The water content in the wheat stalk in the initial phase of grain ripening (namely, this condition is recorded) is on average 50%. In nodes, this content should be higher. Let's take it equal to 60%. Then the mass of water in the node (taking into account 25% of the voids volume) will be about 4.5×10^{-5} kg.

Using the well – known formula

$$Q_{node} = c \cdot m \cdot \Delta t,$$

and, assuming that under the influence of an external factor, the temperature of the node increased by $\Delta t = 20$ °C, it is easy to estimate the energy Q_{node} absorbed by the plant node. It turns out to be equal to 0.38 J.

Based on the obvious ratio

$$w = \frac{Q_{node}}{S_{node}},$$

where S_{node} is the cross-sectional area of the stem node, it is possible to calculate w – the radiation energy flux density per unit cross-sectional area of the stem node. It will be approximately 1.5×10^4 J/m².

Then it is possible to calculate the total energy Q_{tot} required to create a large agroglyph with a diameter of 100 meters, comparable to the phenomenon under consideration:

$$Q_{tot} = w \cdot S_{agr}$$

This energy will be approximately 1.2×10^8 J.

However, these integral characteristics do not fully characterize the process of the phenomenon formation. It is also necessary to take into account the power of the radiation flux per unit area, which depends on the duration of the events development. Since the formation of the agroglyph takes from 1 to 10 seconds, the value of this quantity should be expected in the range from tens of thousands of W/m² to thousands of W/m². And this is very interesting, because it assumes the presence of a radiation source much brighter than the Sun. Let's consider the supposed nature of such a source and the mechanism of its emission of a microwave flux.

Meteor phenomena as a possible source of stimulated emission

Science knows only two natural phenomena in which the release of energy has a concentrated character and a value comparable to that required for the emergence of agroglyphs: these are lightning (energy 10^8 – 10^{10} J [13 – 14]) and meteor phenomena. Lightning can hardly be responsible for the appearance of agroglyphs, since most of the discharge energy is spent on creating a shock wave, air ionization and a light flash. Concentrated generation of microwaves from lightning has not been detected. Finally, on the eve of Voznesenovskiy

phenomenon no thunderstorms were observed in the nearby area. Meteor phenomena are another case. Let's call the specific energy of a typical meteoroid the kinetic energy that a body with a mass of 1 kg has, flying into the Earth's atmosphere at a speed of $v = 4 \times 10^4$ m/s [15 – 17]. It will be 8×10^8 J. This value is quite comparable to the energy needed to create an agroglyph. The question is a mechanism capable of generating the required density of the microwave radiation flux. To physically substantiate its essence, let's consider some aspects of meteor phenomena.

As is known, meteors are phenomena in the upper atmosphere that occur when solid particles (meteoroids) invade it with cosmic velocities. When interacting with the atmosphere, meteor bodies partially or completely lose their initial mass. In this case, the glow is excited and ionized traces are formed. Very bright meteors, the brilliance of which is greater than the brilliance of Venus, are called fireballs. The remnants of meteor bodies that generate bright bolides can fall to the surface of the Earth in the form of meteorites. When the Earth encounters compact swarms of meteor bodies, meteor showers are observed, some of which are active in the summer season [15– 17].

Meteoroids moving around the Sun enter the Earth's atmosphere at speeds from 11.3 to 73 km/s. The magnitude of their kinetic energy is much greater than the energy required for the complete evaporation of their substance, and the speeds are much higher than the thermal speed of air molecules. The mechanism of interaction of a meteor body with the atmosphere determines their mass. The air molecules fully or partially transfer their momentum and kinetic energy to the meteor body. This leads to deceleration, heating and spraying of the meteor body. Meteor bodies with masses from 10^{-12} to 0.10 kg, generating meteors from +20 to –4 of stellar magnitude, completely lose their initial mass during deceleration in the atmosphere [15 – 17]. When moving in the atmosphere of larger bodies, with which bright fireballs are associated, a shock wave is formed, leading to a decrease in heat transfer and the fraction of the initial mass lost before the body loses cosmic velocity. After the passage of meteors, an ionized meteor trail with a length from units to several tens of kilometers remains. The initial radius of the ionized meteor trail can reach several meters, and it increases with the increasing of ignition height, speed and size of the meteor body [16].

The analysis of meteor spectra made it possible to study the mechanism of their luminosity (the radiation of a plasma cloud that occurs during

the moving of a meteoroid). In the optical region, meteor radiation is represented by bright emission lines of atoms and ions of iron, sodium, magnesium, calcium, silicon, nitrogen, oxygen and much weaker molecular bands. There is also a weak continuous background. The range of heights at which meteor phenomena develop extends on average from 100 to 40 kilometers. The total amount of meteoric matter per day is about 60 tons. This substance has a noticeable effect on the gas, ionic and aerosol composition of the upper atmosphere, as well as on some meteorological and geophysical processes occurring at high altitudes.

Broad prospects for scientific research are associated with the discovery of the possibility of generating stimulated emission from the region of meteor plasma tracks. The physical picture of the meteor phenomenon development is as follows. During the penetration of the meteor body into the denser layers of the atmosphere and the formation of a shock wave front, the vapors of the meteoric substance are sharply decelerated. The kinetic energy of the meteor motion is converted into thermal energy. The resulting cloud of meteor plasma is replenished due to the destruction of the meteor body. In this case, the processes of excitation of atoms, leading to their ionization, prevail over recombinations.

Theoretically, it is shown that at meteoroid speeds of more than 60 km/s, the meteor plasma moves with it, generating rapid changes in the radiation intensity. Plasma formed along the path of a meteor in a continuously thickening atmosphere is a formation similar in emission nature to a gas – dynamic laser [18]. Recall that in a gas – dynamic laser, population inversion is created in a system of vibrational energy levels of gas molecules by adiabatic cooling of heated gas masses moving at supersonic speed. The existence of a «laser» component in the optical spectrum of meteors was justified theoretically, calculations showed the possibility of developing processes similar to the emission of a gas – dynamic laser at a pressure of 0.1 Pa at a height of about 90 km and a concentration of atmospheric particles of the order of $10^{19} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$. The theoretical conclusions are confirmed by the results of studying a large number of meteor glow spectrograms [16].

Summarizing the general ideas about the physics of meteor phenomena, we can talk about two types of processes occurring in different time scales:

1. Relatively slow processes of thermal conductivity, mechanical rotation and destruction of a meteoric body;

2. Significantly faster brightness oscillation of a radiating meteor plasma bunch (meteor track), generating a glow similar to the radiation of a gas – dynamic laser.

In our case, it is more correct to talk about maser – type radiation. The question of the molecules nature capable of generating microwave radiation and present in large numbers either in the composition of meteor bodies or in the Earth’s atmosphere requires a solution. The choice is limited to water vapor emitting at a wavelength of 1.35 cm (frequency 22.2 GHz) and hydroxide molecules emitting at a wavelength of 18 cm [19 – 21]. Both types of maser sources are widely known in modern astrophysics. Moreover, if masers on the water radical were discovered somewhat earlier, then water masers turned out to be much more powerful. Maser sources have been found both in the Galaxy (circumstellar shells) and in cosmological objects (Megamasers) [22]. The lines of molecular cosmic masers correspond, in the case of hydroxyl OH, to transitions between the levels of the λ – doublets of the ground and lower rotational levels of molecules, and in the case of H₂O molecules, to transitions between the rotational levels of the ground vibrational state. The hypothesis of a maser mechanism operating on the basis of water vapor deserves preference. Their content in the atmosphere is much higher than the content of hydroxyl. In addition, water is included in the composition of meteor bodies, being in them in a bound state or in the form of an ice phase [23].

Microwave emission from meteor tracks and the formation of acroglyphs

For the appearance of a focused flow of microwave radiation, not only the mechanism of formation of the active medium itself is important, but also its size and shape. The trajectory of a meteor in the atmosphere can be taken as a straight line, and its plasma trail is close to a cylinder with a diameter D of the order of units of meters and a length L of about 10 km on average. Taking into account the finiteness of the meteor body speed (and the non – instantaneous formation of the active medium), from the point of view of signal amplification, the determining role have the quanta, generated in the initial region of the track (Fig. 6).

From the point of view of the problem under consideration, quanta that have a direction of motion far from the axis of the cylinder cause losses (scattering) of the energy of the active medium. At the same time, the quanta propagating close to the axis of the plasma track are capable of generating

showers of twin quanta of the greatest intensity, that is, they can generate streams of the most concentrated radiation. Energy losses due to radiation going off in lateral directions can be roughly estimated from the ratio of the corresponding volumes – a narrow cone with an axis coinciding with the axis of the cylinder (the area of concentrated radiation is shaded) and the entire cylinder.

As follows from the diagram (Fig. 6), the ratio of these volumes, which indicates the efficiency of the formation of a directed radiation flux from the region of a cylindrical active medium, is about 30%. In this case, the sine of the angle φ of the cone, determined by the ratio of the diameter D and the track length L , will be about 5×10^{-4} . This value makes it possible to estimate the diameter of the area “illuminated” by the stimulated radiation flux on the Earth’s surface at a distance of 100 km, approximately 50 meters. Which is generally consistent with what we have in the case of the Voznesensky phenomenon. It should not be expected that this area will have a round shape. Due to the natural randomness of the active medium structure (a shock wave in a plasma cloud) and the distribution of energy in the radiation flux coming from it will have a random character.

It is known that microwaves propagate relatively freely in the air at frequencies below 40 GHz. The high transparency of the atmosphere for this radiation is illustrated by the fact that ground – based technical microwave communication channels are limited in range only by the visual horizon. Due to this, microwave radiation can be actively absorbed by living organisms – plants. The features of the absorption of stimulated coherent radiation fluxes include the possibility of two – photon absorption. This only increases the influence of such radiation fluxes on the physiology of plants.

One of the key points in explaining the emergence of agroglyphs is, as noted above, the regular lying of the cereal plants stems. Here, the manifestation of a completely natural phenomenon of heliotropism in plants is possible [25]. Its essence lies either in differences in the growth rate of the stem and leaves, depending on the direction to the light source, or in the turn of the plant following the daily moving of the Sun. Heliotropism, which is also characteristic of wheat, in both cases will cause mechanical stresses in the stem of the plant, which are the same in direction for the entire area of wheat exposed to microwave radiation. In the case of the nodes softening under the action of the absorbed energy of microwave radiation, these stresses are realized by a completely similar deformation (bending) of all stems.

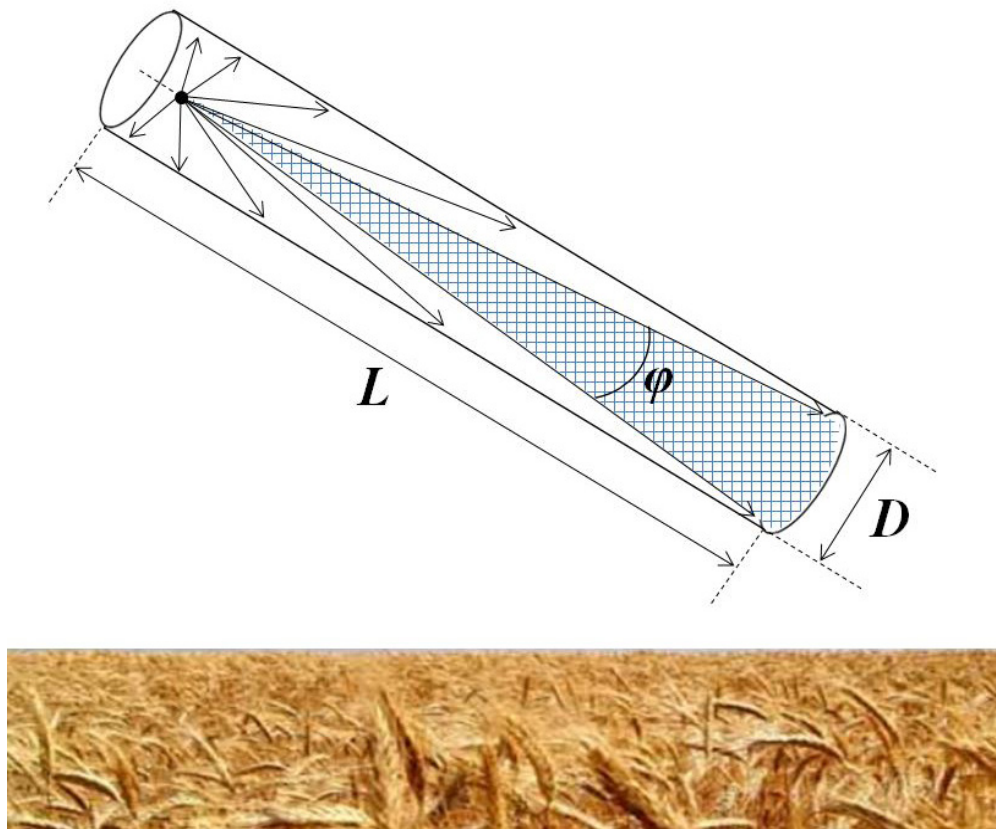


Figure 6 – Evaluation of the efficiency of stimulated radiation flux generation along the plasma track axis.

Discussion

How does the proposed mechanism agree with the circumstances of the agroglyphs appearance? Estimates of the meteor bodies specific energy are clearly not enough to answer this question. Let's look at the problem from another point of view.

Abstracting from the discussion of the water content in the atmosphere, let us estimate the total energy of microwave radiation emitted on the axis of the plasma track of a meteor, initially containing 100 kg of water ice, that is, approximately 3.33×10^{27} water molecules. Let's estimate the concentration of water molecules in the track. Assuming, as above, the diameter of the plasma track is 1 meter and the length is 10 kilometers, we determine the average concentration of water vapor molecules in it. The concentration will be approximately 10^{24} m^{-3} . In this case, the total number of molecules per unit of track cross section is about 10^{28} m^{-2} .

The total energy of all transitions (per square meter) can be found by multiplying the quantum energy ($1.47 \times 10^{-23} \text{ J}$) by the number of molecules

per square meter. Obviously, it will be $1.47 \times 10^5 \text{ J/m}^2$. This is in good agreement with the estimate of the energy flux density required for the appearance of the agroglyph, obtained above, surpassing it only by an order of magnitude. However, in reality it is difficult to imagine a mechanism for generating microwave radiation operating with an efficiency of 10%. Most likely, much more modest estimates should be expected. But even with the microwave radiation generation efficiency of 1%, a body containing only a few tons of water ice would be enough to form an agroglyph. The latter is quite consistent with the assumptions (confirmed by experimental data) about the fairly frequent intrusion of mini-comet nuclei into the Earth's atmosphere [23].

At the same time, the question arises about the appearance of bright fireballs in the sky, but they are just not observed. The answer to this objection is seen in the fact that meteorites containing water ice can have a very loose structure and do not create a noticeable optical effect during the passage of the atmosphere and destruction. Meteoroids and

meteorites consisting of ice are not at all uncommon. In addition to excess energy, they also bring into the atmosphere the components of the active medium: water vapor, hydroxyl, carbon dioxide. Note that in the summer season meteor activity is especially high – there are streams of Cassiopeids, Perseids and others. It is at the end of July and the beginning of August that agroglyphs appear.

Along with the above, there is an assumption about the connection of agroglyphs with electromagnetic radiation coming from the bowels of the earth. Its origin is associated with the deformation of rocks under the influence of seismic factors. In this case, we are talking about microwave radiation, the mechanism of action of which on the stems of cereals is discussed above [12]. The problem of such a hypothesis is a sufficiently strong absorption of microwave radiation during the passage of the Earth's layers containing water, while the water content in the atmosphere (and the absorption of microwave radiation) is small compared to the bowels of the Earth.

Conclusion

Thus, it is shown that the origin of agroglyphs can be associated with the natural process of generation of impulses of stimulated microwave radiation in the centimeter range. This radiation comes from the region of meteor tracks generated by meteor bodies containing a sufficient amount of water ice. When the radiation reaches the Earth's surface, the energy

of the pulses of microwave radiation is absorbed by the stems of cereal plants. The structure of the stems and the nature of the anisotropy of their growth allows us to explain the origin of the spots of ordered lying of plant stems in agroglyphs.

Naturally, the question arises why agroglyphs appear rarely, whereas meteor phenomena, including those involving ice meteoroids, are quite frequent. Most likely, this is due both to the short duration of the time coincidence of the atmospheric factors action and a certain state of crops, and to the geometry of the microwave radiation beams passage through the atmosphere. Consideration of the totality of these circumstances, as well as the possibility of self-focusing of microwave radiation, is certainly interesting, but requires a separate detailed study and, therefore, goes far beyond the scope of this article.

The obtained results allow us to optimistically consider both the promising possibility of experimental verification of the effect of microwave radiation on wheat stalks in a physical laboratory, and the need to develop original methods for recording low-temperature meteor phenomena generated by ice bodies.

Appreciation

The authors thank E.A. Lyubenkova for information about the appearance of the phenomenon, I.A. Zuban for providing the quadrocopter during its study, P.L. Zhuravlev for participation in the work of the group and obtaining ground images.

References

1. Griguleckij V.G. (2020) O poleganii zlakovyh rastenij i metodikah ocenki ustojchivosti ih stblej [About the lodging of cereal plants and the methodology for assessing the stability of their stems] *INTERNATIONAL AGRICULTURAL JOURNAL*, № 1 (373), p. 62–67.
2. Burmistrova M.F., Komolkova T.K., Klemm N.V., etc. (1956) *Fiziko-mekhanicheskie svoystva sel'skhozyajstvennyh rasteniy* [Physical and mechanical properties of agricultural plants] M.: State Publishing House of Agricultural Literature, 344 p.
3. Arinicheva I.V. (2018) *Poleganie rastenij: monografiya* [Lodging of plants: a monograph] Krasnodar: Kuban State Agrarian University, 283 p.
4. What are crop circles. https://ru.wikipedia.org/wiki/Круги_на_полях (accessed on October 02, 2022)
5. Belousov Yu.I., Postnikov E.S. (2019) *Infrakrasnaya fotonika. CHast' 1. Osobennosti formirovaniya i rasprostraneniya IK izlucheniya* [Infrared photonics. Part 1. Features of the formation and propagation of IR radiation] Institute of Precision Mechanics and Optics, Saint-Petersburg, 82 p.
6. Yukhnevich G.V. (1973) *Infrakrasnaya spektroskopiya vody* [Infrared spectroscopy of water]. M. 207 p.
7. Bernath P.F. (1996). "Infrared fourier transform emission spectroscopy". *Chem. Soc. Rev.*, Vol. 25, P.111–115.
8. Larkin P.J. (2011). "Infrared and raman spectroscopy: principles and spectral interpretation". Elsevier, 230 p.
9. Stuart B.H. (2004). "Infrared Spectroscopy: Fundamentals and Applications". Wiley, 242 p.
10. Knyazev V.Yu., Kossy I.A., Malykh N.I., Yampolsky E.S. (2003) *Proniknovenie mikrovolnovogo izlucheniya v vodu (effekt «samoprosvetleniya»)* [Penetration of microwave radiation into water (the effect of "self-illumination")] *Journal of Technical Physics*, Volume 73, issue 11, p. 133–136.
11. Catalog HITRAN. www.cfa.harvard.edu/HITRAN (accessed on October 02, 2022)

12. Razgadka fenomena krugov na polyah skryta pod zemlyoj [The solution to the phenomenon of crop circles is hidden underground]. <https://www.kp.ru/daily/25919/2871738/> (accessed on October 02, 2022)
13. Bazelyan E.M., Raiser Yu.P. (2001) Fizika molnii i molniezashchity [Physics of lightning and lightning protection] M.: Physical and mathematical literature, 319 p.
14. John E. Oliver. (1981) "Encyclopedia of World Climatology". National Oceanic and Atmospheric Administration.
15. Bronshten V.A. (1981) Fizika meteornykh yavlenij [Physics of meteor phenomena] M.: Science, 416 p.
16. Smirnov V.A. (1994) Spektry kratkovremennykh atmosferynykh svetovykh yavlenij: meteory. Spektry kratkovremennykh atmosferynykh svetovykh yavlenij: meteory [Spectra of short-term atmospheric light phenomena: meteors. Spectra of short-term atmospheric light phenomena: meteors] M.: Ed. firm "Phys.-mat. lit."
17. Babadzhanov P.B. (1987) Meteory i ih nabljudenie [Meteors and their observation] M.: Science, p. 167.
18. Losev S.A. (1977) Gazodinamicheskie lazery [Gas-dynamic lasers] M.: Science, 335 p.
19. Weaver H., Williams D.R. W., Dieter N.H., Lum W.T. (1965) "Observations of a Strong Unidentified Microwave Line and of Emission from the OH Molecule". Nature, Vol. 208, no. 5005, P. 29–31.
20. Strelitskiy V.S. (1974) Kosmicheskie mazery [Space masers] Successes of physical sciences, Russian Academy of Sciences, T. 113, № 7, P. 463–502.
21. Townes C.H. (1999) "The Rains of Orion". How the Laser Happened: Adventures of a Scientist, New York: Oxford University Press, P. 169–188.
22. Burdiuzha V.V., Vikulov K.A. (1990) "The excitation and physical nature of megamasers". Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Oxford University Press, May (vol. 244), P. 86–92.
23. Shulman L.M. (1987) YAdra komet [Comet nuclei] M.: Nauka. Gl. ed. phys. – mat. lit., 232 p.
24. Seybold John S. (2005) "Introduction to RF Propagation". John Wiley and Sons, P. 55–58.
25. Harmer L.S. and others. (2016) "Circadian regulation of sunflower heliotropism, floral orientation, and pollinator visits". Science, Vol. 353, Issue 6299, pp. 587–590.

Авторлар туралы мәлімет:

Солодовник Андрей Андреевич – физика-математика ғылымдар кандидаты, М. Қозыбаев атындағы СКУ, физика кафедрасы профессоры (Петропавл қ-сы, Қазақстан, эл.почта: aasolodovnik@mail.ru;)

Леонтьев Павел Иванович – физика-математика ғылымдар кандидаты, М. Қозыбаев атындағы СКУ, физика кафедрасы доценті (Петропавл қ-сы, Қазақстан, эл.почта: pleontyev@gmail.com;)

Усеинов Бейбут Мейрамович (корреспонденция авторы) – физика-математика ғылымдар кандидаты, М. Қозыбаев атындағы СКУ, физика кафедрасы профессоры (Петропавл қ-сы, Қазақстан, эл.почта: buseinov@gmail.com;)

Алешин Дмитрий Васильевич – магистр, М. Қозыбаев атындағы СКУ, ғылыми қызметкері, (Петропавл қ-сы, Қазақстан, эл.почта: dmitriy_alyoshin@bk.ru)

Солодовник Надежда Павловна – М. Қозыбаев атындағы СКУ, физика кафедрасы ғылыми қызметкері, (Петропавл қ-сы, Қазақстан, эл.почта: aasolodovnik@mail.ru;)

Шокжанова Меруерт Болатовна – магистр, М. Қозыбаев атындағы СКУ, физика кафедрасы аға оқушысы, (Петропавл қ-сы, Қазақстан, эл.почта: bulaktik@mail.ru;)

Сейльбекова Гульмира Ерлановна – магистр, М. Қозыбаев атындағы СКУ, физика кафедрасы оқушысы, (Петропавл қ-сы, Қазақстан, эл.почта: tanina.g@bk.ru;)

Информация об авторах:

Солодовник Андрей Андреевич – кандидат физико-математических наук, профессор кафедры физики СКУ М. Козыбаева, (г. Петропавловск, Казахстан, эл.почта: aasolodovnik@mail.ru;)

Леонтьев Павел Иванович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики СКУ М. Козыбаева, (г. Петропавловск, Казахстан, эл.почта: pleontyev@gmail.com;)

Усеинов Бейбут Мейрамович (автор-корреспондент) – кандидат физико-математических наук, профессор кафедры физики СКУ М. Козыбаева, (г. Петропавловск, Казахстан, эл.почта: buseinov@gmail.com;)

Алешин Дмитрий Васильевич – магистр, научный сотрудник СКУ М. Козыбаева, (г. Петропавловск, Казахстан, эл.почта: dmitriy_alyoshin@bk.ru)

Солодовник Надежда Павловна – научный сотрудник кафедры физики СКУ М. Козыбаева, (г. Петропавловск, Казахстан, эл.почта: aasolodovnik@mail.ru;)

Шокжанова Меруерт Болатовна – магистр, старший преподаватель кафедры физики СКУ М.Козыбаева, (г. Петропавловск, Казахстан, эл.почта: bulaktik@mail.ru;)

Сейльбекова Гульмира Ерлановна – магистр, преподаватель кафедры физики СКУ М. Козыбаева, (г. Петропавловск, Казахстан, эл.почта: tanina.g@bk.ru;)

Information about authors:

Solodovnik Andrey Andreevich – candidate of physical and mathematical sciences, Professor of the Department of Physics of SKU M. Kozubayeva (Petropavlovsk, Kazakhstan,) , e-mail: asolodovnik@ku.edu.kz

Leontiev Pavel Ivanovich – candidate of physical and mathematical sciences, docent of the Department of Physics of SKU M. Kozubayeva (Petropavlovsk, Kazakhstan.), e-mail: pleontiev@ku.edu.kz

Useinov Beibut Meiramovich – candidate of physical and mathematical sciences, Professor of the Department of Physics of SKU M. Kozybayeva (Petropavlovsk, Kazakhstan) ,e-mail: buseinov@gmail.com

Aleshin Dmitry Vasilyevich – magistr, research associate SKU M. Kozybayeva, (Petropavlovsk, Kazakhstan, e-mail: dmitriy_alyoshin@bk.ru

Solodovnik Nadezhda Pavlovna – research associate SKU M. Kozybayeva, (Petropavlovsk, Kazakhstan,e-mail: asolodovnik@ku.edu.kz

Shokzhanova Meruert Bolatovna – magistr, senior lecturer at the Department of Physics of SKU M. Kozybayeva, e-mail: bulakmik@mail.ru

Salbekova Gulmira Yerlanovna – magistr, lecturer at the Department of Physics of SKU M. Kozybayeva, e-mail: tanina.g@bk.ru

Received January 19th 2024

Accepted June 4h 2024

Ю.Л. Ребецкий

Институт физики Земли РАН, г. Москва, Россия

e-mail: reb@ifz.ru

ОБ АКТУАЛЬНОСТИ И ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕДУПРЕЖДЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ НА ТЯНЬ-ШАНЕ

Рассмотрена проблема активизации сейсмического режима Тянь-Шаня и возможности возникновения в ближайшие несколько лет сильных землетрясений в его южных и северных предгорьях в связи с землетрясением 23 января 2024 г., произошедшего в южных предгорьях Центрального Тянь-Шаня в уезде Уши (Уктурпан) префектуры Аксу провинции Синьцзян КНР недалеко от города Аксу произошло землетрясение магнитудой 7.1. Произошедшее Ушинское землетрясение 23.01.2024 г может означать начало новой сейсмической активизации Тянь-Шаня. Здесь предыдущий цикл из восьми сильнейших землетрясений с $M=6.9-8.3$ в северных и шести с $M=6.8-7.8$ в южных предгорьях Тянь-Шаня, продолжавшийся 100 лет, начавшийся в 1885 году с Беловодского землетрясения ($M=6.9$ вблизи г. Бишкек) и закончившийся Кашгарским ($M=7.0$) в 1985 г. Было еще одно сильное Суусамырское землетрясение с $M=7.3$ в 1992 г в срединной части Тянь-Шаня, что является нетипичным в этом регионе. С землетрясением Уши закончился период затишья для землетрясений с магнитудами 7.0 и более, длившийся почти 40 лет.

Дан краткий обзор современного состояния вопроса по прогнозу сильных землетрясений. Отмечено, определенное несоответствие базовых представлений существующих моделей очага землетрясений и имеющихся геомеханических данных о хрупком разрушении горных пород.

Представлены последние достижения тектонофизики в области изучения современного напряженного состояния непосредственно в массивах горных пород. Показана возможность по результатам тектонофизической реконструкции природных напряжений выполнить районирование активных разломов по уровню кулоновых напряжений, отвечающих за реализацию хрупкого разрушения. Дан анализ результатов районирования активных разломов, выполненный в очагах сильного Веньчуаньского землетрясения ($M=8.0$, 2008 г) и Карамуширского землетрясения ($M=7.8$, 2023 г.).

Выполнен анализ возможностей осуществить долгосрочный и краткосрочный прогноза на основе комплекса сейсмических, сеймотектонических и геофизических методов, опирающихся на результаты тектонофизического районирования активных разломов.

Ключевые слова: сейсмическая опасность, активные разломы, очаг землетрясения.

Yu.L. Rebetskii

Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

e-mail: reb@ifz.ru

On the relevance and possibility of preventing seismic hazards in the Tien Shan

The problem of activation of the seismic regime of the Tien Shan and the possibility of strong earthquakes in its southern and northern foothills in the next few years in connection with the earthquake of January 23, 2024, which occurred in the southern foothills of the Central Tien Shan in Ushi County (Ukturpan) of Aksu Prefecture of Xinjiang Province of the People's Republic of China, an earthquake of magnitude 7.1 occurred near the city of Aksu. The Ushinsky earthquake of 23.01.2024 may mean the beginning of a new seismic activation of the Tien Shan. Here is the previous cycle of eight strongest earthquakes with $M=6.9-8.3$ in the northern and six with $M=6.8-7.8$ in the southern foothills of the Tien Shan, which lasted 100 years, began in 1885 with the Belovodsky earthquake ($M=6.9$ near Bishkek) and ended with the Kashgar earthquake ($M=7.0$) in 1985. There was another strong Suusamyr earthquake with $M=7.3$ in 1992 in the middle part of the Tien Shan, which is atypical in this region. With the earthquake of Usha, the period of calm for earthquakes with magnitudes 7.0 and more, which lasted for almost 40 years, ended.

A brief overview of the current state of the issue of forecasting strong earthquakes is given. It is noted that there is a certain discrepancy between the basic concepts of the existing earthquake source models and the available geomechanical data on the fragile destruction of rocks.

The latest achievements of tectonophysics in the field of studying the current stress state directly in rock massifs are presented. It is shown that, based on the results of tectonophysical reconstruction of natural stresses, it is possible to perform zoning of active faults according to the level of coulomb stresses responsible for the implementation of brittle fracture. The analysis of the results of active fault zoning performed in the foci of the strong Wenchuan earthquake ($M=8.0$, 2008) and the Karamushir earthquake ($M=7.8$, 2023) is given.

The analysis of the possibilities for long-term and short-term forecasting based on a complex of seismic, seismotectonic and geophysical methods based on the results of tectonophysical zoning of active faults is performed.

Key words: seismic hazard, active faults, earthquake source.

Ю.А. Ребецкий

РФА Жер физикасы институты, Мәскеу қ., Ресей
e-mail: reb@ifz.ru

Тянь-Шаньдағы сейсмикалық қауіптің өзектілігі мен алдын алу мүмкіндігі туралы

Тянь-Шань сейсмикалық режимін жандандыру және алдағы бірнеше жылда оның оңтүстік және солтүстік тау бөктерінде 2024 жылғы 23 қаңтардағы Орталық Тянь-Шаньның оңтүстік бөктерінде орын алған жер сілкінісіне байланысты қатты жер сілкіністерінің туындау мүмкіндігі мәселесі қаралды. 23.01.2024 ж. үшін жер сілкінісі Тянь-Шаньның жаңа сейсмикалық белсенділігінің басталуын білдіруі мүмкін. Мұнда солтүстігінде $M=6.9-8.3$ және Тянь-Шаньның оңтүстік бөктерінде алты $M=6.8-7.8$ болатын сегіз ірі жер сілкінісінің алдыңғы циклі 1885 жылы Беловод жер сілкінісінен басталған 100 жылға созылды ($M=6.9$ жақын) Бішкек және 1985 жылы Қашғармен аяқталды ($M=7.0$). 1992 жылы Тянь-Шаньның орта бөлігінде $M=7.3$ болатын тағы бір үлкен Суусамыр жер сілкінісі болды, бұл аймақта типтік емес. Құлақ жер сілкінісімен 40 жылға жуық уақытқа созылған 7.0 немесе одан да көп баллдық жер сілкінісі үшін тыныштық кезеңі аяқталды.

Үлкен жер сілкіністерін болжау бойынша мәселенің қазіргі жағдайына қысқаша шолу жасалды. Жер сілкінісі ошағының қолданыстағы модельдерінің және тау жыныстарының сынғыш бұзылуы туралы қолда бар геомеханикалық деректердің базалық көріністерінің белгілі бір сәйкессіздігі атап өтілді.

Тектонофизиканың қазіргі шиеленісті күйі тау жыныстарының массивтерінде зерттеу саласындағы соңғы жетістіктері ұсынылған. Табиғи кернеулерді тектонофизикалық реконструкциялау нәтижелері бойынша сынғыш бұзылуды жүзеге асыруға жауап беретін кулондық кернеулер деңгейі бойынша белсенді ақауларды аудандастыру мүмкіндігі көрсетілген. Күшті Венчуань жер сілкінісі ($M=8.0$, 2008 ж) және Карамушир жер сілкінісі ($M=7.8$, 2023 ж.) ошақтарында орындалған белсенді ақауларды аудандастыру нәтижелеріне талдау жасалды.

Белсенді ақауларды тектонофизикалық аудандастыру нәтижелеріне сүйенетін сейсмикалық, сеймотектоникалық және геофизикалық әдістер кешені негізінде ұзақ мерзімді және қысқа мерзімді болжамды жүзеге асыру мүмкіндіктеріне талдау жасалды.

Түйін сөздер: сейсмикалық қауіп, белсенді ақаулар, жер сілкінісінің ошағы.

Введение

23 января 2024 г. в южных предгорьях Центрального Тянь-Шаня в уезде Уши (Уктурпан) префектуры Аксу провинции Синьцзян КНР недалеко от города Аксу произошло землетрясение магнитудой 7.1. О значимых разрушениях и жертвах в китайской открытой печати не сообщалось. Это связано с тем, что в районе землетрясения сколь либо крупных городов и промышленных объектов не было. В то же время в Алматы и Бишкеке, имеющих здания высокой этажности и находящиеся на

расстоянии около 200 км от эпицентра Ушинского землетрясения, сотрясаемость земной поверхности определена в 5-6 баллов.

Поскольку вблизи этих столиц двух государств, занимающих большие площади Тянь-Шаня, в недавнем прошлом, происходили сильные землетрясения, то это землетрясение напомнило о необходимости разработки мер оперативного и научно обоснованного предупреждения сейсмической опасности. Эта проблема в регионе стала вновь крайне актуальной.

Произошедшее Ушинское землетрясение 23.01.2024 г может означать начало новой

сейсмической активизации Тянь-Шаня. Здесь предыдущий цикл из восьми сильнейших землетрясений с $M=6.9-8.3$ в северных и шести с $M=6.8-7.8$ в южных предгорьях Тянь-Шаня, продолжавшийся 100 лет, начавшийся в 1885 году с Беловодского землетрясения ($M=6.9$ вблизи г. Бишкек) и закончившийся Кашгарским ($M = 7.0$) в 1985 г (рисунок 1).

Было еще одно сильное Суусамырское землетрясение с $M = 7.3$ в 1992 г в срединной части Тянь-Шаня, что является нетипичным в этом

регионе. С землетрясением Уши закончился период затишья для землетрясений с магнитудами 7.0 и более, длившийся почти 40 лет.

Эпицентры очагов Вернинского (1887 г, $M=7.3$) и Беловодского (1885 г, $M=6.9$) землетрясений были наиболее близко расположены к центрам современных столиц Алматы и Бишкека (на расстояниях соответственно 18 км и 54 км). Максимальная сотрясаемость поверхности в эпицентральной области составляла для этих землетрясений 9-10 баллов.

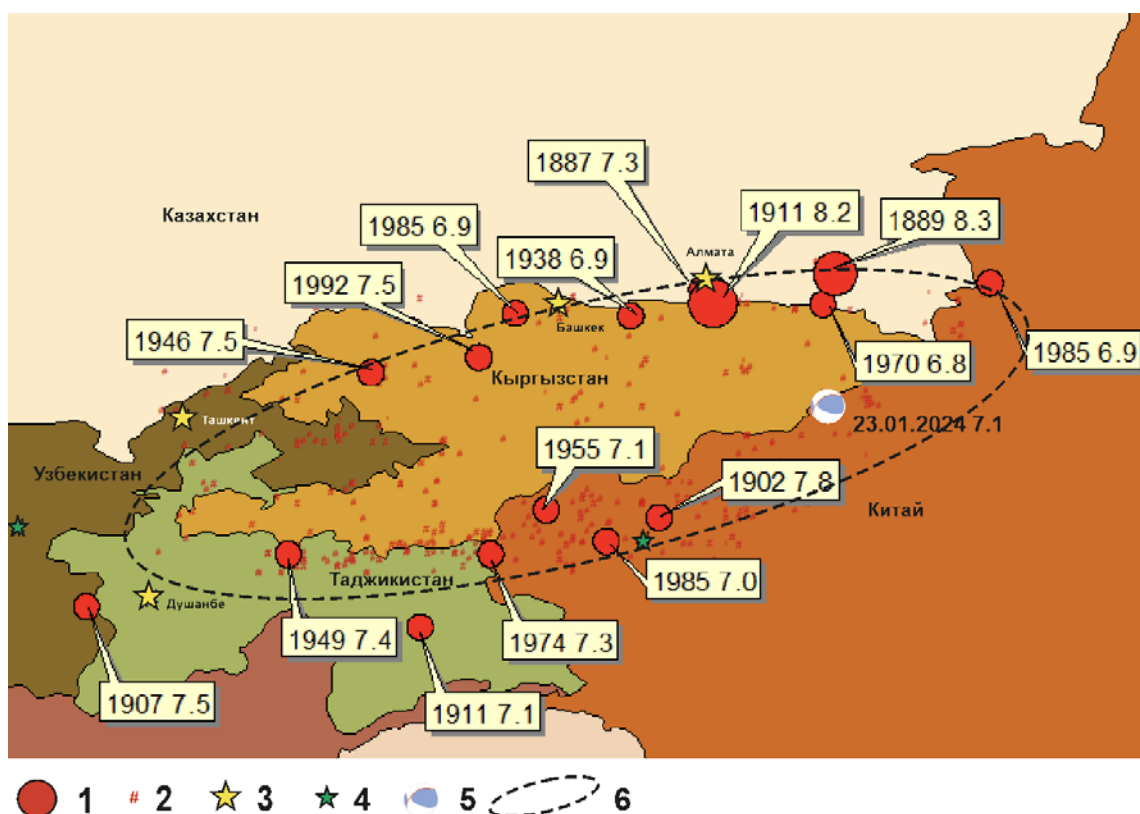


Рисунок 1 – Эпицентры сильных землетрясений Тянь-Шаня, Гиссаро-Алая и Памира за последние 250 лет, в иконке к сильным землетрясениям указан год и магнитуда события. 1 – Эпицентры сильных землетрясений с $M>6.9$; 2 – эпицентры землетрясений с $M>5.0$; 3 – столицы государств; 4 – крупные города; 5 – землетрясения Уши 23.01.2024; 6 – область горного Тянь-Шаня

В селах Беловодское и Сукулук, расположенном к востоку на расстоянии 17 км, в то время жило соответственно 742 и 335 человек. В Беловодске погибло от обрушения зданий 37 человек (около 5% населения), ранено – 43. В г. Кара-Балта, расположенном к западу от Беловодска на расстоянии 23 км, погибло 17 человек, ранено – 20. Дома почти все разрушены, в том числе училище и часть церкви.

В Бишкеке, расположенном в 54 км от села Беловодское, погибших не было. Численность населения Бишкека (Пишпека) в 1880 году составляла 500 человек. В те годы в г. Бишкеке и г. Верном постройки были не выше 2-3х этажей. Несмотря на низкую этажность и малую численность населения при Вернинском землетрясении погибло 330 человек и город был полностью разрушен.

История вопроса «Прогноз землетрясений»

Проблема прогноза мест сильных землетрясений в СССР стала актуальной после серии сильнейших землетрясений, произошедших в середине прошлого века (Ашхабадское 1948 г, Хаитское 1949). В это время в рамках Геофизического института АН СССР (сегодня ИФЗ РАН) были созданы геофизические полигоны в Гарме (200 км к северо-востоку от г. Душанбе), Талгаре (20 км от Алматы), сотрудники которых, идя своим путем, фактически с нуля закладывали основы сейсмологических исследований в СССР. Начавшиеся исследования в этой области возглавил Г.А. Гамбурцев, который в то время разрабатывал первые сейсмические методы изучения внутреннего строения коры [1,2]. Поэтому вполне объяснимо, что движение в направлении решения данной важнейшей проблемы он видел в изучении строения и физического состояния зон разломов. В заключении ученого совета Геофизического института АН СССР, прошедшем в декабре 1951 года, в разделе, связанном с изучением условий возникновения землетрясений и развития методов прогноза, после пяти пунктов организационного характера первым научным пунктом исследования было «изучение механизма тектонических деформаций методами полевых тектонофизических наблюдений и лабораторного моделирования». Эти исследования, по убеждению Г.А. Гамбурцева, должны были проводиться вместе с изучением глубинного строения и состояния разломов геофизическими методами (ГСЗ и КМИЗ), с развитием сейсмологических методов изучения динамических параметров очагов, с изучением региональной сейсмичности инструментальными, сеймотектоническими и тектонофизическими методами. Оперу на методы геотектоники и геофизики можно считать детерминированным подходом в прогнозе землетрясений. Конечной его целью было нахождение места подготовки будущих сильных землетрясений.

Вторым направлением исследований в области прогноза, которое отдельным пунктом вошло в постановление ученого совета ГЕОФИАН, было «изыскание предвестников землетрясений». Здесь основные исследования были связаны с выявлением закономерностей

вариации электрических, магнитных, деформационных (наклономеры) и других полей на стадии непосредственно перед землетрясением. Считалось, что комплексное использование данных геотектоники и геофизики позволит указать место будущего сильного землетрясения, а предвестники позволят разработать технологию предупреждения приближающейся опасности – прогноз времени землетрясения. При этом и здесь Г.А. Гамбурцев считал, что «необходимо находить такие физические характеристики явлений, которые могли бы нас избавить от необходимости прибегать к методу статистики». К сожалению, после смерти Г.А. Гамбурцева первое и главное с его точки зрения направление постепенно отошло на второй план. Лабораторное моделирование хрупкого разрушения стало играть вторичную роль (обоснование обобщенной модели очага), а полевые тектонофизические наблюдения надолго застыли на получении данных только об ориентации осей главных напряжений. Сейсмологи и геофизики в основном сосредоточились на статистических методах прогноза и методе поиска предвестников.

Существуют два главных подхода в выявлении опасности возникновения сильных землетрясений:

1. Разработка карт общего сейсмического районирования, базирующихся на анализе данных о сеймотектонических проявлениях на поверхности в областях ранее произошедших сильнейших землетрясений региона (палео, исторические и современные).

Здесь первичными данными для оценки сейсмического риска территорий являются данные о силе (энергетическом уровне) и о положении эпицентров ранее произошедших землетрясений, которые могут быть получены как инструментальными сейсмологическими методами, так и сеймотектоническими методами, опирающимися на геологические, инженерно-геологические, историко-археологические, дендрохронологические и радиоуглеродные принципы датирования палеосейсмогенных деформаций. Такие методы прогноза используют принцип, аналогичный принципу актуализма, только с изменением последовательности во времени фактических данных и прогнозируемого события. Возможную магнитуду будущего сильного землетрясения участка земной коры определяют магнитудой ранее

произошедшего здесь наиболее сильного землетрясения.

В рамках этого подхода создаются карты интенсивности сотрясаемости земной поверхности в баллах (ожидаемые ускорения), на основе которых согласно Строительным нормам и правилам (СНиП) определяются специальные требования к расчету и коэффициенты увеличения нагрузок, используемые при проектировании промышленных и гражданских объектов. Периодические пересмотры таких карт (раз в 10-30 лет) приводят к постепенному увеличению на них площади красного цвета, характеризующего наиболее опасные участки территорий и сейсмогенных разломов. Сейсмология в шутку говорят, что карты краснеют за своих создателей.

На самом деле это происходит за счет увеличения современного, инструментального периода наблюдения, а также из-за появления новой информации о сильных палеоземлетрясениях далекого прошлого, получаемых сеймотектониками в полевых наблюдениях. Эти новые данные позволяют не только выявить наиболее сильные землетрясения, произошедшие в исследуемом регионе, но и установить/уточнить период повторяемости сильных землетрясений. При этом на картах сейсмического районирования отсутствует информация, позволяющая понять, к какой эпохе, повышенной или пониженной сейсмической опасности относится сегодняшней период. В то же время имеются свидетельства существенной флуктуации сейсмического процесса во времени [3].

Следует заметить, что на этом же принципе актуализма (прямая связь между прошлым и будущим) построена и система прогноза мест катастрофически сильных землетрясений для северного фланга Тихоокеанской субдукционной области, разработанная академиком С.А. Федотовым [4-7]. В рамках этого подхода выделяются области сейсмических брешей первого рода, где землетрясения с магнитудой более 7.7 не наблюдались длительное время. С 70-х годов прошлого века действует прогноз сильного землетрясения вблизи Авачинской бухты (Камчатка). За эти более 40 лет произошло много землетрясений с соответствующей и даже большей магнитудой в других зонах Курильских островов и Японии (Кунаширское в 1994 г, Токачи-Оки в 2003, Среднекурильские в

2007 и 2008 гг, Тохоку в 2011 г), а прогноз Авачинского землетрясения так и не был реализован.

Важно отметить, что карты сотрясаемости поверхности говорят о возможных последствиях от землетрясений, зоны возможного положения которых в общем то считаются определенными. Но этот подход не может нам сказать, когда произойдет землетрясение, даже с позиции среднесрочного прогноза

2. Прогноз места, времени и магнитуды будущего сильного землетрясения на основе инструментальных данных о землетрясениях и/или по данным различных предвестников.

Сегодня прогноз землетрясений разделяется на три типа: долгосрочный, определяющий место и силу землетрясения; среднесрочный, уточняющий место и силу и определяющий приблизительное время землетрясения; краткосрочный, определяющий время события – часы, дни. Долгосрочный прогноз землетрясения, опирающийся на сейсмологические, сеймотектонические и геологические данные, фактически не подразумевает указания точной даты землетрясения (годы – десятки лет до землетрясения) [7]. Среднесрочный прогноз делается за несколько месяцев до землетрясения. Такой прогноз землетрясений, как правило, базируется на анализе сейсмического режима региона [8]. Краткосрочный прогноз, который делается за недели – дни до землетрясения, также может использовать анализ сейсмичности. Считается, что наибольшие успехи в таком прогнозе землетрясений обеспечиваются данными о характере изменения во времени различных предвестников землетрясений [9].

Этот подход не получил широкого внедрения в практику государственного обеспечения безопасности жизни людей и сохранения промышленных и гражданских объектов в сейсмоактивных зонах. При этом в отдельных регионах уже существует налаженная система взаимосвязи сейсмологических групп с органами местной власти в виде регулярно предоставляемых отчетов о наблюдаемой сейсмической активности и рисков ее повышения (Камчатка, Байкал). В ИТПЗ РАН разработан и уже длительное время функционирует алгоритм глобального прогноза сильных землетрясений с магнитудами более 7.5 [10-12].

Важно отметить, что карты сейсмического районирования [13,14] опираются на

сейсмогенные разрывы, на которых наблюдались сильнейшие землетрясения. В то же время при прогнозе землетрясений в том виде, как он реализован практически во всех подходах, разрывы не имеют принципиального значения, поскольку основным источником данных являются землетрясения малой и средней интенсивности, которые могут происходить на достаточно большой площади и не привязаны к какой-то одной системе разрывов. Такая система анализа фактически определяет, что имеет место не предельное напряженное состояние участка разлома, а выявляются большие объемы земной коры, которые определяются как подошедшие к пределу энергонасыщения. В результате таких прогнозов их авторы иногда даже не могут точно сказать, на каком разрыве произойдет землетрясение. Поэтому наличие даже долгосрочного прогноза сильного землетрясения не позволяет оценить заранее зоны, которые будут подвергаться высокой интенсивности сотрясения – высоким ускорениям.

Сейчас можно констатировать, что в российских региональных сейсмических центрах существует устойчивое мнение о возможности среднесрочного прогноза по данным региональных сетей сейсмических станций для достаточно регулярно происходящих землетрясений магнитудного диапазона 4.5-5.5 [15 – 19]. При этом часто оказывается, что реально произошедшие события находятся на краю прогнозной зоны или даже выходят за ее пределы. Также отмечаются факты, когда наиболее сильные землетрясения оказываются неожиданными (Култукское землетрясение 2008 г, $M = 6.3$).

Однако накопившийся опыт неудачных среднесрочных прогнозов сильных региональных землетрясений, происходящих раз в 20-50 лет [20-24], показывает, что эта задача далека от решения. В частности, долговременный тест алгоритма прогноза $M7.5+$, $M8.0+$, MSc [8,10, 24] показывает, что пропуск цели составляет более 50%, а тревога составляет более 25% в параметрическом пространстве площадь – время [11].

Не все в порядке и с долгосрочным прогнозом, хотя он выглядит более достижимым [6]. Так, согласно алгоритму сейсмических брешей первого рода С.А. Федотова до сих пор не произошло прогнозируемое землетрясение с $M > 7.5$ вблизи Петропавловска на Камчатке. И

дело не в том, что оно долго не происходит, а в том, что мы не знаем, почему оно не происходит, и на какой стадии подготовки очага этого землетрясения находится процесс.

На мой взгляд, сбой в прогнозировании сильных землетрясений в большой части определяется проблемой взаимосвязи малой зоны, где зарождается землетрясение, и состояния основной области его очага, из которой выделяется 95% сейсмической энергии. В этой связи представляется целесообразным продолжить ту линию развития прогноза очага землетрясения, которая была намечена Г.А. Гамбурцевым и связана с изучением деформаций и напряжений в очаге готовящегося землетрясения. Это может позволить в конечном итоге понять, на какой стадии развития очага землетрясения находится опасная зона земной коры. Вместе с полученными в работах Г.Г. Кочаряна и его коллег [25, 26] новый импульс лабораторными экспериментами данные о напряжениях в очагах землетрясений позволят создать теорию детерминированного прогноза землетрясения.

Тектонофизический подход к прогнозу землетрясений

Предлагается обоснование необходимых факторов прогноза сильных землетрясений в исследуемом регионе начать с выделения сейсмогенного разлома земной коры соответствующей протяженности. Это связано с тем, что, как показали тектонофизические исследования напряженного состояния в сейсмоактивных районах, уровень девиаторных напряжений (максимальных касательных) здесь достаточно низок [27-29] и поэтому крупномасштабное хрупкое разрушение целых (вне разломов) участков коры невозможно. Для того, чтобы оно произошло, природа долгие годы изменяет локальную структуру коры, понижая ее прочность. Это происходит не только за счет механических факторов – накопление дефектов (микро и макротрещины), но и за счет действия геологических процессов, приводящих к насыщению трещин флюидами (дегидратация пород). Т.е. сначала в коре возникает крупномасштабный структурный дефект – разлом, а потом на нем возникает сильное землетрясение, а не наоборот.

Далее необходимо наличие активного сейсмического режима на изучаемом разломе на

неотектоническом этапе с желательным подтверждением возникновения сильных землетрясений на этом участке разлома или в непосредственной близости (на дистанциях масштаба очага сильного землетрясения). Это условие говорит о том, что для данного участка коры вещественное состояние пород (возможность периодического выделения флюида за счет реакции дегидратации пород) и структурно-морфологические особенности разломной системы (уровень волнистости разлома по простиранию и погружению, шероховатость, определяющие силы трения [30 - 32]) позволяют осуществлять сброс энергии, накопленной в упругих деформациях, за счет крупномасштабного хрупкого разрушения.

Требование возникновения в прошлом на исследуемом разломе сильных землетрясений связано с тем, что в последние несколько десятилетий [33-35] была показана альтернатива крупномасштабному хрупкому разрушению в виде низкочастотных, очень низкочастотных, тихих и др. землетрясений, эпизоды медленного скольжения, крипа, тремора и др., не вызывающих сильной сотрясаемости и больших ускорений движения поверхности.

Таким образом, оба первых главных фактора связаны с дефектом прочности земной коры. С другой стороны, ясно, что возможность возникновения крупномасштабного хрупкого разрушения связана также с достижением напряжениями, действующими на разломе, локальных значений прочности разлома.

Геомеханика хрупкого разрушения. В геомеханике [36-38] критическое состояние хрупкого разрушения определяется величиной кулоновых напряжений (τ_c), под которыми понимается разница между касательными напряжениями (τ_n), действующими на разрыве, и напряжениями сил трения, вызываемыми нормальными к разрыву напряжениями (σ_{nn}), при учете разупрочняющей роли флюидного

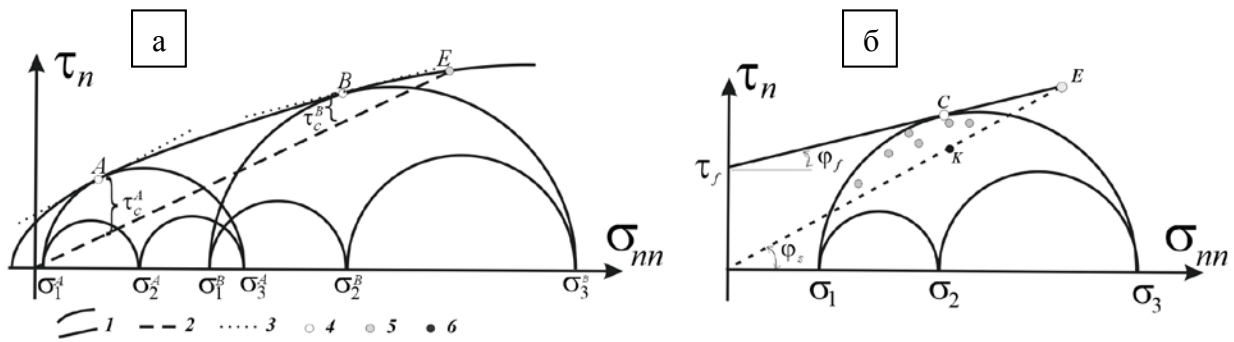
давления в трещинах и порах (p_{fl}). Рост уровня кулоновых напряжений до положительных значений характеризует приближение напряженного состояния к критическому, определяющему возможность хрупкого разрушения пород:

$$\tau_c = \tau_n + k_f \sigma_{nn}^* \leq \tau_f, \quad \sigma_{nn}^* = \sigma_{nn} + p_{fl} < 0. \quad (1)$$

где $k_f = tg\varphi$ – коэффициент внутреннего трения (φ – угол внутреннего трения), τ_f – прочность внутреннего сцепления, а σ_{nn}^* – эффективное нормальное сжимающее напряжение, уменьшенное на величину флюидного давления (p_{fl}). Равенство в выражении (1) выполняется для трещин скалывания с максимальной прочностью ($\tau_f - k_f \sigma_{nn}^*$). Здесь и далее используется правило знаков, принятое в механике сплошной среды – напряжение растяжения положительное.

Эксперименты на образцах показывают зависимость k_f и τ_f от напряжений (рисунок 2а). В тектонофизике [39] в связи с большими масштабами усреднения напряжений и невозможностью получения реальных данных о прочности больших массивов трещиноватых пород зависимостью параметров прочности от напряжений пренебрегают, полагая k_f и τ_f постоянными, считая, что коэффициент внутреннего трения равен коэффициенту статического трения на разрывах ($k_f = k_s$), как это имеет место для участка вблизи точки А на рисунке 2а.

Важно отметить, что при оценке кулоновых напряжений необходимо учитывать разницу между положением предельных линий (прочности и трения) на диаграмме Мора (рис. 2б), т.е. то, что $k_f < k_s$. Это обеспечивает большую эффективность хрупкого разрушения при среднем и даже невысоком уровне напряжений, отмеченном ранее в работе [40].



1 – предел хрупкой прочности (криволинейная или прямая линии); 2 – минимальное сопротивление “сухого” статического трения (стационарная стадия на разломе); 3 – касательные к предельной огибающей; 4 – предельное состояние на разломе, отвечающее максимальной прочности; 5 – напряженные состояния на участках разрыва меньше предельного (точка С для (б)); 6 – напряженное состояние минимального сопротивления хрупкого разрушения (точка К для (б)). τ_c^i - кулоновы напряжения для состояний А и С. А, В, С – предельные состояния хрупкого разрушения, Е – состояние разделяющее область хрупкого (слева) и псевдопластического (справа) деформирования породы. Звездочки над нормальными напряжениями, обозначающие учет влияния флюида, здесь не ставились.

Рисунок 2 – Г рафическая схема предельных состояний на диаграмме Мора для напряженных состояний, большие круги Мора которых, касаются предельной линии прочности: а) в виде криволинейно огибающей; б) упрощенное представление в виде прямолинейно предельной линии, не параллельной линии минимального сухого трения ($\tan \varphi_f = k_f, \tan \varphi_s = k_s$), используемое в тектонофизических методах при реконструкции напряжений.

Районирование по приращениям кулоновых напряжений. После работы [41-44] для выявления зон повышенной сейсмической активности стали применять районирование участков разломов по приращениям кулоновых напряжений $\Delta\tau_c$, возникающим из-за изменения уровня напряжений в результате сильного землетрясения, произошедшего в исследуемом регионе. Подобные расчеты, как правило, опирались на упругую модель трещины сдвига, которая отвечала возникшему очагу землетрясения, а приращения кулоновых напряжений рассчитывались в окрестности эпицентра землетрясения для плоскостей, параллельных очагу. Первоначально аналитические или численные расчеты выполнялись для территорий, где имел место геодинамический режим напряженного состояния горизонтального сдвига – район разлома Сан-Андреас (США) [45], позднее подобный подход был распространен и на участки коры с другими режимами (горизонтальное сжатие или растяжение) [46].

$$\begin{aligned} \Delta\tau_c &= \Delta\tau_n + k_f \Delta\sigma_{nn}^*, \\ \Delta\sigma_{nn}^* &= \Delta\sigma_{nn} + \Delta p_{fl} < 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\Delta\tau_n$ и $\Delta\sigma_{nn}$ – приращения касательных и нормальных на разрыве напряжений, а Δp_{fl} –

приращение флюидного давления. Положительное значение $\Delta\tau_n$ и Δp_{fl} определяет увеличение уровня касательных напряжений на плоскости разлома и флюидного давления в трещинно-поровом пространстве пород, а отрицательные значения $\Delta\sigma_{nn}$ отвечают увеличению уровня напряжений сжатия, нормальных к разлому.

Отметим, что в задаче о трещине сдвига (мех.) среда представляет собой упругое твердое тело (однофазное), и поэтому отсутствует возможность расчета изменений флюидного давления. В этой связи в фактических расчетах приращений кулоновых напряжений считалось, что до и после сильного землетрясения флюидное давление в породах не изменяется, $\Delta p_{fl} = 0$, что является сильным упрощением реального природного процесса.

Предложенный в работе [41] подход первоначально применялся для обоснования проявления повышенной плотности афтершоков именно в участках коры, для которых были получены положительные значения приращений кулоновых напряжений. В дальнейшем этот же подход стал использоваться и для обоснования миграции сильных землетрясений вдоль разломных зон [47]. При этом для прогноза значений кулоновых напряжений на разломах используют результаты численного

геомеханического моделирования, которые получают, создавая механическую модель свойств участка земной коры и модель условий нагружения на основе, например, данных GPS-геодезии [47].

Следует заметить, что использование при расчете кулоновых напряжений данных о напряжениях, получаемых из численного моделирования, при директивном задании упругих свойств среды и прочностных свойств на разломе, конечно же, снижает достоверность конечного результата. Но самая главная проблема такого расчета - это полное отсутствие данных о величинах флюидного давления в разломе, которое на 70-90% определяет его прочность [29, 48 -49].

Тектонофизические данные о напряжениях в природном массиве. Особенность тектонофизического подхода в изучении напряженного состояния земных недр состоит в том, что данные о напряжениях получают решением обратной задачи на основании интерпретации совокупностей разрывных деформаций (трещины со смещениями). Эти данные получают от сейсмологов, используя механизмы очагов землетрясений (сейсмологические индикаторы деформаций) и из собственных полевых работ – сбор зеркал скольжения (геологические индикаторы деформаций). В тектонофизике созданы методы решения обратной задачи – отыскании параметров тензора напряжений, отвечающих за анализируемую совокупность сейсмологических или геологических индикаторов разрывных деформаций [48-50]. Первоначально результатом решения такой обратной задачи (инверсии напряжений из разрывов) были данные только об ориентации осей главных напряжений [51- 57], но позднее появились методы, позволяющие оценить форму эллипсоида напряжений [58-62].

Таким образом, из шести компонент тензора напряжений определялись четыре, три из которых отвечали углам, дающим ориентацию трех главных осей тензора напряжений, и еще один в виде коэффициента Лоде-Надаи или Райтио характеризовал соотношение девиаторных компонент этих напряжений. При этом два очень важных параметра тензора напряжений в виде среднего напряжения (изотропного давления) и максимальное касательное

напряжение оставались неизвестными. Эта проблема была решена в работах [63, 64] путем привлечения дополнительной информации из результатов сотен экспериментов [65-68] по хрупкому разрушению различного типа образцов горных пород (целые образцы, образцы с предразрушением, образцы с разрезами). Эти эксперименты показали, что все типы образцов, доведенные до разрушения, на диаграмме Мора попадают в полосу (сектор) хрупкого трещинообразования (рисунок 2), заключенную между линией минимального сопротивления сухого трения и огибающей линии прочности. Это позволило разработать алгоритм оценки величин изотропного эффективного давления (давление в твердом каркасе пород минус флюидное давление в трещинах и порах) и максимального касательного напряжения, нормированных на прочность сцепления (τ_f).

Отмечу, что в работе [70] также был предложен алгоритм расчета величин напряжений. Эти исследователи не смогли разработать алгоритм расчета нормированных напряжений, т.к. их алгоритм базировался на геологических данных о разрывах со смещениями и требовал знания их локальной прочности и флюидного давления в породах.

Тектонофизическое районирование активных разломов. В работе [71] для северной части Центрального Тянь-Шаня впервые была показана возможность выполнять районирование опасных участков разломов на основе результатов тектонофизической реконструкции напряжений в природном объекте. Сама реконструкция выполнялась по данным сейсмологической сети Кнет Научной Станции РАН в г. Бишкеке. В этом регионе за период сейсмических наблюдений сети Кнет не было землетрясений с магнитудой более 4.5. Плотность сейсмических событий каталога механизмов очагов землетрясений и их магнитудный диапазон определяли масштаб усреднения напряжений 10-20 км. Таким образом, районирование разломов по уровню кулоновых напряжений позволяло дать прогноз землетрясений с минимальной магнитудой 6.0-6.5 при длине опасного участка разлома 10-30 км. Было установлено, что к опасным участкам можно отнести около 10% имевшихся

Отмечу, что источником данных для тектонофизической реконструкции напряжений

могут являться сейсмологические или геологические индикаторы разрывных деформаций [49]. Эти данные должны дополняться информацией о положении и геометрии разломов, выделяемых геологическими методами как активные на неотектоническом этапе. Указанная совокупность исходных данных позволяет рассчитывать кулоновы напряжения на поверхности разлома, по абсолютным или относительным значениям которых можно районировать участки разломов разной степени опасности. Этот подход к оценке сейсмического риска следует рассматривать как детерминистический, который позволяет выполнять мониторинг состояния активных разломов, выделяя для разных их участков разный магнитудный уровень ожидаемых сильных землетрясений.

Результаты тектонофизического районирования активных разломов в зонах катастрофических землетрясений континентальных орогенов

В настоящее время накоплен некоторый опыт исследований закономерности распределения кулоновых напряжений в очагах сильных землетрясений внутриконтинентальных орогенов. В рамках проекта РФФИ - 19-55-53025 ГФЕН_а в 2019-2020 гг выполнялись исследования напряженного состояния в коре Западного Сычуаня (рисунок 3) по данным региональных сейсмических сетей КНР.

В задачу исследований входило также тектонофизическое районирование опасных участков активных разломов провинция Юннань и Сычуань (рисунок 4) в том числе в районе катастрофического Веньчуаньского землетрясения 2008 г с $M_w = 8.0$.

Результаты исследования кулоновых напряжений в области подготовки Веньчуаньского землетрясения [29] показали, что его очаг располагался на разломе Лунмэньшань в области, где наряду с участками высокого уровня нормированных кулоновых напряжений

($\tau_c > 0.8\tau_f$) имелись участки среднего уровня этих напряжений и даже небольшие по протяженности участки низких положительных значений ($\tau_c < 0.3\tau_f$). При этом эпицентр очага Веньчуаньского землетрясения находился вблизи участка протяженностью около 20 км, которому отвечал критически высокий уровень кулоновых напряжений ($\tau_c > 0.6\tau_f$).

Такой характер напряженного состояния на разломе соответствовал особенностям развития сейсмогенного разрыва – очага Веньчуаньского землетрясения, где существовали протяженные участки относительно медленных, низкочастотных сейсмических движений [71] и участки, где наблюдались наибольшие разрушения и выделившаяся сейсмическая энергия была существенно выше [72].

Другие исследования по тектонофизическому районированию активных разломов были выполнены для провинции Караманмараш (Турция), где произошли два катастрофических Паранджинское ($M=7.8$) и Эльбиستانское ($M=7.0$) землетрясения 06.02.2023 г [73, 74]. Здесь также предварительно была выполнена реконструкция напряженного состояния коры (рисунок 5).

Для этого региона расчет напряженного состояния позволил выявить их изменения на двух временных интервалах 1990-2010 гг и 2010-2022 гг. Было установлено, что в последние 10-15 лет в юго-западном секторе Восточного Анатолийской системы разломов (ВАР) увеличилась площадь коры с режимом горизонтального растяжения. Это говорит о том, что в этой части региона уменьшился уровень сжатия на разломах, что соответственно уменьшает и их прочность (1).

Выполненные расчеты кулоновых напряжений на разломах показали, что очаг готовящегося землетрясения, так же как и для Веньчуаньского землетрясения, выглядит очень неоднородно (рисунок 6). При этом характер этой неоднородности менялся во времени.

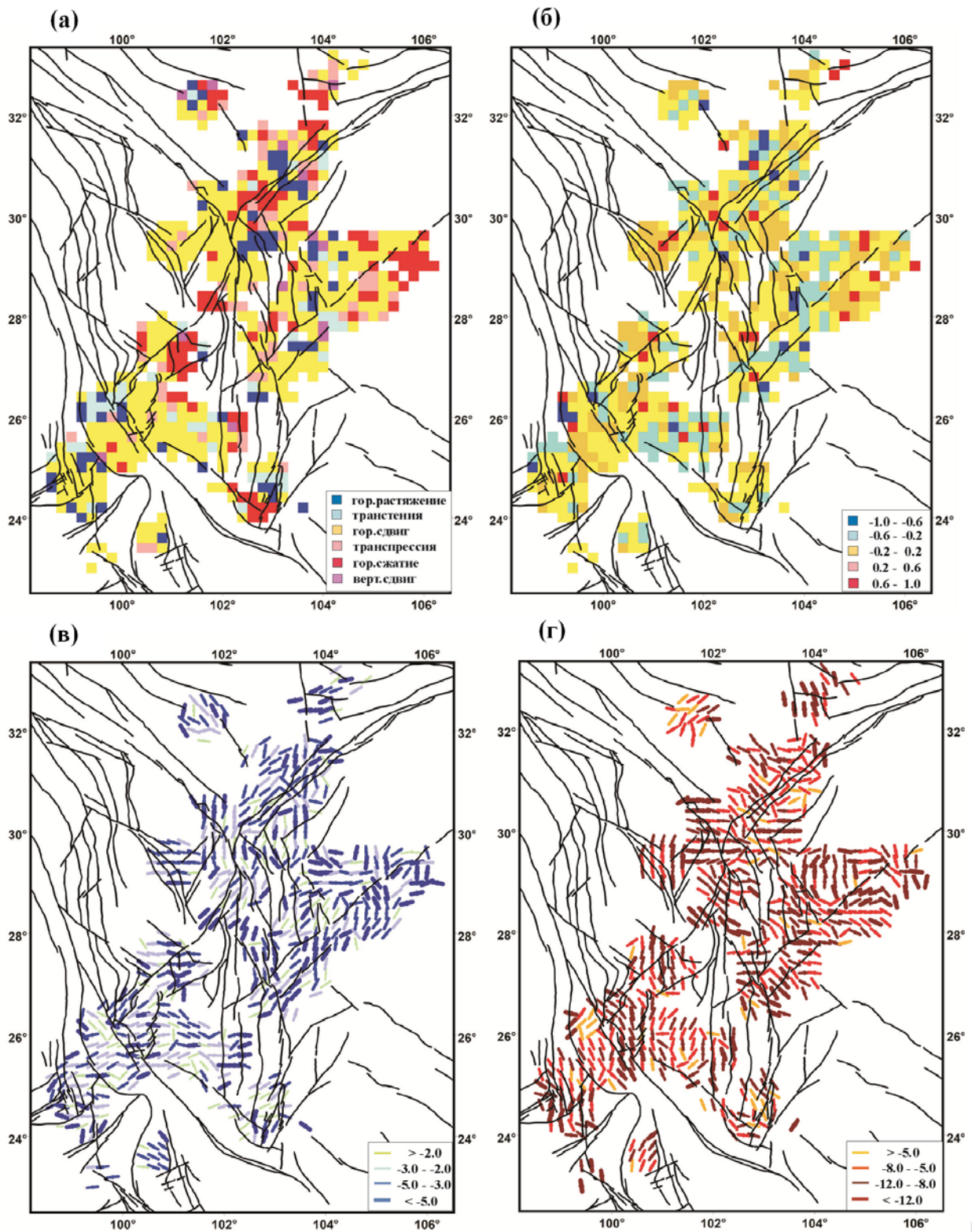


Рисунок 3 – Результаты реконструкции напряжений для коры Западного Сычуаня за весь период данных 1999-2010 гг: (а) геодинамический тип напряженного состояния; (б) коэффициент Лодэ–Надаи; (в) напряжения наибольшего и (г) наименьшего горизонтального сжатия и их нормированные на прочность сцепления τ_f значения (толщина линий и оттенки синего и красного цвета)

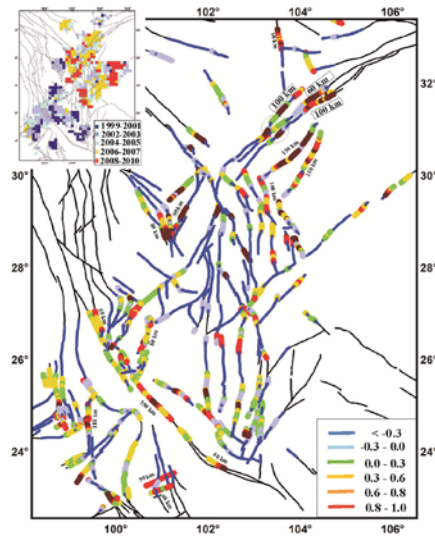


Рисунок 4 – Районирование разломов по уровню нормированных кулоновых напряжений (τ_{Cu} / τ_f). В верхнем левом углу показана карта точек расчета с данными по интервалам времени, им соответствующим.

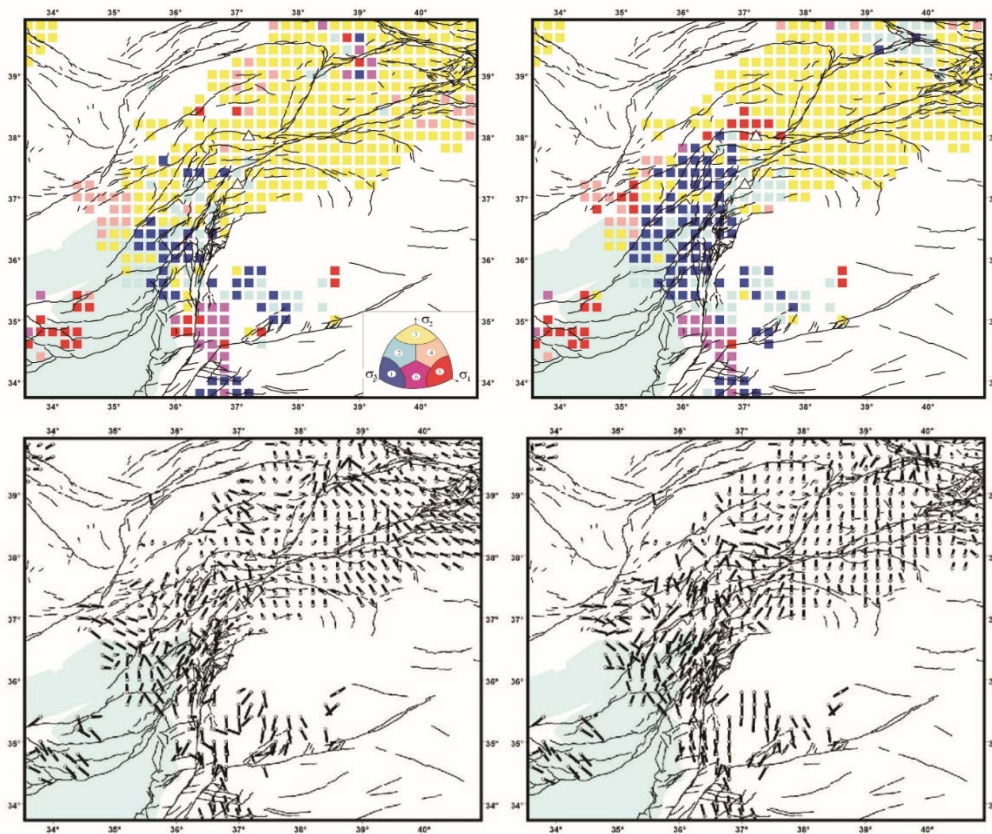


Рисунок 5 – Результаты реконструкции напряжений для коры Восточной Анатолии (Турция) для первого (а) 1990-2010 гг; б) последнего 2010-2022 гг – расчета по шкале времени: (I) геодинамический тип напряженного состояния. Расположение в октанте главных напряжений оси на Zenит определяет тип напряженного состояния: 1 – гор. растяжение, 2 – гор. растяжение со сдвигом или трансенсия, 3 – гор. сдвиг, 4 – гор. сжатие со сдвигом или транспрессия, 5 – гор. сжатие, 6 – вертикальный сдвиг; (II) ориентация осей наибольшего сжатия. Оси построены в узле расчета (кружочек) в направлении погружения. При угле погружения менее 7.5 градусов длина осей максимальная с кружком посередине

Согласно данным рисунок 6 участки достаточно высоких по уровню кулоновых напряжений в будущем очаге в период 1990-2010 гг занимали большие площади, чем в 2010-2022 гг. Непосредственно перед Паранджинским землетрясением (рисунок 6б), большая часть которого располагалась на главной ветви ВАР, две области экстремально высокого положительного уровня кулоновых напряжений были в юго-западной частях очага протяженностью около 40-60 км. Участки среднего и низкого уровня положительных значений кулоновых напряжений располагались в северо-восточной части будущего очага.

В средней части очага уровень кулоновых напряжений был либо положительный, но низкий, либо вообще отрицательный (т.е. здесь силы трения превышали уровень касательных напряжений). При этом эпицентр (начало старта) землетрясения располагался на опереющем разломе Нарли протяженностью около 60 км, косо подходящему к главному ВАР в средней части будущего очага Пазарджикского землетрясения. Вдоль большой его части разлома Нарли кулоновы напряжения были положительными и достаточно высокими. Мы полагаем, что сейсмическое движение, начавшееся по разлому Нарли и продолжавшееся около 15 секунд, привело к изменению напряженного состояния в средней части очага Пазарджикского землетрясения, создав здесь повышенный положительный уровень кулоновых напряжений.

Этот результат подтверждают исследования по прогнозу землетрясения для данного региона, выполненные в работе [75]. На основании алгоритма RTL [17] было показано, что разлом Нарли являлся опасным в среднесрочном прогнозе и мог инициировать землетрясение с магнитудой 6.5. Однако начавшись на разломе Нарли, сейсмогенный очаг перескочил на основную ветвь ВАР и создал землетрясения с магнитудой 7.8.

Таким образом, если рассматривать каждый из трех сегментов очага Пазарджикского землетрясения отдельно (юго-западный и северо-восточный участки ВАР, а также опереющий разлом Нарли), то согласно данным о протяженности участков разломов с высоким уровнем кулоновых напряжений могли возникнуть землетрясения с магнитудой 6.5-7.0. Но при этом в результате произошло землетрясение с магнитудой 7.8, которое объединило

в очаге эти участки, а также существовавшие между ними участки отрицательных значений кулоновых напряжений.

Согласно нашему расчету (рисунок 6б) для очага Эльбистанского землетрясения, произошедшего через 9 часов после Пазарджикского землетрясения, уровень кулоновых напряжений на разломе был всюду отрицательный. Изменения напряженного состояния, возникшие сразу после Пазарджикского землетрясения, имевшего лево-сдвиговые смещения, привели к уменьшению уровня сжатия на разломе. В результате кулоновы напряжения сменили знак и стали положительными (касательные напряжения превысили напряжения сил трения). Задержка по времени Эльбистанского землетрясения, вероятно, связана с тем, что в этот период в зоне разлома накапливались дополнительные упругие деформации за счет афтершоков первого землетрясения и медленных асейсмических движений, которые способствовали росту кулоновых напряжений на Эльбистанском разломе.

Полученные результаты исследований показывают, что для систем активных разломов в период, когда отдельный их участок становится сейсмогенным – происходит землетрясение – имеет место резкая перестройка напряженного состояния, способная изменить весь ход сейсмического процесса. Это имело место как для первого Пазарджикского землетрясения, которое вместо землетрясения на разломе Нарли с магнитудой не более 6.5 – 7.0 (для первого сегмента очага), стало землетрясением 7.8, так и для второго Эльбистанского землетрясения, которое вообще не должно было произойти.

Выполненные исследования показывают высокую степень непредсказуемости возникновения сильнейших землетрясений, происходящих в зонах с густой и разнообразно ориентированной системой разломов. Когда землетрясение начинается в таких зонах, трудно предсказать, каким участком разлома оно ограничится. Здесь можно указывать области, опасные для возникновения землетрясений определенной минимальной магнитуды. При этом следует понимать, что взаимодействие активных разломов способно увеличить эту магнитуду.

Приведенные здесь результаты тектонофизического районирования очагов произошедших сильных землетрясений являются новыми и уникальными.

Обсуждение

Результаты тектонофизических исследований активных разломов, приведенные выше, с одной стороны, подтвердили возможность их районирования с выделением опасных участков. С другой стороны, они показали, что распределение кулоновых напряжений в очагах будущих сильных землетрясений далеко от тех представлений, которые существовали в прогнозной сейсмологии.

Так, для всех имеющихся на сегодняшний день моделей подготовки очага землетрясений: лавинно неустойчивого трещинообразования (ЛНТ-модель) [76], дилатансионно-диффузионная модель (ДД-модель) [77], модель неустойчивого скольжения (stick-slip) [78] и модель консолидации [79] – считается, что землетрясению предшествует появление препятствия смещению вдоль разлома, которое определяет постепенное повышение действующих здесь касательных напряжений до предельных значений. В области, окружающей будущий очаг, сброс внутренней механической энергии резко замедляется, происходит накопление энергии упругих деформаций [80]. «Наиболее высокие напряжения концентрируются в местах пересечения или излома геологических разломов. ... Существует ряд участков земной коры, находящихся в состоянии, близком к пределу длительной прочности» [81]. Если прочность спайки – разлома достаточно высока, то повышенный уровень касательных напряжений [82, 83] охватывает все большие области в его окрестности. После достижения напряжениями предела прочности горных пород [84] или предельного значения плотности потенциальной энергии [85] объем, накопивший высокий уровень упругой энергии (высокий уровень напряжений), разрушается с образованием сдвигового разрыва, представляющего собой очаг землетрясения [86]).

Как показали тектонофизические исследования напряженного состояния сейсмогенных разломов, достижение критического состояния на разломах определяется не только и не столько уровнем касательных напряжений, но также их соотношением с уровнем напряжений сил трения, т.е. от нормальных к разрыву напряжений (рисунок 2). Особенность прочностных характеристик при хрупком разрушении (предел прочности и минимальная

прочность трения) показывают, что наибольшая величина кулоновых напряжений и соответственно выделяющаяся при землетрясении в сейсмических волнах упругая энергия достигается при среднем уровне напряжений (см. работу [40]).

Было установлено, что распределение напряжений в сейсмогенном регионе может изменяться за времена первые десятки лет, что приводит к изменению распределения кулоновых напряжений на разломах. Кроме того, оказалось, что большие участки будущего очага могут находиться далеко от предела хрупкой прочности, определяемого уровнем кулоновых напряжений, но в ходе развития землетрясения за счет изменения напряженного состояния в них также может быть достигнут предел прочности. Таким образом, на сейсмогенных разломах возможны, как медленные, так и быстрые изменения распределения напряжений. Поэтому для учета первого фактора (медленные изменения напряжений) необходимо наладить тектонофизический мониторинг напряженного состояния на основе регулярно пополняемых каталогов механизмов очагов землетрясений. Для учета второго фактора (быстрые изменения напряжений в ходе возникновения землетрясения) данных о напряженном состоянии на разломах сегодняшнего дня для статической стадии деформирования недостаточно для прогноза. Необходим также геомеханический расчет возможных вариантов развития сейсмического процесса в случае разных положений гипоцентра (стартовой точки) землетрясения.

Задача прогноза сильных землетрясений Тянь-Шаня

В США с начала 80-х годов прошлого столетия осуществлялся эксперимент по развитию методов прогноза на великолепно оснащенном различной сейсмологической, геофизической и геодезической аппаратурой Паркфилдском полигоне, где с регулярностью 20-25 лет происходили землетрясения с магнитудами, близкими к $M = 6$. Таким образом, заранее было известно место будущего землетрясения, его магнитуда и приблизительно время. Был создан международный полигон, на котором ученые из разных стран изучали процесс подготовки землетрясения.

Предполагалось, что выполняемые наблюдения позволят выявить особенности деформационного режима и сопутствующих ему физических полей в различные периоды формирования очаговой области.

Первоначально землетрясение в Паркфилде ожидали в 1988 ± 7 (Lindh, Sykes, Bakun, и др.), затем в $1993-1995 \pm 11$ (Eflsworth, Ben-Zion). После 1999 г представление прогноза по этому региону в научной литературе практически прекратилось. Землетрясение произошло 28 сентября 2004 г, когда его менее всего ожидали, и оно не сопровождалось предваряющим крипом и форшоками [88] так, как это было при предыдущих землетрясениях в этом районе. Предварительный анализ данных геофизических полей, полученных перед его возникновением, также не позволил выявить каких-либо значимых аномалий, которые можно было бы трактовать как предвестник землетрясения [89]. В то же время за период ожидания этого землетрясения в Калифорнии произошла серия сильных землетрясений с магнитудами большими, чем землетрясение в Паркфилде: Лома Приета 18.10.1989 ($M = 6.9$), Капе Мендосино 24.04.1992 ($M = 7.2$), Ландерс ($M = 7.1$) 28.06.1992, Нордридж 17.01.1994 ($M = 6.7$), Гектор Майн 16.10.1999 ($M = 7.1$), Сан Симеон 22.12.2003 ($M = 6.5$). Землетрясения были неожиданными, они нанесли не только серьезный материальный урон экономике США, но и показали, что в исследованиях по предупреждению сейсмической опасности нет значимого продвижения.

В настоящее время Тянь-Шань предоставляет уникальную возможность на новом этапе научных знаний о проблеме землетрясений создать комплексную систему прогноза сильных землетрясений. Для этого есть все основания. Это район, где постоянно происходят землетрясения с магнитудами до 5.5. Так на алматинском сейсмическом полигоне с 1969 года произошло более 10 000 событие с энергетическим классом более 7 (магнитуда около 2.5).

С другой стороны, как было представлено во введении, Ушинское землетрясение $M=7.1$, произошедшее 23 января 2024г в южных предгорьях китайского Тянь-Шаня, может означать начало серии сильных сейсмических событий, которые имели место в этом регионе с 1885 по 1985 гг в виде 15 землетрясений с $M \geq 6.9$. В среднем повторяемость землетрясений

такой силы за этот столетний период составила около 7 лет. Но в реальности минимальное время между двумя сильными землетрясениями доходило до 2-х лет (Боловодское 1885 г., Вернинское 1887 г., Челикское 1889 г.) и был случай двух сильных землетрясений в одном 1911 году (Кеминское и Сарезское). В работе [89] отмечается, что с 1885 по 1911 гг произошло 8 сильных землетрясений, четыре из которых были в северных и еще четыре в южных предгорьях Тянь-Шаня. Авторы рассматривают этот период в 26 лет как взрывную активизацию сильных землетрясений на Тянь-Шане, отмечая взаимосвязь землетрясений южного и северного предгорий. Поскольку последняя активизация сильных землетрясений началась с Беловодского (1885 г.) с $M=6.9$, близкой к Ушинскому землетрясению, можно предположить, что у нас есть минимум 1-2 года до следующего сильного землетрясения, аналогичного Вернинскому (1887 г.) с $M=7.3$.

Т.е. в этом регионе с активным сейсмическим режимом есть высокая вероятность возникновения сильных землетрясений с магнитудами более 7.0. В странах СНГ, расположенных на территории Тянь-Шаня за последние 30-35 лет увеличилась численность населения и, что самое важное, резко возросли темпы строительства домов высокой этажности. Таким образом, характер гражданской и промышленной инфраструктуры не сопоставим с той, что была здесь в конце 19 и начале 20 веков, когда происходили сильные землетрясения с $M > 7.0$. Встает вопрос, есть ли возможность, научный базис для создания систему предупреждения сейсмической опасности в режимах долгосрочного и среднесрочного прогноза.

На этот вопрос можно дать утвердительный ответ. В Узбекистане, Казахстане, Кыргызстане уже давно развернуты и хорошо работают региональные сейсмические сети. Имеются сильные научные группы по прогнозу землетрясений, базирующиеся на сейсмических данных и на данных геофизических полигонов. Так, в Узбекистане имеется региональная сеть из порядка 50 современных цифровых сейсмических станций (рисунок 7). С конца 70-х годов прошлого века для территории Узбекистана на регулярной основе определяются механизмы очагов землетрясения с магнитудой более 3.0. В Институте

сейсмологии им. Г.А. Мавлянова плодотворно работает сейсмологическая группа Т.У. Артикова (Р.С. Ибрагимов, Т.Л. Ибрагимова и

др.), которая регулярно дает оценку – прогноз сейсмической опасности в долгосрочном и среднесрочном режимах.

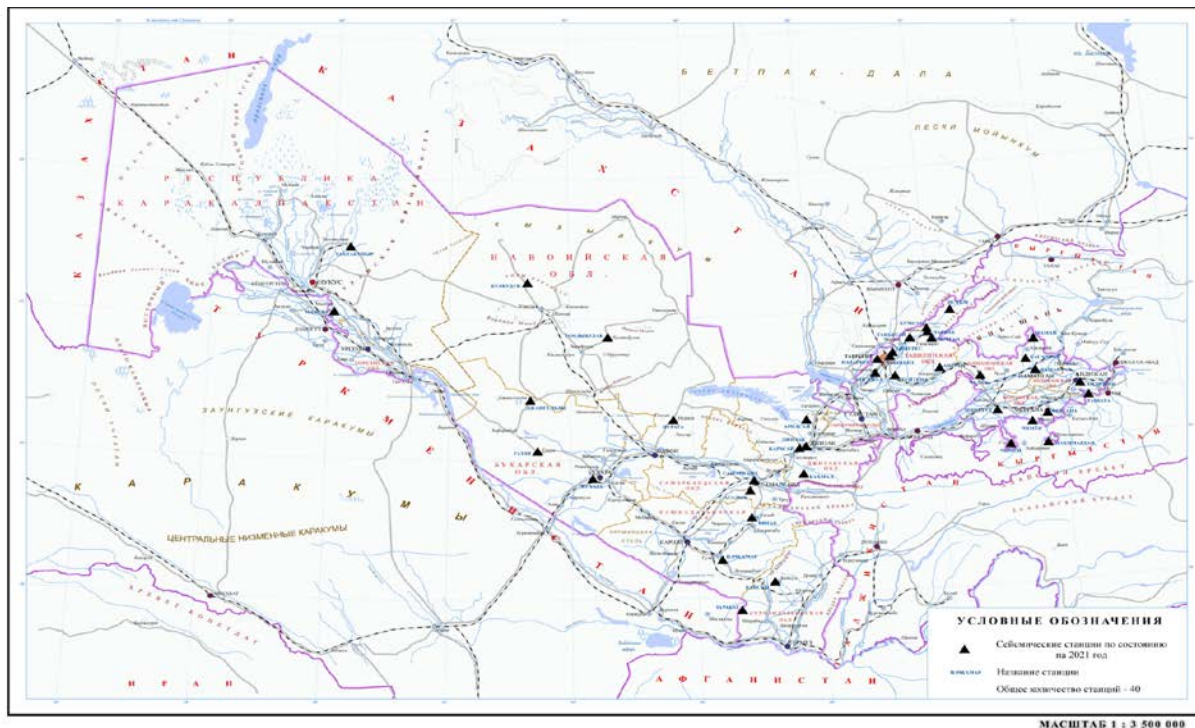


Рисунок 7 – Расположение сети сейсмических станций в Узбекской Республике (карта предоставлена Ибрагимовым Р.С – Институт сейсмологии, г. Ташкент, УР).

В Казахстане существует региональная сеть сейсмических станций СОМЭ МОН РК (рисунок 8) в пределах алматинского сейсмического полигона (северные предгорья Тянь-Шаня). С конца 60-х годов прошлого века для него определяются механизмы очагов землетрясений энергетическим классом 7 и более ($M > 2.4$). В Институте сейсмологии имеются лаборатории Комплексного прогноза землетрясений (рук. А.В.Виляев, гнс О.М.Белослудцев, гнс А.Г.Фремд) и Региональной сейсмичности (рук. А.Т.Данабаева, гнс Г.Я. Хачикян и др.), которые занимаются исследованием сейсмического режима для территории Казахстана и прогнозом землетрясений.

В Кыргызстане имеется региональная сейсмическая сеть (ОМСЭ) и локальная сеть Кнет Научной станции РАН. В Институте сейсмологии НАН КР длительные годы формируется каталог механизмов очагов землетрясений, который начинается с

Чаткальского землетрясения 1946 года. Его создавали Т.А.Лопатина, Н.Х.Багманова, З.А. Кальметьева, А.М. Муралиев. С 1960 года каталог представителен по землетрясениям с $K \geq 11$, а с 1973 – с $K \geq 10$, с 1980 с $K \geq 9$. В настоящее время этими работами руководил А.М. Муралиев. На научной станции РАН с 1994 года на базе сейсмической сети Кнет создан каталог механизмов очагов землетрясений, насчитывающий более 1600 событий в диапазоне энергетического класса от 6 до 13.7.

С другой стороны, в ИФЗ РАН (Россия, г. Москва) накоплен большой опыт удачного и неудачного прогноза землетрясений на основе одних сейсмических данных или данных разного типа предвестников. Это позволяет более трезво понимать его ограниченность, а также необходимость комплексного решения этой проблемы. Как выше уже говорилось в ИФЗ РАН в лаборатории тектонофизики разработаны методы определения коровых напряжений из

сейсмологических и геологических индикаторов разрывных деформаций. Созданы алгоритмы расчета критических (кулоновых) напряжений

на разломах, что позволяет выделять опасные участки разломов как возможные зоны генерации сильных землетрясений.

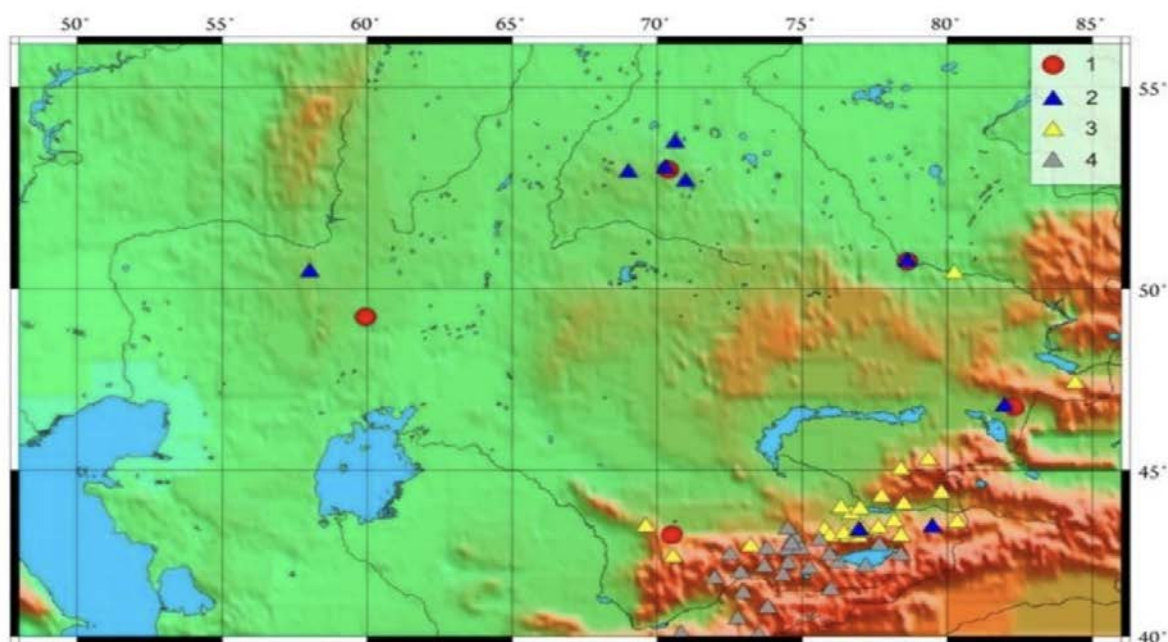


Рисунок 8 – Расположение сети сейсмических станций в Республике Казахстан и Кыргызстан (карта предоставлена Вилевым А.В. – Институт сейсмологии, г. Алматы, Республика Казахстан);
 1 – сейсмические группы; 2 – трехкомпонентные сейсмические станции ИГИ;
 3 – сейсмические станции СОМЭ МОН РК; 4 – сейсмические станции Клет (ИС РАН в г. Бишкеке) и ОМСЭ Республики Кыргызстан

Со многими группами сейсмологов Узбекистана, Казахстана и Кыргызстана лаборатория тектонофизики ИФЗ РАН (Россия) ведет совместные исследования по изучению природного напряженного состояния по сейсмологическим индикаторам разрывных деформаций. Также наша лаборатория уже более 15 лет сотрудничает с Ключевой лабораторией Администрации по землетрясениям Геологического института в г. Пекине Китайской Народной Республики. Все это может рассматриваться как хороший базис для проведения совместных работ по изучению опасных участков разломов для территории всего Тянь-Шаня.

В рамках решения такой задачи обобщим сегодняшнее состояние тектонофизических исследований сейсмических опасностей:

1. Разработаны алгоритмы расчета не только ориентации главных осей и формы эллипсоида напряжений, но и нормированных на прочность сцепления величин шаровой и девиаторной компонент тензора напряжений для

геологических и сейсмологических индикаторов разрывных деформаций [48-50].

2. Созданы программы автоматизированного расчета напряжений по данным каталогов механизмов очагов землетрясений (STRESSsesim) и по данным о зеркалах скольжения (STRESSgeol).

3. Выполнены региональные реконструкции современного напряженного состояния для большей части сейсмоопасных регионов Мира [48] и осуществлена реконструкция глобального поля напряжений [90].

4. Разработаны алгоритмы и программы тектонофизического районирования опасных участков активных разломов по уровню кулоновых напряжений.

5. Созданы первые, предварительные, карты опасных участков разломов по данным о величинах кулоновых напряжений для севера Центрального Тянь-Шаня [91], Алтая, Байкала [92], Восточно-Анатолии [74], Западного Сычуаня (Китай) [29]

6. Разработаны алгоритмы расчета мощности диссипации механической энергии упругих деформаций и энтропии из данных о напряжениях и механизмов очагов землетрясений.

7. На сервере ИФЗ РАН создан интернет-ресурс «Тектонические напряжения Евразии», позволяющий проводить анализ данных о напряжениях и опасных разломах.

Предлагается совместный план работ по созданию системы долгосрочного прогноза землетрясений, в котором ядром будут являться тектонофизические методы расчета разработанные в ИФЗ РАН и накопленные за более чем за 50 лет каталоги землетрясений и каталоги механизмов очагов землетрясений, а также комплекс геологических, сейсмологических и геофизических методов исследования сейсмических опасностей. Этот план предусматривает следующие работы в части долгосрочного прогноза землетрясений:

1. Актуализация единого каталога землетрясений и каталога механизмов очагов землетрясений Тянь-Шаня.

2. Тектонофизическая реконструкция верхнекоровых напряжений (глубины 0-15 км) для всей территории Тянь-Шаня.

3. Тектонофизическое районирование опасных участков разломов по уровню кулоновых напряжений на основе данных с сайта «Активные разломы Северной Евразии» (ГИН РАН).

4. Проведение специальных геофизических и тектонофизических полевых работ для выделенных опасных участков разломов с целью уточнения их положения, геоморфологических и геомеханических данных.

5. Проведение сеймотектонических исследований в ближней зоне выделенных опасных участков разломов с целью выявления палео и исторических землетрясений. Установление повторяемости сильных землетрясений этих участков и вблизи них.

6. Создание технологии мониторинга напряженного состояния и опасных участков разломов, выделяемых по результатам регулярно повторяемых в автоматическом режиме реконструкций напряженного состояния (1-2 раза в год).

7. Геомеханические расчеты изменения напряжений на опасных участках разломов и их

продолжениях в случае реализации сейсмогенного разрыва в зонах с наибольшим уровнем кулоновых напряжений,

8. Размещение всех получаемых результатов на интернет-ресурсе «Тектонические напряжения Евразии» и др. интернет-ресурсах ИФЗ РАН.

Результаты исследований в рамках долгосрочного прогноза сильных землетрясений Тянь-Шаня, позволят не только выявить наиболее опасные участки разломов, но и оценить магнитудный уровень ожидаемого сейсмического события.

В рамках среднесрочного прогноза сильных землетрясений предполагается выполнить следующие исследования:

1. Прогноз места и силы землетрясения на основе сейсмологических методов: RTL [17, 93], сейсмических шумов [94], M7.5 и MSc [10] и др.

2. Регулярный мониторинг состояния опасных участков разломов по данным спутниковой InSAR интерферометрии (по мере появления новых снимков опасных районов).

3. Обследование опасных участков разломов методами спутниковой геодезии с размещением временных пунктов ГНСС наблюдений

4. Периодические (1-2 раза в год) обследования опасных участков разломов методами сеймотектоники с выявлением следов активизации движений на разломе.

5. Разработка методики оценки близости состояния коры и опасных участков разломов к предельному по данным анализа морфологии фазового пространства, получаемого из данных о мощности диссипации механической энергии и мощности энтропии. Выполнение районирования коры.

6. Исследование опасных участков разломов геофизическими методами (электромагнитные методы, методы анализа микросейсм).

7. Геомеханические расчеты изменения напряженного состояния и кулоновых напряжений на разломах при различных вариантах активизации различных участков разломов в зоне, выделенной в качестве опасной.

Представленные здесь пункты плана исследований обсуждались на Ученом Совете ИФЗ РАН (28.02.2024) и были поддержаны членами совета. По мере развития работ по долгосрочному и среднесрочному прогнозу

можно будет перейти к обсуждению методов краткосрочного прогноза.

В настоящее время представленные в статье предложения уже начинают выполняться за счет инициативных (без специального финансирования) совместных исследований между сотрудниками ИФЗ РАН и сотрудниками сейсмологических институтов Узбекистана и Казахстана. Обсуждается возможность объединения этих работ с исследованиями Института сейсмологии Кыргызстана. Очень важным для успешного развития работ будут результаты выполнения первых трех пунктов представленного выше плана исследований по долгосрочному прогнозу, которые должны быть протестированы полевыми тектонофизическими, сеймотектоническими и геофизическими работами (4 и 5 пункты).

Выводы

Рассмотрена проблема активизации сейсмического режима Тянь-Шаня и возможности возникновения в ближайшие несколько лет сильных землетрясений в его южных и северных предгорьях.

Дан краткий обзор современного состояния вопроса по прогнозу сильных землетрясений. Отмечено, определенное несоответствие базовых представлений существующих моделей очага землетрясений и имеющихся геомеханических данных о хрупком разрушении горных пород.

Представлены последние достижения тектонофизики в области изучения современного напряженного состояния непосредственно в массивах горных пород. Показана возможность по результатам тектонофизической реконструкции природных напряжений выполнить районирование активных разломов по уровню кулоновых напряжений, отвечающих за реализацию хрупкого разрушения. Дан анализ результатов районирования активных разломов,

выполненный в очагах сильного Веньчуаньского землетрясения ($M=8.0$, 2008 г) и Карамуширского землетрясения ($M=7.8$, 2023 г.).

Выполнен анализ возможностей осуществить долгосрочный и краткосрочный прогноза на основе комплекса сейсмических, сеймотектонических и геофизических методов, опирающихся на результаты тектонофизического районирования активных разломов.

Создан системный план долгосрочного и среднесрочного прогноза сильных землетрясений Тянь-Шаня на основе комплекса методов: тектонофизический метод районирования опасных участков разломов по данным о кулоновых напряжений; сейсмические методы статистического прогноза землетрясений для участков разломов, выделенных в качестве опасных; сеймотектонические методы и методы спутниковой геодезии (включая радарную интерферометрию на больших временных интервалах) по обнаружению признаков поверхностных проявлений стадии подготовки землетрясения в опасных участках разломов; геофизические методы нахождения предвестниковых признаков подготовки землетрясения по данным электромагнитных аномалий, аномалий давления воды в скважинах и изменений химического состава воды; геомеханические методы расчета напряжений для различной последовательности сейсмической активизации на участках разломов, выделенных как опасные.

Предлагается весь регион Тянь-Шаня рассматривать как полигон отработки технологии долгосрочного и среднесрочного прогноза. Имея в виду предыдущий этап активизации сильных землетрясений длительностью около 100 лет, предлагаемые работы по прогнозу опасных участков разломов должны выполняться в долговременном режиме, фактически осуществляя мониторинга состояния коры и активных разломов Тянь-Шаня.

Литература

- 1 Гамбурцев Г.А. Состояние и перспективы работ в области прогноза землетрясений // Избранные труды. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 427–435.
- 2 Гамбурцев Г.А. Состояние и перспективы работ в области прогноза землетрясений // Бюллетень Совета по сейсмологии АН СССР. 1955. № 1. С. 7–14.
- 3 Гусев А.А., Шумилина Л.С. Повторяемость сильных землетрясений Камчатки в шкале моментных магнитуд // Физика Земли. 2004 № 2 С.1-9.
- 4 Федотов С.А. Долгосрочный сейсмический прогноз для Курило-Камчатской дуги. М.: Наука. 2005. 302 с.

- 5 Федотов С.А. О сейсмическом цикле, возможности количественного сейсмического районирования и долгосрочном сейсмическом прогнозе // Сейсмическое районирование СССР. М.: Наука. 1968. С. 121–150.
- 6 Федотов С.А. Сейсмологические исследования Тихоокеанской экспедиции Института физики Земли АН СССР в 1957-1963 гг. // Сейсмическое микрорайонирование. Тр. Ин-та физики Земли АН СССР. № 36 (203). М.: Наука, 1965 С. 61-65.
- 7 Федотов С.А., Соломатин А.В. Долгосрочный сейсмический прогноз для Курило-Камчатской дуги на IV 2016 – III 2021 гг., его развитие и применение; особенности сейсмичности Курило-Камчатской дуги до и после глубокого Охотоморского землетрясения 24.V 2013 г., $M = 8.3$ // Вулканология и сейсмология. 2017 № 3, С. 3-21.
- 8 Kossobokov V.G., Healy J.H., Dewey J.W. Testing an earthquake prediction algorithm // PAAG. 1997, V.149. P. 219-232
- 9 Cicerone R.D., Ebel J.E., Britton J., A systematic compilation of earthquake precursors // Tectonophysics. 2009. V. 476 (3). P. 371-396.
- 10 Кособоков В.Г. Теоретическая база и алгоритмы прогноза землетрясений на основе предвестниковой активизации сейсмичности // Автореферат диссертаций степени д. физ.-мат. н. М.: 2004. 36 с
- 11 Кособоков В.Г., Щепалина П.Д. Времена повышенной вероятности возникновения сильнейших землетрясений мира: 30 лет проверки гипотезы в реальном времени // Физика земли. 2020. № 1. С. 43–52
- 12 Ismail-Zadeh A., Kossobokov V. Earthquake Prediction, M8 Algorithm // Encyclopedia of Solid Earth Geophysics, Encyclopedia of Earth Sciences Series. 2020. P 1-5. https://doi.org/10.1007/978-3-030-10475-7_157-1
- 13 Уломов В.И. Сейсмогеодинамика и сейсмическое районирование Северной Евразии // Вулканология и сейсмология. 1999. № 4–5. С. 6–22.
- 14 Уломов В.И., Шумилина Л.С. Комплект карт общего сейсмического районирования территории Российской Федерации – ОСР-97. Масштаб 1:8 000 000. Объяснительная записка и список городов и населенных пунктов, расположенных в сейсмоопасных районах. М.: ОИФЗ. 1999. 57 с
- 15 Ружич В.В. О среднесрочном прогнозе землетрясений в Прибайкалье // Геофизические исследования в Восточной Сибири на рубеже XXI века. – Новосибирск: Наука, СИФ, 1996. С. 143-147.
- 16 Соболев Г.А., Тюпкин Ю.С. Стадии подготовки, сейсмические предвестники и прогноз землетрясений Камчатки // Вулканология и сейсмология. 1998. № 4. С. 17-24
- 17 Завьялов А.Д. Среднесрочный прогноз землетрясений. Основы, методика, реализация. М.: Наука. 2005. 254 с.
- 18 Салтыков В.А., Кугаенко Ю.А., Сеницын В.И., Чебров В.Н. Предвестники сильных землетрясений на Камчатке по данным мониторинга сейсмических шумов // Вулканология и сейсмология. 2008. № 2. С. 110–124
- 19 Копылова Г.Н. Гидрогеодинамические предвестники сильных землетрясений камчатки: примеры и использование для сейсмического прогноза // Современные проблемы механики. 2018. № 33 (3). С. 6-15
- 20 Wyss M., Harbermann R.E. Precusory seismic quiescence // AGEOPH. 1988. V. 126. No 2.4. P. 319-332.
- 21 Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М.: Наука. 1992. 190 с.
- 22 Bakun W.H., Aagaard B., Dost B., Ellsworth W.L., Hardebeck J.L., Harris R.A., Ji C., Johnston M.J.S., Langbein J., Lienkaemper J.J., Michael A.J., Murray J.R., Nadeau R.M., Reasenberg P.A., Reichle M.S., Roeloffs E.A., Shakal A., Simpson R.W., Waldhauser F. Implications for prediction and hazard assessment from the 2004 Parkfield earthquake // Nature. 2005. V. 437, No 13. P. 969–974.
- 23 Panza, G., Kossobokov, V.G., Peresan, A., Nekrasova A., 2014. Why are the standard probabilistic methods of estimating seismic hazard and risks too often wrong. In: M. Wyss, J.F. Shroder (Eds.). Earthquake hazard, risk and disasters. Elsevier, Amsterdam, 309-357.
- 24 Keilis-Borok, V.I., Kossobokov V.G. Premonitory activation of seismic flow: algorithm M8 // Phys. Earth Planet. Inter. V. 61. P. 73-83.
- 25 Кочарян Г.Г., Батухтин И.В. Лабораторные исследования процесса скольжения по разлому как физическая основа нового подхода к краткосрочному прогнозу землетрясений // Геодинамика и тектонофизика. 2018. 9 (3). 671-691. Kocharyan, G.G., Batukhtin, V.I., 2018. Laboratory studies of the fault sliding process as a physical basis for a new approach to short-term earthquake prediction // Geodynamics and Tectonophysics. V.3; No.9. P. 671-691.
- 26 Кочарян Г.Г., Новиков В.А. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 1. Лабораторные эксперименты // Физ. мезомех. 2015. Т. 18, № 4. С. 94-104.
- 27 Ребецкий Ю.Л. Закономерности разномасштабного разрывообразования в коре и тектонофизические признаки метастабильности разломов // Геодинамика и тектонофизика 2018. Т 9, Вып. 3. С. 629–652.
- 28 Rebetsky Y.L., Guo Y.S. From natural stresses in seismic zones to predictions of megaequake nucleation zones // Pure Appl. Geophys. 2020. V. 177. P.421–440. <https://doi.org/10.1007/s00024-019-02128-0>
- 29 Ребецкий Ю.Л., Полец А.Ю. Напряженное состояние в афтершоковой области землетрясения Тохоку 11.03.2011 // Вулканология и Сейсмология, 2021, № 4, С. 22–44.
- 30 Barton N., Choubey V. The shear strength of rock joints in theory and practice // Rock Mechanics. 1977. V. 10. P. 1–54.
- 31 Barton N., Lien R., Lunde J. Engineering classification of rockmasses for the design of tunnel support // Rock Mech 1974. V. 6, No. 4. P. 189–236.
- 32 Brady B., Bzown E. Rock mechanics for underground mining, Third ed. Kluwer Acad. Publ., 2004. 688 p
- 33 Peng Z., Gomberg J. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // Nature Geoscience. 2010. V. 3. P. 599-607.
- 34 Sekine, S. Along-strike variations in short-term slow slip events in the southwest Japan subduction zone / S. Sekine, H. Hirose, K. Obara // JGR. 2010. V. 115. No 9. B00A27.
- 35 Wei M., Kaneko Y., Liu Y., McGuire J.J. Episodic fault creep events in California controlled by shallow frictional heterogeneity // M. Wei // Nature Geoscience. 2013. V. 6. P. 566-570.

- 36 Николаевский В. Н. Собрание трудов. Геомеханика. Том 3. Землетрясения и эволюция коры. Скважины и деформации пласта. Газоконденсат. М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований. 2012. 644 с.
- 37 Николаевский В.Н. Собрание трудов. геомеханика. Том 1. Разрушение и дилатансия. Нефть и газ. М.- Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований. 2010. 640 с.
- 38 Николаевский В.Н. Собрание трудов. Геомеханика. Том 2. Земная кора. Нелинейная сейсмика. Вихри и ураганы. М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований. 2010. 560 с.
- 39 Ребецкий Ю.Л. Развитие метода катакластического анализа сколов для оценки величин тектонических напряжений // Доклады РАН. 2003. Т 400, № 3. С. 237-241.
- 40 Райс Дж. Механика очага землетрясения. Сер. Механика. Новое в зарубежной науке. М.: Мир. 1982. 217 с.
- 41 Stein R.S., King G.C.P., Lin J. Change in failure stress on the southern 636 San Andreas fault system caused by the 1992 magnitude= 7.4 Landers earthquake // Science. 1992. V.258 (5086). P. 1328–1332.
- 42 Mallman E.P., Zoback M.D. Assessing elastic Coulomb stress transfer models using seismicity rates in southern California and southwestern Japan // Journal of Geophysical Research Solid Earth, 2007. V. 112(B3).
- 43 Mallman E.P., Zoback M.D. Assessing elastic Coulomb stress transfer models using seismicity rates in southern California and southwestern Japan // Journal of Geophysical Research Solid Earth, 2007. V. 112(B3).
- 44 Zoback M.L. First- and second- order pattern of stress in lithosphere: The World stress map project // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, N B8. P. 11703–11728.
- 45 King G.C.P., Stein R.S., Lin J. Static stress changes and the triggering of earthquakes // Revised for Bull. Seismol. Soc. Am. 1994. V. 84, No. 3. P. 935–953.
- 46 Ganas A., Sokos E., Agalos A., Leontakianakos G., Pavlides S. Coulomb stress triggering of earthquakes along the Atalanti Fault, central Greece: Two April 1894 M6+ events and stress change patterns // Tectonophysics. 2006. V. 420. P. 357–369.
- 47 Pang Y. Stress evolution on major faults in Tien Shan and implications for seismic hazard // Journal of Geodynamics 2022. No 2. P. 153–154. DOI: 10.1016/j.jog.2022.101939
- 48 Ребецкий Ю.Л. Тектонические напряжения и прочность горных массивов. М.: Академкнига. 2007. 406 с.
- 49 Ребецкий Ю.Л., Сим Л.А., Маринин А.В. От зеркал скольжения к тектоническим напряжениям. Методики и алгоритмы. М.: ГЕОС. 2017. 234 с.
- 50 Rebetsky Yu.L., Polets A.Yu. The method of cataclastic analysis of discontinuous displacements. Moment Tensor Solutions - A Useful Tool for Seismotectonics / Editor Sebastiano D'Amico. Springer. Cham. 2018. 111-162. https://doi.org/10.1007/978-3-319-77359-9_6
- 51 Гзовский М.В. Соотношение между тектоническими разрывами и напряжениями в земной коре // Разведка и охрана недр. 1956. № 11. С. 7–22.
- Гзовский М.В. Тектонические поля напряжений // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1954. № 3. С. 390–410.
- 52 Гзовский М.В. Соотношение между тектоническими разрывами и напряжениями в земной коре // Разведка и охрана недр. 1956. № 11. С. 7–22.
- Гзовский М.В. Тектонические поля напряжений // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1954. № 3. С. 390–410.
- 53 Anderson E.M. The dynamics of faulting. Trans. Edinburgh, Geol., Sec(8). 1951. P. 387–402
- 54 Arthaud F. Methode de determination graphique des directions de raccourcissement, d'allongement et intermediaire d'une population de failles // Bul. Soc. geol. Fr. 1969. V. 7. P. 729–737.
- 55 Парфенов В.Д. К методике тектонофизического анализа геологических структур. // Геотектоника. 1984. № 1. С. 60–72.
- 56 Николаев П.Н. Методика тектонодинамического анализа. М.: Изд. Недр. 1992. 294 с.
- 57 Гинтов О.Б., Исая В.М. Некоторые закономерности разломообразования и методика морфокинематического анализа сколовых разломов // Геофиз. журнал. 1984. Т. 6, № 3. С. 3–10.
- 58 Гущенко О.И. Кинематический принцип реконструкции направлений главных напряжений (по геологическим и сейсмологическим данным) // ДАН СССР. Сер. геофиз. 1975. Т. 225, № 3. С. 557–560.
- 59 Юнга С.Л. О механизме деформирования сейсмоактивного объема земной коры. Изв. АН СССР сер. Физика Земли. 1979. С. 14–23.
- 60 Carey E., Bruneier B. Analyse theorique et numerique d'un modele mecanique elementaire applique a l'etude d'une population de failles // C. R. Acad. Sci. Paris. D. 1974. V. 279, P. 891–894.
- 61 Angelier J. Sur l'analyse de mesures recueillies dans des sites failles: l'utilite d'une confrontation entre les methodes dynamiques et cinematiques // C. R. Acad. Sci. Paris. D. 1975. V 281. P. 1805–1808.
- 62 Gephart J.W., Forsyth D.W. An improved method for determining the regional stress tensor using earthquake focal mechanism data: application to the San Fernando earthquake sequence. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89, NO B11. P. 9305–9320
- 63 Ребецкий Ю.Л. Напряженно-деформированное состояние и механические свойства природных массивов по данным о механизмах очагов землетрясений и структурно-кинематическим характеристикам трещин // Автореф. дис. док. физ.мат. наук. М.: Изд. ОИФЗ. 2003. 56 с
- 64 Ребецкий Ю.Л. Оценка относительных величин напряжений – второй этап реконструкции по данным о разрывных смещениях // Геофизический журнал. 2005. Т. 27. № 1. Киев. С. 39-54.
- 65 Byerlee J. D. Frictional characteristics of granite under high confining pressure // J. Geophys. Res. 1967. V. 72, N 14. P. 3639-3648.

- 66 Byerlee J.D. Brittle-ductile transition in rocks // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73, N 14. P. 4741–4750.
- 67 Brace W.F. Laboratory studies of stick-slip and their application to earthquakes // *Tectonophysics.* 1972. V. 14. P. 189–200.
- 68 Brace W.F. Volume changes during fracture and frictional sliding // a review *Pure and applied geophysics.* 1978. V. 116. P. 603–614.
- 69 Angelier J. From orientation to magnitude in paleostress determinations using fault slip data // *J. Struct. Geol.* 1989. V. 11, No 1/2. P. 37–49.
- 70 Ребецкий Ю.Л., Кузиков С.И. Тектонофизическое районирование активных разломов Северного Тянь-Шаня // *Геология и геофизика.* 2016. Т. 57, № 6. С. 1225–1250
- 71 Лю Цзяо, Рогожин Е.А. Макросейсмические проявления Веньчуаньского катастрофического землетрясения 2008 г. ($M_s = 8.0$) по результатам изучения поверхностных сейсмодислокаций // *Геофизические процессы и биосфера.* 2017. № 14, Вып. 4. С. 103–121
- 72 Yin A., Freymueller J.T., Keller G.R., Ni S.D., Song X.D. The Great Wenchuan Earthquake ($M_w = 7.9$) on 12 May 2008, China // *Tectonophysics.* 2010. V. 491, No 1–4, Spec. Iss. P. 1–276.
- 73 Тихоцкий С.А., Татевосян Р.Э., Ребецкий Ю.Л., Овсяченко А.Н., Ларьков А.С. Караманмарашские землетрясения 2023 г. в Турции: сейсмическое движение по сопряженным разломам // *Доклады РАН.* 2023. Т. 511, № 2. С. 228–235
- 74 Ребецкий Ю.Л. Тектонофизическое районирование сейсмогенных разломов Восточной Анатолии и Караманмарашские землетрясения 06.02.2023 г // *Физика Земли.* 2023. № 6. С. 37–65. DOI: 10.1134/S1069351323060174
- 75 Смирнов В.Б., Петрушов А.А., Михайлов В.О. Об RTL-аномалии сейсмического режима перед землетрясением в Турции 06.02.2023 г. // *Физика Земли.* 2023. № 6. С. 122–132.
- 76 Mjachkin V.I., Brace W.F., Sobolev G.A., Dieterich J.H. Two models for earthquake forerunners. *Pure. Appl. Geophys.* 1975. Vol. 113. P. 169–181.
- 77 Scholz C.H., Sykes L.R., Aggarawal Y.P. Earthquake prediction: A physical basis // *Science.* 1973. V. 181. P. 803.
- 78 Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquake // *Science.* 1966. Vol. 153. P. 990–992.
- 79 Добровольский И.П. Теория подготовки тектонического землетрясения. М.: Изд. ИФЗ РАН. 1991. 217 с.
- 80 Bullen K.E. On strain energy in Earth's upper mantle // *Trans. Amer. Geoph. Union.* 1953. V. 34, No 1. P. 107–116.
- 81 Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука. 2003. 269 с.
- 82 Гзовский М.В. Тектонофизическое обоснование геологических критериев сейсмичности (I и II) // *Изв. АН СССР. Сер. Геофиз.* 1957. № 2. С. 141–160, № 3. С. 273–283.
- 83 Гзовский М.В. Основы тектонофизики. М.: Изд. Наука. 1975. 535 с.
- 84 Benioff H. Earthquakes and rock creep. Т. 1. Creep characteristics of rocks and origin of aftershocks // *Bull. Seism. Soc Amer.* 1951. V. 41, No 1. P. 31–40.
- 85 Ризниченко Ю.В. Энергетическая модель сейсмического режима // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1968. № 5. С. 3–9.
- 86 Уломов В.И., Мавашев Б.З. О предвестнике сильного тектонического землетрясения // *ДАН СССР.* 1967. Т. 176, № 2. С. 319–323.
- 87 Langbein J., Borchrtdt R., Dreger D., Fletcher J., Hardebeck J.L., Hellweg M., Johnston M.J.S., Murray J.R., Nadeau R.M., Remer J., Treiman J.A. Preliminary report on the 28 September 2004 M 6.0 Parkfield, California earthquake // *Seism. R. Let.* 2005. V. 76, No 1, P. 10–26.
- 88 Lindh A.G. Success and failure at Parkfield // *Seism. R. Let.* 2005. V. 76, No 1. P. 3–6.
- 89 Багманова Н.Х., Миркин Е.Л. О самом «взрывном» периоде возникновения разрушительных землетрясений Тянь-Шаня // *Вестник Института сейсмологии НАН КР.* 2022. Т. 19, №1 С. 23–28
- 90 Ребецкий Ю.Л. Поле глобальных коровых напряжений Земли // *Геотектоника.* 2020. № 6. С. 3–24.
- 91 Ребецкий Ю.Л., Сычева Н.А., Сычев В.Н., Кузиков С.И., Маринин А.В. Напряженное состояние коры Северного Тянь-Шаня по данным сейсмической сети КНЕТ // *Геология и геофизика.* 2016. Т. 57, № 3. С. 496–520.
- 92 Ребецкий Ю.Л., Саньков В.А., Добрынина А.А. Районирование опасных разломов Байкальской рифтовой области по данным о кулоновых напряжениях, полученных из текторнофизической реконструкции напряжений // *Геодинамика и тектонофизика.* 2024 (в печати)
- 93 Завьялов А.Д. Параметр концентрации сейсмогенных разрывов как предвестник сильных землетрясений // *Вулканол. и сейсмол.* 1986. № 3. С. 58–71.
- 94 Любушин А.А. Циклические свойства сейсмического шума и проблема прогнозируемости сильнейших землетрясений на японских островах // *Геофизические процессы и биосфера.* 2018. Т. 17. №3.

Сведения об авторе:

Ребецкий Юрий Леонидович (корреспондентный автор) – доктор физ.-мат. наук, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (г. Москва, Россия, эл.почта: reb@ifz.ru)

Автор туралы мәлімет:

Ребецкий Юрий Леонидович (корреспондент автор) – физ.-мат. Ғылымдарының докторы, О.Ю. Шмидт атындағы Жер физикасы институты. РАН (Мәскеу қ., Ресей, эл.пошта: reb@ifz.ru)

Information about author:

Rebetsky Yuri Leonidovich (corresponding author) – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences (Moscow, Russia, email: reb@ifz.ru)

Поступила 01 апреля 2024

Принята 7 июня 2024

А.С. Инчин^{1*}, Ю.Р. Шпади^{1,2}, А.Ю. Лозбин¹,
Б.К.Алиева¹, М.Ю. Шпади¹, Г.М. Аязбаев¹,
Р.Ж. Быкаев¹, Г.Ю. Ущиповская¹

¹ ТОО «Институт космической техники и технологий», г. Алматы, Казахстан

² РГП на ПХВ «Институт математики и математического моделирования», г. Алматы, Казахстан

*e-mail: inchinas@mail.ru

АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА КОРРЕКТИРОВКИ ВЕКТОРНЫХ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЗАДАЧЕ МАГНИТНОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ

Статья посвящена разработке алгоритма корректировки векторных магнитных измерений, проведенных магнитометром вручную или с помощью беспилотных летательных аппаратов. Этот алгоритм и его программная реализация необходима в задаче навигации по магнитным данным. Идея магнитного позиционирования состоит в построении карты магнитного поля в выбранном регионе по данным измерений, а для этого все измерения должны быть скорректированы с учетом модельных данных. Ошибки измерений возникают из-за разного рода помех, связанных с неправильной ориентацией осей магнитометра. В качестве эталона берется модельное магнитное поле Земли, рассчитанное по известным моделям IGRF или WMM. Алгоритм основан на поиске углов ориентации в матрице перехода, обеспечивающей минимизацию расхождений между измеренными и модельными полями. Для минимизации функционала в программе использован метод конфигураций. Программа позволяет найти углы ориентации (крен, тангаж, рыскание), обеспечивающие минимум функционала. При этом заложена возможность выбора вариантов перемножения матриц, поскольку их произведение не является коммутативным. Алгоритм и программа будут полезны исследователям, связанным с магнитными полевыми измерениями и их практическому использованию. Также эти инструменты являются обязательными в задаче магнитного позиционирования.

Ключевые слова: ориентация и навигация летательных аппаратов, магнитное поле Земли, магнитное позиционирование, преобразование систем координат, программа.

A.S. Inchin^{1*}, Yu.R. Shpadi^{1,2}, A.Yu. Lozbin¹, B.K. Alieva
M.Yu. Shpadi¹, G.M. Ayazbayev¹, R.Zh. Bykaev¹, G.Yu. Uschipovskaya¹

¹Institute of Space Techniques and Technologies, Almaty, Kazakhstan

²Institute of mathematics and mathematical simulation, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: inchinas@mail.ru

Algorithm and software for vector magnetic measurements correcting in magnetic positioning problem

The article is devoted to the development of an algorithm for correcting of vector magnetic data measured by a magnetometer manually or using unmanned aerial vehicles. This algorithm and its software realization is necessary in the problem of navigating by magnetic data. The idea of magnetic positioning is to create a map of the magnetic field in the selected region from the measurement data, and for this all measurements must be corrected taking into account the model data. Measurement errors occur due to various kinds of interference associated with the incorrect orientation of the magnetometer axes. The model magnetic field of the Earth, calculated from known models IGRF or WMM, is taken as a reference. The algorithm is based on the search for orientation angles in the transfer matrix, which ensures minimization of difference between measured and model fields. To minimize functionality, the Software uses the configuration method. The software can find orientation angles (roll, pitch, yaw) that provide a minimum of functionality. At the same time, the possibility of choosing options for multiplying matrices is inherent, since their product is not commutative. The algorithm and software will be useful to researchers related to magnetic field measurements and their practical using. Also, these tools are mandatory in the magnetic positioning task.

Key words: orientation and navigation of aircraft, Earth magnetic field, magnetic positioning, transformation of coordinate systems, program.

А.С. Инчин^{1*}, Ю.Р. Шпади^{1,2}, А.Ю. Лозбин¹, Б.К. Алиева¹
 М.Ю. Шпади¹, Г.М. Аязбаев¹, Р.Ж. Быкаев¹, Г.Ю. Ущиповская¹

¹«Ғарыштық техника және технологиялар институты» ЖШС (ҒТТИ), Алматы қ., Қазақстан

²Математика және математикалық модельдеу институты, Алматы қ., Қазақстан

*e-mail: inchin@mail.ru

Магниттік позицияландыру есебінде векторлық магниттік өлшеулерді түзету алгоритмі мен бағдарламасы

Мақала қолмен атқарылатын немесе ұшқышсыз ұшу аппараттарының көмегімен магнитометрмен жүргізілген векторлық магниттік өлшемдерді түзету алгоритмін әзірлеуге арналған. Бұл алгоритм және оның бағдарламалық жасақтамасы магниттік деректер бойынша навигация есептерінде қажет. Магниттік позицияландыру (орнын анықтау) идеясы өлшем деректері бойынша таңдалған аймақта магниттік өріс картасын құрудан тұрады, ал ол үшін барлық өлшемдер модельдік деректерді есепке алумен түзетілуі тиіс. Өлшеу қателері магнитометр осьтерінің дұрыс бағытталмауына байланысты әртүрлі кедергілерден туындайды. Эталон ретінде IGRF немесе WMM белгілі үлгілері бойынша есептелген Жердің модельдік магниттік өрісі алынады. Алгоритм өлшенген және модельдік өрістер арасындағы алшақтықтарды барынша азайтуды қамтамасыз ететін өту матрицасында бағдарлау бұрыштарын іздеуге негізделген. Бағдарламада функционалды азайту үшін конфигурация әдісі пайдаланылды. Бағдарлама функционалдың ең төменгі мөлшерін (минимумын) қамтамасыз ететін бағдарлау бұрыштарын (қисаю, тангаж, жорту) табуға мүмкіндік береді. Бұл жағдайда матрицаларды көбейтудің нұсқаларын таңдау мүмкіндігі бар, өйткені олардың көбейтіндісі коммутативті болып табылмайды. Алгоритм мен бағдарлама магниттік өрісті өлшеуге және оларды практикалық қолдануға байланысты зерттеушілерге пайдалы болады. Сонымен қатар, бұл құралдар магниттік позициялау мәселесінде міндетті болып табылады.

Түйін сөздер: ұшу аппараттарын бағдарлау және навигациялау, Жердің магниттік өрісі, магниттік позицияландыру, координаттар жүйесін өзгерту, бағдарлама.

Введение

В отсутствие навигационных приемников глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) (GPS/ГЛОНАСС и др.) или при сбоях в работе такого оборудования необходимо определить местоположение объекта альтернативными способами. Задача альтернативного позиционирования стала актуальной в связи с развитием средств радиоэлектронной борьбы (РЭБ), когда электронными способами вносятся помехи в сигналы ГНСС. Одним из способов альтернативного позиционирования может стать позиционирование по данным измерений магнитного поля Земли (МПЗ). Измерение параметров магнитного поля Земли в выбранном регионе осуществляется типовыми или специализированными магнитометрами. При этом измеряется полный вектор МПЗ – значения его компонент B_x , B_y , B_z его модуль $mod B$. Проведенные исследования [1-7] показали, что магнитное позиционирование позволяет обеспечить точность определения местоположения с точностью до 10 м, что соизмеримо с точностью позиционирования с помощью ГНСС. Для того, чтобы начать работать с такой технологией, необходимо сначала построить карту магнитного поля региона по данным измерений.

Затем, проведя измерения поля в точке в пределах выбранного региона, осуществить поиск на карте точки, наиболее близкой по значениям поля к измеренной. Ее координаты и будут искомой точкой местоположения.

Однако в этой задаче есть тонкости, связанные с технологией измерения МПЗ. При векторных измерениях МПЗ необходимо строго соблюдать ориентацию магнитометра. Это несложно сделать при тщательных ручных измерениях поля. Но ручные измерения весьма трудоемки и длительны. Поэтому в реальных задачах на больших площадях используют автоматизированные средства измерений с помощью беспилотных летательных аппаратов (БПЛА). Но при таких автоматизированных измерениях на борту БПЛА бывает сложно сохранить нужную ориентацию бортового магнитометра в силу наличия различных внешних факторов, таких как направление и сила ветра, которые влияют на запланированный маршрут проведения магнитной съемки, на ориентацию магнитометра и соответственно вносят погрешности в проводимые измерения. Это требует корректировки проведенных векторных измерений и внесение поправок на ориентацию платформы магнитометра.

Методы исследования

При измерении магнитного поля Земли обычно используются 2 системы координат – модельная (для спутников ее называют орбитальной) и связанная система координат, привязанная к конкретному оборудованию – платформе, на которой установлены измерительные приборы (в нашем случае магнитометр).

В модельной прямоугольной системе координат подразумеваются идеальные измерения компонент магнитного поля, а именно – ось X направлена на северный географический полюс (не магнитный), ось Z – направлена в зенит от центра Земли., а ось Y дополняет систему до правой. В связанной системе координат как правило ось X направлена по ходу движения платформы, ось Z – направлена вверх по направлению от Земли (от ее центра), ось Y дополняет систему до правой. В идеальном случае измерений эти две системы координат могут существенно отличаться в силу различных условий, например, направление ветра, конструкционные издержки – неточная установка магнитометра на платформе, колебания движущейся платформы за счет электродвигателей и пр. Эти причины, конечно, влияют на векторные измерения – они оказываются искаженными. Возникает необходимость корректировки векторных магнитных измерений. При этом эталоном служит модельное магнитное поле Земли, рассчитанное, например, по модели IGRF [8].

Результаты и обсуждение

Оценка ориентации объектов по магнитному полю основана на анализе расхождений модельных B_{mod} и измеренных $B_{изм}$ компонент МПЗ [9]. Ориентация объекта определяется тремя углами, которые называют корабельными

– креном θ , тангажем ψ и рысканием ϕ , которые связаны с коэффициентами матрицы перехода от измеренных значения поля к модельным [10].

$$B_{mod} = A \cdot B_{изм}; \quad (1)$$

где:

A – матрица перехода от измеренных компонент поля к модельным.

При этом используются следующие определения углов ориентации – крен – вращение относительно оси X , тангаж – вращение относительно оси Y , рыскание – вращение относительно оси Z .

Для восстановления истинных значений компонент вектора магнитного и электрического поля необходимо найти матрицу поворотов $A(\theta, \psi, \phi)$, обеспечивающую преобразование систем координат.

Поворот одной жесткой системы координат относительно другой представляется как последовательность трех поворотов относительно осей системы $A(\theta, \psi, \phi) = A1(\theta)A2(\psi)A3(\phi)$. При этом матрица $A1$ (2):

$$A1(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2)$$

задает поворот системы относительно оси OX .

Матрица $A2$ (3):

$$A2(\psi) = \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & \sin \psi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \psi & 0 & \cos \psi \end{pmatrix} \quad (3)$$

поворачивает систему относительно оси OY , и матрица $A3$ (4):

$$A3(\phi) = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

поворачивает систему относительно оси OZ .

Тогда, итоговая матрица примет вид (5):

$$A(\theta, \psi, \phi) = \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \phi & -\cos \psi \sin \phi & \sin \psi \\ \cos \phi \sin \theta \sin \psi + \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \cos \phi - \sin \theta \sin \psi \sin \phi & -\sin \theta \cos \psi \\ \sin \theta \sin \phi - \cos \phi \cos \theta \sin \psi & \sin \theta \cos \phi + \sin \phi \cos \theta \sin \psi & \cos \theta \cos \psi \end{pmatrix} \quad (5)$$

Заметим, что задача имеет неоднозначное решение в силу не коммутативности матриц,

поскольку матрицу перехода можно получить различными 6-ю комбинациями перемножения матриц A_1, A_2, A_3 . А именно:

$$A_1 \cdot A_2 \cdot A_3, A_1 \cdot A_3 \cdot A_2, A_3 \cdot A_1 \cdot A_2, \\ A_3 \cdot A_2 \cdot A_1, A_2 \cdot A_1 \cdot A_3, \quad (6)$$

В программе, реализующей алгоритм, заложена возможность выбора любой из представленных комбинаций.

Для того, чтобы найти компоненты вектора в орбитальной системе координат, необходимо матрицу поворота умножить на компоненты вектора в спутниковой системе координат (7):

$$\begin{pmatrix} X_o \\ Y_o \\ Z_o \end{pmatrix} = A(\theta, \psi, \phi) \begin{pmatrix} X_s \\ Y_s \\ Z_s \end{pmatrix} \quad (7)$$

Таким образом, чтобы скорректировать вектор измеренных значений, необходимо умножить на него матрицу перехода A , которая зависит в свою очередь от углов ориентации.

Для определения углов ориентации по двум векторам – модельному и измеренному используется следующий алгоритм.

Минимизируется функционал, зависящий от трех переменных (а именно углов ориентации).

$$(B_{mod} - A \cdot B_{изм}) \rightarrow \min(\theta, \psi, \phi);$$

Для поиска минимума этой функции используется алгоритм минимизации функции многих переменных методом прямого поиска – алгоритм Агеева № 178б [11]. Для реализации предложенного алгоритма разработана программа, входные данные и результаты работы которой приведены ниже.

Таблица 1 – Входные данные к программе формируются в виде файла (Пример файла)

время	долг	шир	выс	BizmX	BizmY	BizmZ	BmodX	BmodY	BmodZ
01012023000000000	75	43	800	23771.9	2084.4	50434.7	30839.65669	4145.379115	46312.39925
01012023000000001	75.1	43.1	800	23776.2	2075.3	50450	30848.72336	4136.516607	46325.61445
01012023000000002	75.2	43.2	800	23780.6	2066.1	50465.2	30857.89328	4127.594094	46338.70419
01012023000000003	75.3	43.3	800	23784.9	2056.8	50480.4	30866.99356	4118.548502	46351.79549
01012023000000004	75.4	43.4	800	23789.2	2047.5	50495.6	30876.09384	4109.502911	46364.88679

Здесь дата/время задается в формате день, месяц, год, час, мин, сек, мсек – ддммггггччммссммм.

Долг (долгота), шир (широта) задаются в градусах и долях градуса, выс (высота над уровнем моря) в метрах.

Интерфейс программы и выходные результаты выдаются в виде, показанном на рисунках 1 и 2.

Здесь кроме входных данных выдаются $|B_{изм}|$, $|B_{mod}|$ модули (длины) измеренных и модельных векторов, их разности $|B_{изм}| - |B_{mod}|$, углы ориентации – крен, тангаж, рыскание, угол между измеренными и модельными векторами в градусах и долях градусов, а также количество шагов проведенного поиска и итоговое значение минимизируемой функции.

#	Время	Долгота	Широта	Высота	BizmX	BizmY	BizmZ	Bizm	BmodX	BmodY	BmodZ	Bmod
1	1,01202E+15	75	43	800	23771,9	2084,4	50434,7	55 795,223067	30839,65669	4145,379115	46312,39925	55 795,223067
2	1,01202E+15	75,1	43,1	800	23776,2	2075,3	50450	55 810,546105	30848,72336	4136,516607	46325,61445	55 810,546107
3	1,01202E+15	75,2	43,2	800	23780,6	2066,1	50465,2	55 825,819444	30857,89328	4127,594094	46338,70419	55 825,819445
4	1,01202E+15	75,3	43,3	800	23784,9	2056,8	50480,4	55 841,048328	30866,99356	4118,548502	46351,79549	55 841,048328
5	1,01202E+15	75,4	43,4	800	23789,2	2047,5	50495,6	55 856,279076	30876,09384	4109,502911	46364,88679	55 856,279074
6	1,01202E+15	75,5	43,5	800	23793,6	2038,2	50510,7	55 871,463867	30885,27188	4100,493148	46377,86553	55 871,463864
7	1,01202E+15	75,6	43,6	800	23797,9	2028,8	50525,8	55 886,604294	30894,38029	4091,360306	46390,84583	55 886,604294
8	1,01202E+15	75,7	43,7	800	23802,2	2019,4	50540,8	55 901,656199	30903,47133	4082,236048	46403,72802	55 901,656197
9	1,01202E+15	75,8	43,8	800	23806,6	2009,9	50555,9	55 916,839381	30912,70035	4073,034618	46416,68097	55 916,839380
10	1,01202E+15	75,9	43,9	800	23810,9	2000,4	50570,8	55 931,801076	30921,79952	4063,823109	46429,45216	55 931,801077

Рисунок 1 – Интерфейс программы и пример результатов расчетов

BcorX	BcorY	BcorZ	Bmod - Bizm	Крен	Тангаж	Рыскание	Угол Bmod/Bizm	eval	spsi
30839,656369	4145,37962	46312,399418	0,000000	6,514312	10,589016	18,116181	8,672865	240	0,000622
30848,723427	4136,515871	46325,614469	0,000002	6,514610	10,588461	18,116811	8,675698	229	0,000739
30857,893439	4127,594753	46338,704025	0,000001	6,514857	10,587876	18,117315	8,678564	209	0,000698
30866,99573	4118,549561	46351,793951	-0,000001	6,515155	10,587309	18,117934	8,681454	246	0,002863
30876,093377	4109,502118	46364,887171	-0,000002	6,515441	10,586730	18,118524	8,684343	284	0,000994
30885,27048	4100,491674	46377,866597	-0,000004	6,515751	10,586163	18,119143	8,687234	291	0,002296
30894,380198	4091,361198	46390,845813	0,000000	6,513688	10,584605	18,114857	8,690150	298	0,000896
30903,471363	4082,235372	46403,72806	-0,000003	6,513980	10,584026	18,115442	8,693065	297	0,000678
30912,701112	4073,034961	46416,680435	-0,000002	6,514272	10,583441	18,116020	8,696011	246	0,000992
30921,797808	4063,822248	46429,453374	0,000001	6,514616	10,582874	18,116702	8,698952	228	0,002268
30896,470724	4162,115886	46226,64664	0,000003	6,518988	10,589607	18,109832	8,678339	262	0,001479

Рисунок 2 – Пример результатов расчетов (продолжение)

Также во вкладке «График» заложена возможность выдачи графиков углов ориентации и значений магнитного поля (модельных и измеренных) с возможностью их сохранения в буфер обмена.

Заключение

Целью исследования данной статьи являлось описание разработанного алгоритма корректировки векторных магнитных измерений, основанной на минимизации функционала, связывающего матрицей перехода измеренные и модельные значения параметров магнитного поля Земли. Для минимизации функционала в программе использован метод конфигураций. Программа позволяет найти углы ориентации (крен, тангаж, рыскание), обеспечивающие

минимум функционала. При этом заложена возможность выбора вариантов перемножения матриц, поскольку их произведение не является коммутативным. Алгоритм и программа будут полезны исследователям, связанным с магнитными полевыми измерениями и их практическому использованию. Также эти инструменты являются обязательными в задаче магнитного позиционирования.

Благодарность, конфликт интересов

Статья выполнена в рамках проекта грантового финансирования на 2022-2024 гг. ИРН AP148043/0222: «Разработка системы позиционирования наземных объектов по данным магнитного поля Земли с использованием технологии BigData».

Литература

1. Bill Schweber. Навигация по магнитному полю как «альтернатива» GPS? (Magnetic-Field Navigation as an «Alternative» GPS?); 23.12.2020г. URL: <https://www.rlocman.ru/review/article.html?di=633999> (accessed 27.02.2024);
2. Albert R. Gnad, Joseph Belarge etc. Signal Enhancement for Magnetic Navigation Challenge Problem.- arXiv:2007.12158 [cs.LG].-URL: <https://arxiv.org/abs/2007.12158> (accessed 27.02.2024);
3. И.М. Голев, А.В. Сергеев. Локальная система навигации с использованием низкочастотного магнитного поля.- Вестник Воронежского государственного технического университета.- Т. 15. № 5. (2019), с.88-94;
4. Kyle Mizokami. The Air Force May Ditch GPS for Earth's Magnetic Field.- Popular mechanics, 05.08.2020.- URL: <https://news.yahoo.com/air-force-may-ditch-gps-221000982.html> (accessed 27.02.2024);
5. Finlay, C.C., Maus, etc. "International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation". Publications, Agencies and Staff of the U.S. Department of Commerce, 2010, 261 p.
6. Chulliat, A., W. Brown, P. Alken, S. Macmillan, M. Nair, C. Beggan, A. Woods, B. Hamilton, B. Meyer and R. Redmon, 2019, Out-of-Cycle Update of the US/UK World Magnetic Model for 2015-2020: Technical Note, National Centers for Environmental Information, NOAA. doi: 10.25921/xhr3-0t19
7. Ахмедов Д.Ш., Инчин А.С., Лозбин А.Ю., Аязбаев Г.М. О возможности позиционирования объекта по данным магнитного поля Земли. Мультидисциплинарный научный журнал «Архивариус» сборник научных публикаций XXXXIV Международная научно-практическая конференция «Наука в современном мире» (20 июня 2019г.). Киев, 2019, с. 68-75
8. International Geomagnetic Reference Field.- <http://www.ngdc.noaa.gov/AGA/vmod/igrf.html> (accessed 27.02.2024);
9. Прохоров М., Захаров А. Ориентация и навигация в космосе – новые методы и перспективы // Физика космоса: труды. – 2011. – С. 170-195.
10. Корабельная система координат Крылова А.Н. URL: <https://vunivere.ru/work59693?screenshots=1> (accessed 27.02.2024);
11. М.И. Агеев, В.П. Алик, Ю.И. Марков. Библиотека алгоритмов 1516-2006. Справочное пособие.- М.: Радио и связь, 1981. – 184 с. ил.

Авторлар туралы мәлімет:

Инчин Александр Сергеевич (корреспонденттік автор) – Ғылыми мақсаттағы ғарыш жүйелері зертханасының меңгерушісі; техника ғылымдарының кандидаты, доцент; «Ғарыш техникасы және технологиялары институты» ЖШС (Қазақстан, Алматы қ., E-mail: inchin@mail.ru)

Шпади Юрий Рейнгольдович – Ғылыми мақсаттағы ғарыш жүйелері зертханасының жетекші ғылыми қызметкері; физика-математика ғылымдарының кандидаты; «Ғарыш техникасы және технологиялары институты» ЖШС (Қазақстан, Алматы, E-mail: yu-shpadi@yandex.ru).

Лозбин Анатолий Юрьевич – Ғылыми мақсаттағы ғарыштық жүйелер зертханасы меңгерушісінің орынбасары; «Ғарыш техникасы және технологиялары институты» ЖШС (Қазақстан, Алматы қ., E-mail: lozbin@mail.ru)

Алиева Бахыткуль Куттымурадовна – «Ғарыш техникасы және технологиялары институты» ЖШС Байқау кеңесінің хатшысы (Қазақстан, Алматы қ., E-mail: bahyt_ali@mail.ru)

Шпади Максим Юрьевич – Ғылыми мақсаттағы ғарыш жүйелері зертханасының аға ғылыми қызметкері; «Ғарыш техникасы және технологиялары институты» ЖШС (Қазақстан, Алматы қ., E-mail: mshpadi@mail.ru)

Аязбаев Ғалымжан Маратович – Ғылыми мақсаттағы ғарыш жүйелері зертханасының аға ғылыми қызметкері; «Ғарыш техникасы және технологиялары институты» ЖШС (Қазақстан Республикасы, Алматы қаласы, E-mail: galiman85@mail.ru)

Быкаев Рахым Женисович – Ғылыми мақсаттағы ғарыш жүйелері зертханасының аға ғылыми қызметкері; «Ғарыш техникасы және технологиялары институты» ЖШС (Қазақстан, Алматы қ., E-mail: rakhim.b@mail.ru)

Ущиповская Галина Юрьевна – «Ғарыш техникасы және технологиясы институты» ЖШС ғылыми мақсаттағы ғарыш жүйелері зертханасының технигі (Қазақстан, Алматы қ., E-mail: inchin@mail.ru)

Сведения об авторах:

Инчин Александр Сергеевич (корреспондентный автор) – Заведующий лабораторией космических систем научного назначения; кандидат технических наук, доцент; ДТОО «Институт космической техники и технологии» (Казахстан, г.Алматы, E-mail: inchin@mail.ru)

Шпади Юрий Рейнгольдович – Ведущий научный сотрудник лаборатории космических систем научного назначения; кандидат физико-математических наук; ДТОО «Институт космической техники и технологии», (Казахстан, Алматы, E-mail: yu-shpadi@yandex.ru).

Лозбин Анатолий Юрьевич – Заместитель заведующего лабораторией космических систем научного назначения; ДТОО «Институт космической техники и технологии» (Казахстан, г.Алматы, E-mail: lozbin@mail.ru)

Алиева Бахыткуль Куттымурадовна – секретарь Наблюдательного совета ДТОО «Институт космической техники и технологии» (Казахстан, г.Алматы, E-mail: bahyt_ali@mail.ru)

Шпади Максим Юрьевич – Старший научный сотрудник лаборатории космических систем научного назначения; ДТОО «Институт космической техники и технологии», (Казахстан, г.Алматы, E-mail: mshpadi@mail.ru)

Аязбаев Ғалымжан Маратович – Старший научный сотрудник лаборатории космических систем научного назначения; ДТОО «Институт космической техники и технологии» (Республика Казахстан, г.Алматы, E-mail: galiman85@mail.ru)

Быкаев Рахим Женисович – Старший научный сотрудник лаборатории космических систем научного назначения; ДТОО «Институт космической техники и технологии», (Казахстан, г.Алматы, E-mail: rakhim.b@mail.ru)

Ущиповская Галина Юрьевна – Техник лаборатории космических систем научного назначения ДТОО «Институт космической техники и технологии» (Казахстан, г.Алматы, E-mail: inchinas@mail.ru)

Information about authors:

Alexander Inchin (corresponding author) – Head of the Scientific Space Systems Laboratory; Candidate of Technical Sciences, Associate Professor; Institute of Space Techniques and Technology (Kazakhstan, Almaty, E-mail: inchinas@mail.ru)

Yuri Shpadi – Leading researcher of the Scientific Space Systems Laboratory; Candidate of Physical and Mathematical Sciences; Institute of Space Techniques and Technology and Technology, (Kazakhstan, Almaty, E-mail: yu-shpadi@yandex.ru)

Anatoliy Lozbin – Deputy Head of the Scientific Space Systems Laboratory; Institute of Space Techniques and Technology (Kazakhstan, Almaty, E-mail: lozbin@mail.ru)

Bakhytkul Aliyeva – Secretary of the Supervisory Board of the Institute of Space Techniques and Technology (Kazakhstan, Almaty, E-mail: bahyt_ali@mail.ru)

Maxim Shpadi – Senior Researcher of the Scientific Space Systems Laboratory of the Institute of Space Techniques and Technology" (Kazakhstan, Almaty, E-mail: mshpadi@mail.ru)

Galymzhan Ayazbaev – Senior Researcher of the Scientific Space Systems Laboratory; Institute of Space Techniques and Technology (Almaty, Republic of Kazakhstan, E-mail: galiman85@mail.ru)

Rakhim Bykaev – Senior Researcher of the Scientific Space Systems Laboratory of the Institute of Space Techniques and Technology (Kazakhstan, Almaty, E-mail: rakhim.b@mail.ru)

Galina Uschipovskaya – The Technician of the Scientific Space Systems Laboratory of the Institute of Space Techniques and Technology (Kazakhstan, Almaty, E-mail: inchinas@mail.ru)

Поступила 1 марта 2024

Принята 8 июня 2024

МРНТИ 50.00.01

<https://doi.org/10.26577/JPEOS.2024.v26.i1-i6>**Л.А. Алексеева** , **Г.Н. Азиз*** 

Институт математики и математического моделирования РК, г. Алматы, Казахстан

*e-mail: azizgulfariza@gmail.com

ТРАНСПОРТНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА В БИКВАТЕРНИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПРИ ДОСВЕТОВЫХ СКОРОСТЯХ

Среди действующих источников излучения электромагнитных волн наиболее распространенными являются подвижные, расположенные на платформах различных транспортных средств. Очевидно, что скорость движения существенно влияет на процессы распространения волн в средах с различной электрической проводимостью и магнитной проницаемостью, как и форма самого источника и характер его работы.

Здесь строятся и исследуются транспортные решения бикватернионного волнового уравнения, которое является бикватернионным обобщением уравнений Максвелла. Данные уравнения описывают электромагнитные поля излучателей электромагнитных (ЭМ) волн и электро-гравимагнитных волн (ЭГМ), движущихся в фиксированном направлении с постоянной скоростью, которая меньше скорости распространения волн в электромагнитной среде (световой скорости). Построены фундаментальные и обобщенные транспортные решения, которые описывают ЭМ поля движущихся объектов во всем диапазоне скоростей, от досветовых, до сверхсветовых. С использованием преобразования Фурье обобщенных функций, построена бикватернионная функция (бифункция) Грина в подвижной системе координат, которая описывает ЭМ поле, порождаемое подвижным точечным излучателем на оси Z. Определены плотность энергии и вектор Пойнтинга этого поля. Исследовано влияние скорости движения на полевые характеристики.

Ключевые слова: Бикватернион, биградиент, уравнения Максвелла.

L.A. Alexeyeva, G.N. Aziz*

Institute of Mathematics and mathematical modelling, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: azizgulfariza@gmail.com

Transport solutions of Maxwell equations at sub-light speeds in biquaternion representation

The most common movable radiation sources of electromagnetic waves among the operating ones located on the platforms of various vehicles. It is obvious that the speed of movement affects the processes of wave propagation in an environment with such electrical conductivity and magnetic permeability, as does the shape of the source itself and the nature of its operation.

In this work are constructed and studied transport solutions of the biquaternion wave equation, which is a biquaternion generalization of Maxwell's equations. These equations describe the electromagnetic fields of emitters of electromagnetic (EM) waves and electro-gravimagnetic waves (EGM), moving in a fixed direction with a constant speed, which is less than the speed of propagation of waves in an electromagnetic medium (the speed of light). Fundamental and generalized transport solutions have constructed that describe the EM fields of moving objects in the entire range of speeds, from light to superluminal. The electromagnetic field generated by a moving point emitter on the Z-axis described by the biquaternion Green's function (bifunction) in a moving coordinate system constructed using the Fourier transform of generalized functions. The energy density and Poynting vector of this field were determined. Influence of movement speed researched on field characteristics.

Keywords: Biquaternion, bigradient, Maxwell's equations.

Л.А. Алексеева, Г.Н. Азиз*

Математика және математикалық модельдеу институты, Алматы қ., Қазақстан

*e-mail: azizgulfariza@gmail.com

Бикватерниондық көрінісі арқылы жарықалды жылдамдықта жасалған Максвелл теңдеулерінің тасымалдау шешімдері

Әртүрлі көліктердің платформаларында орналасқан жылжымалы электромагниттік толқындық сәулелену көздері қолданыстағы электромагниттік толқындық сәулелену көздерінің ішінде ең көп таралады. Дереккөздің өзіндік формасы мен оның жұмысының сипаты, сондай-ақ қозғалыс жылдамдығы әртүрлі электр өткізгіштігі мен магниттік өткізгіштігі бар ортада толқынның таралу процестеріне айтарлықтай әсер ететіні анық.

Мұнда Максвелл теңдеулерінің бикватерниондық жалпылауы болып табылатын бикватерниондық толқын теңдеуінің тасымалдау шешімдері құрастырылған және зерттелген. Бұл теңдеулер электромагниттік (ЭМ) ортадағы толқындардың таралу жылдамдығынан аз болатын тұрақты жылдамдықпен (жарық жылдамдығы) бекітілген бағытта қозғалатын ЭМ толқындар және электро-гравимагниттік толқындар (ЭГМ) ЭМ өрістерде таралуын сипаттайды. Жарықтан жоғарыдан бастап, жарыққа дейінгі барлық жылдамдық диапазонында қозғалатын объектілердің ЭМ өрістерін сипаттайтын негізгі және жалпылама тасымалдау шешімдері жасалды. Фурье жалпыланған функцияларының түрлендіруін пайдалана отырып, ЭМ өрісін сипаттайтын Z осінде қозғалатын нүктелік сәулеленуі арқылы жасалатын бикватернион Грин функциясы (бифункция) қозғалатын координаттар жүйесінде тұрғызылды. Өрістің энергия тығыздығы және Пойнтинг векторы анықталған. Қозғалыс жылдамдығы өріс сипаттамаларына әсері зерттелді.

Түйін сөздер: Бикватернион, биградиент, Максвелл теңдеулері.

Введение

Уравнения Максвелла являются основополагающими в современной электродинамике и являются определяющими при изучении электромагнитных полей, порождаемых разнообразными излучателями ЭМ волн. Построением и исследованием решений этих уравнений и краевых задач для них в областях разной геометрии занимаются многие ученые, начиная со второй половины XIX века. Библиография в этом направлении весьма обширная, начиная с многообразной учебной литературы по электромагнетизму [1-5] и др.

Особенности системы уравнений Максвелла, состоящей из двух дифференциальных векторных уравнений для напряженности электрического поля и двух скалярных уравнений для электрического и магнитного зарядов (всего 8 уравнений) позволяют ее комплексифицировать и записать в виде одного векторного уравнения для напряженностей ЭМ поля и одного скалярного уравнения для зарядов (всего 4 уравнения). Такая форма была предложена еще Гамильтоном, но им не опубликована. Ее фундаментальные и обобщенные решения были построены в [6]. А особенности этой формы дают записать эти уравнения в виде одного уравнения в дифференциальной алгебре кватернионов, что отмечено рядом авторов [7-14].

В работах [15,16] построены фундаментальные и обобщенные решения бикватернионного волнового уравнения, которое является бикватернионным обобщением уравнений Максвелла. Даны регулярные интегральные представления электрической и магнитной напряженности ЭМ поля при нестационарных токах и зарядах и стационарных периодических по времени.

Среди действующих источников излучения ЭМ волн наиболее распространенными являются подвижные, расположенные на платформах различных транспортных средств. Очевидно, что скорость движения существенно влияет на процессы распространения ЭМ волн в средах с различной электрической проводимостью и магнитной проницаемостью, как и форма самого источника и характер его работы. Исследования в этом направлении не столь многочисленны и связаны с определенным видом источника излучения [15-21].

В любой среде волны распространяются с определенной скоростью. В механике сплошных сред их называют звуковыми, которое пришло из акустики. В сплошных средах скорость распространения волн зависит от типа деформации среды, которую они распространяют. Поэтому в сплошной среде может быть несколько звуковых скоростей. А в анизотропных средах они еще зависят от направления. Отношение скорости

движения источника возмущения в среде v к скорости звука называется числом Маха ($v/c=M$). При $M<1$ движение дозвуковое, при $M>1$ сверхзвуковое. Хорошо известны особенности акустических волн при движении самолетов при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. При математическом моделировании таких транспортных задач тип дифференциальных уравнений меняется: эллиптический при дозвуке и гиперболический при сверхзвуке. Что сильно влияет на решение задачи и кардинально меняет картину волнового поля в среде.

В изотропных электромагнитных средах, которые описываются уравнениями Максвелла (УМ), скорость распространения ЭМ волн одна, и ее принято называть скоростью света. Она является критической, точно так же, как является критической скоростью звука в воздухе. Поэтому можно рассматривать досветовой режим движения, световой и сверхсветовой. В этой статье мы рассматриваем досветовой диапазон движения источника излучения.

Здесь строятся и исследуются транспортные решения бикватернионного представления уравнений Максвелла, которые описывают электромагнитные поля излучателей ЭМ волн, движущихся в определенном направлении с постоянной скоростью v . Построены фундаментальные и обобщенные транспортные решения, которые описывают ЭМ поля движущихся объектов при скоростях движения меньше, чем скорость распространения ЭМ в среде. Здесь рассмотрены досветовые транспортные решения при $M < 1$ и исследованы их особенности.

Методы

1. Алгебра бикватернионов. Поскольку алгебра бикватернионов не очень известна, дадим вначале несколько определений.

Пространство бикватернионов $\mathbb{B} = \{\mathbf{F} = f + F\}$ – это пространство гиперкомплексных чисел, где f – комплексное число, F – трехмерный вектор с комплексными компонентами: $F = F_1e_1 + F_2e_2 + F_3e_3$, e_1, e_2, e_3 – орты декартовой системы координат в R^3 , $e_0 = 1$. Это линейное пространство со сложением (+): для $\forall a, b$ – комплексных чисел

$$a\mathbf{F} + b\mathbf{G} = a(f + F) + b(g + G) = (af + bg) + (aF + bG),$$

и с известной операцией кватернионного умножения (\circ):

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} = (f + F) \circ (g + G) = (fg - (F, G)) + (fG + gF + [F, G]) \quad (1)$$

Здесь и далее $(F, G) = \sum_{j=1}^3 F_j G_j$ – скалярное

произведение F и G , $[F, G] = \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{jkl} F_j G_k e_l$ –

их векторное произведение, ε_{jkl} – псевдотензор Леви-Чивита, δ_{jk} – символ Кронекера. Алгебра бикватернионов некоммутативна, поскольку

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} - \mathbf{G} \circ \mathbf{F} = 2[G, F] \quad (2),$$

но ассоциативна:

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} \circ \mathbf{H} = (\mathbf{F} \circ \mathbf{G}) \circ \mathbf{H} = \mathbf{F} \circ (\mathbf{G} \circ \mathbf{H}) \quad (3)$$

В [1] подробно рассмотрены свойства бикватернионов и даны ряд определений. Перечислим некоторые из них.

Бикватернионы коммутируют, т.е. $\mathbf{F} \circ \mathbf{G} = \mathbf{G} \circ \mathbf{F}$, только если их векторные части параллельны: $G \parallel F$, – либо хотя бы одна из них равна нулю (один из них – скаляр).

Определение 1. Скалярным произведением бикватернионов $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2$ назовем билинейную операцию:

$$(\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2) = f_1 f_2 + (F_1, F_2).$$

Определение 2. Нормой бикватерниона \mathbf{F} назовем скалярную величину

$$\|\mathbf{F}\| = \sqrt{(\mathbf{F}, \bar{\mathbf{F}})} = \sqrt{f \cdot \bar{f} + (F, \bar{F})} = \sqrt{|f|^2 + \|F\|^2}$$

Определение 3. Псевдонормой бикватерниона \mathbf{F} назовем величину

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \sqrt{f \cdot \bar{f} - (F, \bar{F})} = \sqrt{|f|^2 - \|F\|^2} \quad (4)$$

2. Биградиенты и биволновые уравнения.

Введем функциональное пространство бикватернионов

$\mathbb{B}(\mathbb{M}) = \{\mathbf{F}(\tau, x) = f(\tau, x) + F(\tau, x)\}$, где f – комплекснозначные функции на пространстве Минковского $\mathbb{M} = \{(\tau = ct, x), \tau \in R^1, x \in R^3\}$, а F – трехмерная вектор-функция с комплексными компонентами ($F = F_1 + iF_2$), f и F из класса обобщенных функций медленного роста [16].

Определение 3. Взаимные биградиенты – это дифференциальные бикватернионные операторы вида: $\nabla^+ = \partial_\tau + i\nabla$, $\nabla^- = \partial_\tau - i\nabla$, где $\nabla = \text{grad} = (\partial_1, \partial_2, \partial_3)$. Их действие на $\mathbb{B}(\mathbb{M})$ определено согласно правилу умножения в алгебре кватернионов:

$$\begin{aligned} \nabla^\pm \mathbf{F} &= (\partial_\tau \pm i\nabla) \circ (f + F) = \\ &= (\partial_\tau f \mp i(\nabla, F) \pm i\nabla f \pm \partial_\tau F \pm i[\nabla, F]). \end{aligned}$$

Здесь $(\nabla, F) = \text{div } F$, $[\nabla, F] = \text{rot } F$ (везде в двойных знаках подразумеваются знаки верхние либо нижние).

Их суперпозиция обладает замечательным свойством, которое легко доказать.

Лемма 1.

$$\nabla^- (\nabla^+ \mathbf{F}) = \nabla^+ (\nabla^- \mathbf{F}) = (\nabla^- \circ \nabla^+) \mathbf{F} = \square \mathbf{F},$$

где \square – волновой оператор (даламбертиан):

$\square = \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \Delta$, Δ – оператор Лапласа (лапласиан).

Используя ее легко решать дифференциальные уравнения вида:

$$\nabla^\pm \mathbf{A} = \Theta(\tau, x) \quad (5)$$

которые называем *биволновыми*. Его решения и свойства инвариантности относительно преобразований Лоренца подробно рассмотрены в [17].

В работах [12, 15] показано, что это уравнение является бикватернионным обобщением уравнений Максвелла, если

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \alpha + \sqrt{\varepsilon} E + i\sqrt{\mu} H, \Theta(\tau, x) = \\ &= -\left(\frac{j^E}{\sqrt{\varepsilon}} + i \frac{j^H}{\sqrt{\mu}} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь E, H – вектора электрической и магнитной напряженности ЭМ поля, j^E, j^H – плотности электрических и магнитных токов, ε, μ – электрическая проводимость и магнитная проницаемость среды, $c = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$ – скорость света в среде. При $\alpha = 0, j^H = 0$ уравнение (6) эквивалентно системе уравнений Максвелла.

Здесь рассмотрим транспортные решения биволнового уравнения (6) без наложения этих ограничений.

3. Транспортное биволновое уравнение Максвелла и его общее решение. Рассмотрим случай, когда правая часть (5) имеет вид:

$$\Theta(\tau, x) = \mathbf{F}(x_1, x_2, z), \quad z = x_3 - M\tau \quad (7)$$

Здесь бикватернион $\mathbf{F}(x, z)$ описывает движение излучателя в направлении оси X_3 со скоростью $v = Mc$. Возможны три случая: *досветовой* $M < 1 \Leftrightarrow V < c$, *световой* $M = 1 \Leftrightarrow V = c$, *сверхсветовой* $M > 1 \Leftrightarrow V > c$, которые меняют тип уравнения (6) и вид его решения.

Введем подвижную систему координат (x_1, x_2, z) и решение (5) будем строить в аналогичном виде $\mathbf{A} = \mathbf{B}(x, z)$, $x = (x_1, x_2)$, тогда дифференциальные операторы $\partial_\tau = -v\partial_z$, $\nabla = (\partial_1, \partial_2, \partial_z)$ и в подвижной системе координат уравнение (5) преобразуется к виду:

$$M_v^\pm \mathbf{B} = \mathbf{F}(x, z), M_v^\pm \triangleq -M \partial_z \pm i(\partial_1, \partial_2, \partial_z), \quad (8)$$

Будем называть это уравнение *транспортным уравнением Максвелла* (ТУМ).

Простым вычислением доказывается

Лемма 2. *Композиция транспортных операторов Максвелла коммутативна и равна*

$$M_v^\pm M_v^\mp = -\left\{ \Delta_2 + (1 - M^2) \partial_{zz} \right\},$$

где $\Delta_2 = \partial_1^2 + \partial_2^2$ - двумерный лапласиан.

Теорема 1. *Общее решение транспортного уравнения Максвелла можно представить в виде*

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^0 - M_v^\mp \circ (\mathbf{F} * \psi), \quad (9)$$

где $\mathbf{B}^0(x, z)$ решение однородного уравнения (8) (при $\mathbf{F} = 0$), $\psi(x, z)$ - фундаментальное решение транспортного волнового уравнения:

$$\Delta_2 \psi + \mu^2 \partial_{zz} \psi + \delta(z) \delta(x) = 0, \quad (10)$$

Здесь $\mu^2 = (1 - M^2)$.

Доказательство. Подставим его в уравнение (8) и, используя условия теоремы, лемму 2, свойство ассоциативности кватернионного умножения и свойства свертки с дельта-функцией, получим требуемое:

$$\begin{aligned} M_v^\pm \circ \left\{ \mathbf{B}^0 - M_v^\mp \circ (\mathbf{F} * \psi) \right\} &= \\ = M_v^\pm \mathbf{B}^0 - M_v^\pm \circ M_v^\mp \circ (\mathbf{F} * \psi) &= \\ = \left\{ \Delta_2 + \mu^2 \partial_{zz} \right\} \psi * \mathbf{F} = \delta(z) \delta(x) * \mathbf{F} = \mathbf{F} \end{aligned}$$

Осталось вычислить *скалярный потенциал* $\psi(x, z)$. Вид его зависит от знака $\mu^2 = 1 - v^2$: досветовой $M < 1 \Rightarrow \mu^2 > 0$, световой $M = 1 \Rightarrow \mu^2 = 0$, сверхсветовой $M > 1 \Rightarrow \mu^2 < 0$

Из (10) следует, что преобразование Фурье по времени $\bar{\psi}(\xi, \zeta)$ функции $\psi(x, z)$ удовлетворяет уравнению:

$$\bar{\psi} = \frac{1}{\|\xi\|^2 + \mu^2 \zeta^2} \quad (11)$$

Далее построим решение транспортного уравнения Максвелла при досветовых скоростях.

4. Досветовые транспортные решения уравнения Максвелла. В досветовом случае для построения оригинала используем фундаментальное решение уравнения Лапласа:

$$\Delta U + \delta(y) = 0, \quad y = (y_1, y_2, y_3) \quad (12)$$

которое, с точностью до решения однородного уравнения, можно представить в виде [16]:

$$U(y) = \frac{1}{4\pi \|y\|}, \quad (13)$$

Обозначим $z' = z / \mu$. Поскольку

$$\begin{aligned} \partial_1^2 \psi + \partial_2^2 \psi + \mu^2 \partial_z^2 \psi + \delta(x, z) &= \\ = 0 \Rightarrow \partial_1^2 \psi + \partial_2^2 \psi + \partial_z^2 \psi + & \\ + \mu^{-1} \delta(x) \delta(z') = 0, \end{aligned}$$

отсюда и из (13) следует

$$\psi(x, z) = \frac{1}{4\pi \sqrt{z^2 + (\mu r)^2}}, \quad r = \|x\|$$

Теорема 2. *Общее решение транспортного уравнения Максвелла (8) при досветовых скоростях движения можно представить в виде*

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(x, z) = M_v^\mp (\mathbf{F} * \psi(x, z)) + \\ + M_v^\mp (\psi_0(x, z) * \mathbf{C}(x, z)) \end{aligned} \quad (14)$$

где *скалярные потенциалы* определяются следующими формулами:

$$\psi(x, z) = \frac{1}{4\pi \sqrt{z^2 + (\mu r)^2}}, \quad (15)$$

$\psi_0(x, z)$ - решение однородного уравнения

$$\Delta_2 \psi_0 + \mu^2 \partial_{zz} \psi_0 = 0, \quad (16)$$

$S(x, z)$ произвольный бикватернион, допускающий свертку с $\psi_0(x, z)$.

В формуле (14) при дифференцировании следует использовать свойство дифференцирования свертки, которое позволяет переносить дифференцирование на более удобную для этого компоненту свертки с учетом

$$\begin{aligned} \partial_z \psi &= -\frac{z}{4\pi\sqrt{(z^2 + (\mu r)^2)^3}}, \\ \partial_k \psi &= -\frac{\mu^2 x_k}{4\pi\sqrt{(z^2 + (\mu r)^2)^3}}, \quad (17) \\ k &= 1, 2. \end{aligned}$$

На рисунке 1 представлен график изменения потенциала $\psi(x, z)$ вдоль оси z в зависимости от чисел Маха.

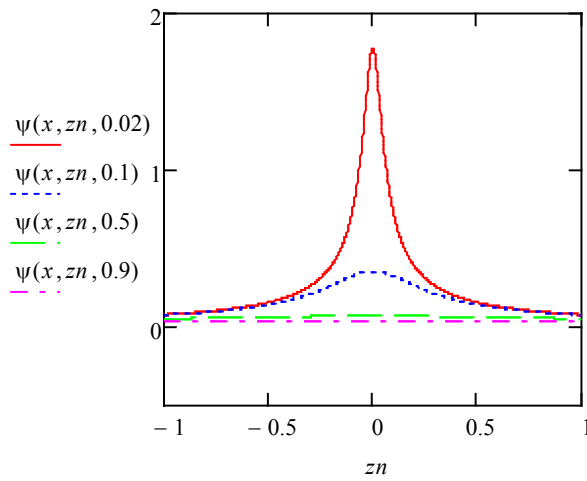


Рисунок 1. Изменение $\psi(x, z)$ вдоль оси Z при фиксированном $x=(1,1)$ при разных числах Маха: $M=0.02, 0.1, 0.5, 0.9$.

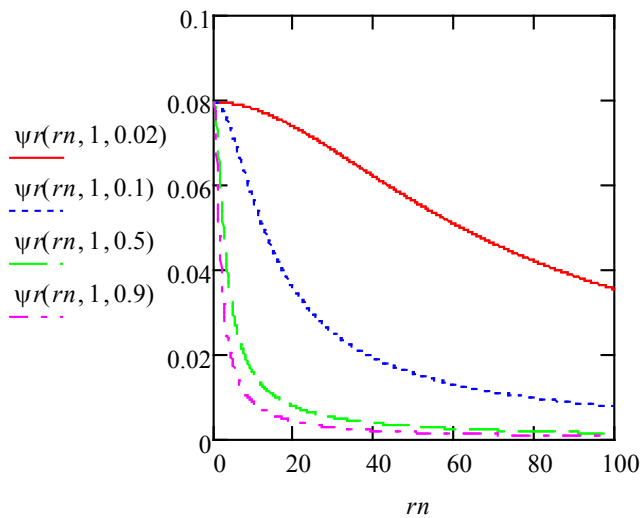


Рисунок 2. Изменение $\psi(x, z)$ вдоль r при фиксированном $r=1$ при разных числах Маха: $M=0.02, 0.1, 0.5, 0.9$.

Из (14) следует, что соответствующий скалярный потенциал удовлетворяет уравнению:

$$\Delta_2 \psi_0 + \mu^2 \partial_{zz} \psi_0 = 0$$

Нетрудно видеть, что это гармоническая функция $\psi_0(y) = \psi_0(x, z / \mu)$

5. Бифункция Грина транспортного уравнения Максвелла

Определение. Бифункцией Грина $\mathbf{U}(x, z)$ при досветовых скоростях движения называется фундаментальное решение уравнения (8):

$$M_{\nu}^{\pm} \mathbf{U} = \delta(x, z), \quad (18)$$

удовлетворяющее условиям затухания на бесконечности

$$\|\mathbf{U}(x, z)\| \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad \|(x, z)\| \rightarrow \infty \quad (19)$$

Из теоремы 1 следует:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}(x, z) &= M_{\nu}^{\mp} * \psi(x, z) = (-M \partial_z \mp i \operatorname{grad}) * \psi = \\ &= -\frac{(Mz \pm i(\mu^2 r_1, \mu^2 r_2, z))}{4\pi \sqrt{(z^2 + (\mu r)^2)^3}} \end{aligned}$$

Бифункцию Грина удобно использовать при построении решения уравнения (8).

Теорема 3. Общее решение транспортного биволнового уравнения Максвелла, удовлетворяющее условиям затухания на бесконечности:

$\mathbf{B}(x, z) \rightarrow 0$, $\|(x, z)\| \rightarrow \infty$, при досветовых скоростях движения имеет вид:

$$\mathbf{B}(x, z) = \mathbf{U} * \mathbf{F}(x, z) \quad (20)$$

И решение существует при любых $\mathbf{F}(x, z)$, допускающих такую свертку.

Доказательство.

$$\begin{aligned} M_{\nu}^{\pm} \mathbf{B}(x, z) &= M_{\nu}^{\pm} \circ (\mathbf{U} * \mathbf{F}(x, z)) = \\ &= (M_{\nu}^{\pm} \mathbf{U}) * \mathbf{F}(x, z) = \delta(x) \delta(z) * \mathbf{F}(x, z) = \mathbf{F}(x, z) \end{aligned}$$

Если $\mathbf{F}(x, z)$ – регулярный бикватернион, то формулу (20) можно представить в следующем интегральном виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(x, z) &= \mathbf{U} * \mathbf{F}(x, z) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \iint_{R^2} \mathbf{U}(x-y, z-\zeta) \circ \mathbf{F}(y, \zeta) dy_1 dy_2 \end{aligned}$$

Если $\mathbf{F}(x, z)$ – сингулярный бикватернион: $\mathbf{F}(x, z) = \mathbf{C}(x, z) \delta_S(x, z)$ простой слой на поверхности S, то формулу (20) можно представить в виде поверхностного интеграла

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(x, z) &= \mathbf{U} * \mathbf{C}(x, z) \delta_S(x, z) = \\ &= \int_S \mathbf{U}(x-y, z-\zeta) \circ \mathbf{C}(y, \zeta) dS(y, \zeta) \end{aligned}$$

Если $\mathbf{F}(x, z)$ – простой слой на пространственной кривой L: $\mathbf{F}(x, z) = \mathbf{C}(x, z) \delta_L(x, z)$

то формулу (20) можно представить в следующем интегральном виде вдоль кривой L:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(x, z) &= \mathbf{U} * \mathbf{C}(x, z) \delta_L(x, z) = \\ &= \int_L \mathbf{U}(x-y, z-\zeta) \circ \mathbf{C}(y, \zeta) dL(y, \zeta) \end{aligned}$$

Если $\mathbf{F}(x, z)$ существенно сингулярный, например имеет точечный носитель, то свертку в (20) следует брать согласно правилам свертки в пространстве обобщенных функций [16].

5. Плотность энергии и вектор Пойнтинга ЭМ поля. Бикватернион энергии-импульса определяется формулой

$$\begin{aligned} \Sigma(x, z) &= 0,5 \mathbf{B}(x, z) \circ \mathbf{B}^*(x, z) = \\ &= w(x, z) + iP(x, z) = \\ &= 0,5 \{ (b(x, z), \bar{b}(x, z)) + (B(x, z), \bar{B}(x, z)) \} + \\ &+ 0,5 \{ \bar{b}(x, z) B(x, z) - b(x, z) \bar{B}(x, z) - [B(x, z), \bar{B}(x, z)] \}. \end{aligned}$$

Здесь $w(x, z)$, $P(x, z)$ – плотность энергии и аналог вектора Пойнтинга, который показывает направление ее распространения. Определим

бикватернион энергии-импульса ЭМ поля бифункции Грина:

$$\begin{aligned} & \mathbf{U}(x, z) \circ \mathbf{U}^*(x, z) = \\ & = \left(-M \frac{\partial \psi}{\partial z} \pm i \text{grad } \psi \right) \circ \left(-M \frac{\partial \psi}{\partial z} \mp i \text{grad } \psi \right), \\ & w = 0,5 \left(M^2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \|\text{grad } \psi\|^2 \right), \\ & P = M \frac{\partial \psi}{\partial z} \text{grad } \psi \end{aligned} \quad (21)$$

Используя (17) и (21) получим *плотность энергии*:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left((M^2 + 1) \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right)^2 \right) = \\ & = \frac{z^2 (M^2 + 1) + \mu^4 r^2}{32\pi^2 (z^2 + (\mu r)^2)^3} \end{aligned}$$

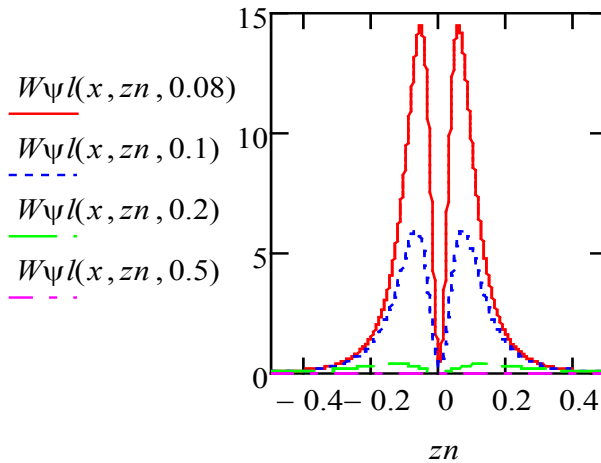


Рисунок 3. Плотность энергии вдоль оси Z при фиксированном $x = (1,1)$ при разных числах Маха: $M=0.08, 0.1, 0.2, 0.5$.

С ростом скорости движения плотность энергии в среде падает. Видим два максимума плотности позади и впереди движущегося источника плотности, вблизи него по мере удаления от источника плотность энергии быстро затухает.

Вычислим вектор Пойнтинга:

$$P(x, z) = \frac{Mz}{16\pi^2 (z^2 + (\mu r)^2)^3} (\mu^2 x_1 e_1 + \mu^2 x_2 e_2 + z e_3),$$

$$\|P(x, z)\| = \frac{M |z| \sqrt{z^2 + \mu^4 r^2}}{16\pi^2 (z^2 + (\mu r)^2)^3}$$

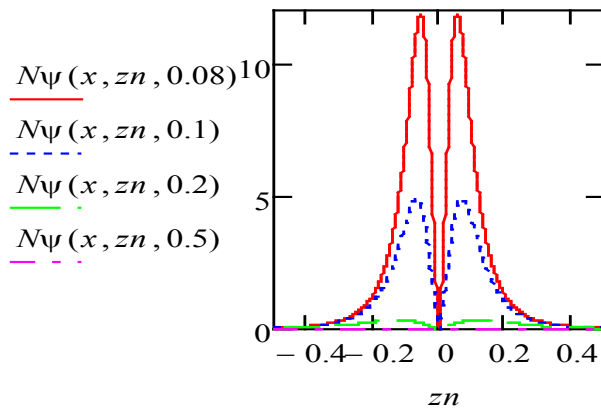


Рисунок 4. Норма вектора Пойнтинга при разных числах Маха: $M=0.08, 0.1, 0.2, 0.5$.

Его координаты указывают направление распространения энергии. А его норма коррелирует с плотностью энергии имеет подобное же поведение.

Заключение

Отметим, что построенная здесь бифункция Грина необходима для решения транспортных краевых задач электродинамики в областях, ограниченных цилиндрическими поверхностями, по которым движутся излучатели ЭМ волн в направлении их образующих.

Полученные результаты можно использовать для исследования электромагнитных полей различных световых излучателей и излучателей радиоволн, расположенных на подвижных объектах (поездах, машинах, кораблях и т.п.).

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета Науки Министерства науки и высшего образования республики Казахстан (грант AP19674789, 2023-2025 гг.).

Литература

1. Максвелл Дж. К.. Трактат об электричестве и магнетизме. – Т. 1,2 // Москва: Наука, 1989.
2. Джексон Дж.. Классическая электродинамика. – Москва: Мир, 1965.
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.. Фейнмановские лекции по физике. – Т. 5. Электричество и магнетизм. Москва: Мир, 1965.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Теория поля. Теоретическая физика. – Т. 2. – Москва: Физматлит, 2003.
5. Савельев И.В.. Курс общей физики. – Т. 2. Электричество. – Москва: Наука, 1970.
6. Алексеева Л.А. Гамильтонова форма уравнений Максвелла и ее обобщенные решения //Дифференциальные уравнения. – Т.39, – № 6, 2003. – С. 769-776
7. Rodrigues W. A , Capelas de Oliveira E. Dirac and Maxwell equations in the Clifford and spin-Clifford bundles// Int. Journal of Theoretical Physics, 29 (1990), 397–412.
8. Finkelstein D., Jauch J. M., Schiminovich S., Speiser D. Foundations of quaternion quantum mechanics//J. Math. Phys., 3 (1992), 207–220.
9. Adler S. L. Quaternionic quantum mechanics and quantum fields – New York: Oxford University Press, 1995.
10. De Leo S., Rodrigues Jr. W. A. Quaternionic quantum mechanics: from complex to complexified quaternions// Int. J. Theor. Phys. , 36 (1997), 2725–2757.
11. Ефремов А.П. Кватернионы: алгебра, геометрия и физические теории// Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1 (2004), № 1, – С. 111-127.
12. Алексеева Л.А. Кватернионы гамильтоновой формы уравнений Максвелла //Математический журнал, 2003. – № 3. – С.20-24.
13. Acevedo M., Lopez-Bonilla J. , Sanchez-Meraz M. Quaternions, Maxwell Equations and Lorentz Transformations//Apeiron, 12 (2005), No. 4 , 371.
14. Марчук Н.Г. Уравнения теории поля и алгебры Клиффорда – Москва-Ижевск, 2009, 362 с.
15. Alexeyeva L.A. Biquaternions algebra and its applications by solving of some theoretical physics equations// Clifford Analysis, Clifford Algebras and their Applications, 2012, V. 7, No 1, 19-39
16. Владимиров В.С. Обобщенные функции в математической физике – М.: «Наука», 1979, 318 с.
17. Lyudmila Alexeyeva. Relativistic Formulae for the Biquaternionic Model of Electro-Gravi-magnetic Charges and Currents // Journal of Modern Physics. -2017.- 8. -P.1043-1052, <https://doi.org/10.4236/jmp.2017.87066>
18. Alexeyeva L.A. Biquaternionic Wave Equations and the Properties of Their Generalized Solutions Differential Equations. – 2021. – Vol. 57, №5. – P.594-604. Doi: 10.1134/S0012266121050049

References

1. J.K. Maxwell, *Treatise on Electricity and Magnetism*, 1,2 V (Moscow: Science, 1989).
2. J. Jackson, *Classical electrodynamics* (Moscow: Mir, 1965).
3. R. Feynman, R. Layton and M. Sands, *Feynman lectures on physics*, Electricity and magnetism, 5 V (Moscow: Mir, 1965).
4. L.D. Landau and E.M. Lifshits, *Field theory*, Theoretical physics, 2 V (Moscow: Fizmatlit, 2003).
5. I.V. Savelyev, *Course of general physics*, 2 V (Moscow: Science, 1970).
6. L.A. Alekseeva, Hamiltonian form of Maxwell's equations and its generalized solutions, *Differential equations*, 39 V(6), 769-776 (2003).
7. W. A. Rodrigues, Capelas de E. Oliveira, Dirac and Maxwell equations in the Clifford and spin-Clifford bundles, *Int. Journal of Theoretical Physics*, 29 (1990), 397–412.

8. D. Finkelstein, J.M. Jauch, S. Schiminovich and D. Speiser, Foundations of quaternion quantum mechanics, J. Math. Phys., 3 (1992), 207–220.
9. S. L. Adler, Quaternionic quantum mechanics and quantum fields, (New York: Oxford University Press, 1995).
10. S. De Leo and Jr. W. A. Rodrigues, Quaternionic quantum mechanics: from complex to complexified quaternions, Int. J. Theor. Phys. , 36 (1997), 2725–2757.
11. A.P. Efremov, Quaternions: algebra, geometry and physical theories, Hypercomplex numbers in geometry and physics, 1 (2004), 111-127.
12. L.A. Alekseeva, Quaternions of the Hamiltonian form of Maxwell's equations, Mathematical Journal, No. 3, 20-24 (2003).
13. M.Acevedo, J. Lopez-Bonilla and M. Sanchez-Meraz, Quaternions, Maxwell Equations and Lorentz Transformations, Apeiron, 12 (2005), No. 4, 371.
14. N.G. Marchuk, Equations of field theory and Clifford algebra (Moscow: Izhevsk, 2009), p. 362.
15. Alexeyeva L.A. Biquaternions algebra and its applications by solving of some theoretical physics equations, Clifford Analysis, Clifford Algebras and their Applications, 7 V, No 1, 19-39(2012).
16. V.S.Vladimirov, Generalized functions in mathematical physics (Moscow: Science, 1979), p.318.
17. Lyudmila Alexeyeva. Relativistic Formulae for the Biquaternionic Model of Electro-Gravi-magnetic Charges and Currents, Journal of Modern Physics, P. 8, 1043-1052(2017), <https://doi.org/10.4236/jmp.2017.87066>.
18. L.A. Alexeyeva, Biquaternionic Wave Equations and the Properties of Their Generalized Solutions Differential Equations, 57 V, 594-604(2021). Doi: 10.1134/S0012266121050049.

Информация об авторах

Алексеева Людмила Алексеевна – физика-математика ғылымдарының докторы профессор, Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігі Математика және математика институтының математикалық физика және модельдеу бөлімінің бас ғылыми қызметкері (Шевченко 28), alexeeva@math.kz.

Азиз Гүлфариза Нурланқызы – Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігі Математика және математика институтының Математикалық физика және модельдеу бөлімінің магистрі, кіші ғылыми қызметкері (Шевченко 28), azizgulfariza@gmail.com.

Alekseeva Lyudmila Alekseeva – Doctor of Physical and Mathematical Sciences Professor, Chief Researcher of the Department of Mathematical Physics and Modeling of the Institute of Mathematics and Mathematics of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (Shevchenko 28), alexeeva@math.kz.

Aziz Gulfariza Nurlankzy – master, junior researcher at the Department of Mathematical Physics and Modeling of the Institute of Mathematics and Mathematics of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (Shevchenko 28), azizgulfariza@gmail.com.

Поступила 14 мая 2024

Принято 10 июня 2024

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

<i>Қ.М. Байсеитов</i> Волны в среде вязкостной кварк-глюонной плазмы.....	3
<i>С.А. Болегенова, А.С. Аскарова, Ш.С. Оспанова, А.З. Нурмуханова, Н.А. Адильбаев, А.Б. Маканова, С.А. Жумагалиева, А. Шалкар</i> Екіфазалы жүйелердегі сұйық бөлшектерінің екінші текті бүркілуін модельдеу бойынша есептеу тәжірибелері.....	10
<i>A.A. Solodovnik, P.I. Leontyev, B.M. Useinov, D.V. Alyoshin, N.P. Solodovnik, M.B. Shogzhanova, G.E. Seilbekova</i> On the possibility of the agroglyphs emergence under the influence of cosmic factors.....	21
<i>Ю.Л. Ребецкий</i> Об актуальности и возможности предупреждения сейсмической опасности на Тянь-Шане	33
<i>А.С. Инчин, Ю.Р. Шпади, А.Ю. Лозбин, Б.К.Алиева, М.Ю. Шпади, Г.М. Аязбаев, Р.Ж. Быкаев, Г.Ю. Уциповская</i> Алгоритм и программа корректировки векторных магнитных измерений в задаче магнитного позиционирования	57
<i>Л.А. Алексева, Г.Н. Азиз</i> Транспортные решения уравнений Максвелла в бикватернионном представлении при досветовых скоростях.....	64