

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 эффектiлердi зерттеудiң басталуына түрткi болды. Осы тақырыпты жалғастыра отырып, бұл мақалада кварк-глюон плазмасындағы iшкi толқындардың тербелмелi режімдері 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 графиктер 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 надемся, 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 следующим образом [11]:

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

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, ν – 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:

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

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, приравниваем 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 полезна решить ее аналитический и сравнить результаты. Более того анализ диэлектрической функции проделан в статье [20], а поверхностные волны показаны в статье [21].

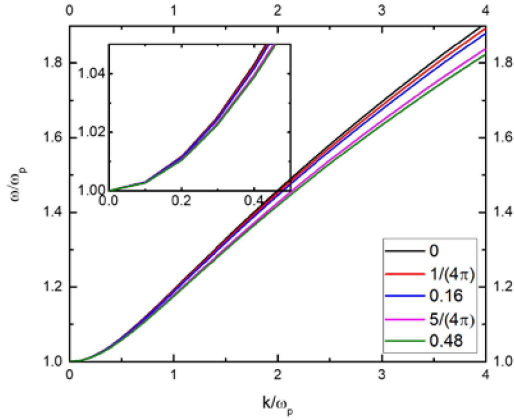


Рисунок 1. Действительная часть колебательных мод вязкостной кварк-глюонной плазмы, с разным отношением вязкости к энтропии. Обе оси представлены в линейном масштабе.

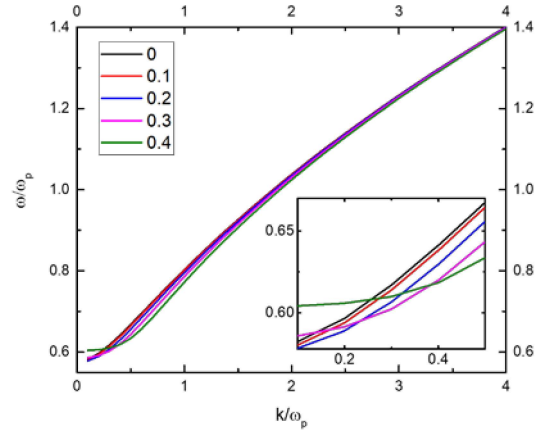


Рисунок 2. Действительная часть колебательных мод столкновительной кварк-глюонной плазмы, с разной частотой столкновения. Обе оси представлены в линейном масштабе.

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, плазмоподобных 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, нанотехнологии 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