Казахский национальный университет имени аль-Фараби

УДК 533. 9. 01

На правах рукописи

ШАЛЕНОВ ЕРИК ОНГАРОВИЧ

Транспортные и оптические свойства плотной квазиклассической плазмы на основе эффективных потенциалов взаимодействия

6D060400 – Физика

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научные руководители:
доктор физико-математических
наук, профессор
Джумагулова К.Н.,
Доктор наук, профессор
Репке Г.

Республика Казахстан
Алматы, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ..... 3
1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ..... 9
2 ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ..... 24
2.1 Эффективные потенциалы взаимодействия заряженных частиц плотной квазиклассической плазмы..... 24
2.2 Эффективный потенциал взаимодействия зарядов с атомами плотной квазиклассической плазмы..... 28

3 СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ..... 32
3.1 Сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы, полученные на основе метода Борна..... 32
3.1.1 Дифференциальные сечения рассеяния..... 32
3.1.2 Полные сечения рассеяния..... 40
3.1.3 Транспортные сечения рассеяния..... 44
3.2 Сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы, полученные методом фазовых функций..... 48
3.2.1 Фазовые сдвиги и парциальные сечения рассеяния заряженных частиц..... 48
3.2.2 Полные и транспортные сечения рассеяния заряженных частиц..... 54
3.2.3 Фазовые сдвиги и сечения рассеяния электронов на атомах. Исследование эффекта Рамзауэра..... 56
3.3 Эффективная статическая и динамическая частоты столкновений частиц плотной квазиклассической плазмы..... 73

4 ЭЛЕКТРОПРОВОДОСТЬ И КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ..... 78
4.1 Электропроводность плотной квазиклассической полностью ионизованной водородной плазмы 78
4.2 Коэффициент отражения плотной квазиклассической ксеноновой плазмы..... 92

ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... 97
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ..... 99

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы. Настоящая диссертационная работа посвящена исследованию столкновительных, транспортных и оптических свойств плотной неидеальной плазмы на основе эффективных потенциалов взаимодействия. В диссертации использованы апробированные теоретические методы, а для проведения численных расчётов применены надёжные алгоритмы.

Актуальность темы

В настоящее время перед человечеством стоит острая проблема развития таких альтернативных источников энергии, которые бы, во-первых, позволили удовлетворить растущие потребности в энергии с большим запасом на будущее, и, во-вторых, не приводили бы к глобальным последствиям потепления. Таким требованиям отвечают установки, реализующие управляемый термоядерный синтез (УТС). В связи с этим, в последние десятилетия возникли крупные дорогостоящие транснациональные и национальные проекты (к примеру, ITER, NIF и др.), связанные с развитием термоядерной энергетики, позволяющей в большой степени решить перечисленные проблемы.

Для решения актуальной проблемы реализации управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием, а также для изучения процессов, происходящих в астрофизических объектах (белые карлики, Солнце, недра планет гигантов и т.п.), необходимы достоверные данные о физических характеристиках неидеальной квазиклассической плазмы, возникающей на Земле и в Космосе во многих процессах, связанных с нагревом и сжатием вещества, например, при обжатии мощным лазерным излучением вещества мишени в УТС, ядерных взрывах, сверхзвуковом движении тел в плотных слоях атмосфер планет, при воздействии высокоинтенсивных потоков энергии на поверхности различных материалов.

Исследование свойств плотной квазиклассической плазмы затруднено, во-первых, из-за неадекватности выбора моделей взаимодействия частиц и, во-вторых, несовершенством существующих теоретических методов (зачастую приближенно аналитических) для исследования свойств таких систем.

Таким образом, разработка моделей взаимодействия структурных элементов неидеальной квазиклассической плазмы, методов математического моделирования, и исследование на их основе элементарных столкновительных процессов, а затем кинетических, транспортных и оптических свойств системы представляет не только фундаментальный интерес, но и важно для развития технологий многих практических приложений, связанных с неидеальной квазиклассической плазмой.

Столкновительные процессы определяют практически все свойства плазмы, ее состав, термодинамику, транспортные характеристики, электродинамические свойства и т.д. Поэтому особенно важно уметь на уровне элементарных процессов корректно и достоверно проводить

исследования. Традиционно, исследование элементарных процессов в рамках определенной модели начинается с получения сечений упругого рассеяния, при этом первые оценки можно и нужно проводить на основе простых методов, к которым относится метод Борна.

Сечения столкновений напрямую зависят от значения относительной скорости сталкивающихся частиц, она сидит в самих уравнениях, позволяющих рассчитать сечение, но при этом в большинстве случаев не учитывается зависимость потенциала взаимодействия от этой скорости. Такая постановка не совсем корректна и более последовательным является применение динамического потенциала взаимодействия частиц при исследовании их столкновений. В рамках данной диссертационной работы были получены новые динамические потенциалы взаимодействия частиц неидеальной квазиклассической плазмы, учитывающие квантовомеханический эффект дифракции и динамическую экранировку поля заряженных частиц, зависящую от относительной скорости частиц.

Исследование процессов переноса на основе столкновительных характеристик является одним из важных направлений физики неидеальной плазмы. В настоящее время эта область физики продолжает интенсивно развиваться в связи с ключевой ролью процессов переноса как в технических устройствах, содержащих плазму (магнитогазодинамические и термоэмиссионные преобразователи энергии, газоразрядные лазеры, газофазные ядерные реакторы, космические аппараты и др.), так и в природных системах - ионосфере Земли и планет, межзвездной среде, недра Солнца, звезд планет-гигантов.

Интерес к изучению оптических свойств неидеальной плазмы в значительной мере обусловлен использованием лазеров для обжатия мишеней, а также перспективами оптической бесконтактной диагностики. Оптические приборы позволяют проводить самые разнообразные измерения и исследования, например, температуры, плотности плазмы, структуры плазменно-пылевых образований, размеров и формы отдельных крупных частиц и многое другое. Исследование оптических свойств представляется таким образом, не только важной теоретической задачей, но и способной привести к разработке новых технологий в области оптической диагностики плазмы инерциального термоядерного синтеза.

Связь темы диссертации с планами научных работ. Диссертационная работа выполнена в соответствии с планами фундаментальной научно-исследовательской работы (НИР) КН МОН РК «Грантовое финансирование научных исследовании» по темам: «Элементарные процессы и оптические свойства плазмы сложного состава инерциального термоядерного синтеза» (2015-2017гг., № госрегистрации 0115РК01037, шифр 3102/ГФ4), «Компьютерное моделирование свойств магнитоактивной плазмы сложного состава» (2015-2017 гг., № госрегистрации 0115РК01042, шифр 3087/ГФ4), «Исследование пыле-звуковых солитонов в магнитоактивной плазме сложного состава» (2018-2021 гг., № госрегистрации 0118РК00609, шифр АР05132665/ГФ) и программы целевого финансирования «Исследование

фундаментальных проблем физики плазмы и плазмоподобных сред» (2018-2021 гг., шифр BR05236730/ГФ).

Цель работы

Основной целью работы является исследование с помощью эффективных потенциалов взаимодействия столкновительных, транспортных и оптических характеристик плотной неидеальной плазмы, таких как: сечения рассеяния частиц, частота столкновения, электропроводность и коэффициент отражения.

Для достижения поставленной цели в рамках эффективных потенциалов взаимодействия частиц плотной квазиклассической плазмы необходимо решить следующие **задачи**:

– Построить динамические эффективные модели взаимодействия частиц плотной квазиклассической плазмы

– Исследовать столкновительные процессы на основе статических и динамических эффективных потенциалов взаимодействия частиц

– Вычислить и проанализировать статическую и динамическую электропроводности плотной квазиклассической плазмы водорода с использованием полученных данных по столкновительным характеристикам

– Вычислить и проанализировать коэффициент отражения плотной квазиклассической плазмы ксенона с использованием полученных данных по столкновительным характеристикам.

Объектом исследования является плотная квазиклассическая плазма, реализуемая в установках УТС с инерциальным удержанием и в некоторых астрофизических объектах.

Предмет исследования – столкновительные (фазы рассеяния, дифференциальные, полные и транспортные сечения рассеяния, частоты столкновений), транспортные (статическая и динамическая электропроводность водородной плазмы) и оптические (коэффициент отражения плотной неидеальной плазмы ксенона) характеристики.

Методы исследования. При решении задач, необходимых для достижения цели, использовались следующие методы: приближение Борна для получения сечения рассеяния и частоты столкновения частиц водородной плазмы, метод фазовых функций для вычисления сечения рассеяния и частоты столкновения частиц. При исследовании оптических свойств плазмы решалось обобщенное уравнение Друде-Лоренца для получения коэффициента отражения плазмы ксенона. Метод обобщенных линейных уравнений Больцмана (LRT) был использован при вычислении электропроводности плотной неидеальной плазмы водорода.

Новизна работы.

В данной работе на основе используемых эффективных потенциалов взаимодействия были впервые получены следующие результаты:

– Построены эффективные динамические модели взаимодействия частиц плотной квазиклассической плазмы, учитывающие динамическую экранировку и квантово-механический эффект дифракции.

– Получены новые данные по столкновительным свойствам (фазовые

сдвиги, сечение рассеяния) плотной квазиклассической плазмы на основе полученных эффективных потенциалов взаимодействия

– Исследована динамическая электропроводность плотной квазиклассической плазмы водорода на основе полученных столкновительных характеристик

– Исследован коэффициент отражения плотной квазиклассической плазмы ксенона на основе полученных столкновительных характеристик.

Теоретическая и практическая значимость исследования.

Результаты, полученные в диссертационной работе, представляют ценность для развития как псевдопотенциальной теории, так и для изучения кинетических и оптических свойств частично и полностью ионизованной плазмы. Они могут быть использованы при расчетах параметров частично и полностью ионизованной плазмы в целом ряде перспективных энергетических проектов и реальных технических устройств, в том числе, установок управляемого термоядерного синтеза (УТС), так как используемые псевдопотенциальные модели адекватно описывают коллективные эффекты при статической или динамической экранировке и квантовые эффекты во взаимодействии.

Теоретическая важность данной работы связана с возможностью использования полученных результатов при изучении процессов, происходящих в астрофизических объектах (белые карлики, Солнце и т.п.). Также полученные в работе результаты углубляют фундаментальные знания о физике плотной плазмы УТС.

Положения, выносимые на защиту:

– Эффективные потенциалы взаимодействия, учитывающие динамическую экранировку и эффект дифракции, в случае высоких значений относительной скорости стремятся к потенциалу Дойча (взаимодействие заряд-заряд) или неэкранированному потенциалу взаимодействия заряда с атомом.

– В результате учета динамического экранирования в эффективном потенциале взаимодействия частиц приводит к увеличению значений столкновительных характеристик (фазовые сдвиги, сечение рассеяния) по сравнению с данными, полученными с учетом статической экранировки.

– Учет электрон-электронных столкновений посредством коэффициента перенормировки дает лучшее согласие данных по динамической электропроводности с результатами моделирования молекулярной динаимики (МД) моделирования в длинноволновом пределе.

– Лучшее согласие коэффициента отражения излучения p-поляризацией с экспериментальными данными, а также с результатами МД моделирования наблюдается при учете динамического экранирования.

Личный вклад автора заключается в том, что весь объем диссертационной работы, выбор метода исследования, решения задач и численные расчеты выполнены автором самостоятельно. Постановка задач и обсуждение результатов проводились совместно с научными руководителями.

Достоверность и обоснованность полученных результатов. В диссертационной работе использовались известные физические модели и апробированные математической методы. Также достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждаются публикациями в журналах дальнего зарубежья с высокими импакт-факторами и в изданиях, рекомендованных Комитетом по контролю в сфере образования и науки МОН РК, и в трудах международных научных конференций ближнего и дальнего зарубежья.

Апробация диссертационной работы. Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались:

– на Международной конференции «International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG)» (2015, Iasi, Romania);

– на Международной конференции «15th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas (PNP)» (2015, Almaty, Kazakhstan);

– на Международном симпозиуме «21st International Symposium of Heavy- Ion Inertial Fusion (HIF)» (2016, Astana, Kazakhstan);

– на Международной конференции «XXII Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases (ESCAMPIG)» (2016, Bratislava, Slovakia);

– на Международной конференции «International Conference on Strongly Coupled Coulomb Systems (SCCS)» (2017, Kiel, Germany);

– на Международной конференции «The International Conference on Research and Application of Plasmas (PLASMA)» (2017, Warsaw, Poland);

– на Международной конференции «42nd European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS)» (2018, Prague, Czech Republic);

– на Международной конференции «XV Russian conference (with international participation) on thermophysical properties of substances (RCTP-15)» (2018, Moscow, Russia);

– на Международной научной конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» (2016, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан);

– на Международной конференции студентов и молодых ученых «Фараби Әлемі» (2015, 2016, 2017, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан);

– на научных семинарах кафедры физика плазмы, нанотехнологии и компьютерной физики КазНУ им. аль-Фараби, Университета Ростока в г. Росток, Германия.

обсуждались с профессорами: Райнхольц Х. (Германия), Репке Г. (Германия) в рамках международного сотрудничества.

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 25 печатных работ: 3 в журналах из Перечня ККСОН МОН РК для опубликования основных результатов диссертаций на соискание степени PhD и 5 статей в журналах дальнего зарубежья с высоким импакт-фактором, входящих в международный информационный ресурс Web of Knowledge (Thomson Reuters, США) и Scopus (Elsevier, Нидерланды); 17 работ в

сборниках Международных научных конференций, в том числе 13 в материалах зарубежных конференций.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 разделов, заключения и списка использованных источников из 255 наименований, содержит 115 страниц основного компьютерного текста, включая 49 рисунок.

1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Плазма представляет собой ионизированный газ, состоящий из свободных электронов, ионов и атомов или молекул, который характеризуется его коллективным поведением. Заряженные частицы в плазме связаны электрическими и магнитными самогенерируемыми и самосогласованными полями [1].

В настоящее время так называемая неидеальная плазма представляет собой быстро развивающееся поле исследований, а также является объектом пристального внимания исследователей в последние 60 лет. Помимо большого теоретического интереса имеет место также громадная практическая значимость, которую могут иметь термоядерные реакторы для решения энергетической проблемы человечества. Неидеальная плотная плазма возникает, когда вещество находится в сильно сжатом состоянии, при взрывах, при движении тела в плотных слоях атмосферы со сверхзвуковой скоростью [2]. В природе неидеальная плазма может быть найдена также в ядрах карликовых звезд [3] или газовых планет–гигантов, таких как Юпитер и Сатурн [4, 5] или в грозовой молнии. Неидеальная плазма характеризуется отношением средней энергии взаимодействия двух частиц на их среднем расстоянии к их кинетической энергии или температуре [6 – 8].

Экспериментальные и теоретические исследования неидеальной плазмы являются одними из самых сложных задач современной науки. Это в основном обусловлено тем, что плазма при высоких температурах и давлениях становится термически агрессивной. Кроме того, теоретические исследования и численное моделирование ставят сложные задачи, требующих оригинальных подходов к решениям.

Описание взаимодействия частиц является одной из основных проблем при расчете физических свойств плазмы, таких как термодинамические, транспортные и оптические свойства. Как известно, выбор потенциала взаимодействия играет существенную роль для получения более точных данных, определяющих эти свойства. В частности, в плотной плазме должны учитываться эффекты, такие как коллективные эффекты экранировки и квантовые эффекты дифракции. Среди различных систем взаимодействующих частиц системы заряженных частиц обнаруживают особые свойства из-за дальнего характера взаимодействия. Ранее теоретическое рассмотрение плазмы часто требовало преодоления трудностей с расходимостью кулоновского потенциала на больших и малых расстояниях:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r}, \qquad (1.1)$$

где Z_α, Z_β – кратности зарядов взаимодействующих частиц, r – межчастичное расстояние, e – заряд электрона.

Этот потенциал является дальнодействующим, а столкновения частиц в плазме отличаются от столкновений частиц в таких нейтральных средах, как жидкости или газ; характерной особенностью является то, что рассеяние частиц в плазме под малыми углами и изменение их импульса невелико. Именно поэтому основной вклад в интеграл столкновений обеспечивается рассеянием частиц при больших прицельных параметрах. Закон Кулона описывает взаимодействие двух заряженных частиц в пустом пространстве. Он не учитывает влияние окружения, поэтому адекватно он не может описывать взаимодействие частиц в плазме.

Как известно, частицы одного знака притягивают частицы противоположного знака, в плазменной среде вокруг пробной частицы образуется облако из частиц противоположного знака. Поле пробной частицы экранируется. Следовательно, для адекватного описания взаимодействия частиц в плазме, необходимо учитывать экранировку поля частицы. Для этого необходимо модифицировать закон, описывающий взаимодействие частиц, с учетом экранирующего фактора. Первой попыткой такого учета является широко известный и общепринятый потенциал Дебая–Хюккеля:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} e^{-\frac{r}{r_D}}, \qquad (1.2)$$

где $r_D = \left(k_B T \Big/ \left(4\pi e^2 \sum_j n_j Z^2{}_j \right) \right)^{1/2}$ – радиус Дебая, здесь n_j – числовая плотность заряженных частиц сорта j в системе, T – температура плазмы.

Спитцер Л. [9] использовал потенциал Дебая–Хюккеля для вычисления коэффициентов переноса и оценки времени релаксации полностью ионизованной электрон–ионной плазмы. Однако, в [10] было показано, что потенциал Дебая–Хюккеля соответствует приближению парных корреляций и, поэтому, справедлив только при умеренных плотностях. С ростом плотности необходимо принимать во внимание корреляции высших порядков во взаимодействии частиц. В работе [11] с помощью этого потенциала описывались рассеяния заряженных частиц и исследованы переносные характеристики мультикомпонентной неидеальной плазмы различных смесей веществ, при этом сечения взаимодействия корректировались так, чтобы в пределе полной ионизации электронные коэффициенты переноса совпадали со спитцеровскими значениями. В работах [12, 13] потенциал Дебая–Хюккеля применен для расчета корреляционных функций, на основе которых исследовались электропроводность и теплопроводность частично–ионизованной плазмы водорода и инертных газов. В работе [14] изложена теория переносных свойств низкотемпературной плазмы в газовом приближении, т.е. в той области параметров, в которой можно ограничиться парными корреляциями. В работе показано, что по мере уплотнения среды,

возрастает влияние корреляций высших порядков во взаимодействиях частиц.

С увеличением плотности сильнее проявляются квантовые эффекты дифракции и симметрии. Для учета этих эффектов используют специальную методику, заключающуюся в сопоставлении классического больцмановского фактора и квантовомеханической слэттеровской суммы. Впервые данный подход был изложен в работе [15], с помощью которого удалось получить следующий термодинамический псевдопотенциал [16]:

$$\Phi_{ee}(R)=\frac{e^2}{r}\left(1-\exp\left(-\frac{r}{\lambda_{ee}}\right)\right)+k_BT\ln 2\exp\left(-\frac{r^2}{\lambda_{ee}^2\pi\ln 2}\right). \qquad (1.3)$$

Как видно, псевдопотенциал содержит тепловую длину де Бройля $\lambda_{ee}=h/\sqrt{\pi m_{ee}k_BT_e}$, которая указывает на квантовый характер взаимодействия. Первое слагаемое позволяет учесть возникающий на малых расстояниях эффект дифракции при взаимодействии частиц (потенциал Дойча). Второе слагаемое позволяет учесть принцип Паули для электронов (эффект симметрии). Таким образом, устраняется расходимость кулоновского потенциала на малых расстояниях. Однако можно заметить, что в данном псевдопотенциале отсутствует радиус Дебая, т.е. не учитывается экранировка заряда на больших расстояниях, а, следовательно, интегралы от такого потенциала будут расходиться на больших расстояниях. Важность учета данного эффекта при вычислении термодинамических, транспортных и оптических свойств плазмы показана в [17–18]. В связи с этим, авторами работ [19–20] получен псевдопотенциал, учитывающий как квантовые эффекты дифракции, так и эффекты экранировки заряда. Для этого использовались численные решения псевдопотенциалов (1.2) и (1.3). В окрестности точки их пересечения проводился плавный переход методом сплайн–аппроксимации. Указанная модель хорошо описывает транспортные и термодинамические свойства квазиклассической плазмы в широком диапазоне параметров [21–27].

В работе [28] на основе эффективного потенциала (1.3) были получены аналитические выражения для структурных факторов плотной высокотемпературной плазмы и исследованы уравнения состояния и корреляционная энергия полностью ионизованной плазмы водорода. Транспортные коэффициенты на основе эффективного потенциала (1.3) для водородной плазмы были рассчитаны в работах [29–30]

Используя метод линейного диэлектрического отклика, в работе [31] получено аналитическое выражение для эффективного потенциала, который также учитывает квантовые эффекты дифракции на малых расстояниях и эффекты экранировки на больших:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r)=\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{rC_{\alpha\beta}}\left(e^{-B_{\alpha\beta}r}-e^{-A_{\alpha\beta}r}\right), \qquad (1.4)$$

где $A^2_{\alpha\beta}=\left(1+C_{\alpha\beta}\right)/\left(2\lambda^2_{\alpha\beta}\right)$, $B^2_{\alpha\beta}=\left(1-C_{\alpha\beta}\right)/\left(2\lambda^2_{\alpha\beta}\right)$, $C^2_{\alpha\beta}=(1-4\lambda^2_{\alpha\beta}/r^2_D)$. $\lambda_{\alpha\beta}=h/\sqrt{2\pi\mu_{\alpha\beta}k_BT}$ - тепловая длина волны де Бройля, $\mu_{\alpha\beta}=m_\alpha m_\beta/\left(m_\alpha+m_\beta\right)$ - приведенная масса α и β взаимодействующих частиц. Из представленных выражений видно, что полученный эффективный потенциал справедлив, когда $4\lambda^2_{\alpha\beta}/r^2_D<1$. На основе полученной модели взаимодействия были исследованы структурные, термодинамические и транспортные свойства плотной квазиклассической плазмы [32–35]. Сделан вывод о существенном влиянии квантовых эффектов при высоких плотностях и показано, что в результате учета квантовых и коллективных эффектов уменьшаются сечения рассеяния и соответственно увеличиваются транспортные коэффициенты.

Влияние атомов на транспортные свойства частично–ионизованной плазмы проявляется при уменьшении концентрации свободных электронов. Что касается потенциалов взаимодействия свободных зарядов с атомами, то можно сказать, что большинство из них являются модельными полуэмпирическими потенциалами. В [36] был предложен потенциал взаимодействия свободного заряда с невозмущенным атомом водорода с центрально симметричным распределением электронной плотности, который получается при сложении кулоновских взаимодействий свободного заряда с ядром и электронной оболочкой:

$$\Phi_{Za}(r)=Ze^2\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{a_B}\right)e^{-2r/a_B}. \qquad (1.5)$$

Одной из основных, используемых в практических расчетах, моделей взаимодействия свободных зарядов с атомами, является поляризационная модель Букингема. Данная модель использовалась при расчетах сечений рассеяния и коэффициентов переноса плазмы многокомпонентной смеси [37].

Между тем, есть все основания полагать, что коллективные эффекты справедливы как для свободных, так и для связанных зарядов. В работах [38–39] была предложена экранированная версия потенциала Букингема:

$$\Phi_{ea}(r)=-\frac{e^2\alpha_D}{8\pi\varepsilon_0(r^2+r_0^2)^2}\exp(-\frac{2r}{r_D})\times(1+\frac{r}{r_D})^2, \qquad (1.6)$$

где α_D – дипольная поляризуемость атома, r_0 – радиус обрезания атома, который может быть определен из [40–41]. Данный потенциал был применен

в работах [42 – 50] при расчете термодинамических свойств и транспортных коэффициентов частично–ионизованной неидеальной плазмы.

В работе [51] был получен экранированный потенциал взаимодействия «заряд–атом» на основе метода линейного диэлектрического отклика, где в качестве микропотенциала использовался потенциал (1.5):

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{Ze^2}{r(1-\frac{a_B^2}{4r_D^2})^2}\left((1+\frac{r}{a_B}-\frac{a_B r}{4r_D^2})e^{-2r/a_B} - (\frac{a_B^2}{2r_D^2}-\frac{a_B^4}{16r_D^4})e^{-r/r_D}\right). \qquad (1.7)$$

На основе полученного эффективного потенциала в работе [52] были изучены структурные свойства и уравнение состояния для плотной квазиклассической частично–ионизованной водородной плазмы. Исследования свойств неидеальной плазмы основаны на корректном выборе потенциала взаимодействия, посредством которого взаимодействуют частицы системы. При этом необходимо, чтобы выбранный потенциал учитывал эффекты, присущие исследуемой области плазмы с определенными параметрами температуры и плотности. В случае слабой неидеальности и низких плотностей, когда можно пренебречь квантовыми эффектами, потенциал Дебая–Хюккеля корректно описывает термодинамические и транспортные свойства такой системы. Однако с увеличением плотности возрастает роль квантовых эффектов.

Указанный выше потенциал (1.6) был применен в работах [32, p.89; 33, p.103; 34, p.141; 35, p.202] при исследовании термодинамических свойств и транспортных коэффициентов частично ионизованной неидеальной плазмы.

Вопросы электрон–ионного и электрон–атомного взаимодействия являются важными при изучении свойств плотной высокотемпературной плазмы. В явлениях переноса основную роль играют упругие взаимодействия, при которых происходит передача импульса без изменения внутренней структуры взаимодействующих частиц. В квазиклассической плазме взаимодействие частиц носит также квантовомеханический характер. Изучение элементарных процессов проведено во множестве ранних работ [53–57].

Используя метод линейного диэлектрического отклика, в работе [58] получено аналитическое выражение для эффективного экранированного потенциала, который учитывает квантовые эффекты дифракции на малых расстояниях и эффекты экранировки на больших:

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{e^2\alpha_D}{2r^4 C_{ea}^2}\left(e^{-B_{ea}r}(1+B_{ea}r) - e^{-A_{ea}r}(1+A_{ea}r)\right)^2. \qquad (1.8)$$

На основе полученного эффективного потенциала в работах [47, p.273; 50, p.189; 59 – 61] были изучены столкновительные, термодинамические и

оптические свойства для частично–ионизованной неидеальной плазмы. Показано, что расчеты дифференциальных сечений [60, p.026407; 61, p.267] хорошо согласуются с экспериментальными данными [62] только при малых углах рассеяния. Различия на больших углах, вероятно, могут быть связаны с эффектами симметрии, поскольку в этих работах дифференциальное сечение, было получено без учета спиновой ориентации связанных и налетающих электронов. Так же в работе [61, p.267] было представлено сечение тормозного излучения в зависимости от скорости налетающего электрона в сравнении с другими теоретическими работами [63], сделано заключение, что потенциал (1.8) может служить для корректного описания элементарных процессов в частично ионизованной плазме. Данный потенциал был так же применен в работе [49, p.1] при расчете транспортных свойств частично–ионизованной неидеальной плазмы, было показано, что применение потенциала (1.8) приведет к уменьшению электропроводности водородной плазмы.

Безусловно, основным инструментом изучения природы взаимодействия частиц являются элементарные процессы [64]. Элементарные процессы в плазме представляют собой процессы столкновения частиц плазмы, а также процессы изменения состояния атомных частиц при поглощении и излучении фотонов. Столкновения атомных частиц делятся на упругие и неупругие, в зависимости от того, сохраняется или изменяется внутреннее состояние частиц при соударении. В результате упругого рассеяния может измениться только скорость частицы, т.е. направление движения и кинетическая энергия. Поэтому упругие столкновения частиц ответственны за распределения частиц по энергиям движения в плазме, дрейфовую скорость электронов, проводимость частично-ионизованной плазмы. Неупругие столкновения частиц устанавливают распределения частиц по внутренним степеням свободы, а также распределения атомных частиц по сортам. Например, они определяют ионизационное и диссоциативное равновесия в плазме. Таким образом, элементарные процессы столкновения атомных частиц определяются взаимодействием частиц в плазме и в свою очередь, устанавливают характер равновесия в плазме атомных частиц. За всю историю изучения этих процессов развито множество подходов к получению сечений элементарных процессов для тех или иных плазменных параметров, некоторые теоретические и экспериментальные работы представлены в следующих статьях [65-69].

В работах [70–73] были исследованы теоретические и экспериментальные данные, касающиеся упругого рассеяния, образования позитрония, дискретных сечений возбуждения и ионизации при столкновении позитронов с атомами водорода. В работе [74] представлены теоретические расчеты углового дифференциального и полного сечения возбуждения для перехода 1s-2s при столкновений позитрона с атомом водорода. В решении этой задачи использовалась поляризованная орбитальная модель искаженной волны (DWPO) и метод классических траекторий Монте-Карло (CTMC) [75]. Метод CTMC используется для

теоретического описания процессов ионно-атомных столкновений, а также для исследования столкновения позитрона с атомом [76–77]. Основное отличие метода СТМС состоит в учете всех реакционных каналов, которые могут быть приняты во внимание в рамках классической динамики. Для DWPO модели дифференциальное сечение возбуждения для атома водорода представлено в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{21}}{d\Omega} = \frac{4}{k_1^3 k_2}\left|\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\exp i(\delta_1^l+\delta_2^l)\int_0^{\infty} g_2^l(r)V_{21}(r)u_1^l(r)\,dr\,P_l(\cos\theta)\right|^2, \qquad (1.9)$$

где $P_l(\cos\theta)$ - полином Лежандра первого рода, l - орбитальное число, $u_1^l(r)$ и $g_2^l(r)$ - радиальная волновая функция, k – волновой вектор налетающей частицы, δ - фазовые сдвиги. Угловое интегрирование сечения возбуждения представлено в следующем виде:

$$\sigma_{21} = \frac{16}{k_1^3 k_2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\left[\int_0^{\infty} g_2^l(r)V_{21}(r)u_1^l(r)\,dr\right]^2. \qquad (1.10)$$

Для метода СТМС дифференциальные и полные сечения вычисляются по следующим формулам:

$$\frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega} = \frac{2\pi b_{\max}\sum_j b_j^{(exc)}}{N\Delta\Omega}, \qquad (1.11)$$

$$\sigma_{exc} = \frac{2\pi b_{\max}\sum_j b_j^{(exc)}}{N}, \qquad (1.12)$$

где N - общее число траекторий, рассчитанных для прицельных параметров меньше, чем $b_{\max}$, $b_j^{(exc)}$ - прицельные параметры для сечения возбуждения, $\Delta\Omega$ - телесный угол.

В работах [78-79] было исследовано сечение возбуждения для перехода 1s→2s при столкновении протонов с атомами водорода при энергиях в пределах 5 - 26 кэВ/ а.е.м. (а.е.м.= атомная единица массы). В следующих работах представлены теоретические расчеты при разных энергиях: низких [80-86], промежуточных [84-86] и высоких [87-89]. В работах [78, p.2118; 90-92] представлены экспериментальные данные сечения возбуждения для перехода 1s→2p при столкновении протонов с атомами при энергиях в интервалах 0.6-700 кэВ/а.е.м., теоретические расчеты показаны в работах [81, p.567; 82, p.5554; 86, p.1325; 89, p.3743]. В работе [93] даны экспериментальные расчеты полного сечения возбуждения для перехода 1s→(n=2) в диапазоне энергий 16 - 200 кэВ / а.е.м., также были сделаны сравнения с другими теоретическими данными [86, p.1325; 94], которые согласуются с экспериментальными данными в пределах 10 - 15%.

Для кинетики частично ионизованной плазмы наибольший интерес представляет упругое рассеяние электронов на атомах. При нахождении полного сечения электроны входят в состав монокинетического пучка, проходящего через газ. При этом измерение полного сечения рассеяния определяется по изменению интенсивности пучка электронов, проходящих через газ. Первые экспериментальные работы по данному методу принадлежат Рамзауэру и его группе [95 – 96]. В его работе были измерены полные сечения рассеяния электронов на атомах Ar,Kr,Xe, и при этом был обнаружен эффект Рамзауэра [97]. В основе упругого рассеяния электрона на атоме лежит взаимодействие между этими частицами, имеющее место, когда пролетающий мимо атома электрон попадает в его потенциальное поле. Очевидным является то, что уменьшение скорости электрона должно приводить к увеличению времени его взаимодействия с атомом и увеличению сечения рассеяния. Однако в 1921 году Рамзауэр обнаружил, что в аргоне при уменьшении энергии электронов упругое рассеяние уменьшается, в результате чего электроны проходят через газ практически беспрепятственно. Это явление, когда атомы инертного газа становятся как бы несуществующими для электронов, обладающих определенной энергией, и электроны пролетают сквозь них без столкновений, носит название эффекта Рамзауэра-Таунсенда. Эффект необъясним с точки зрения классической теории рассеяния, только квантовомеханическое описание дало возможность интерпретировать наблюдаемое явление. Потенциальное поле наведенного дипольного момента атома приближенно можно представить как потенциальную яму. Проходящая через потенциальную яму электронная волна дважды частично отражается от ее стенок, при этом отраженные волны могут интерферировать между собой, при подходящих условиях усиливая или ослабляя отраженный электронный пучок. Модель прямоугольной ямы является хорошим приближением для атомов инертных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей. Данный эффект считается одним из фундаментальных экспериментальных доказательств наличия у электронов волновых свойств.

На основе модели независимого атома с правилом корректировки с проверкой экранирования (IAM-SCAR) были измерены дифференциальные и полные сечения рассеяния электронов на оксиде азота, 1,4-диоксане и тетрагидрофуране в работах [98-100]. На основе модифицированной теории эффективного диапазона (MERT) были получены дифференциальные, интегральные и транспортные сечения рассеяния на метане в работе [101]. Некоторые данные по упругим сечениям рассеяния приведены в работах [102-107].

Среди работ по исследованию процессов рассеяния также можно отметить работы [102, p.2051; 105, p.234309], где получены фазовые сдвиги рассеяния и сечения упругого рассеяния и возбуждения при столкновении электрона с атомом водорода методом точного численного решения уравнения Шредингера. Было показано, что полученные результаты имеют хорошее согласие с выводами, сделанными на основе метода сильной связи.

Гибридная теория упругого рассеяния электрона на водороде, использующая комбинацию метода поляризованных орбит и формализм оптического потенциала, была предложена в работе [106]. Здесь представлены результаты расчетов фазовых сдвигов рассеяния, учитывающие корреляции на малых и на больших расстояниях одновременно.

Теория многочастичных систем представляет собой особенную и важнейшую область физики. Более 30 лет назад в городе Ростоке был внесен существенный вклад в развитие нового квантово–статистического подхода– теории линейного отклика (LRT) – для описания многочастичных систем. С тех пор этот метод использовался при определении и исследовании оптических и транспортных свойств плотной неидеальной плазмы [107–110].

Экспериментальные данные по коэффициенту отражения светового излучения от плазмы ударно сжатого ксенона были получены в уникальных экспериментах Минцева и Запорожеца [111–115]. Измерения коэффициента отражательной способности и теоретический анализ результатов являются общими методами исследования фазовых диаграмм веществ [116–121], в частности, в ударно–волновых экспериментах, где число измеренных параметров ограниченно. Первое исследование отражательной способности и угла Брюстера ударно–сжатого ксенона проводилось с длиной волны лазерного излучения λ_{las} = 1064 нм, 694 нм и 532 нм в уникальных экспериментах [111, p.493; 112, p.188; 113, p.140; 114, p.194; 115, p.012110], в которых была сформирована плазма путем динамического сжатия газового ксенона мощной ударной волной. Для этого применялась техника высокоскоростного соударения металлического ударника, разогнанного до скорости 6 км/с, и газовой кюветы с последующим необратимым нагревом газа во фронте ударной волны. Для создания в газе плоской конфигурации ударно-волнового фронта используется модифицированный генератор прямоугольных волн. Плотность плазмы варьируется за счет изменения начального давления газа. Начальные параметры газообразного ксенона: давление $P_0 = 1.0 - 5.7 МПа$, плотность $\rho_0 = 0.06 - 0.80 г/см^3$, температура $T = 270 K$. Параметры плазмы, возникающей при ударном сжатии: давление $P_0 = 1.6 - 17 ГПа$, плотность $\rho_0 = 0.5 - 4.0 г/см^3$, температура $T \approx 30000 K$. Коэффициент отражения определяется на основе сигналов фотоприемников, регистрирующих отраженное излучение, и фотоприемника, фиксирующего зондирующий импульс. Удовлетворительного теоретического объяснения полученным результатам пока не было найдено. Было много попыток дать теоретическое описание экспериментальных данных. Основной целью эксперимента [111, p.493] была попытка оценить плотность свободных зарядов и плазменную частоту ударно–сжатого ксенона на основе измерений зависимости коэффициента отражательной способности от температуры и плотности. Принимая во внимание статическую частоту столкновений в рамках обобщенной формулы Друде [122] не удается удовлетворительно объяснить полученные результаты, предполагающих ступенчатый профиль

плотности. Более точные выражения для динамической столкновительной частоты в Борновском приближении [122, p.6259] существенно не согласуются с экспериментом. Другие попытки объяснить экспериментальные результаты в рамках обобщенной формулы Друде связаны со скорректированным уширением фронта волны [123–125]. Несмотря на некоторое улучшение согласия с экспериментом, этот подход не позволяет установить взаимно однозначное соответствие между значениями отражения и концентрацией свободного заряда. Более того, согласие с экспериментом при нормальном падении лазерного излучения достигается, если ширина ударного фронта составляет 800 нм, что намного превышает начальную теоретическую оценку 100 нм [111, p.493] (основано на учете переходного слоя). Величина ширины 220 нм дает удовлетворительное согласие теоретических результатов с экспериментом для зависимости поляризованной отражательной способности от угла падения. Однако это значение ширины делает соглашение с экспериментом для нормального отражения хуже. Предложен подход к самосогласованному описанию оптических и электронных свойств неидеальной плазмы и теплой плотной материи (WDM) [126-130]. Он дает удовлетворительное описание экспериментов по нормальному отражению ксеноновой плазмы. Этот подход применяется для описания электронных свойств теплого плотного водорода и селена в области плазменных и жидкофазных фазовых переходов. В этой работе подход [126, p.023105; 130, p.446] распространяется на описание поляризованного отражения от расширенного фронта ударной волны.

В работе [131] для расчета коэффициента отражения лазерного излучения от плазмы ксенона был применен квантовый метод молекулярной динамики в рамках теории функционала плотности (DFT) [132-134] для конечных, отличных от нуля температур, основанный на формулировке DFT, данной в работе [135]. Для расчета компонент диэлектрической проницаемости (ДП) использовалось выражение для поперечной компоненты ДП – формула Кубо – Гринвуда [136 – 138] и преобразование Крамерса – Кронинга. Результаты, полученные в работе [131, p.300], лучше согласуются с экспериментом по сравнению с данными, рассчитанными в рамках модели Друде. При этом значения коэффициента отражения все же заметно превышают данные измерений в области малых плотностей. Введение поправок, увеличивающих ширину энергетической щели между связанными и свободными состояниями, улучшает согласие результатов [131, p.300] с экспериментом [111, p.493] при малых плотностях, но приводит к недооценке значений коэффициента отражения в области больших плотностей.

В работе [139] приведены данные по расчету отражательной способности, электро и теплопроводности на основе плоской волны DFT и формулы Кубо-Гринвуда. Этот метод оказался полезным для моделирования транспортных свойств в широком диапазоне плотностей и температур [140-143].

Транспортные свойства, в частности, проводимость постоянного тока, хорошо изучены для полностью ионизованной плазмы в классическом

пределе низкой плотности, как это указано Спитцером и Хармом [144] в кинетической теории (КТ) (смотрите также в работе [145] и ссылки, приведенные в ней). Эволюция функции распределения скоростей электронов описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка. Линеаризованные кинетические уравнения решаются с помощью интеграла столкновений Ландау, который включает в себя как электрон-ионные (e-i), так и электрон-электронные (e-e) столкновения.

В качестве альтернативы проводимость сильно вырожденных электронных систем, таких как жидкие металлы, была получена Зиманом и Фабером [146] с использованием времени релаксации. Обработка электрон-ионных (e-i) взаимодействий была улучшена Дхарма-варданой [147] и другими [148-150], использовавшими выражения для псевдопотенциалов и коэффициенты ионной структуры, которые подходят для рассматриваемых конкретных ионов. Ли и Мо [151] распространили этот подход на невырожденный режим.

Дежалей [152] позже получил поправки к модели проводимости Ли-Мо из-за частичной ионизации. Однако для восстановления результата Спитцера для проводимости необходимо учитывать e-e столкновения. Это не всегда возможно в рамках подхода времени релаксации [153], но было сделано Стаигаром [154], Фортовым и другими авторами [155] с использованием процедур интерполяции (смотрите также в работе Адамс и другими авторами [156]). В работе Рейнхольц [157] они представляют общий подход с использованием теории линейного отклика (LRT), который позволяет также систематически рассматривать электрон-электронные столкновения при произвольном вырождении.

Изучение зависящих от времени полей также сложно и в КТ. Часто член столкновения в зависимом от времени кинетическом уравнении заменяется выражением, зависящим от энергии и времени релаксации (смотрите в работе Ландау и Лифшиц [158], Дхарма-вардана [147, p.036401] или Куриленко и других авторов [159-160]). Согласно Ландау и Лифшицу [158, p.449], этот столкновительный член применим только в низкочастотном пределе. В высокочастотном пределе, где описывается тормозное излучение, столкновительный член можно рассматривать в LRT (смотрите в работе [161]). В работе [157, p.043105] рассматривается статическая электропроводность (dc проводимость).

В последнее время, формула Кубо-Гринвуда [136, p.570; 137, p.585] рассматривается как перспективный подход к расчету динамической проводимости в плотных, сильно взаимодействующих системах при произвольном вырождении. Основываясь на богатом опыте в расчетах электронной структуры твердых тел, жидкостей и сложных молекул с использованием теории функционала плотности (DFT) и огромном прогрессе в вычислительной мощности, были разработаны методы моделирования ab initio, которые позволяют обрабатывать большое количество составляющих индивидуальной атомной структуры. Наиболее успешной до сих пор была комбинация DFT для электронной системы и классической молекулярной

динамике (МД) для ионов, которую мы будем называть в дальнейшем методом DFT-МД; подробности смотрите в работах [162-164]. Этот метод не полагается на эффективные парные потенциалы или двухчастичные сечения, как в стандартном КТ. Оценка формулы Кубо-Гринвуда с использованием оптимальных одноэлектронных состояний дает полный учет электрон-ионного взаимодействия и рассматривает его на основе функционала обменной корреляции (XC), используемого в цикле DFT, в дополнение к терму среднего поля (Hartree). Включение электрон-электронных столкновений в DFT-МД расчеты транспортных свойств в теплой плотной материи является предметом оживленных дискуссий, особенно для предельного случая невырожденности.

В работе [157, p.043105] применялся обобщенный подход к неравновесным процессам в соответствии с Зубаревым и др. [165-166]. С помощью этой обобщенной теории линейного отклика (gLRT) транспортные свойства связаны с равновесной токовой корреляционной функцией, или с корреляционной функцией силы. Таким образом, были получены различные выражения для проводимости, которые приводят к одинаковым результатам, как это было показано аналитически. Однако они по-разному подходят для выполнения вычислений после разложений по возмущениям. В частности, выражения, согласующиеся с КТ (результат Спитцера для проводимости плазменной плазмы), сравниваются с теорией Зимана-Фабера, формулой Кубо-Гринвуда и строгими результатами для модели Лоренца. В модели Лоренца считается, что невзаимодействующие электроны движутся под влиянием потенциала ионов при заданной конфигурации (адиабатический предел).

Транспортные процессы для WDM описаны в разных источниках. С одной стороны, проводимость жидких металлов и неупорядоченных твердых тел хорошо описана в пределе слабого рассеяния (золотое правило Ферми) по формуле Зимана, если проводящие электроны вырождены; смотрите также подход Зимана-Фабера, где рассматриваются сплавы при конечных температурах [167].

С другой стороны, проводимость плазмы описывается КТ, поэтому в невырожденном пределе низкой плотности кулоновское взаимодействие между e-i, а также e-e пар приводит к результату Спитцера. При более высоких плотностях может быть применен gLRT, который анализирует функции корреляции, аналитически используя метод термодинамических функций Грина [166-170]. Непертурбативные решения возможны с помощью классического моделирования МД с использованием эффективных парных потенциалов [171]. Взаимодействие между транспортной теорией конденсированного вещества и кинетической теорией плазмы вклад e-e столкновений, ясный в КТ, остается неясным в подходе Зимана или Кубо-Гринвуда.

Электрон-ионные (e-i) столкновения хорошо описаны в широком диапазоне параметров, тогда как обработка столкновений электрон-атом (e-a) не является тривиальной в аналитическом подходе. В теории линейного

отклика (LRT) включение различных механизмов столкновения четко отслеживается. В последние годы влияние электрон-электронных (e-e) столкновений при произвольном вырождении обсуждалось в Борновском приближении для полностью ионизованной плазмы (FIP) в работах Рейнхольц и др. [157, p.043105] и Карахтанова [172]. В отличие от значения Спитцера, их поправочный коэффициент зависит от плотности и температуры. Тем не менее, эти формулы, справедливые для FIP, недостаточны для описания плотных частично ионизованных благородных газов, поскольку взаимодействие со связанными состояниями может играть важную роль.

Обработка связанных состояний в рамках квантово-статистического подхода возможна при рассмотрении химической картины. В этом случае связанные электрон-ионные состояния идентифицируются как новый компонент (атомы). Рассмотрим частично ионизованную плазму (PIP), содержащую атомы, свободные электроны и однозарядные ионы. Результаты для водорода обсуждаются в работах [170, p.5368; 173]. Для благородных газов при температурах и плотностях, рассмотренных здесь, многократно ионизованные ионы не имеют значения. Возможно обобщение на несколько ионизованных состояний.

Для анализа e-a столкновений состав равновесной плазмы определяется по закону действующих масс. Уравнение Саха долгое время изучалось многими авторами [174–176]. В результате программный пакет COMPTRA04 - подробнее см. в работе [177] - позволяет рассчитать состав и транспортные свойства в неидеальной плазме. Он успешно применяется к металлической плазме [178-179].

В отличие от этого, экспериментальные данные для dc проводимости благородных газов были поняты только качественно [180]. Температурно-зависимый минимум может наблюдаться вследствие изменения состава, но расхождения могут составлять до двух порядков. Кулбродт и др. [180, p.45] считают, что это связано с использованием поляризационного потенциала для e-a столкновений. В работе [181], Адамс и др. подтвердили это утверждение, сравнивая вычисленные поперечные сечения импульса с использованием поляризационного потенциала с измеренными данными. Впоследствии, используя экспериментальные данные для изолированного сечения передачи e-a столкновений и состава, рассчитанного COMPTRA04, Адамс получил количественно хорошее согласие с экспериментальными результатами для dc проводимости благородных газов.

Важным приложением неидеальной плазмы является использование плазмы в различных генераторах и двигателях. Электропроводность газовой смеси, как возможной рабочей среды магнитогидродинамического генератора (незначительное количество цезия или калия в аргоне и молекулярном водороде), вычисляется в работе [182] в диапазоне температур 1000–5000 K при постоянном давлении 1 атм. Обсуждаются преимущества молекулярного водорода как возможного буферного газа для магнитогидродинамического генератора.

Много работ выполнено по экспериментальному определению электропроводности плазмы. Авторы работы [183] сообщают о результатах измерения электропроводности восьми металлов в плазменном состоянии при плотностях в диапазоне от 0.002 до 0.5 в единицах плотностей, соответствующих твердому состоянию, а также с внутренней энергией от 2 до 30 кДж / г. Данные представлены в виде функций внутренней энергии и удельного объема. Наблюдалось падение электропроводности при расширении плазмы с фиксированной внутренней энергией, и для всех, кроме тантала и титана, минимум наблюдался приблизительно при 0.01 плотности твердого вещества, а затем следовало увеличение электропроводности при дальнейшем понижении плотности.

Большое практическое и фундаментальное значение имеет исследование транспортных свойств плотной плазмы во внешних электрических и магнитных полях [184–187].

В работе [188] представлена новая экспериментальная установка для генерации неидеальной плазмы, помещенной в магнитное поле до 25 Тл. Техника генерации плазмы основана на сжатии и нагреве газа за фронтом ударной волны. Магнитное поле создается емкостным разрядом с помощью соленоида, намотанного на канале генератора. Электропроводность плазмы определялась двумя контактными методами. В работе обсуждались возможности генерации намагниченной плотной плазмы.

Неидеальная квазиклассическая плазма часто реализуется в астрофизических объектах, поэтому изучение транспортных свойств плотной астрофизической плазмы имеет очень важное значение. Работы [189–192] посвящены исследованию транспортных свойств и процессов переноса в астрофизической плазме звезд и гигантских планет.

Самым популярным методом, используемым для расчета коэффициентов переноса, является метод Чепмена–Энскога. Так в работе [47, p.273] в рамках второго приближения метода Чепмена–Энскога приведены результаты расчета электропроводности частично ионизованной плазмы цезия и натрия. Последовательно анализируется вклад электрон–ионных, электрон–электронных и электрон–атомных столкновений. Показано, что в области высоких плотностей вкладом электрон–электронных столкновений в рамках используемой модели взаимодействия можно пренебречь. Такое поведение естественно, так как начинают проявляться эффекты вырождения электронов. К недостаткам описываемой работы можно отнести использование потенциала Дебая для плотной плазмы.

Из других альтернативных методов следует отметить метод Грэда. В работе [193] проведен сравнительный анализ транспортных свойств, рассчитанных по методу Грэда и методу Чапмена–Энскога, рассчитанных для многокомпонентной тепловой плазмы смеси аргона и железа при атмосферном давлении. Там же сделан обзор экспериментальных исследований, посвященных определению транспортных характеристик плотной неидеальной плазмы.

Определение внутренней динамической проводимости плотной плазмы является важной задачей. В качестве основных подходов к этим исследованиям следует отметить обобщенную теорию LRT [194-195], метод моментов (ММ) [196-197], MD моделирование [198-200], а также теория DFT Кона-Шама [201]. Традиционно метод молекулярной динамики является одним из мощных инструментов исследования транспортных свойств системы. Однако классическая молекулярная динамика не может надежно учитывать такие квантовые эффекты, как квантовое рассеяние или вырождение. В связи с этим были разработаны методы, такие как DFT-MD [201] или молекулярная динамика волнового пакета для описания свойств теплой или горячей плотной плазмы. В последнее время снова рассмотрена давняя проблема учета влияния электрон-электронных столкновений на транспортные свойства плазмы. Обсуждалось, что в методе DFT-MD при расчете электропроводности нет необходимости явно учитывать электрон-электронные столкновения. Однако при использовании теоретического описания, например, теории Ленарда-Балеску, такое рассмотрение необходимо. Статическая электрическая проводимость с учетом электрон-электронных столкновений была исследована на основе классической молекулярной динамики [202-203], а также на основе теории LRT [161, p.036401]. Подробное обсуждение динамической проводимости в теории LRT можно найти в работе [204].

2 ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

2.1 Эффективные потенциалы взаимодействия заряженных частиц плотной квазиклассической плазмы

Разработка моделей взаимодействия структурных элементов плотной плазмы, методов математического моделирования и исследование на их основе кинетических, транспортных свойств системы представляют большой фундаментальный интерес и важна для развития технологий многих практических приложений, связанных с плотной плазмой.

При изучении свойств квазиклассической плазмы широко используются так называемые эффективные потенциалы взаимодействия, учитывающие те или иные эффекты, возникающие в плотной плазме, а учет этих эффектов в отдельных уравнениях во многих случаях уже не требуется. Как известно, даже при умеренных плотностях необходимо учитывать коллективное взаимодействие частиц на больших расстояниях, приводящее, в частности, к эффектам экранировки поля заряда в плазме, а так же квантово-механические эффекты дифракции, связанные с волновыми свойствами частиц. В работе [31, p.3758; 205] был предложен эффективный потенциал (1.4), учитывающий оба эффекта. Эффективный потенциал (1.4) отличается от обычного кулоновского потенциала взаимодействия (1.1) заряженных частиц тем, что он экранирован, т.е. быстрее стремится к нулю с увеличением расстояния (экранировка) и имеет конечное значение на расстоянии, близком к нулю. Следует отметить, что традиционно экранировка поля заряда в плазме представляется статической экранировкой Дебая – Хюккеля, полученной из уравнения Пуассона-Больцмана для установившегося статического распределения зарядов. Однако, это приближение справедливо, если скорости сталкивающихся частиц сравнимы или меньше тепловой скорости. Если же скорости превышают тепловую, то такие быстрые частицы при движении не успевают поляризовать окружающую плазму и экранировка их зарядов ослабевает. Такая экранировка, зависящая от скоростей взаимодействующих частиц, получила название динамической экранировки и в настоящее время широко используется при исследовании свойств плотной плазмы. В работе [8, p.528] предложен способ учета динамической экранировки. Он сводится к замене статического радиуса Дебая на некоторый эффективный, учитывающий динамическую экранировку [206-208]:

$$r_o = r_D \left(1 + \frac{\upsilon^2}{\upsilon_{Th}^2} \right)^{1/2}, \qquad (2.1)$$

где υ - относительная скорость сталкивающихся частиц, υ_{Th} - тепловая скорость частиц системы. Мы применили эту замену к потенциалу (1.4) и получили новый [209-210] эффективный потенциал с учетом динамической экранировки:

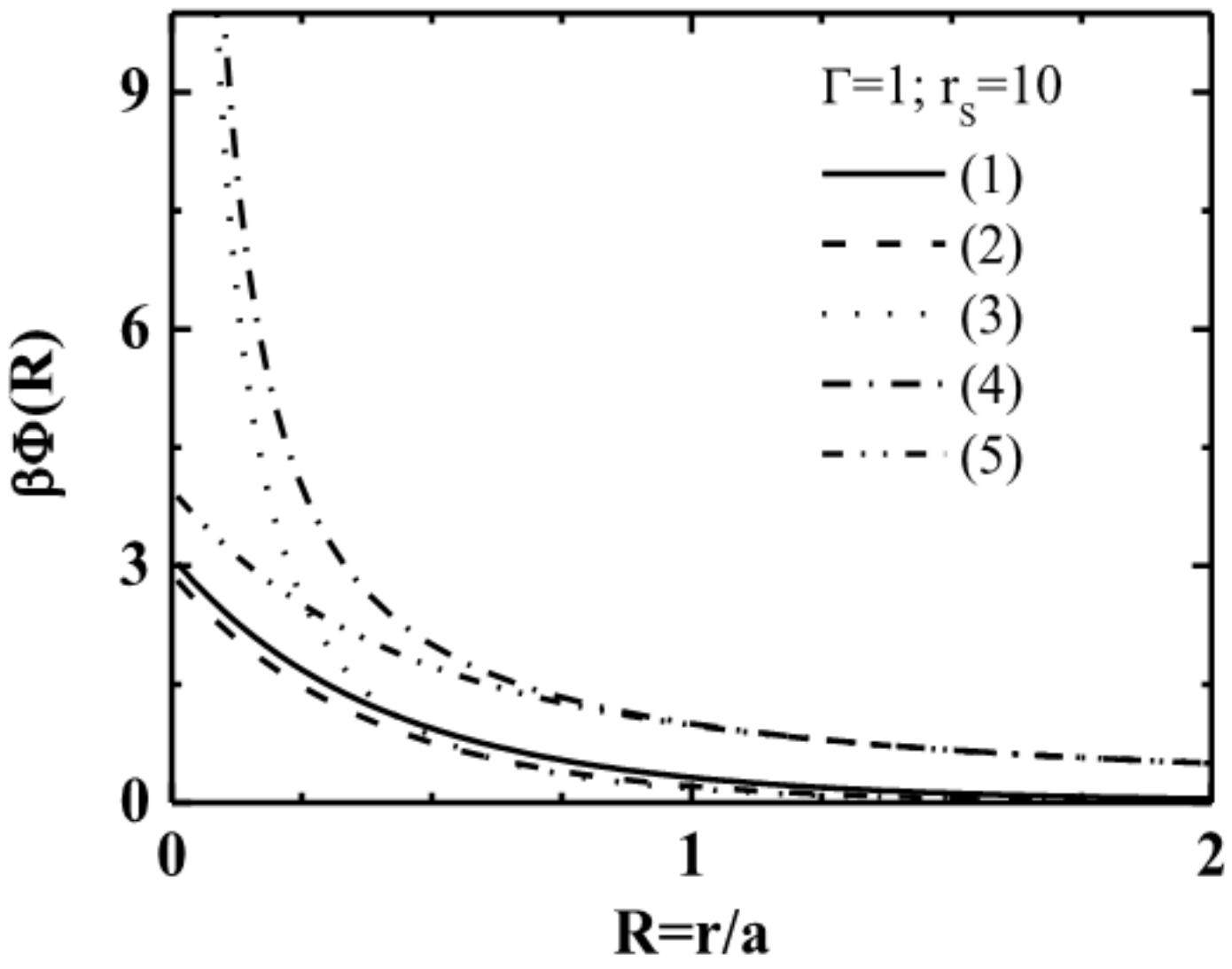
$$\Phi_{\alpha\beta}(r)=\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{rC_{\alpha\beta}}\left(e^{-B_{\alpha\beta}r}-e^{-A_{\alpha\beta}r}\right), \qquad (2.2)$$

где $A^2_{\alpha\beta}=\left(1+C_{\alpha\beta}\right)/\left(2\lambda^2_{\alpha\beta}\right)$, $B^2_{\alpha\beta}=\left(1-C_{\alpha\beta}\right)/\left(2\lambda^2_{\alpha\beta}\right)$, $C^2_{\alpha\beta}=\left(1-4\lambda^2_{\alpha\beta}/r_o^2\right)$. Тогда эффективный потенциал (2.2) с учетом динамической экранировки в безразмерном виде перепишется как:

$$\beta\Phi_{\alpha\beta}(R)=\frac{\Gamma r_s}{RC_{\alpha\beta}}\left(e^{-B_{\alpha\beta}R}-e^{-A_{\alpha\beta}R}\right), \qquad (2.3)$$

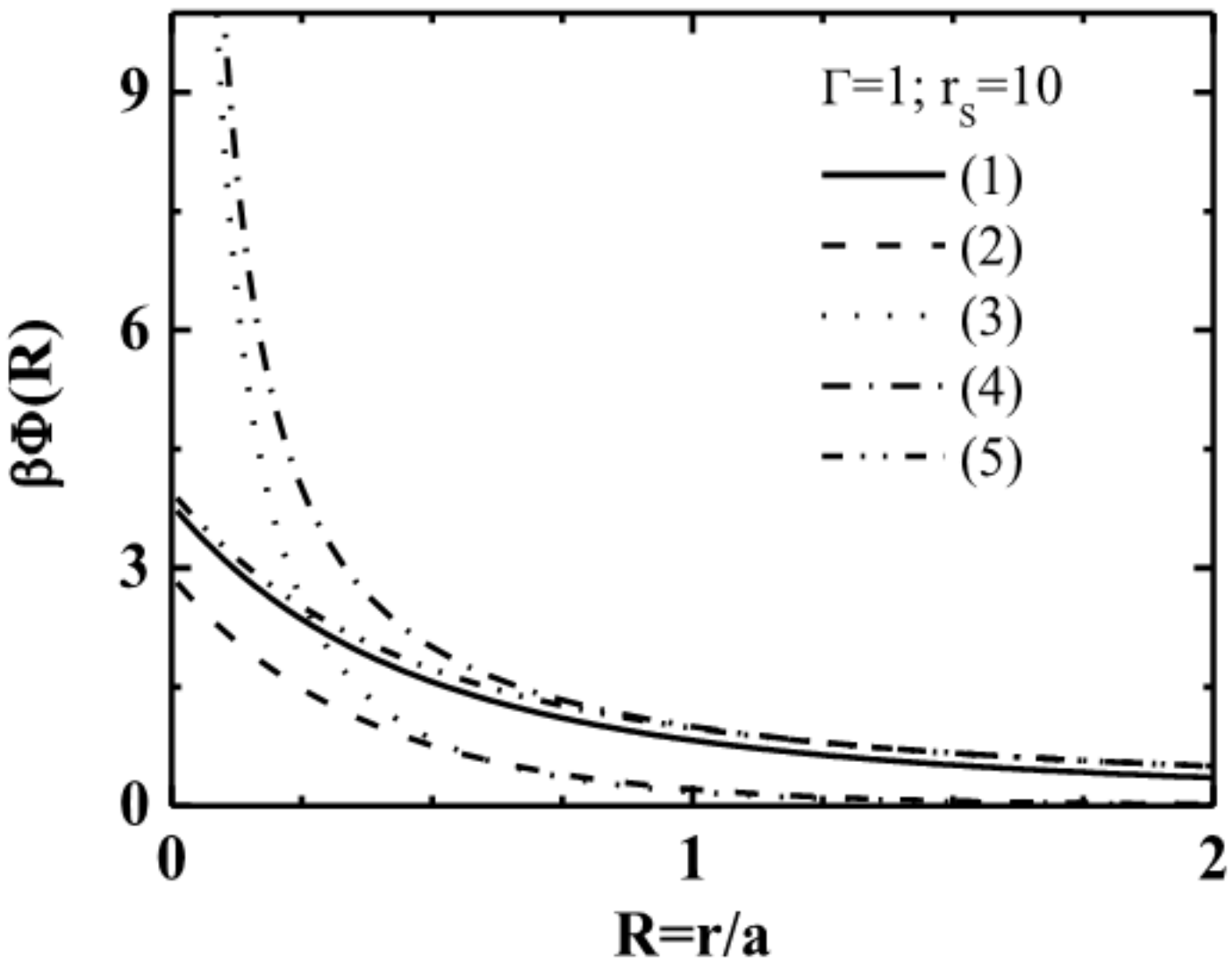
где $A^2_{ee}=\left(1+C_{ee}\right)/\left(2\Gamma r_s/\pi\right)$, $B^2_{ee}=\left(1-C_{ee}\right)/\left(2\Gamma r_s/\pi\right)$, $C^2_{ee}=1-24\Gamma^2\Big/\left[\pi r_s\left(1+\delta^2\right)\right]$, $A^2_{ei}=\left(1+C_{ei}\right)/\left(\Gamma r_s/\pi\right)$, $B^2_{ei}=\left(1-C_{ei}\right)/\left(\Gamma r_s/\pi\right)$, $C^2_{ei}=1-12\Gamma^2\Big/\left[\pi r_s\left(1+\delta^2\right)\right]$, $\beta=\left(k_BT\right)^{-1}$, $\Gamma=\dfrac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{a\,k_BT}$ - параметр связи, $a=\left(\dfrac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$ - среднее расстояние между частицами, $r_s=\dfrac{a}{a_B}$ - параметр плотности, $a_B=\dfrac{\hbar^2}{m_ee^2}$ - радиус Бора, $\delta=\upsilon/\upsilon_{Th}$ - параметр относительной скорости сталкивающихся частиц, $R=r/a_B$ - межчастичное расстояние в единицах среднего расстояния между частицами.

На рисунках 2.1 и 2.2 представлены парные потенциалы взаимодействия между электронами: потенциалы Кулона (1.1), Дойча (1.3) (не учитывает экранировку, учитывает эффект дифракции), Дебая-Хюккеля (1.2) (учитывает экранировку заряда в плазме), потенциал (1.4), учитывающий статическую экранировку и потенциал (2.2), учитывающий динамическую экранировку (2.1). Как видно из этих рисунков, потенциал (2.2) при малых скоростях сталкивающихся частиц стремится к потенциалу (1.4), а при больших скоростях стремится к потенциалу Дойча (1.3), не учитывающему экранировку.



1 – потенциал взаимодействия (2.2);
2 –потенциал (1.4);
3 – потенциал Дебая-Хюккеля (1.2);
4 – потенциал Кулона (1.1);
5 – потенциал Дойча (1.3).

Рисунок 2.1 - Потенциалы взаимодействия электрон-электронной пары при $\delta = 1$



1 – потенциал взаимодействия (2.2);
2 –потенциал (1.4);
3 – потенциал Дебая-Хюккеля (1.2);
4 – потенциал Кулона (1.1);
5 – потенциал Дойча (1.3).

Рисунок 2.2 - Потенциалы взаимодействия электрон-электронной пары при $\delta = 10$

2.2 Эффективный потенциал взаимодействия зарядов с атомами плотной квазиклассической плазмы

В работе [58, p.092702] был получен поляризационный потенциал взаимодействия (1.8) между электроном и атомом, учитывающий статическую экранировку Дебая-Хюккеля и эффект дифракции.

На основе потенциала (1.8) также можно построить модель, учитывающую динамическую экранировку. Тогда [211-214]:

$$\Phi_{ea}^{dyn}(r) = -\frac{e^2\alpha_p}{2r^4C_{ea}^2}\left[e^{-B_{ea}r}(1+B_{ea}r) - e^{-A_{ea}r}(1+A_{ea}r)\right]^2, \qquad (2.4)$$

где $A_{ea}^2 = (1+C_{ea})/(2\lambda_{ea}^2)$, $B_{ea}^2 = (1-C_{ea})/(2\lambda_{ea}^2)$, $C_{ea}^2 = (1-4\lambda_{ea}^2/r_o^2)$, $r_o = r_D\left(1+\upsilon^2/\upsilon_{Th}^2\right)^{1/2}$. Для атома водорода значение дипольной поляризуемости $\alpha_p = 4.5a_B^3$ [215-217].Тогда поляризационный потенциал (2.4) с учетом динамической экранировки в безразмерном виде перепишется как:

$$\beta\Phi_{ea}^{dyn}(R) = -\frac{\Gamma r_s\bar{\alpha}_p}{2R^4C_{ea}^2}\left[e^{-B_{ea}R}(1+B_{ea}R) - e^{-A_{ea}R}(1+A_{ea}R)\right]^2, \qquad (2.5)$$

где $A_{ea}^2 = (1+C_{ea})/(\Gamma r_s/\pi)$, $B_{ea}^2 = (1-C_{ea})/(\Gamma r_s/\pi)$, $C_{ea}^2 = 1-12\Gamma^2/\left[\pi r_s\left(1+\delta^2\right)\right]$, $\bar{\alpha}_p = 4.5$.

Поляризационный неэкранированный потенциал взаимодействия электрона с атомом [218] имеет следующий вид:

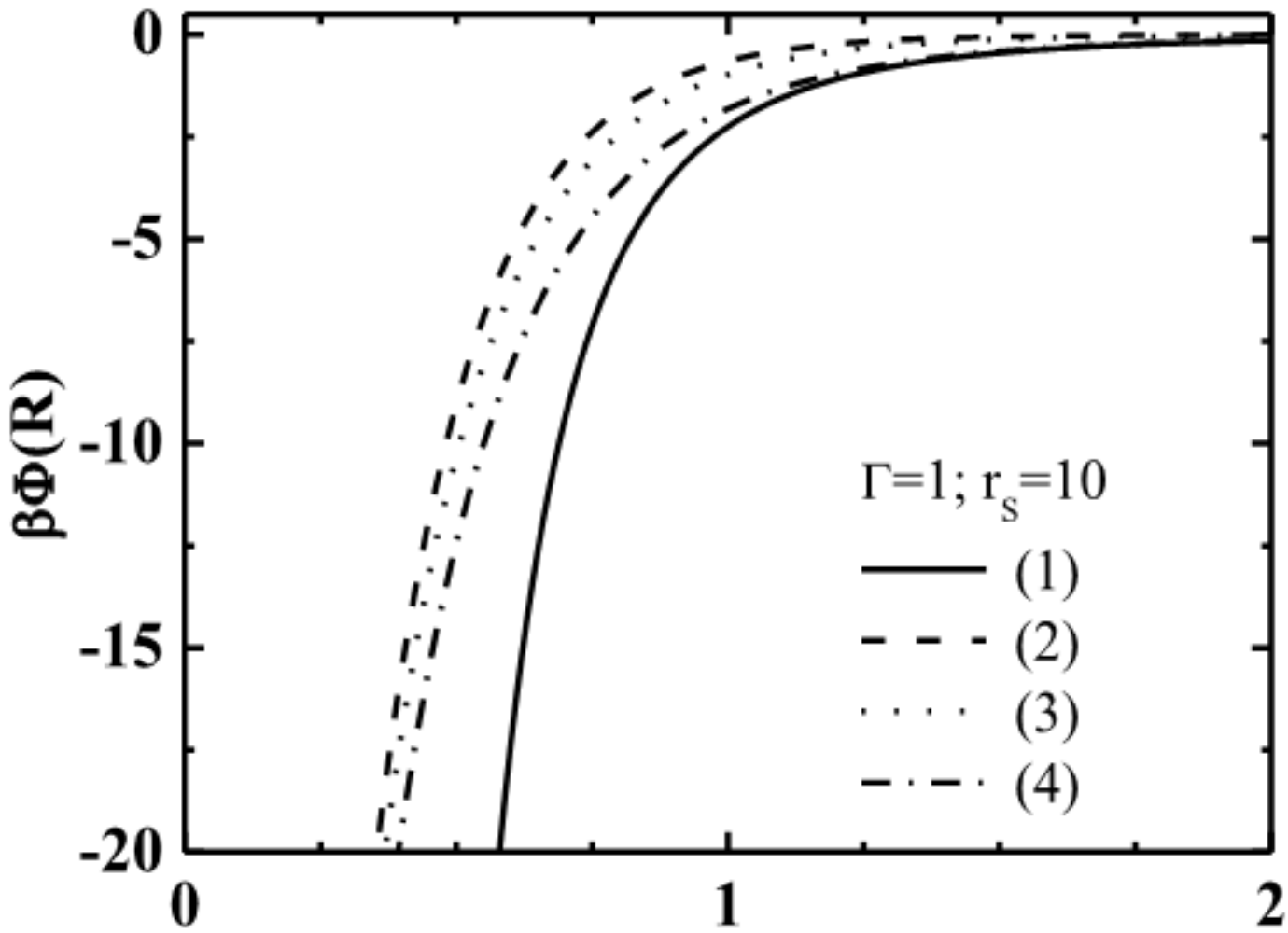
$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{e^2\alpha}{2r^4}. \qquad (2.6)$$

Тогда безразмерный вид потенциала (2.6) будет:

$$\beta\Phi_{ea}(r) = -\frac{4.5\Gamma r_s}{2R^4}. \qquad (2.7)$$

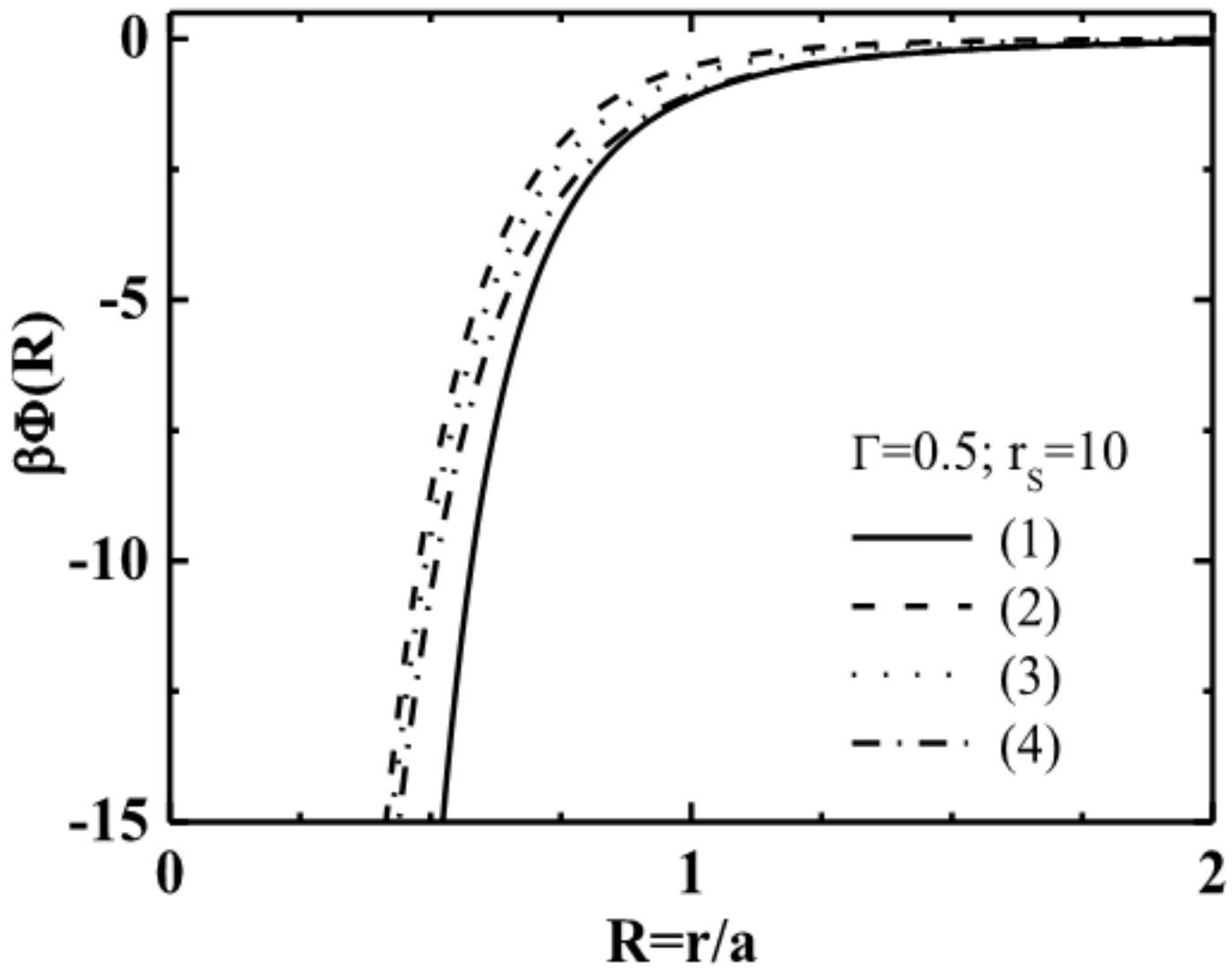
На рисунках 2.3 и 2.4 приведены потенциалы (1.8), (2.4) и (2.6), как видно из этих рисунков потенциал (2.4) при скорости налетающей частицы порядка тепловой близок к потенциалу со статической экранировкой (1.8). При увеличении скорости наблюдается уменьшение экранировки и динамический потенциал (2.4) на больших расстояниях совпадает с неэкранированным потенциалом (2.6), в то время как на малых вследствие учета эффекта дифракции идет ближе к потенциалу (1.8). При этом, как и ранее в работах [58, p.092702; 208, p.288], отмечается, что разница между потенциалами

увеличивается с ростом параметра связи, что видно из сравнения рисунков 2.3 и 2.4 между собой.



1 – потенциал (2.6);
2 – потенциал (1.8);
3 – потенциал (2.4), при $\delta = 1$;
4 – потенциал (2.4), при $\delta = 10$

Рисунок 2.3 – Потенциалы взаимодействия электрона с атомом водорода



1 – потенциал (2.6);
2 – потенциал (1.8);
3 – потенциал (2.4), при $\delta = 1$;
4 – потенциал (2.4), при $\delta = 10$

Рисунок 2.4 – Потенциалы взаимодействия электрона с атомом водорода

Следует отметить, что эффективные потенциалы (2.2) и (2.4) всегда имеют вещественное значение, даже если $C_{\alpha\beta}^2 < 0$. Легко показать путем перезаписи $\sqrt{1-4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_o^2} = \sqrt{-1}\sqrt{4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_o^2 - 1}$ и после алгебраических преобразований, что в этом случае эффективные потенциалы (2.2) и (2.4) преобразуются [211] в:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{2Z_\alpha Z_\beta e^2}{r\sqrt{C_{\alpha\beta}^*}} e^{-K_{\alpha\beta} r} \sin\left(M_{\alpha\beta} r\right), \tag{2.8}$$

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{2\alpha_p e^2}{r^4 C_{ea}^*} \frac{e^{-2K_{ea} r}\left[\left(1+K_{ea} r\right)^2 + \left(M_{ea} r\right)^2\right]}{\sin^{-2}\left(M_{ea} r - \arctan\dfrac{M_{ea} r}{1+K_{ea} r}\right)}, \tag{2.9}$$

где $K_{\alpha\beta}=\sqrt{2\lambda_{\alpha\beta}/r_o+1}\Big/\left(2\lambda_{\alpha\beta}\right)$; $M_{\alpha\beta}=\sqrt{2\lambda_{\alpha\beta}/r_o-1}\Big/\left(2\lambda_{\alpha\beta}\right)$; $C^*_{\alpha\beta}=\left(4\lambda^2_{\alpha\beta}/r^2_o\right)-1$.

Если $1-4\lambda^2_{\alpha\beta}/r^2_o=0$, что эквивалентно условию $2\lambda_{\alpha\beta}/r_o=1$, эффективные потенциалы взаимодействия (2.8) и (2.9) преобразуются [211, p.486] в (2.10), (2.11), соответственно:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r)=\frac{2Z_\alpha Z_\beta e^2}{\lambda_{\alpha\beta}\sqrt{2}}e^{-r\Big/\left(\lambda_{\alpha\beta}\sqrt{2}\right)}, \tag{2.10}$$

$$\Phi_{ea}(r)=-\frac{\alpha_p e^2}{8\lambda^4_{ea}}e^{-\sqrt{2}r/\lambda_{ea}}. \tag{2.11}$$

3 СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

3.1 Сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы, полученные на основе метода Борна

Для исследования транспортных свойств плотной квазиклассической плазмы необходимо знание сечений рассеяния сталкивающихся частиц. Сечения рассеяния служат для оценки вероятности рассеяния частицы. В зависимости от состояния системы взаимодействующих частиц, применяют либо классическое, либо квантовомеханическое описание. В квантовомеханическом описании тоже используются различные приближения. Так называемое Борновское приближение [219] используется в том случае, если влияние рассеивающего центра можно считать незначительным, это условие выполняется при больших прицельных параметрах и/или больших скоростях налетающих частиц. В высокотемпературной плазме частицы обладают большой тепловой энергией и, соответственно, большим импульсом и скоростью. В таком случае, влияние рассеивающего центра может быть незначительным, что вписывается в рамки теории возмущений и возможно применение Борновского приближения. Условие применимости Борновского приближения выглядит следующим образом:

$$\left|\Phi\right| << \frac{\hbar\upsilon}{R} = \frac{\hbar^2}{mR^2}kR, \tag{3.1}$$

здесь Φ — порядок величины потенциала в основной области его существования; R — радиус действия поля $\Phi(r)$; υ — скорость налетающей частицы. m — масса налетающей частицы; k — волновое число частицы.

Из этого условия видно, что энергия налетающей частицы должна быть намного больше потенциального поля рассеивающего центра в области его действия. Это соответствует тому, что в импульсном пространстве изменение импульса частицы будет незначительным.

В случае плотной квазиклассической полностью ионизованной плазмы для расчета дифференциальных, полных и транспортных сечений рассеяния частиц плазмы было выбрано Борновское приближение, поскольку такая плазма наблюдается при больших температурах.

3.1.1 Дифференциальные сечения рассеяния

Формула расчета дифференциального сечения рассеяния в приближении Борна выглядит следующим образом [220-221]:

$$\frac{dQ_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{4\pi m_{\alpha\beta}^2}{\hbar^4}\left|\int \Phi_{\alpha\beta}(r)e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{r}}d\vec{r}\right|^2, \tag{3.2}$$

где $\Phi_{\alpha\beta}(r)$ – потенциал взаимодействия сталкивающейся пары частиц, $\vec{k}$ и $\vec{k}_0$ – волновые векторы налетающей частицы после и до столкновения, при упругом рассеянии $k = k_0$, $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ — элемент телесного угла, в пределах которого происходит рассеяние, θ – угол рассеяния, который для упругого рассеяния связан с волновыми векторами следующим соотношением $\left|\vec{k} - \vec{k}_0\right| = q = 2k\ sin\frac{\theta}{2} = \sqrt{2k^2\left[1-\cos(\theta)\right]}$.

С учетом обменного эффекты во взаимодействий типа электрон-электрон перепишем (3.2) как [222]:

$$\frac{dQ_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{m_{\alpha\beta}^2}{4\pi^2\hbar^4}\left[\left|\Phi_{\alpha\beta}(q)\right|^2 - \frac{\delta_{\alpha\beta}}{2}\left|\Phi_{\alpha\beta}(q)\Phi_{\alpha\beta}(q')\right|\right], \tag{3.3}$$

где $q' = \sqrt{2k^2\left[1+\cos(\theta)\right]}$, $\Phi_{\alpha\beta}(q)$ – Фурье образ потенциала взаимодействия сталкивающейся пары частиц, $\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} \alpha = \beta, 1 \\ \alpha \neq \beta, 0 \end{cases}$ – Дельта Кронекера. Обменный эффект учитывается только в электрон-электронном взаимодействии частиц, который описывается последним членом в уравнении (3.3).

Для потенциала Кулона вычисление дифференциального сечения рассеяния электронов на заряженных частицах в приближении Борна дает нам следующие формулы:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{m_e^2 Z^2 e^4}{\left(\hbar k\right)^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2}. \tag{3.4}$$

$$\frac{dQ_{ee}}{d\Omega} = \frac{m_e^2 e^4\left[1+3\cos(\theta)\right]}{8\left(\hbar k\right)^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2\left(1+\cos(\theta)\right)}. \tag{3.5}$$

Здесь θ – это угол рассеяния, $p = \hbar k$ – импульс налетающей частицы. В безразмерном виде (3.4) и (3.5) перепишутся как:

$$\frac{d\bar{Q}_{ei}}{d\Omega} = \frac{Z^2}{\bar{k}^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2}, \tag{3.6}$$

$$\frac{d\bar{Q}_{ee}}{d\Omega} = \frac{1+3\cos(\theta)}{8\bar{k}^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2\left(1+\cos(\theta)\right)}, \tag{3.7}$$

где $d\bar{Q}_{ei}/d\Omega = dQ_{ei}/\left(a_B^2 d\Omega\right)$, $\bar{k} = ka_B$.

Для случая потенциала Дебая–Хюккеля формулы дифференциального сечения электронов на заряженных частицах в приближении Борна имеют следующий вид:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{4m_e^2 Z^2 e^4}{\hbar^4\left[1/r_D^2 + 2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2}. \tag{3.8}$$

$$\frac{dQ_{ee}}{d\Omega} = \frac{m_e^2 e^4\left[1/r_D^2 + 2k^2\left(1+3\cos(\theta)\right)\right]}{2\hbar^4\left[1/r_D^2 + 2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2\left[1/r_D^2 + 2k^2\left(1+\cos(\theta)\right)\right]}. \tag{3.9}$$

Здесь θ – это угол рассеяния, $\hbar$ – постоянная Планка. В безразмерном виде (3.8) и (3.9) перепишутся как:

$$\frac{d\bar{Q}_{ei}}{d\Omega} = \frac{4Z^2}{\left[1/\bar{r}_D^2 + 2\bar{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2}. \tag{3.10}$$

$$\frac{d\bar{Q}_{ee}}{d\Omega} = \frac{\left[1/\bar{r}_D^2 + 2\bar{k}^2\left(1+3\cos(\theta)\right)\right]}{2\left[1/\bar{r}_D^2 + 2\bar{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2\left[1/\bar{r}_D^2 + 2\bar{k}^2\left(1+\cos(\theta)\right)\right]}, \tag{3.11}$$

где $\bar{r}_D = r_D a_B^{-1} = r_s/\sqrt{6\Gamma}$. Если сравнить выражения (3.6), (3.7) и (3.10), (3.11) видно, что в пределе $\theta \to 0$ сечение для потенциала Кулона расходится, а для потенциала Дебая–Хюккеля расхождение снимается. Для случая потенциала Дойча формулы дифференциального сечения электронов на заряженных частицах в приближении Борна имеют следующий вид:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega} = \frac{m_e^2 Z^2 e^4}{\hbar^4 k^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2\left[1+2\lambda_{ei}^2 k^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2}. \tag{3.12}$$

$$\frac{dQ_{ee}}{d\Omega} = \frac{m_e^2 e^4\left[\dfrac{1+2\lambda_{ee}^2 k^2\left(1+\cos(\theta)\right)+3\cos(\theta)\left(1+4\lambda_{ee}^2 k^2\right)}{\left[1+2\lambda_{ee}^2 k^2\left(1+\cos(\theta)\right)\right]}\right]}{8\hbar^4 k^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2\left(1+\cos(\theta)\right)\left[1+2\lambda_{ee}^2 k^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2}. \tag{3.13}$$

В безразмерном виде (3.12) и (3.13) перепишутся как:

$$\frac{d\bar{Q}_{ei}}{d\Omega}=\frac{Z^2}{\bar{k}^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2\left[1+2\bar{\lambda}_{ei}^2\bar{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2}. \tag{3.14}$$

$$\frac{d\bar{Q}_{ee}}{d\Omega}=\frac{\left[\dfrac{1+2\bar{\lambda}_{ee}^2\bar{k}^2\left(1+\cos(\theta)\right)+3\cos(\theta)\left(1+4\bar{\lambda}_{ee}^2\bar{k}^2\right)}{\left[1+2\bar{\lambda}_{ee}^2\bar{k}^2\left(1+\cos(\theta)\right)\right]}\right]}{8\bar{k}^4\left(1-\cos(\theta)\right)^2\left(1+\cos(\theta)\right)\left[1+2\bar{\lambda}_{ee}^2\bar{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)\right]^2}, \tag{3.15}$$

где $\bar{\lambda}_{ei}=\lambda_{ei}a_B^{-1}=\sqrt{\Gamma r_s/2\pi}$, $\bar{\lambda}_{ee}=\lambda_{ee}a_B^{-1}=\sqrt{\Gamma r_s/\pi}$. В рамках модели (1.4), учитывающей как статическую экранировку, так и эффект дифракции в работах [33, p.103; 35, p.202] были исследованы столкновительные и транспортные свойства квазиклассической плотной плазмы. На основе эффективного потенциала (1.4) были получены формула для дифференциальных сечений рассеяния электронов на заряженных частицах, которые можно переписать в размерном виде как:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega}=\frac{4m_e^2Z^2e^4}{\hbar^4\left[1/r_D^2+2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ei}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}, \tag{3.16}$$

$$\frac{dQ_{ee}}{d\Omega}=\frac{m_e^2e^4\left[2-\dfrac{1/r_D^2+2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2}{1/r_D^2+2k^2\left(1+\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ee}^2\left(1+\cos(\theta)\right)^2}\right]}{2\hbar^4\left[1/r_D^2+2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}. \tag{3.17}$$

В безразмерном виде (3.16) и (3.17) перепишутся как:

$$\frac{d\bar{Q}_{ei}}{d\Omega}=\frac{4Z^2}{\left[1/\bar{r}_D^2+2\bar{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4\bar{k}^4\bar{\lambda}_{ei}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}, \tag{3.18}$$

$$\frac{d\bar{Q}_{ee}}{d\Omega}=\frac{\left[2-\dfrac{1/\bar{r}_D^2+2\bar{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4\bar{k}^4\bar{\lambda}_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2}{1/\bar{r}_D^2+2\bar{k}^2\left(1+\cos(\theta)\right)+4\bar{k}^4\bar{\lambda}_{ee}^2\left(1+\cos(\theta)\right)^2}\right]}{2\left[1/\bar{r}_D^2+2\bar{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4\bar{k}^4\bar{\lambda}_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}. \tag{3.19}$$

После использования метода Борна для расчета дифференциального сечения рассеяния электронов на заряженных частицах в рамках динамической модели взаимодействия (2.2) были получены следующие формулы для дифференциального сечения рассеяния:

$$\frac{dQ_{ei}}{d\Omega}=\frac{4m_e^2Z^2e^4}{\hbar^4\left[1/r_o^2+2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ei}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}, \tag{3.20}$$

$$\frac{dQ_{ee}}{d\Omega}=\frac{m_e^2e^4\left[2-\dfrac{1/r_o^2+2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2}{1/r_o^2+2k^2\left(1+\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ee}^2\left(1+\cos(\theta)\right)^2}\right]}{2\hbar^4\left[1/r_o^2+2k^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4k^4\lambda_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}. \tag{3.21}$$

В безразмерном виде формулы (3.20) и (3.21) перепишутся как:

$$\frac{d\overline{Q}_{ei}}{d\Omega}=\frac{4Z^2}{\left[1/\overline{r}_0^2+2\overline{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4\overline{k}^4\overline{\lambda}_{ei}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}, \tag{3.22}$$

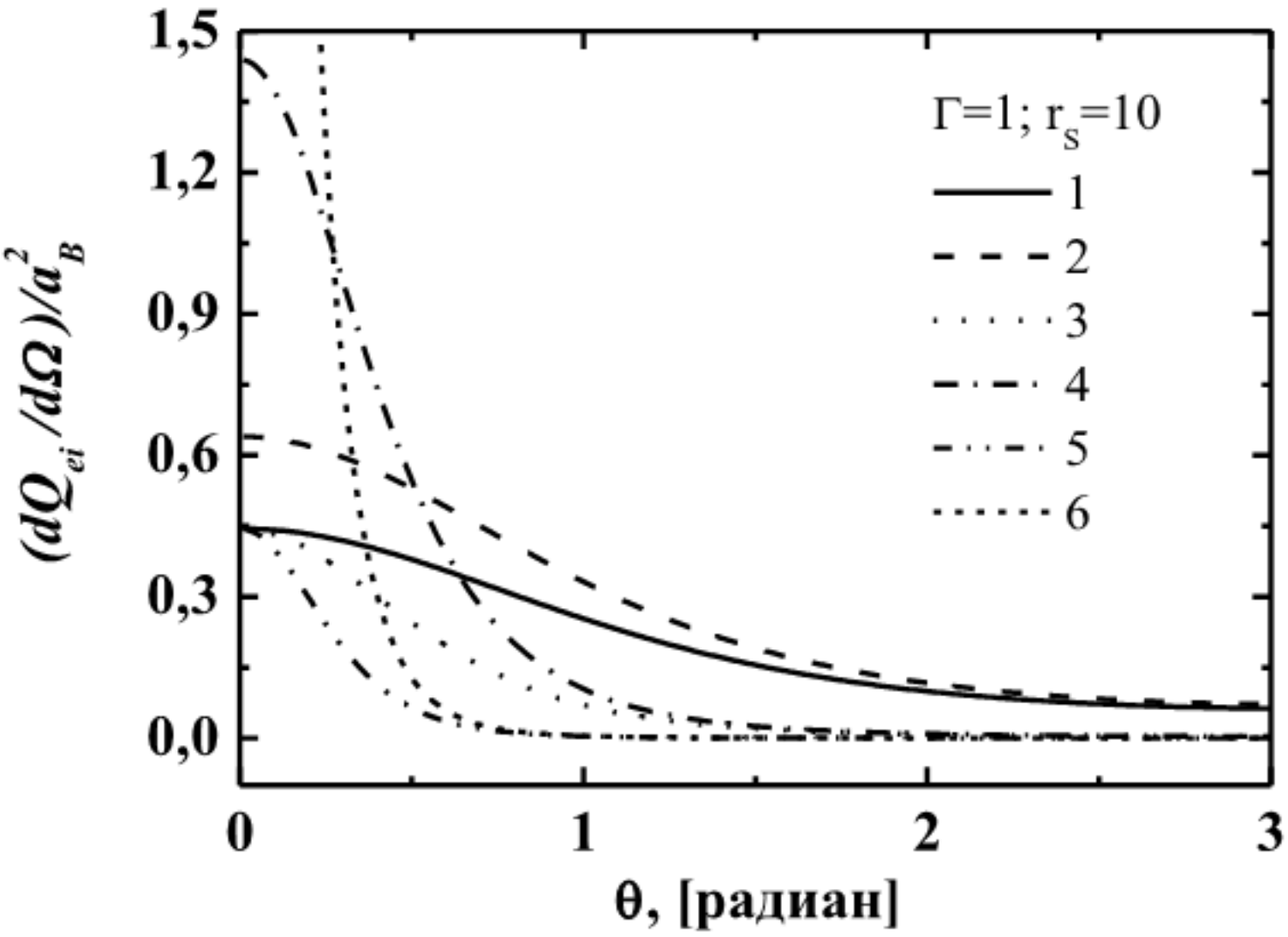
$$\frac{d\overline{Q}_{ee}}{d\Omega}=\frac{\left[2-\dfrac{1/\overline{r}_0^2+2\overline{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4\overline{k}^4\overline{\lambda}_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2}{1/\overline{r}_o^2+2\overline{k}^2\left(1+\cos(\theta)\right)+4\overline{k}^4\overline{\lambda}_{ee}^2\left(1+\cos(\theta)\right)^2}\right]}{2\left[1/\overline{r}_o^2+2\overline{k}^2\left(1-\cos(\theta)\right)+4\overline{k}^4\overline{\lambda}_{ee}^2\left(1-\cos(\theta)\right)^2\right]^2}. \tag{3.23}$$

где $\overline{r}_o=r_oa_B^{-1}=r_s\left[1+\left(\upsilon^2/\upsilon_{Th}^2\right)\right]^{1/2}\Big/\sqrt{6\Gamma}$, отношение квадрата скорости налетающей частицы к квадрату тепловой. Выражено через параметры связи, плотности и безразмерный волновой вектор, который определяет величину скорости налетающей частицы: $\left(\upsilon^2/\upsilon_{Th}^2\right)=\Gamma r_s\overline{k}^2$.

На рисунке 3.1 приведены сечения рассеяния, рассчитанные по формулам (3.16) и (3.20) при разных значениях волнового вектора. Как видно из этого рисунка, сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (1.4), имеет одно и то же конечное значение при угле рассеяния равном нулю, так как экранировка в рамках модели (1.4) не зависит от скорости (импульса) налетающей частицы. Между тем дифференциальное сечение рассеяния, полученное на основе динамического потенциала (2.2), на малых углах рассеяния имеет конечное значение, зависящее от скорости налетающей частицы, т.е. k. Чем больше волновой вектор, тем, естественно быстрее убывает сечение с ростом угла рассеяния, а конечное значение при малых θ становится больше, что связано с ослаблением экранировки. Из сравнения рисунков 3.2 и 3.3 видно, что при малых скоростях сталкивающихся частиц на малых углах рассеяния сечение рассеяния имеет конечное значение, зависящее от энергии налетающей частицы, а при больших углах стремится к данным на основе потенциала (3.16). При увеличении скорости частиц результаты по

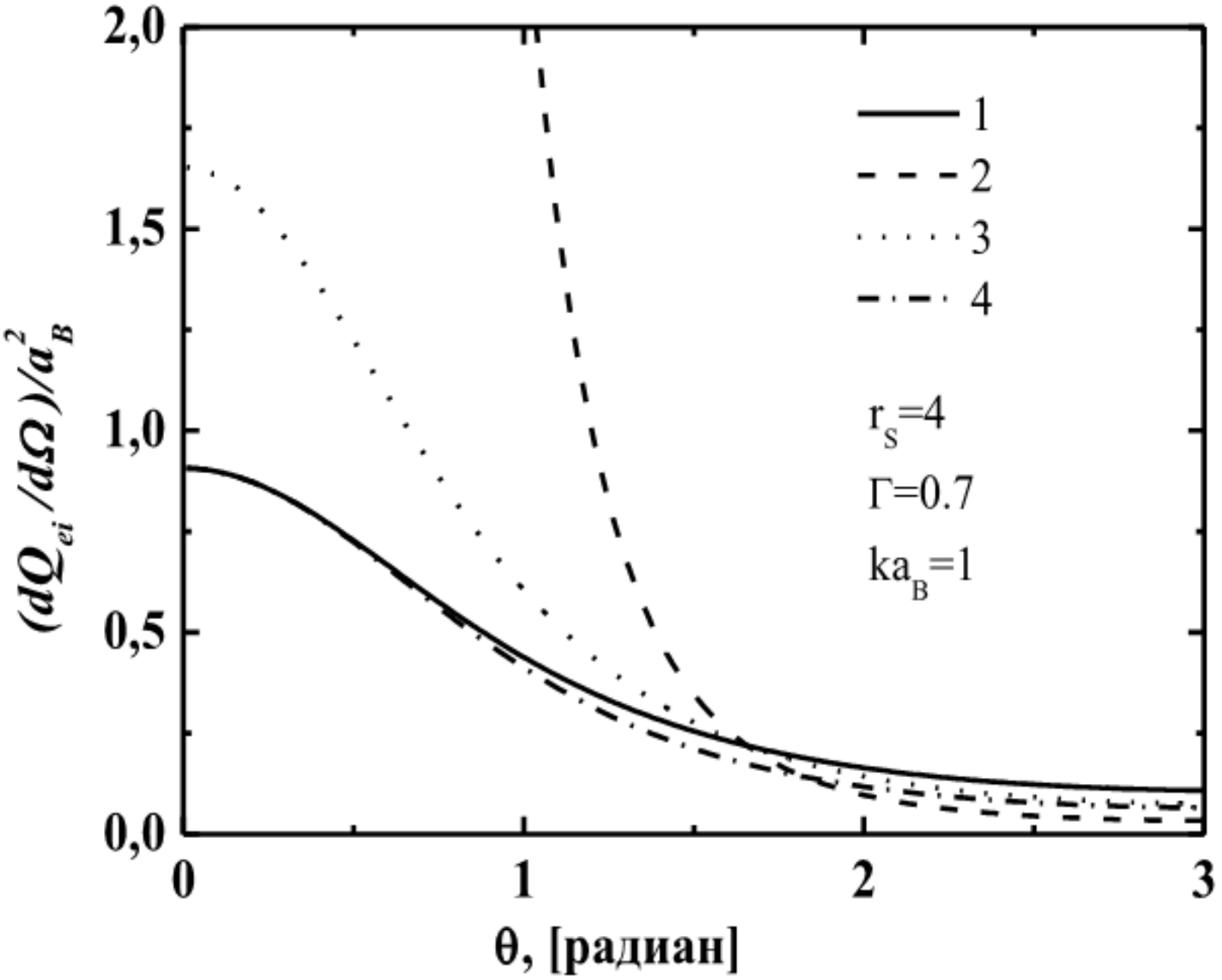
динамическому потенциалу близки к данным, полученным на основе потенциала Дойча.

Как уже отмечалось, метод Борна справедлив, когда влияние рассеивающего центра является малым, т.е. при рассеянии на малые углы, которое может иметь место либо при больших прицельных параметрах либо, когда относительная скорость налетающей частицы высока. Таким образом, можно сказать, что в случае больших скоростей результаты, полученные на основе метода Борна, являются более точными, чем при малых скоростях.



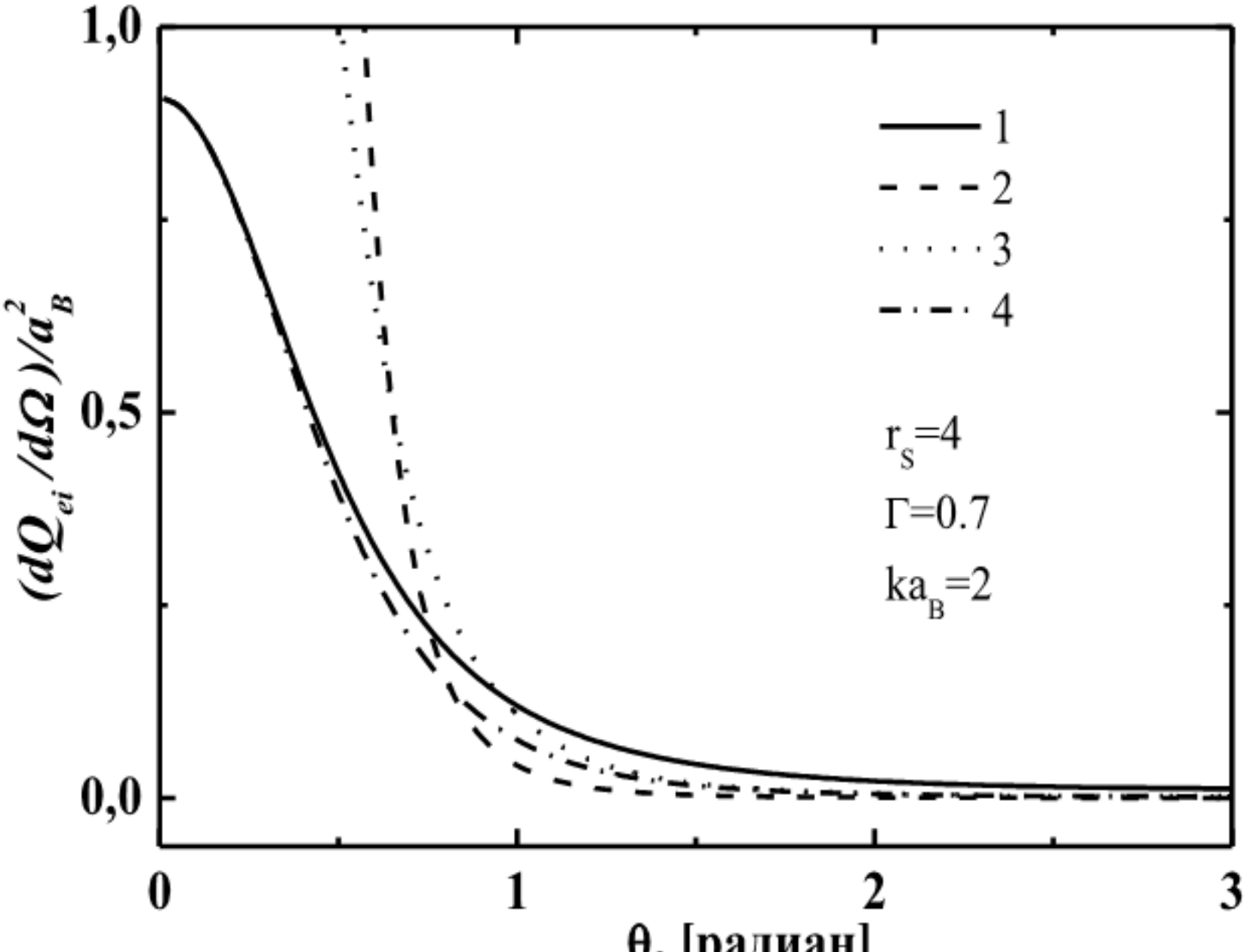
1 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (1.4), $\bar{k}$=0.1,
2 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (2.2), $\bar{k}$=0.1,
3 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (1.4), $\bar{k}$=0.2,
4 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (2.2), $\bar{k}$=0.2,
5 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (1.4), $\bar{k}$=0.4,
6 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (2.2), $\bar{k}$=0.4.

Рисунок 3.1 – Дифференциальное сечение рассеяния электрона на ионе



1 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала Дебая–Хюккеля
2 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала Дойча
3 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (2.2)
4 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (1.4)

Рисунок 3.2 – Дифференциальное сечение рассеяния электрона на ионе



1 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала Дебая–Хюккеля
2 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала Дойча
3 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (2.2)
4 – сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (1.4)

Рисунок 3.3 – Дифференциальное сечение рассеяния электрона на ионе

3.1.2 Полные сечения рассеяния

Для того, чтобы узнать полную вероятность рассеяния частиц по всем углам рассеяния, необходимо проинтегрировать дифференциальное сечение рассеяния по углам. Обычно полное сечение рассеяния представляется в виде зависимости от кинетической энергии налетающей частицы.

Полное сечение рассеяния определяется по следующей формуле:

$$Q^F = 2\pi \int_0^{\pi} d\sigma(\theta) \sin\theta d\theta \,. \tag{3.24}$$

Для электрон–ионной пары вычислим полные сечение рассеяния, дифференциальные сечения описаны формулой (3.16) для модели (1.4). После интегрирования выражения (3.24) получается следующая формула для полного сечения рассеяния как функция от волнового вектора налетающей частицы, т.е. ее кинетической энергии:

$$Q_{ei}^F(k) = \frac{8\pi}{C}\left(\frac{me^2}{\hbar^2}\right)^2 \left[\frac{\ln\left(\frac{B(A+4k^2)}{A(B+4k^2)}\right)}{k^2(A-B)} + \frac{2}{A(A+4k^2)} + \frac{2}{B(B+4k^2)} \right], \tag{3.25}$$

здесь $A = \sqrt{\frac{1-C}{2\lambda_{ei}^2}}$, $B = \sqrt{\frac{1+C}{2\lambda_{ei}^2}}$ и $C = \sqrt{1-\frac{4\lambda_{ei}^2}{r_D^2}}$. В безразмерном виде (3.25) перепишется как:

$$\frac{Q_{ei}^F(\Gamma, r_S, k)}{a^2} = \frac{8\pi {r_S}^2}{C} \left[\frac{\ln\left(\frac{B(A+4k^2)}{A(B+4k^2)}\right)}{k^2(A-B)} + \frac{2}{A(A+4k^2)} + \frac{2}{B(B+4k^2)} \right], \tag{3.26}$$

где $C = \sqrt{1-12\Gamma^2/\pi r_S}$, $A = \sqrt{(1-C)\pi r_S/2\Gamma}$ и $B = \sqrt{(1+C)\pi r_S/2\Gamma}$.

После использования выражения (3.20) для расчета дифференциального сечения рассеяния электронов на заряженных частицах в рамках динамической модели взаимодействия (2.2) была получена следующая формула для полного сечения рассеяния:

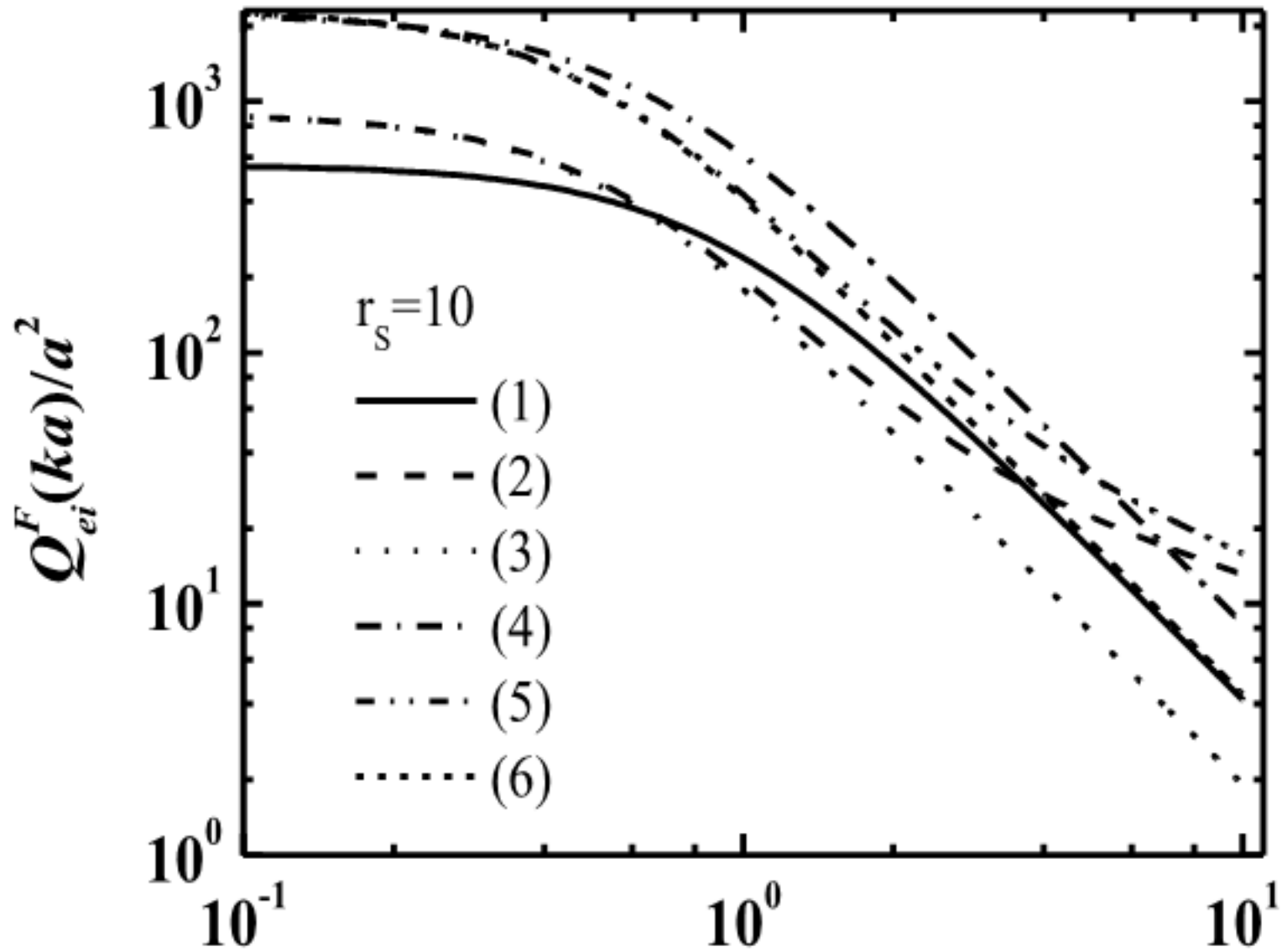
$$Q_{ei}^F(k) = \frac{8\pi}{C}\left(\frac{me^2}{\hbar^2}\right)^2 \left[\frac{\ln\left(\frac{B(A+4k^2)}{A(B+4k^2)}\right)}{k^2(A-B)} + \frac{2}{A(A+4k^2)} + \frac{2}{B(B+4k^2)} \right], \tag{3.27}$$

здесь $A=\sqrt{\frac{1-C}{2\lambda_{ei}^2}}$, $B=\sqrt{\frac{1+C}{2\lambda_{ei}^2}}$ и $C=\sqrt{1-\frac{4\lambda_{ei}^2}{r_D^2\left(1+\frac{\upsilon^2}{\upsilon_{Th}^2}\right)}}$. В безразмерном виде (3.27) перепишется как:

$$\frac{Q_{ei}^F(\Gamma,r_S,k)}{a^2}=\frac{8\pi r_S^{\,2}}{C}\left[\frac{\ln\left(\frac{B(A+4k^2)}{A(B+4k^2)}\right)}{k^2(A-B)}+\frac{2}{A(A+4k^2)}+\frac{2}{B(B+4k^2)}\right], \qquad (3.28)$$

где $C=\sqrt{1-12\Gamma^2\Big/\pi r_S\left(1+\frac{\Gamma}{r_S}k^2\right)}$, $A=\sqrt{(1-C)\pi r_S/2\Gamma}$ и $B=\sqrt{(1+C)\pi r_S/2\Gamma}$.

На рисунке 3.4 – 3.5 приведены полные сечения рассеяния, рассчитанные по формулам (3.26) и (3.28) при разных значениях параметра связи и параметра плотности. Как видно из этих рисунков, полное сечение рассеяния, полученное на основе потенциала (2.2), при малых скоростях налетающих частиц стремится к полному сечению рассеянию, полученному на основе потенциала (1.4). Однако, с увеличением волнового вектора видим, что уменьшением роли экранировки в динамической модели (2.2) ведет к отклонению полного сечения рассеяния выше данных, полученных на основе статической модели (1.4).



1 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккеля $\Gamma = 1$

2 – полученное на основе потенциала (2.2) $\Gamma = 1$

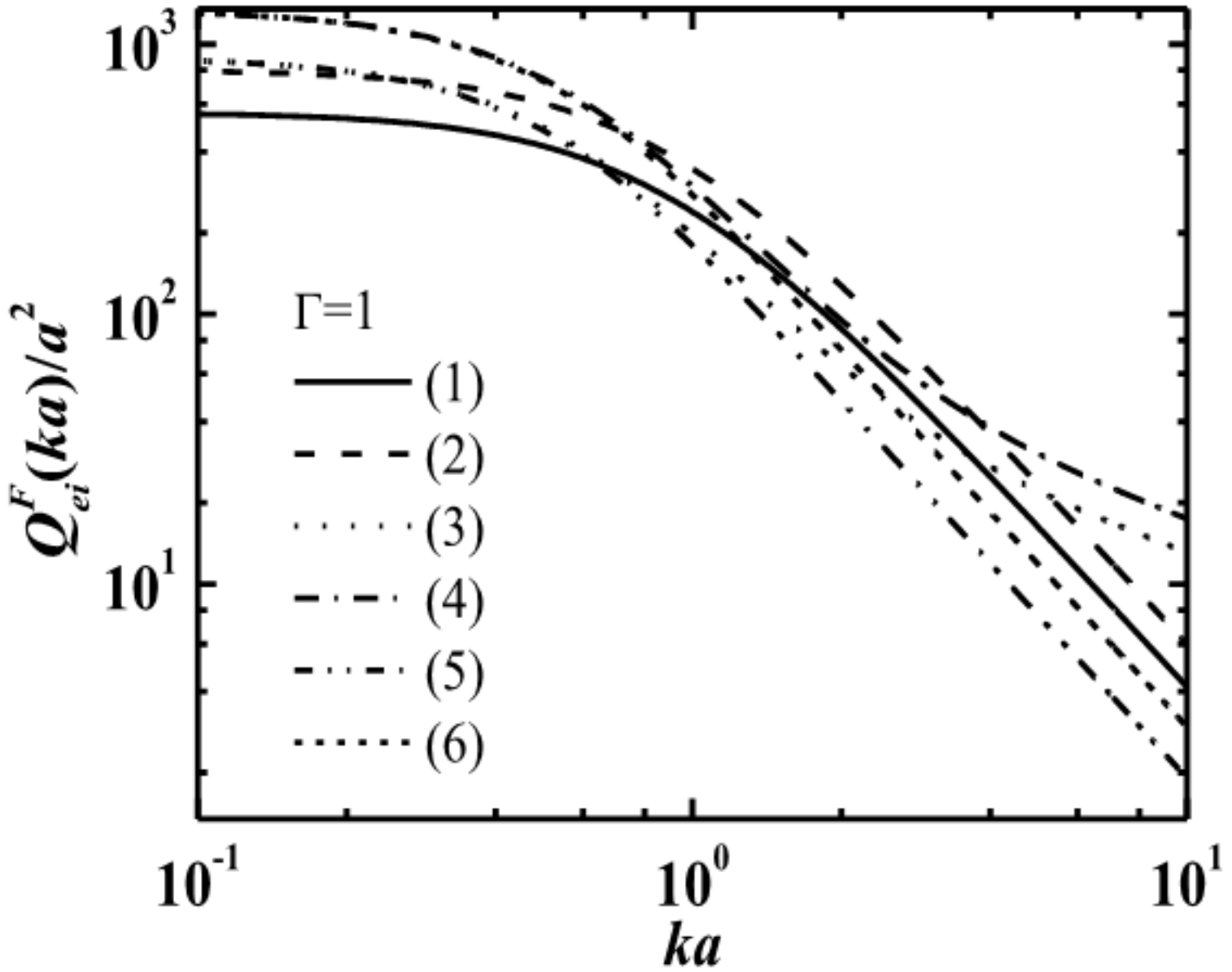
3 – полученное на основе потенциала (1.4) $\Gamma = 1$

4 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккел $\Gamma = 0.5$

5 – полученное на основе потенциала (2.2) $\Gamma = 0.5$

6 – полученное на основе потенциала (1.4) $\Gamma = 0.5$

Рисунок 3.4 – Полное сечение рассеяния электрона на ионе



1 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккеля $r_s = 10$

2 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккел $r_s = 12$

3 – полученное на основе потенциала (2.2) $r_s = 10$

4 – полученное на основе потенциала (2.2) $r_s = 12$

5 – полученное на основе потенциала (1.4) $r_s = 10$

6 – полученное на основе потенциала (1.4) $r_s = 12$

Рисунок 3.5 – Полное сечение рассеяния электрона на ионе

3.1.3 Транспортные сечения рассеяния

Для вычисления транспортных коэффициентов необходимо знать транспортные сечения рассеяния. Как известно, основной вклад в интеграле столкновений в случае плазмы вносят дальние столкновения, поэтому транспортное сечение рассеяния определяется следующим образом:

$$Q^T = 2\pi \int_0^{\pi} d\sigma(\theta) \sin\theta (1-\cos\theta) d\theta \,. \tag{3.29}$$

Транспортные сечения также были рассчитаны в Борновском приближении. Подстановка выражения (3.16) в формулу (3.29) и последующее интегрирование приводит к следующему выражению для транспортного сечения рассеяния:

$$Q_{ei}^T(k) = \frac{\pi}{2k^4}\left(\frac{me^2}{\hbar^2 C}\right)^2 \left[\frac{(A+B)}{A-B}\ln\left(\frac{A(B+4k^2)}{B(A+4k^2)}\right) + \frac{A}{A+4k^2} + \frac{B}{B+4k^2} - 2\right], \tag{3.30}$$

здесь $A = \sqrt{\dfrac{1-C}{2\lambda_{ei}^2}}$, $B = \sqrt{\dfrac{1+C}{2\lambda_{ei}^2}}$ и $C = \sqrt{1-\dfrac{4\lambda_{ei}^2}{r_D^2}}$.

В безразмерном виде выражение (3.30) выглядит следующим образом:

$$\frac{Q_{ei}^T(k)}{a^2} = \frac{\pi r_S^{\,2}}{2k^4 C^2}\left[\frac{(A+B)}{A-B}\ln\left(\frac{A(B+4k^2)}{B(A+4k^2)}\right) + \frac{A}{A+4k^2} + \frac{B}{B+4k^2} - 2\right], \tag{3.31}$$

где $C = \sqrt{1-12\Gamma^2/\pi r_S}$, $A = \sqrt{(1-C)\pi r_S/2\Gamma}$ и $B = \sqrt{(1+C)\pi r_S/2\Gamma}$.

После использования выражения (3.29) для расчета транспортного сечения рассеяния электронов на заряженных частицах в рамках динамической модели взаимодействия (2.2) была получена следующая формула для транспортного сечения рассеяния:

$$Q_{ei}^T(k) = \frac{\pi}{2k^4}\left(\frac{me^2}{\hbar^2 C}\right)^2 \left[\frac{(A+B)}{A-B}\ln\left(\frac{A(B+4k^2)}{B(A+4k^2)}\right) + \frac{A}{A+4k^2} + \frac{B}{B+4k^2} - 2\right], \tag{3.32}$$

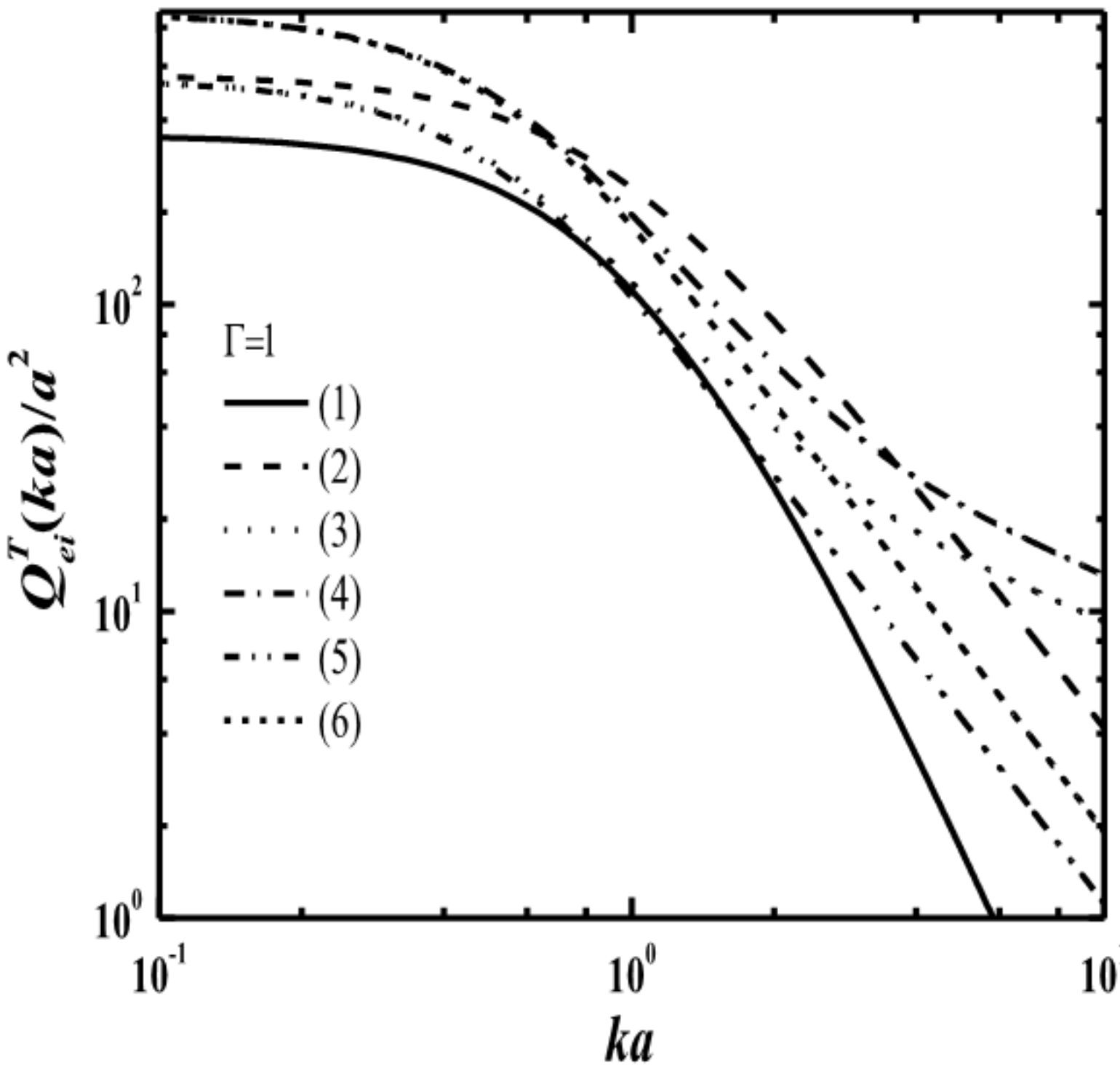
здесь $A = \sqrt{\dfrac{1-C}{2\lambda_{ei}^2}}$, $B = \sqrt{\dfrac{1+C}{2\lambda_{ei}^2}}$ и $C = \sqrt{1-\dfrac{4\lambda_{ei}^2}{r_D^2\left(1+\dfrac{\upsilon^2}{\upsilon_{Th}^2}\right)}}$.

В безразмерном виде (3.32) перепишется как:

$$\frac{Q_{ei}^{T}(k)}{a^2} = \frac{\pi r_S^{\,2}}{2k^4C^2}\left[\frac{(A+B)}{A-B}\ln\left(\frac{A(B+4k^2)}{B(A+4k^2)}\right)+\frac{A}{A+4k^2}+\frac{B}{B+4k^2}-2\right], \quad (3.33)$$

где $C=\sqrt{1-12\Gamma^2\Big/\pi r_S\left(1+\frac{\Gamma}{r_S}k^2\right)}$, $A=\sqrt{(1-C)\pi r_S/2\Gamma}$ и $B=\sqrt{(1+C)\pi r_S/2\Gamma}$.

Результаты расчетов транспортных сечений даны на рисунках 3.6 – 3.7. Здесь приведены транспортные сечения рассеяния, рассчитанные по формулам (3.31) и (3.33) при разных значениях параметра связи и параметра плотности. Как видно из этих рисунков, транспортные сечения рассеяния, полученные на основе потенциала (2.2), при малых скоростях налетающих частиц стремятся к транспортным сечениям рассеяния, полученным на основе потенциала (1.4).



1 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккеля $r_s = 8$

2 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккел $r_s = 10$

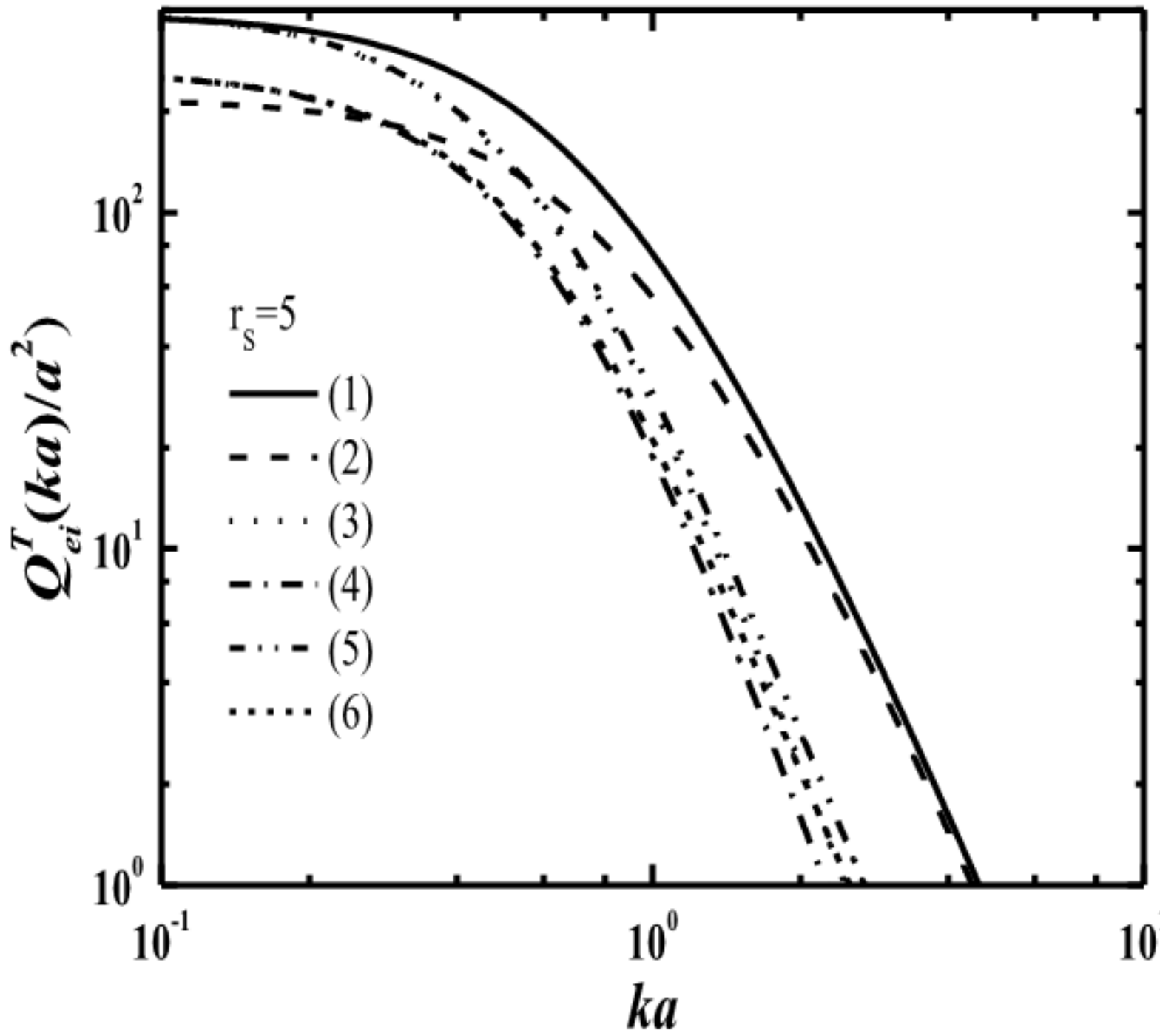
3 – полученное на основе потенциала (2.2) $r_s = 8$

4 – полученное на основе потенциала (2.2) $r_s = 10$

5 – полученное на основе потенциала (1.4) $r_s = 8$

6 – полученное на основе потенциала (1.4) $r_s = 10$

Рисунок 3.6 – Транспортное сечение рассеяния электрона на ионе



1 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккеля $\Gamma = 0.6$
2 – полученное на основе потенциала Дебая–Хюккел $\Gamma = 0.8$
3 – полученное на основе потенциала (1.4) $\Gamma = 0.6$
4 – полученное на основе потенциала (1.4) $\Gamma = 0.8$
5 – полученное на основе потенциала (2.2) $\Gamma = 0.6$
6 – полученное на основе потенциала (2.2) $\Gamma = 0.8$

Рисунок 3.7 – Транспортное сечение рассеяния электрона на ионе

3.2 Сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы, полученные методом фазовых функций

3.2.1 Фазовые сдвиги и парциальные сечения рассеяния заряженных частиц

Известно, что для адекватного теоретического исследования процессов рассеяния частиц необходимо привлечь методы квантовой механики. В квантовой механике существуют как точные, так и приближенные подходы к описанию рассеяния, такие как квазиклассическое (Вентцеля - Крамерса - Брюллиэна (ВКБ) метод, приближение коротких волн) и Борновское приближения. В последнем случае предполагается, что рассеивающий центр является слабым возмущением для налетающей частицы и волновая функция может быть заменена плоской волной, такое предположение верно в случае высоких энергий сталкивающихся частиц. Метод ВКБ дает более точное решение, которое в области не слишком низких энергий и моментов налетающей частицы совпадает с точным квантовомеханическим решением. При низких энергиях налетающей частицы следует решать уравнение Шредингера с соответствующим потенциалом взаимодействия.

Перейдем теперь к описанию квантовомеханических методов исследования процессов рассеяния. Общий подход в вычислениях сечений рассеяния в квантовомеханическом описании заключается в анализе изменения волновой функции частицы после столкновения, если до столкновения она была известна.

Метод парциальных волн был предложен Факсеном и Хольцмарком и аналогичен подходу, развитому Рэлеем в классической теории рассеяния. Отправной точкой является уравнение Шрёдингера для частицы, рассеивающейся некоторым центральным полем с потенциалом $U(r) = 2m\Phi(r)/\hbar^2$ [223]:

$$\left[\Delta + k^2 - U(r)\right]\psi(r) = 0, \tag{3.34}$$

здесь k - модуль волнового вектора рассеивающейся частицы, Δ - оператор Лапласа. Решение этого уравнения ищется в виде

$$\psi(r) \to \exp(ikr) + \frac{\exp(ikr)}{r} f(\theta), \tag{3.35}$$

которое на больших расстояниях описывает падающую плоскую волну (распространяющуюся вдоль оси z) и расходящуюся сферическую волну; здесь θ - угол между направлениями рассеянной (k') и падающей волн (k). Так как потенциал $U(r)$ центрально симметричен, выражение (3.35) не зависит от азимутального угла φ в сферической системе координат. Величина $f(\theta)$,

имеющая размерность длины, получила название амплитуды рассеяния, дифференциальное сечение рассеяния равно:

$$dQ = \left|f(\theta)\right|^2 d\Omega = \left|f(\theta)\right|^2 \sin\theta d\theta d\varphi \qquad (3.36)$$

Проводя интегрирование (3.36) по углу φ, получим общую формулу для полного сечения рассеяния [224-227]:

$$Q^F(\mathrm{k}) = 2\pi \int \left|f(\theta)\right|^2 \sin\theta d\theta = 2\pi \int dQ(\theta)\sin\theta d\theta \qquad (3.37)$$

Решение уравнения Шредингера позволяет определить величину, количественно описывающую эффект рассеяния, так называемую фазу рассеяния $\delta_l(k)$ (фазовый сдвиг). Амплитуда рассеяния связана с фазовым сдвигом следующим соотношением:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_l (2l+1)\left[\exp(2i\delta_l) - 1\right] P_l(\cos\theta) \qquad (3.38)$$

Подставляя (3.38) в формулу (3.37), можно получить полное сечение рассеяния, выраженное через фазовые сдвиги [228-232]:

$$Q^F(\mathrm{k}) = \frac{4\pi}{k^2}\sum_l (2l+1)\sin^2\delta_l(k). \qquad (3.39)$$

Можно перейти от уравнения Шредингера к уравнению непосредственно для фазы рассеяния. Уравнение для нахождения фазовых функций $\delta_l(k,r)$ имеет вид [224, 228]:

$$\begin{cases} \dfrac{d\delta_l^{\alpha\beta}(k,r)}{dr} = -\dfrac{1}{k}U(r)\left[\cos\delta_l^{\alpha\beta}(k,r)\cdot j_l(kr) - \sin\delta_l^{\alpha\beta}(k,r)\cdot n_l(kr)\right]^2 \\ \delta_l^{\alpha\beta}(k,0) = 0 \end{cases}, \qquad (3.40)$$

здесь $j_l(kr)$ и $n_l(kr)$ - функции Риккатти – Бесселя. Фазовые сдвиги находятся из решения уравнения (3.40) для $\delta_l^{\alpha\beta}(k,r)$ на больших расстояниях:

$$\delta_l^{\alpha\beta}(k) = \lim_{r\to\infty}\delta_l^{\alpha\beta}(k,r). \qquad (3.41)$$

Уравнение (3.40) впервые было получено Друкаревым, Кинчем, Ольсоном и Калоджеро [233].

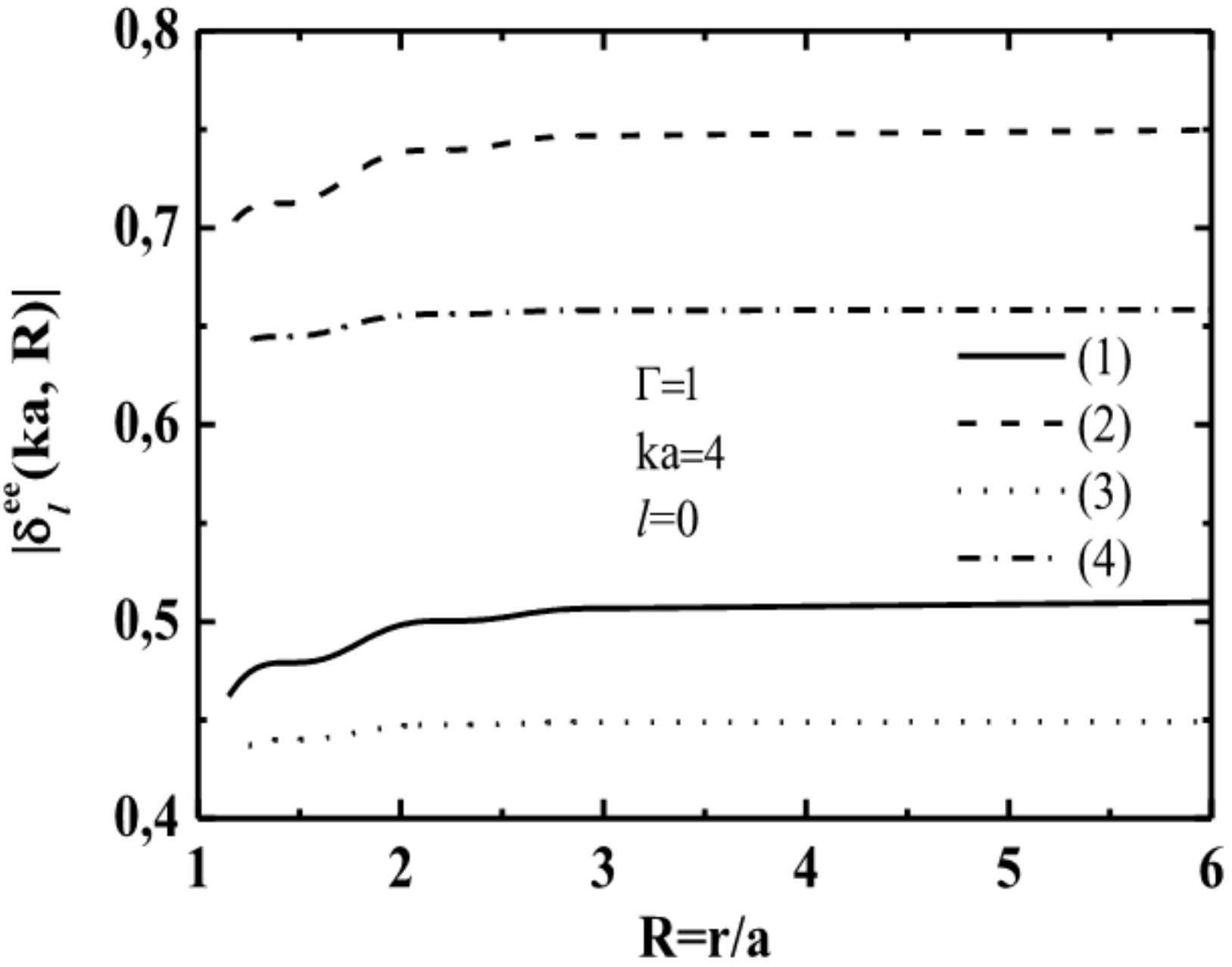
Дифференциальное сечение определяется фазовыми сдвигами следующим образом [213, 234]:

$$\frac{dQ(k,\theta)}{d\Omega}=\left|\frac{1}{k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)P_l(\cos\theta)e^{i\delta_l(k)}\sin\delta_l(k)\right|^2, \qquad (3.42)$$

здесь $P_l(\cos\theta)$ - полиномы Лежандра, θ - угол рассеяния.

Отметим, что хотя уравнение для фаз рассеяния эквивалентно уравнению Шредингера, оно имеет ряд преимуществ. Во-первых, функции Риккатти–Бесселя хорошо изучены, что позволяет использовать для исследования фазового уравнения развитую математическую базу. Следующим преимуществом метода фазовых функций является то, что решение фазового уравнения хоть и имеет свои определенные трудности, но все же проще решения уравнения Шредингера. Кроме того, заметно уменьшается количество операций и, следовательно, время счета.

В данном пункте на основе потенциалов (1.4) и (2.2) исследованы фазовые сдвиги рассеяния δ_l на основе уравнения Калоджеро. Уравнение (3.40) решалось численно методом Рунге - Кутта четвертого порядка. На рисунке 3.8 приведены зависимости фазовых функций электрон-электронного рассеяния, полученные в рамках моделей статического и динамического экранирования.

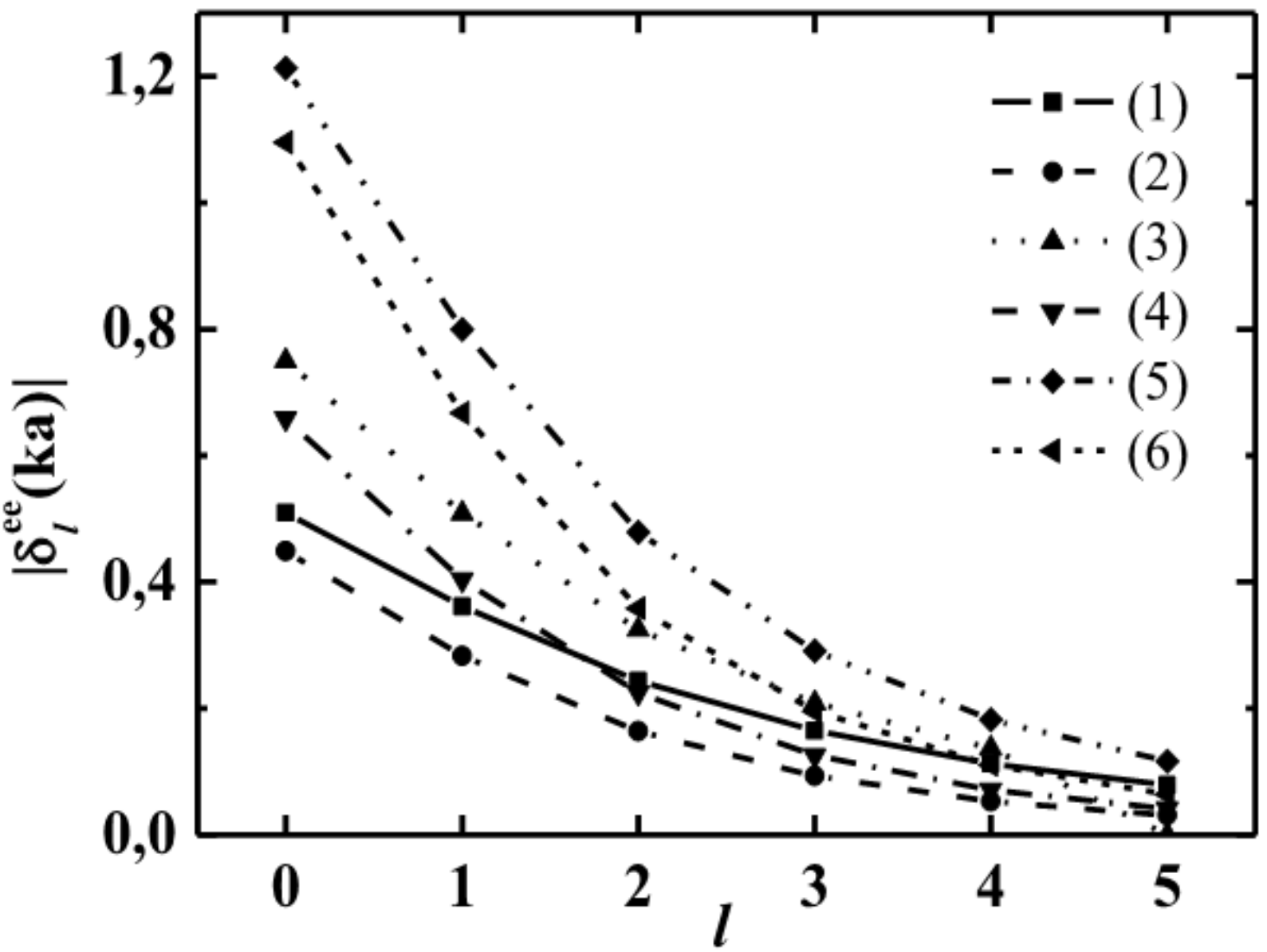


на основе динамического потенциала (2.2): 1) $r_s = 10$; 2) $r_s = 15$;
на основе статического потенциала (1.4): 3) $r_s = 10$; 4) $r_s = 15$

Рисунок 3.8 – Фазовые функции электрона при рассеянии на заряде, $\Gamma = 1$, $ka = 4$, $l = 0$

Как видно из этого рисунка, полученные фазовые функции демонстрируют должное асимптотическое поведение, на больших расстояниях они стремятся к некоторому стационарному значению, которое и представляет собой фазовый сдвиг. Фазовые сдвиги, полученные на основе динамического потенциала (2.2) больше фазовых сдвигов, полученных на основе статической модели (1.4), это логично, так как динамическая экранировка поля заряда слабее статической. Так же видно, что с увеличением r_s (плотность уменьшается) фазовые сдвиги растут, так как экранировка, как явление, сильнее проявляется в более плотной и холодной плазме.

Это же можно наблюдать и на рисунке 3.9, где представлены фазовые сдвиги в зависимости от орбитального квантового числа l. При этом с увеличением l они стремятся к нулю, что позволяет в дальнейшем ограничить вычисление полного сечения рассеяния, как суммы по l, некоторым $l_{\max}$.



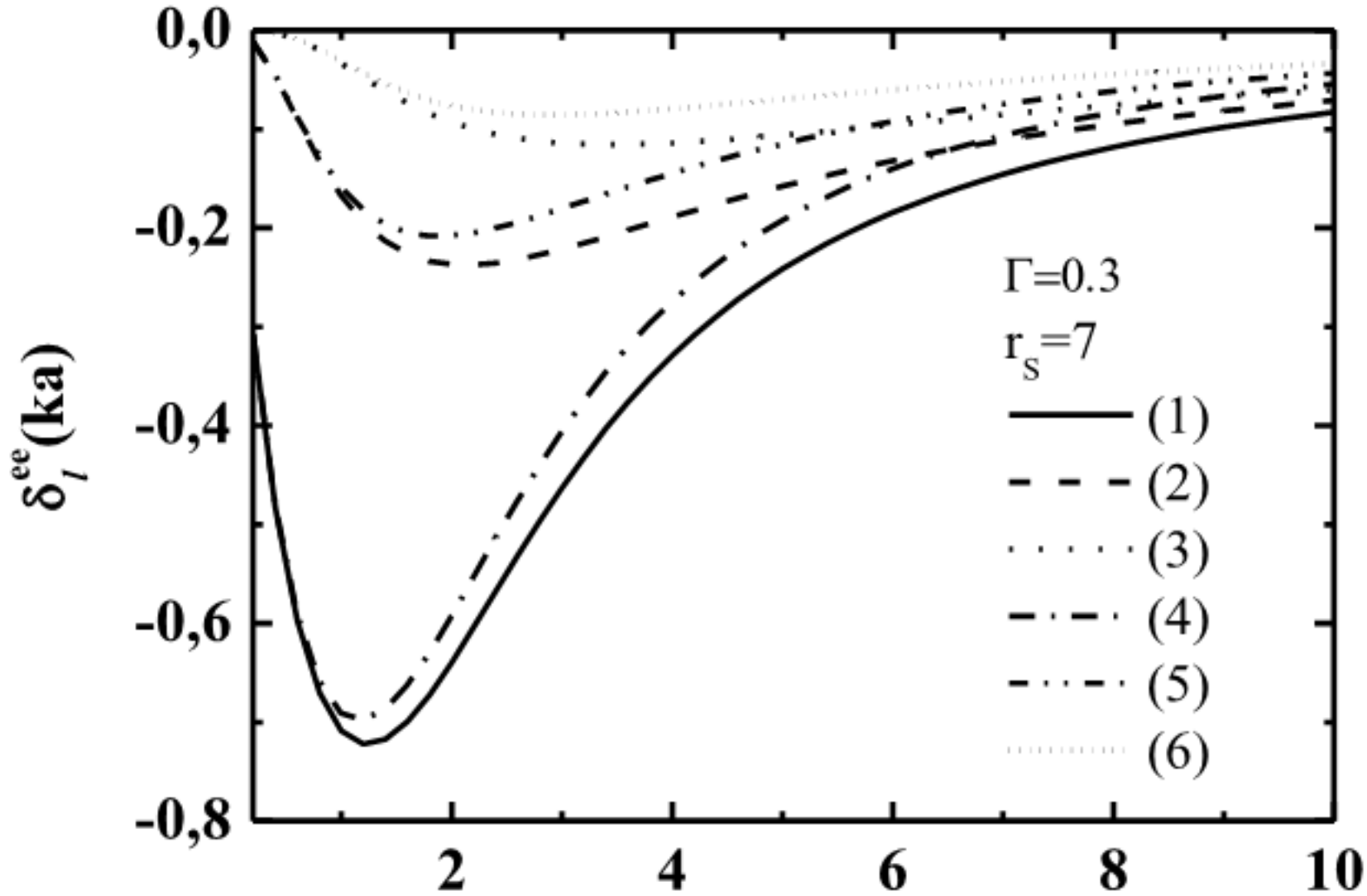
На основе динамического потенциала (2.2): 1) $r_s = 10$; 3) $r_s = 15$; 5) $r_s = 25$
на основе статического потенциала (1.4): 2) $r_s = 10$; 4) $r_s = 15$; 6) $r_s = 25$

Рисунок 3.9 – Фазовые сдвиги электрона при рассеянии на заряде, $\Gamma = 1$, $ka = 4$

На рисунке 3.10 представлены фазовые сдвиги в зависимости от приведенного волнового вектора ka. Абсолютные значения фазовых сдвигов, полученных на основе динамического потенциала, больше данных, полученных на основе статической модели, при этом обе кривые сходятся при малых значениях ka (т.е. относительной скорости сталкивающихся частиц), так как динамическая экранировка переходит в обычную статическую.

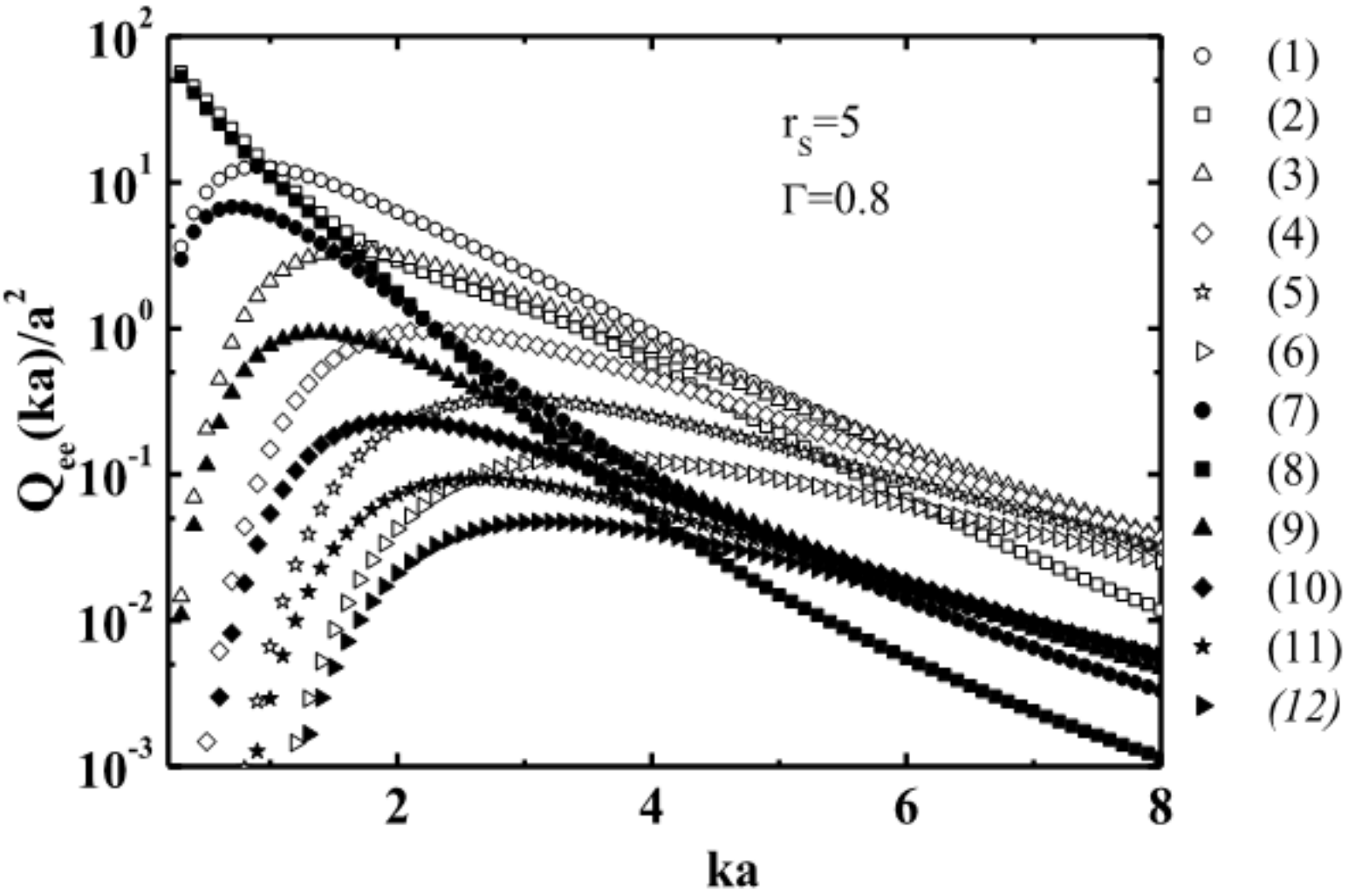
Напомним, что полное сечение рассеяния, выражается через фазовые сдвиги с помощью уравнения (3.39), где каждое слагаемое представляет собой вклад от парциального сечения рассеяния с определенным значением l. На рисунке 3.11 представлены парциальные сечения электрон-электронного рассеяния как функции от ka. Из этого рисунка видно, что сечения, полученные на основе потенциала (2.2), лежат выше сечений, полученных в рамках статического потенциала взаимодействия (1.4), как результат увеличения фазовых сдвигов. Также из рисунка 3.11 видно, что гармоникой,

дающей главный вклад в эффективное сечение является парциальная волна $l = 0$.



На основе динамического потенциала (1.4): 1) l=0; 2) l=1; 3) l=2;
на основе статического потенциала (2.2): 4) l=0; 5) l=1; 6) l=2

Рисунок 3.10 – Фазовые сдвиги электрона при рассеянии на заряде, $\Gamma = 0.3$, $r_s = 7$



На основе динамического потенциала (2.2): 1) $l=0$; 2)$l=1$; 3) $l=2$; 4) $l=3$; 5) $l=4$; 6) $l=5$.

На основе статического потенциала (1.4): 7) $l=0$; 8)$l=1$; 9)$l=2$; 10) $l=3$; 11) $l=4$; 12) $l=5$

Рисунок 3.11 – Парциальные сечения электрон-электронного рассеяния на основе статического и динамического потенциалов

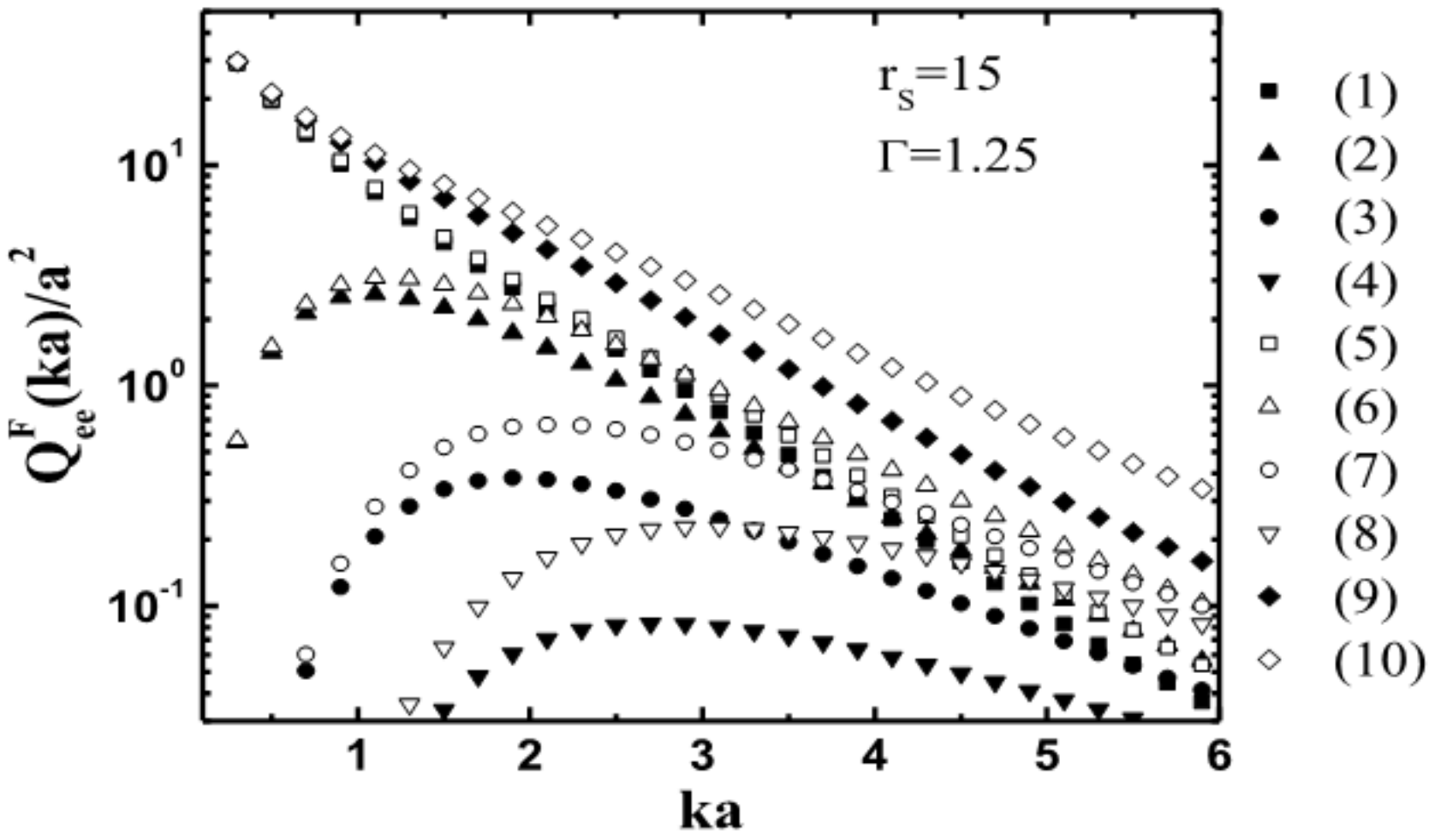
3.2.2 Полные и транспортные сечения рассеяния заряженных частиц

Используя парциальные сечения рассеяния заряженных частиц квазиклассической плазмы были вычислены полные и транспортные сечения рассеяния заряженных частиц по формуле (3.39) и нижеприведенной формуле (3.43), соответственно:

$$Q^T_{\alpha\beta}(k)=\frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(l+1)\sin^2(\delta_{l+1}{}^{\alpha\beta}-\delta_l^{\alpha\beta}) \ , \qquad (3.43)$$

где каждое слагаемое представляет собой вклад парциального сечения рассеяния, соответствующего парциальной волне с определенным орбитальным квантовым числом $l=0,1,2,...$, α и β - сорта сталкивающихся частиц.

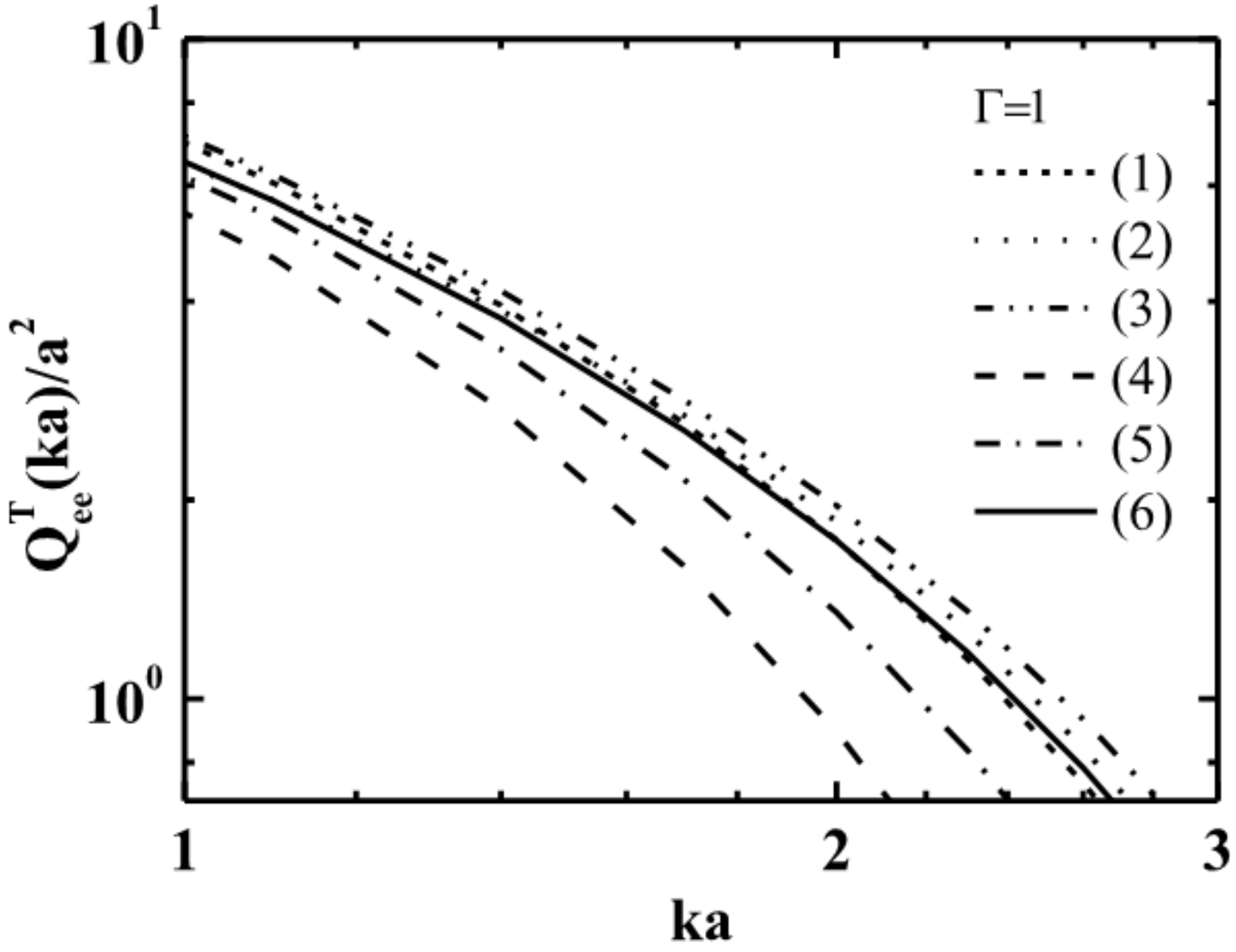
Обнаружено, что учет динамической экранировки поля сталкивающихся частиц ведет к увеличению полных сечений рассеяния (рисунок 3.12), вследствие увеличения парциальных сечений.



На основе статического потенциала (1.4): 1) $l = 0$; 2) $l = 1$; 3) $l = 2$; 4) $l = 3$; на основе динамического потенциала (2.2): 5) $l = 0$; 6) $l = 1$; 7) $l = 2$; 8) $l = 3$
9) Полное сечение, полученное на основе статического потенциала (1.4);
10) Полное сечение, полученное на основе динамического потенциала (2.2).

Рисунок 3.12 – Полные и парциальные сечения электрон-электронного рассеяния на основе статического и динамического потенциалов

На рисунке 3.13 приведены транспортные сечения электрон-электронного рассеяния для разных значений параметра плотности r_s. Видно, что с увеличением r_s (уменьшение плотности) транспортные сечения, полученные в рамках обеих моделей, сближаются. Вызвано это ослаблением экранировки в разреженной плазме.



Сечения на основе динамического потенциала (2.2): 1) $r_s = 6$; 2) $r_s = 9$; 3) $r_s = 12$

Сечения на основе статического потенциала (1.4): 4) $r_s = 6$; 5) $r_s = 9$; 6) $r_s = 12$

Рисунок 3.13 – Транспортные сечения электрон-электронного рассеяния на основе статического и динамического потенциалов

3.2.3 Фазовые сдвиги и сечения рассеяния электронов на атомах. Исследование эффекта Рамзауэра

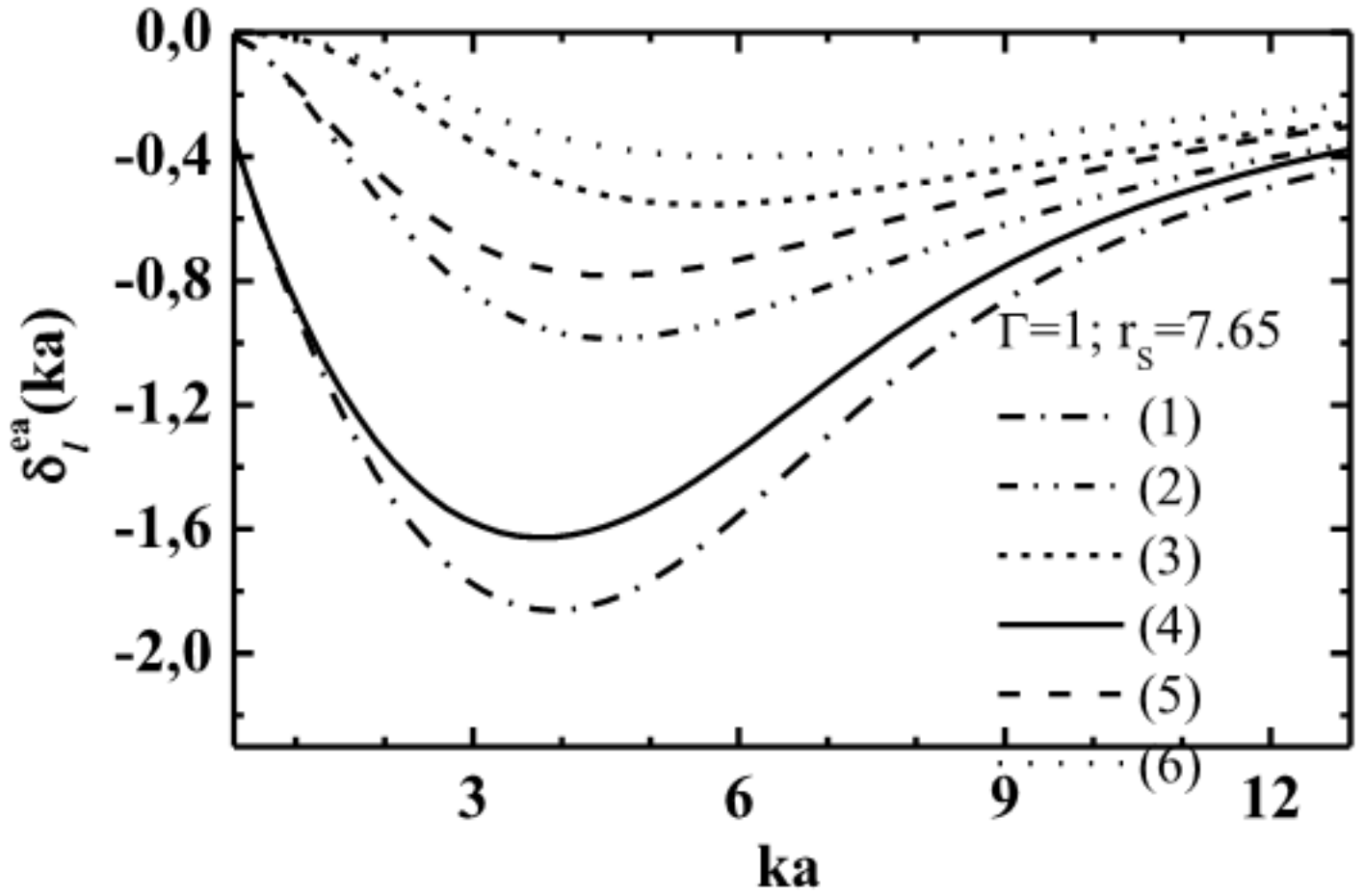
Фазовые сдвиги рассеяния электрона на атоме водорода и сечения рассеяния вычислялись по тому же методу, что и фазовые сдвиги электрон-электронного рассеяния, описанному в пункте 3.2.1. Результаты по фазовым сдвигам представлены на рисунках 3.14 и 3.15. Фазовые сдвиги, как и в случае электрон-электронного рассеяния больше для модели с динамической экранировкой (2.4).

На рисунке 3.16 показаны зависимости фазовых функций рассеяния электрон-атом от расстояния, полученные в рамках потенциала (1.8). Как видно на рисунке 3.16, полученные фазовые функции демонстрируют правильное асимптотическое поведение, а на больших расстояниях они стремятся к некоторым установившимся значениям, которые являются фазовыми сдвигами.

На рисунках 3.17 и 3.18 представлены зависимости дифференциальных сечений рассеяния электрон-атом от угла рассеяния, полученные для потенциалов (1.8) и (1.6) соответственно. Дифференциальные сечения имеют минимумы при малых энергиях электронов. Минимумы более выражены на рисунке 3.17, чем на рисунке 3.18, что объясняется тем, что потенциал взаимодействия (1.8) учитывает дифракционный эффект и та же волновая природа лежит в основе эффекта Рамзауэра-Таунсенда. Таким образом, можно заключить, что учет дифракционного эффекта в потенциале взаимодействия дает более заметное проявление эффекта Рамзауэра-Таунсенда по сравнению с моделью потенциала Букингема(1.6) в плотной квазиклассической водородной плазме.

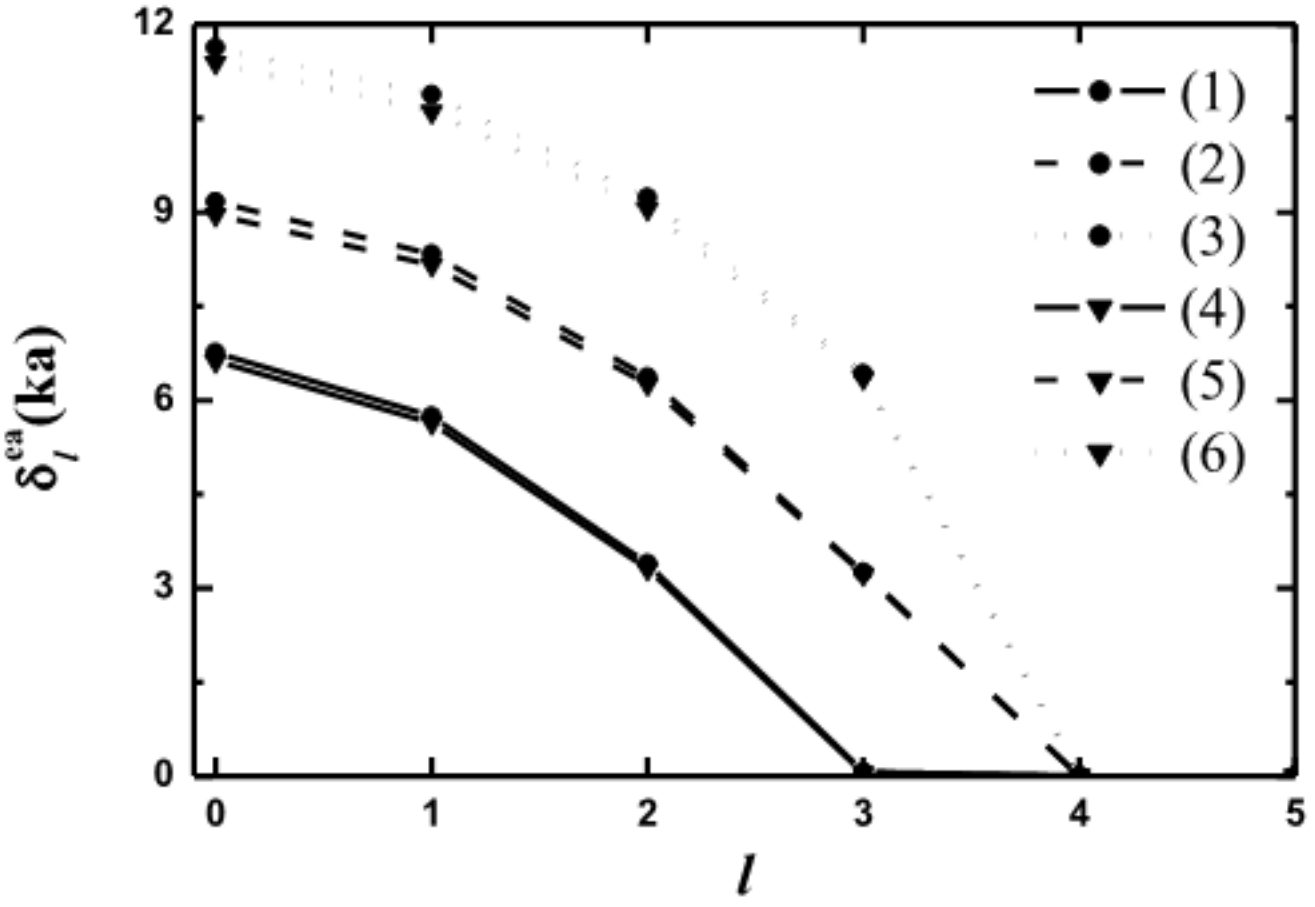
Для описания влияния окружающей плазмы на столкновение двух частиц, дифференциальные сечения рассеяния, показанные на рисунке 3.19, были получены в рамках модели (1.8) при различных значениях параметра связи. Этот рисунок показывает, что увеличение параметра связи (увеличение ширины и глубины потенциальной ямы вокруг атома) приводит к уменьшению энергии налетающего электрона, соответствующей минимуму на диффернциальном сечении рассеяния. Это связано с тем, что длина волны де Бройля налетающего электрона, при которой возникает эффект Рамзауэра-Таунсенда, пропорциональна ширине потенциальной ямы. На рисунке 3.20 показано дифференциальное сечение рассеяния, полученное на основе модели (1.8) при различных значениях параметра плотности. Ширина потенциальной ямы также зависит от плотности, поскольку сильное экранирование при больших плотностях уменьшает ширину лунки и, соответственно, увеличивает энергию удара, соответствующую минимуму.

На рисунке 3.21 показаны зависимости дифференциальных сечений рассеяния электронов на атоме водорода, от энергии налетающего электрона при различных значениях угла рассеяния, полученные с использованием потенциала (1.8). Видно, что увеличение угла рассеяния приводит к уменьшению энергии удара, соответствующей минимуму. На рисунке 3.22 показано сечение дифференциального рассеяния, полученное на основе потенциала (1.8) в зависимости от энергии налетающего электрона и угла рассеяния. Можно видеть формирование области локального минимума на поверхности.



На основе динамического потенциала (2.4): 1) l=0; 2) l=1; 3) l=2;
на основе статического потенциала (1.8): 4) l=0; 5) l=1; 6) l=2

Рисунок 3.14 – Фазовые сдвиги электрона на атоме водорода при $\Gamma = 1$, $r_s = 7.65$



На основе динамического потенциала (2.4): 1) $r_s = 6$; 2) $r_s = 10$; 3) $r_s = 15$;
на основе статического потенциала (1.8): 4) $r_s = 6$; 5) $r_s = 10$; 6) $r_s = 15$

Рисунок 3.15 – Фазовые сдвиги электрона при рассеянии на заряде, $\Gamma = 1$, $k = 2$

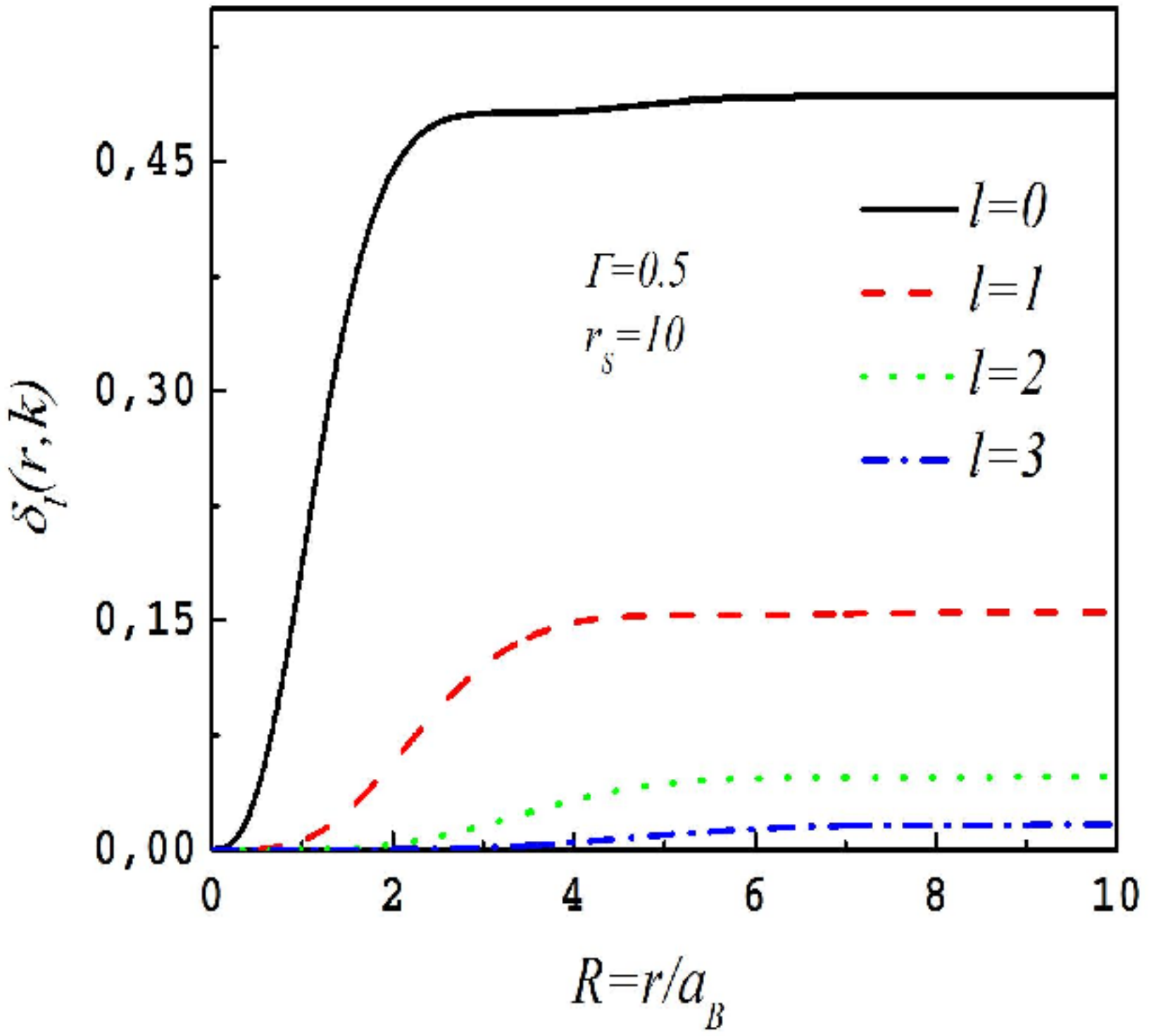


Рисунок 3.16 - Фазовые функции рассеяния электрон-атом в водородной плазме, полученные на основе потенциала (1.8) при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 10$, $k = 0.8a_B^{-1}$

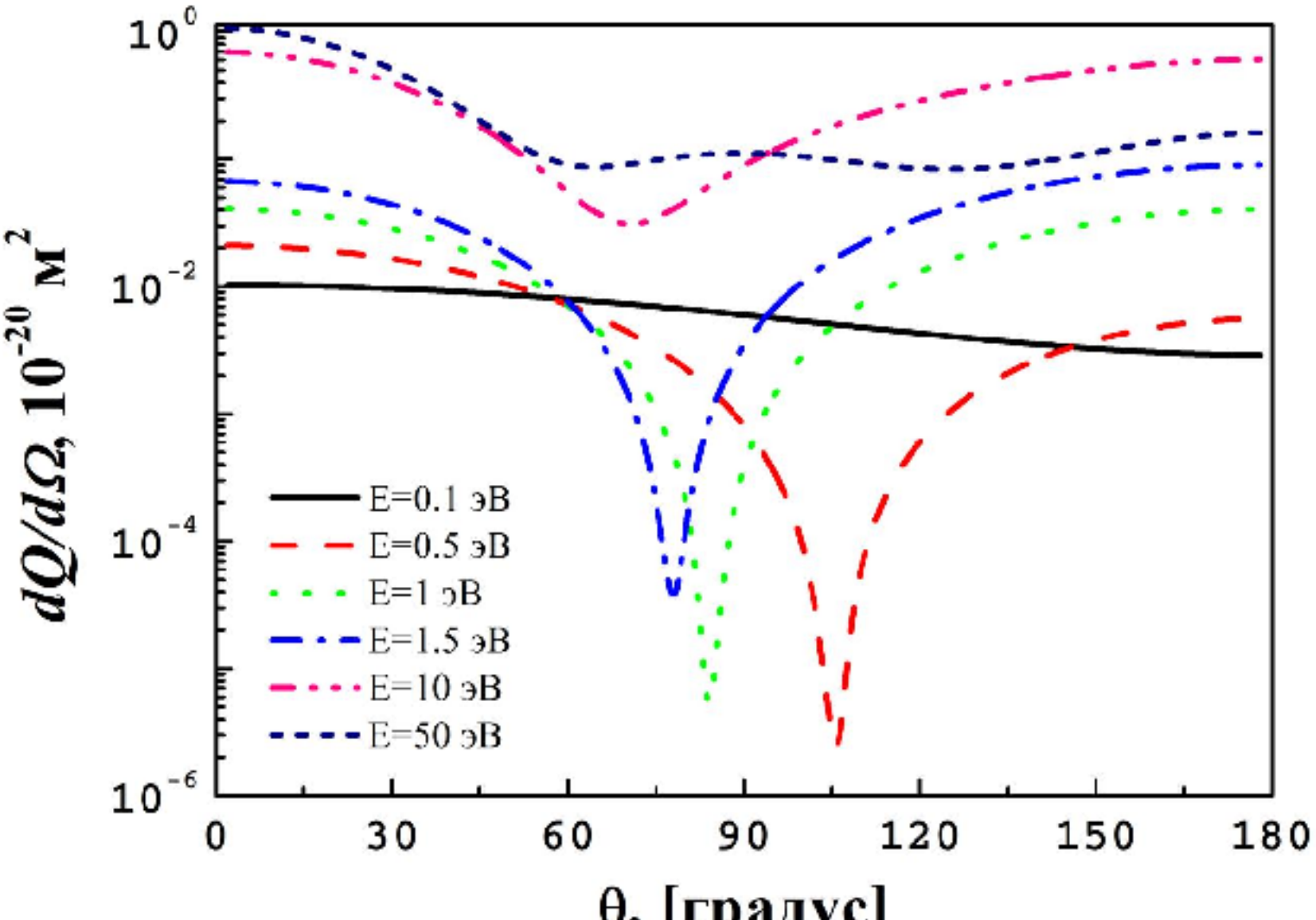


Рисунок 3.17 - Дифференциальные сечения рассеяния электрон-атом в зависимости от угла рассеяния, полученные на основе потенциала (1.8), $\Gamma = 0.3$, $r_s = 2$

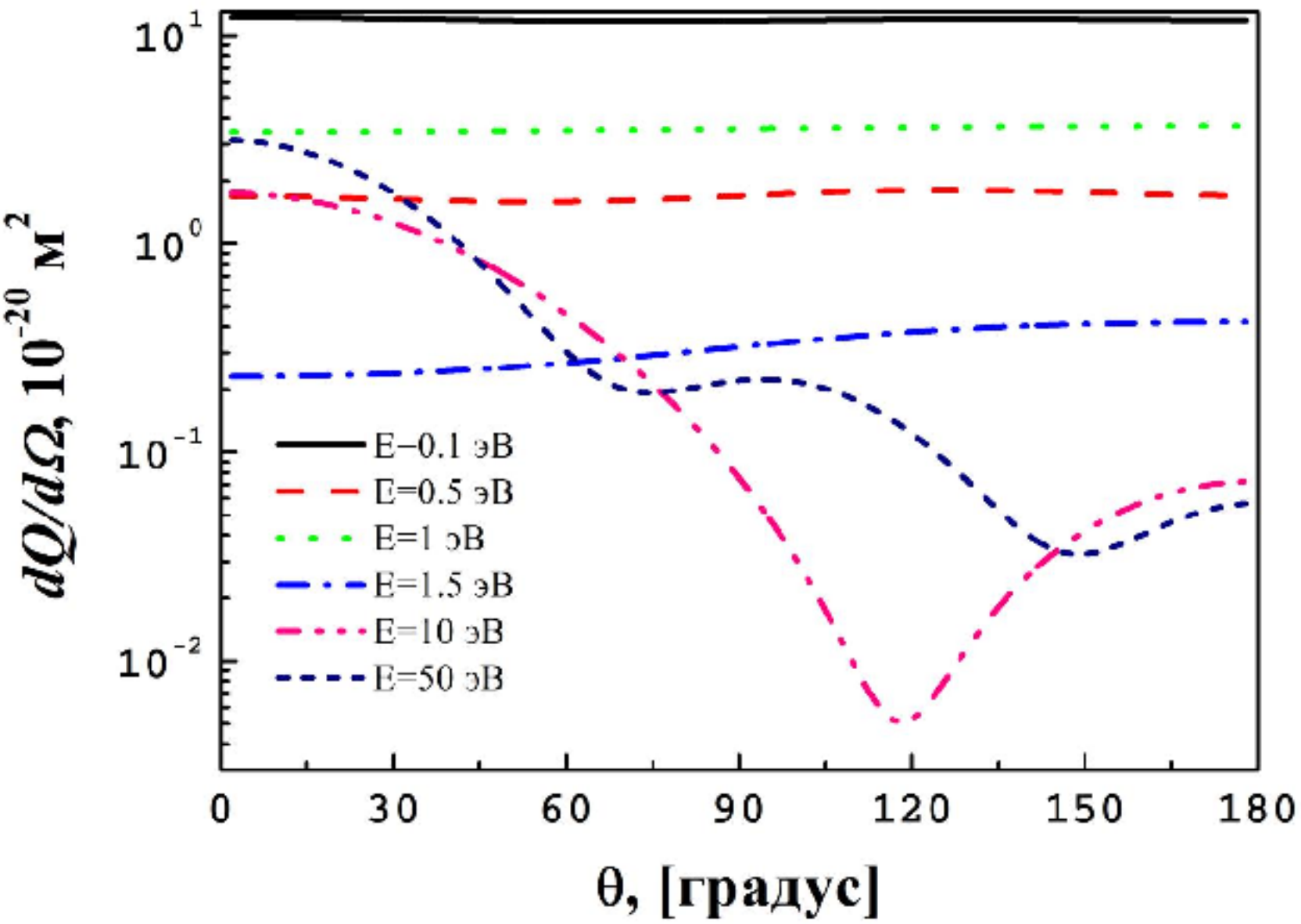


Рисунок 3.18 - Дифференциальные сечения рассеяния электрон-атом в зависимости от угла рассеяния, полученные на основе потенциала (1.6), $\Gamma = 0.3$, $r_s = 2$

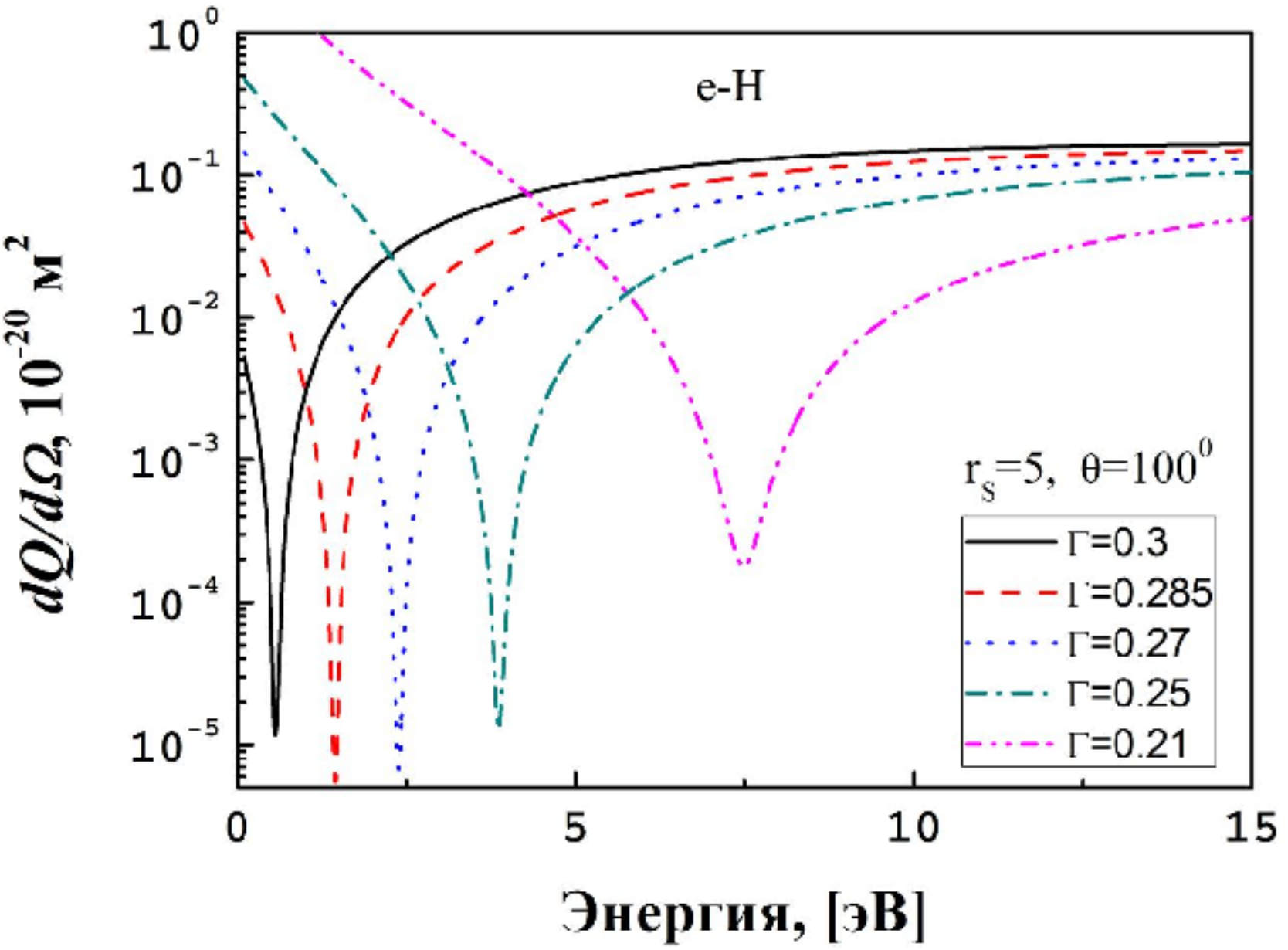


Рисунок 3.19 - Дифференциальные сечения рассеяния электрон-атом в зависимости от энергии электрона, полученные на основе потенциала (1.8) при различных значениях параметра связи

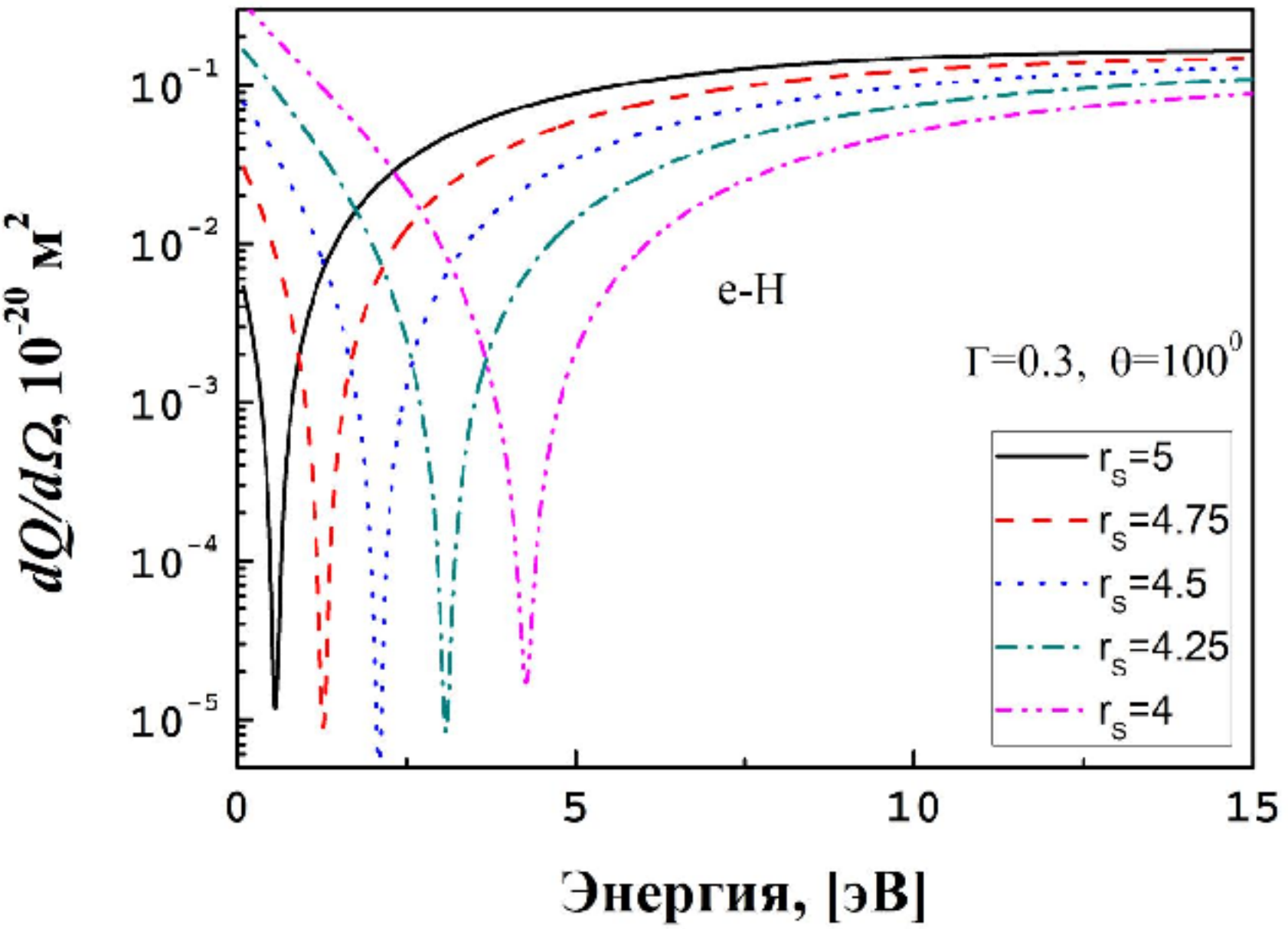


Рисунок 3.20 - Дифференциальные сечения рассеяния электрон-атом в зависимости от энергии удара и полученные на основе потенциала (1.8) при разных значениях параметра плотности

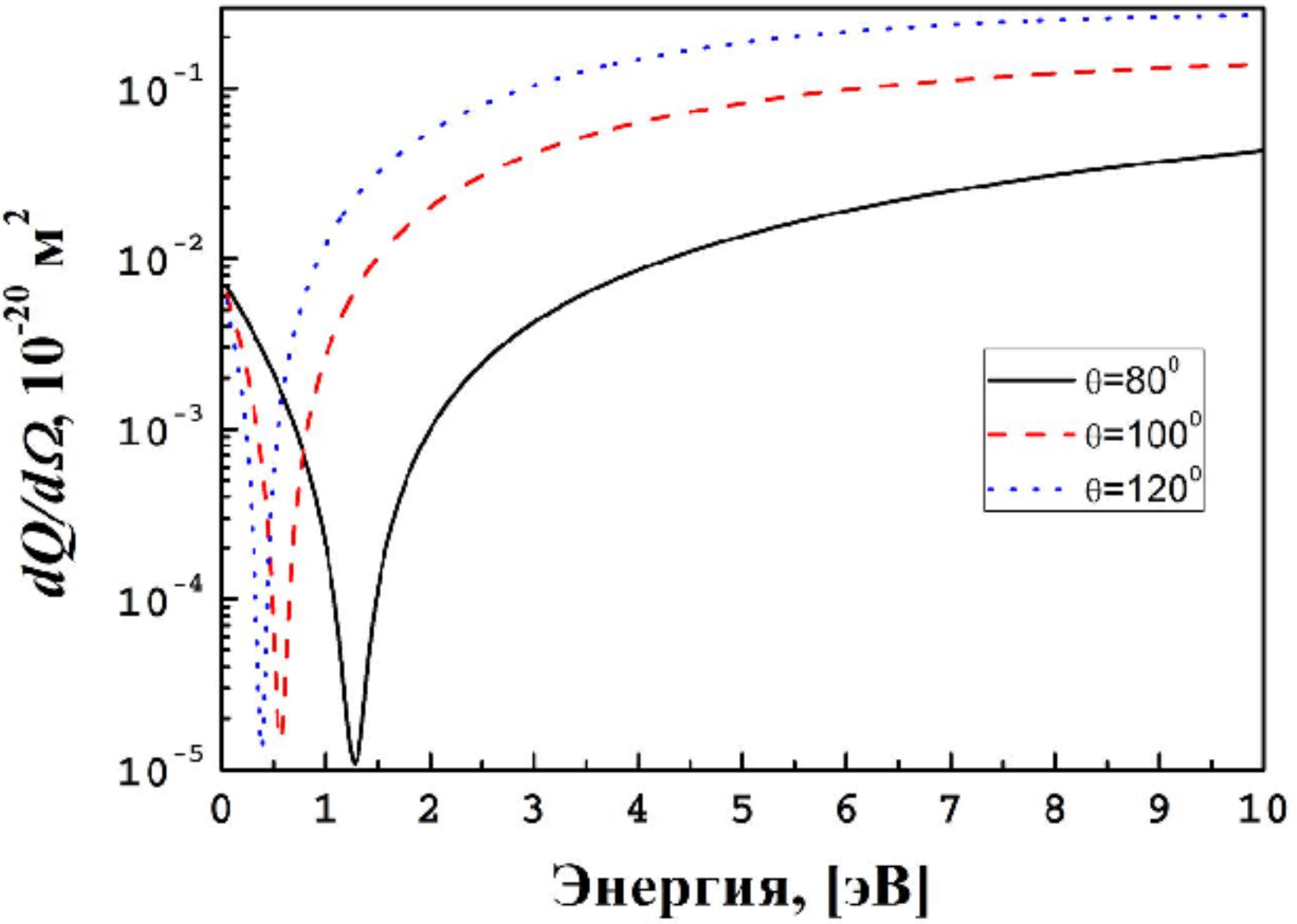


Рисунок 3.21 - Дифференциальные сечения рассеяния электрон-атом в зависимости от энергии электрона, полученные на основе потенциала (1.8), $\Gamma = 0.3$, $r_s = 5$

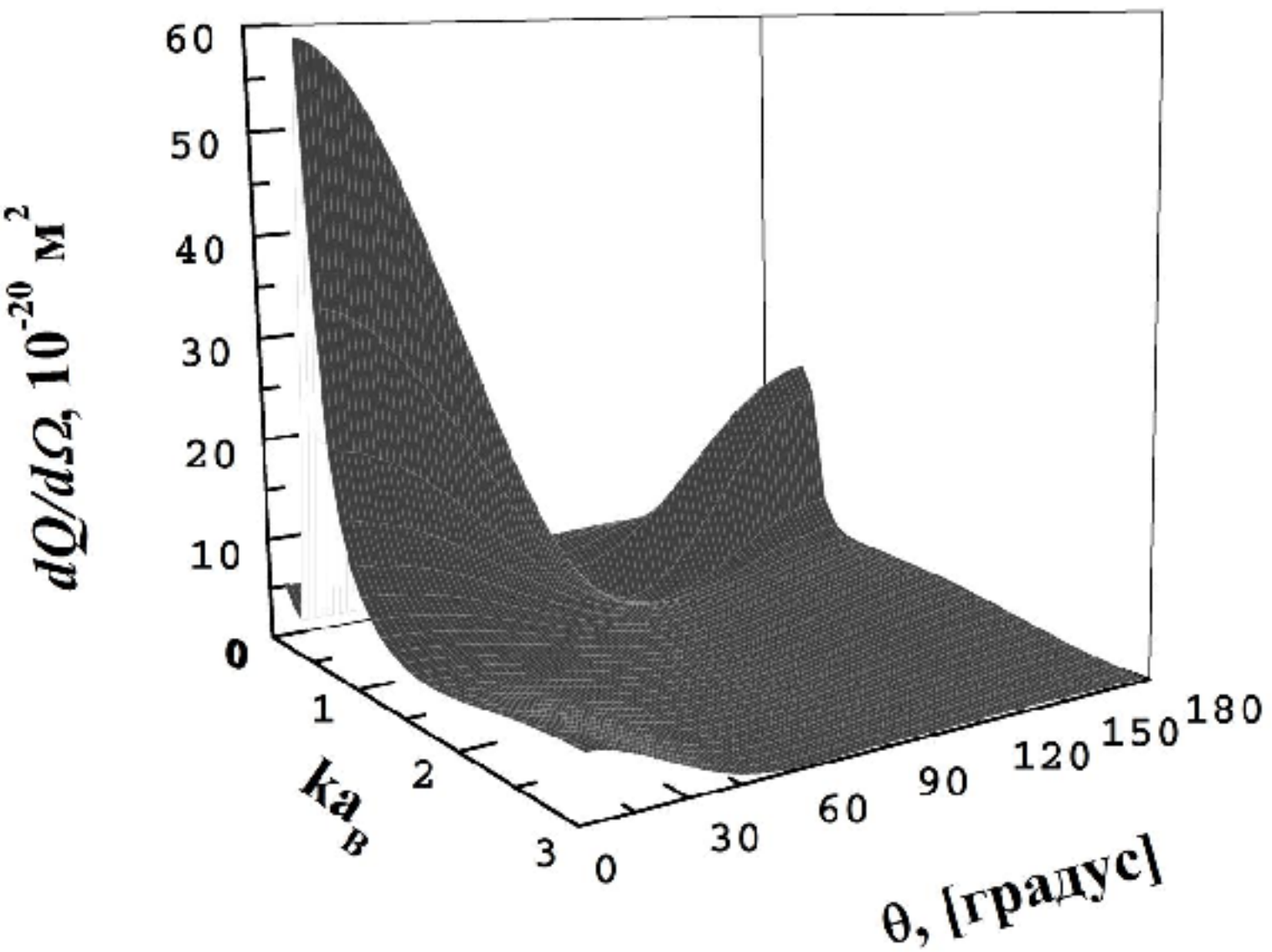


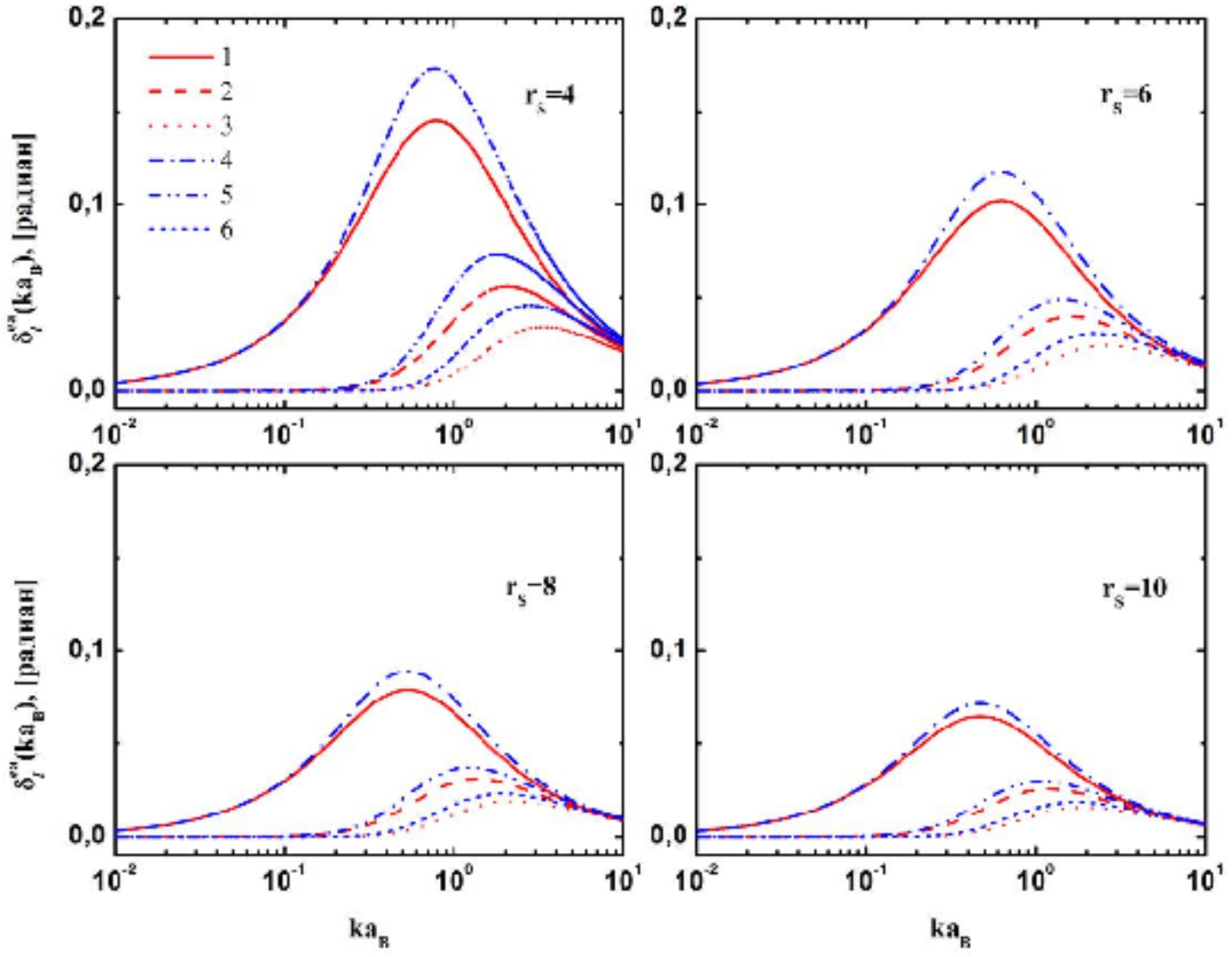
Рисунок 3.22 - Дифференциальное сечение рассеяния электрон-атом, зависящее как от энергии электрона, так и от угла рассеяния. Получено на основе потенциала (1.8), $\Gamma = 0.3$, $r_s = 5$

Так же были исследованы столкновительные процессы рассеяния электронов на атомах инертных газов. Приведем здесь результаты по выполнению теоремы Левинсона [235-237], полученные как в рамках потенциала (1.8) так и на основе динамического потенциала взаимодействия (2.4).

Фазовые сдвиги рассеяния электронов на атомах гелия, аргона и ксенона представлены в виде зависимостей от энергии удара на рисунках 3.23-3.25. Как можно видеть на рисунках 3.23-3.25, фазовые сдвиги, рассчитанные в пределах динамического потенциала (2.4), лежат выше, чем результаты, полученные на основе статической модели (1.8), так как динамическое экранирование электрического поля слабее, чем статическое при любых значениях плотности плазмы. Из рисунке 3.24 можно видеть, что для относительно более плотной плазмы (случаи с $r_s = 4$ и $r_s = 8$) фазовые сдвиги рассеяния $\delta_{l=0}(0)$ стремятся к значению π. Согласно теореме Левинсона [235-237] оно соответствует одному связанному состоянию ($\delta_l(0) = n\pi$, где n есть число связанных состояний). В данном случае, это отрицательный ион атома аргона (захват электрона поляризованным атомом). Для атома гелия мы не наблюдаем захвата

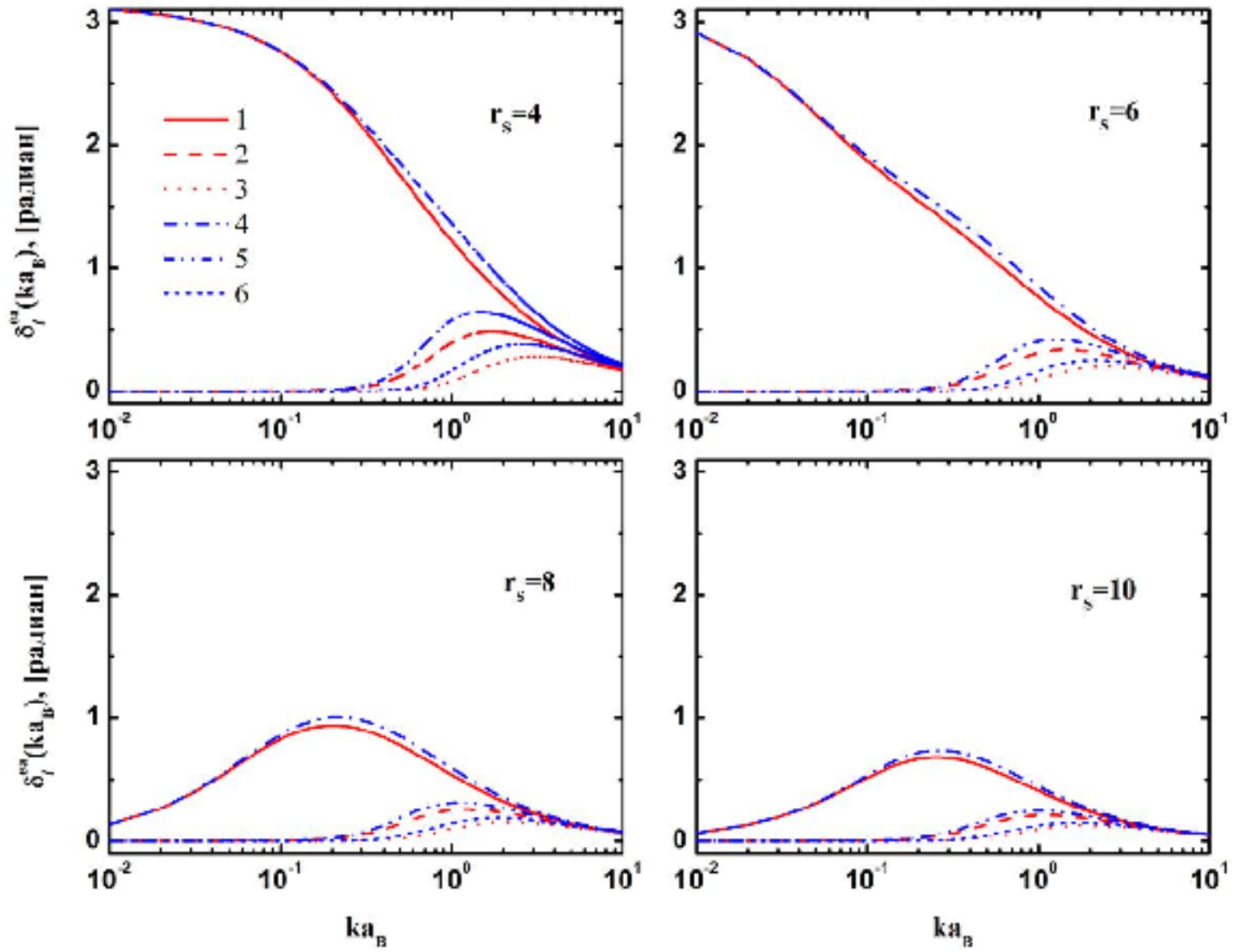
электронов при заданных параметрах, так как поляризуемость атома гелия ($\alpha_{He}=1.38a_B^3$) [238] меньше, чем у атома аргона ($\alpha_{Ar}=11.084a_B^3$) [239]. На рисунке 3.25 можно видеть, что для всех случаи параметра плотности, фазовые сдвиги рассеяния $\delta_{l=0}(0)$ стремятся к значению π. На рисунках 3.26-3.28 показана зависимость дифференциальных сечений рассеяния электронов атома от угла рассеяния. Как можно видеть, дифференциальные сечения, вычисленные в рамках динамического потенциала (2.4) лежат выше, чем полученные в рамках статической модели (1.8). Этот результат следует из поведения фазовых сдвигов (уравнение (3.42)). С уменьшением плотности плазмы разница между статической и динамической экранировкой уменьшается из-за ослабления коллективных эффектов в целом.

Парциальные и полные сечения рассеяния электрона на атоме водорода рассчитывались по формуле (3.39). На рисунке 3.29 представлены парциальные сечения и полное сечение рассеяния. Обнаружено, что учет динамической экранировки поля сталкивающихся частиц ведет к увеличению полных сечений рассеяния, вследствие увеличения парциальных сечений.



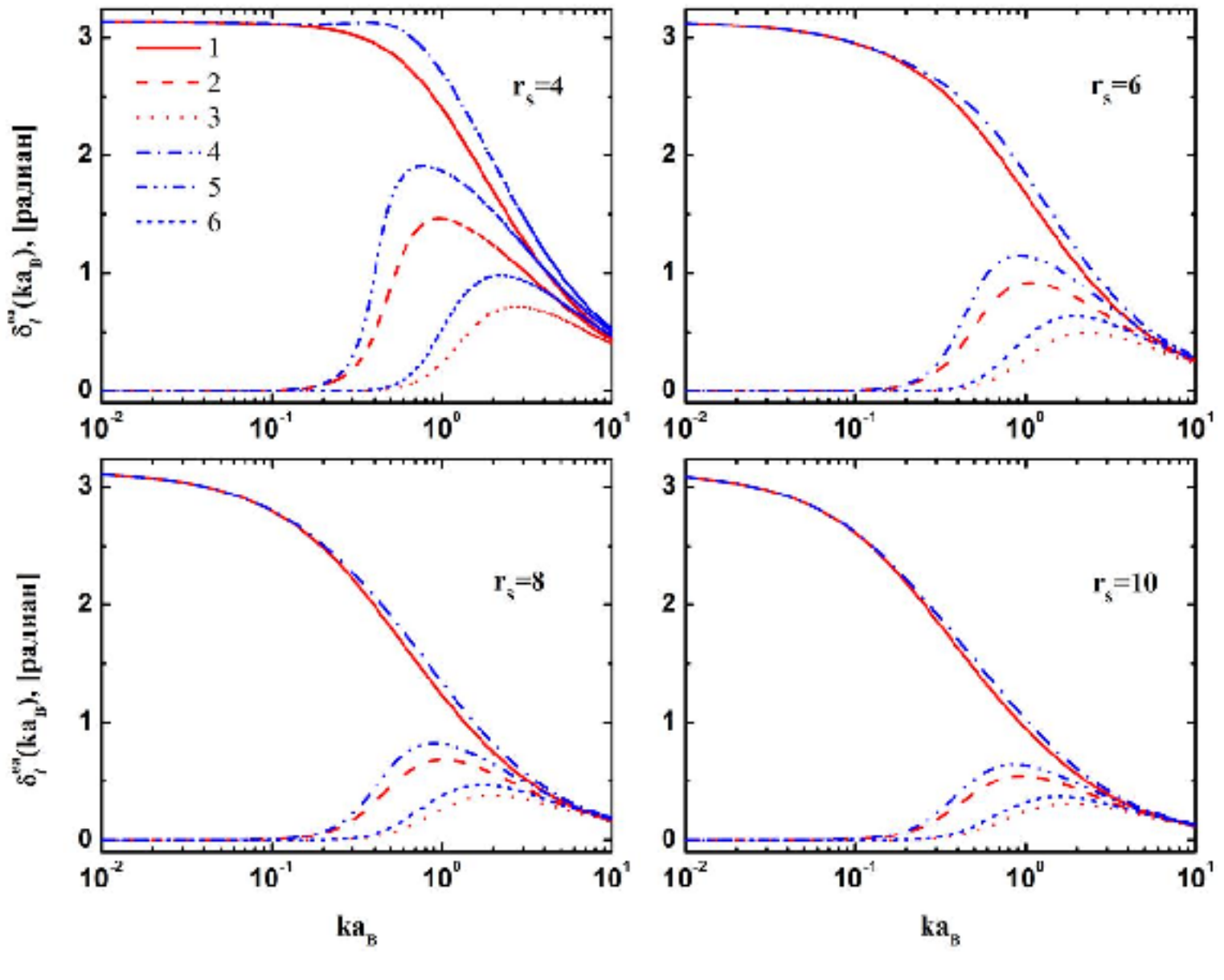
На основе статического потенциала (1.8): 1 - $l=0$; 2 - $l=1$; 3 - $l=2$.
На основе динамического потенциала (2.4): 4 - $l=0$; 5 - $l=1$; 6 - $l=2$.

Рисунок 3.23 - Фазовые сдвиги рассеяния электронов на атоме гелия, $\Gamma=0.5$



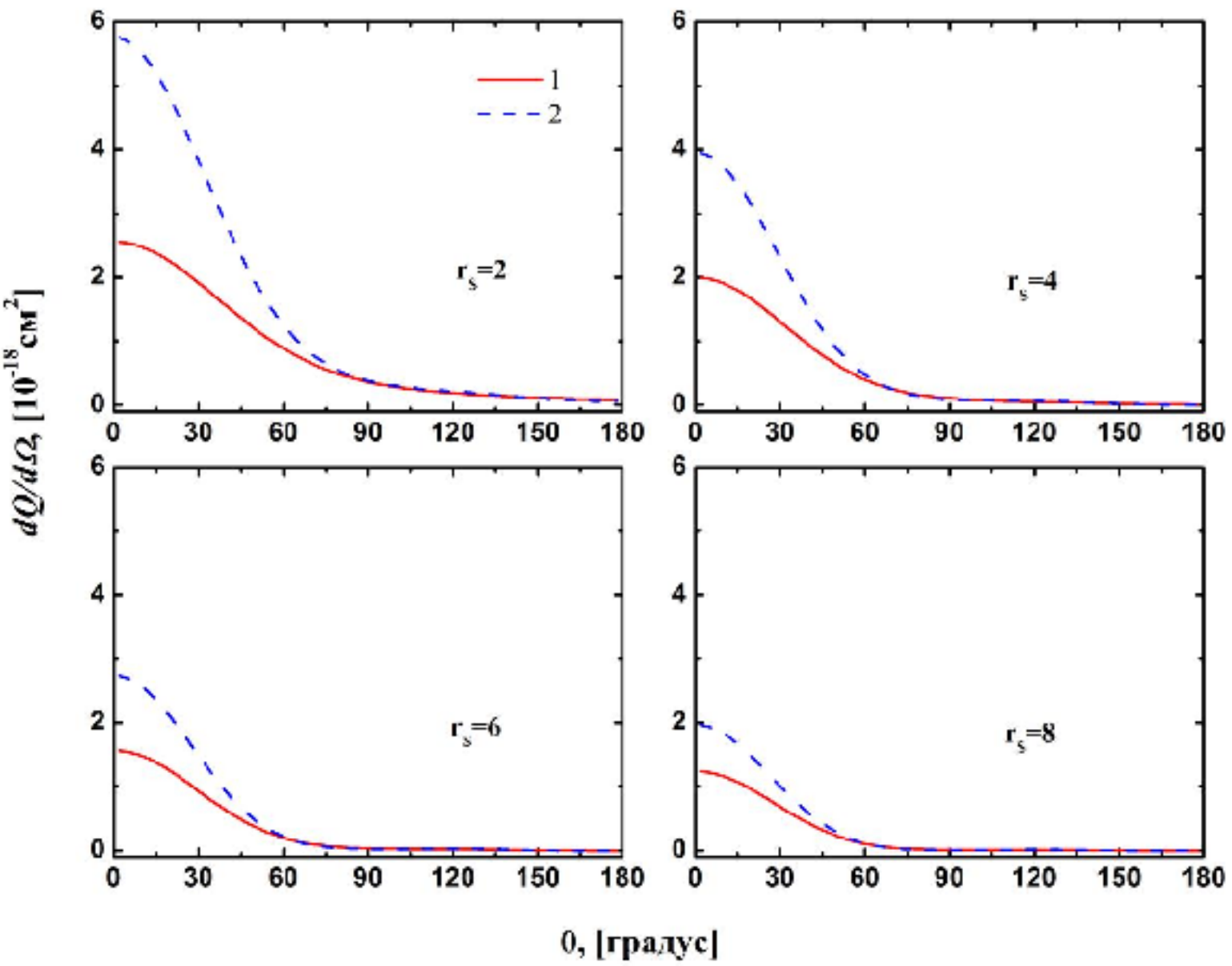
На основе статического потенциала (1.8): 1 - $l=0$; 2 - $l=1$; 3 - $l=2$.
На основе динамического потенциала (2.4): 4 - $l=0$; 5 - $l=1$; 6 - $l=2$.

Рисунок 3.24 - Фазовые сдвиги рассеяния электронов на атоме аргона, $\Gamma = 0.5$



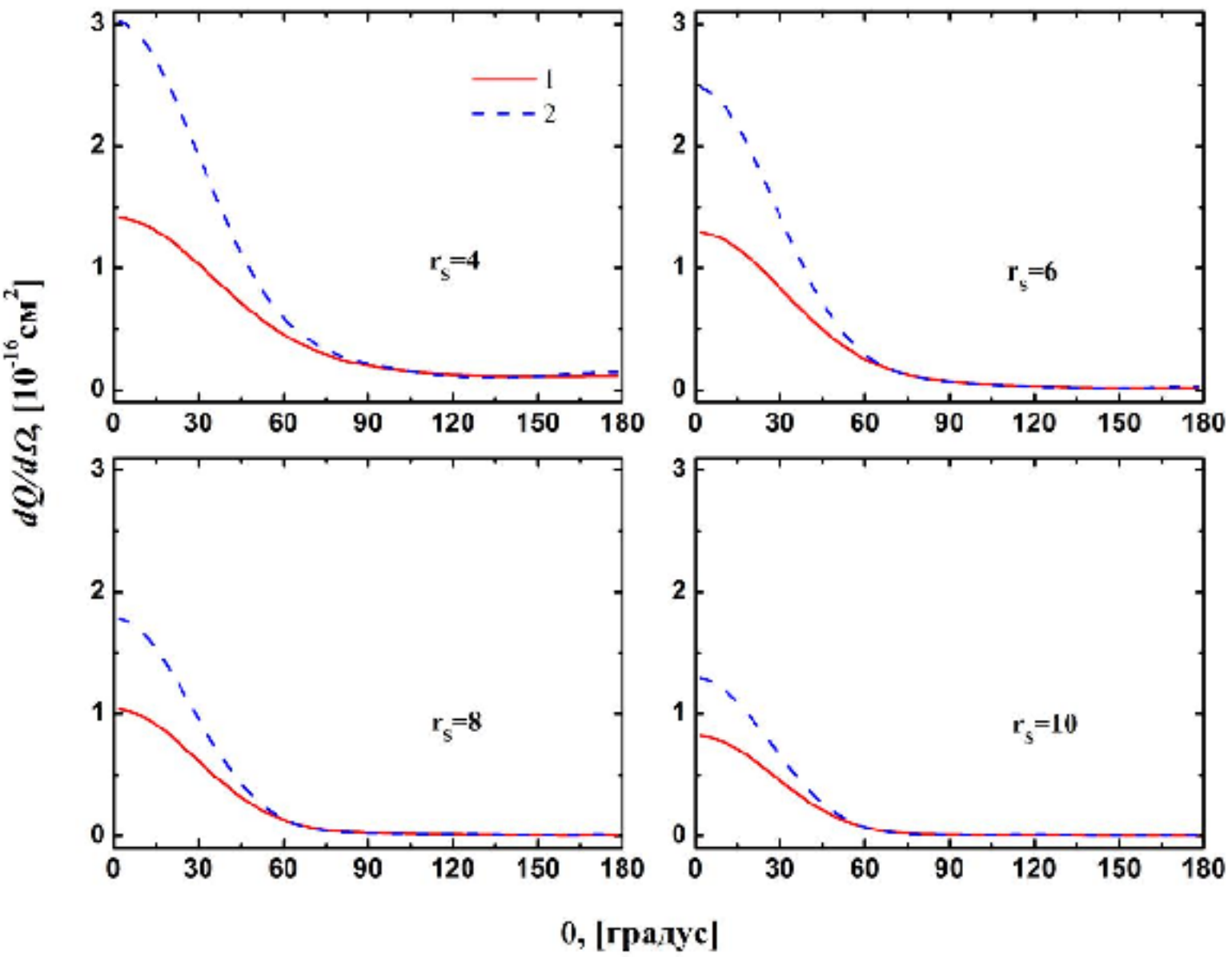
На основе статического потенциала (1.8): 1 - $l=0$; 2 - $l=1$; 3 - $l=2$.
На основе динамического потенциала (2.4): 4 - $l=0$; 5 - $l=1$; 6 - $l=2$.

Рисунок 3.25 - Фазовые сдвиги рассеяния электронов на атоме ксенона, $\Gamma = 0.5$



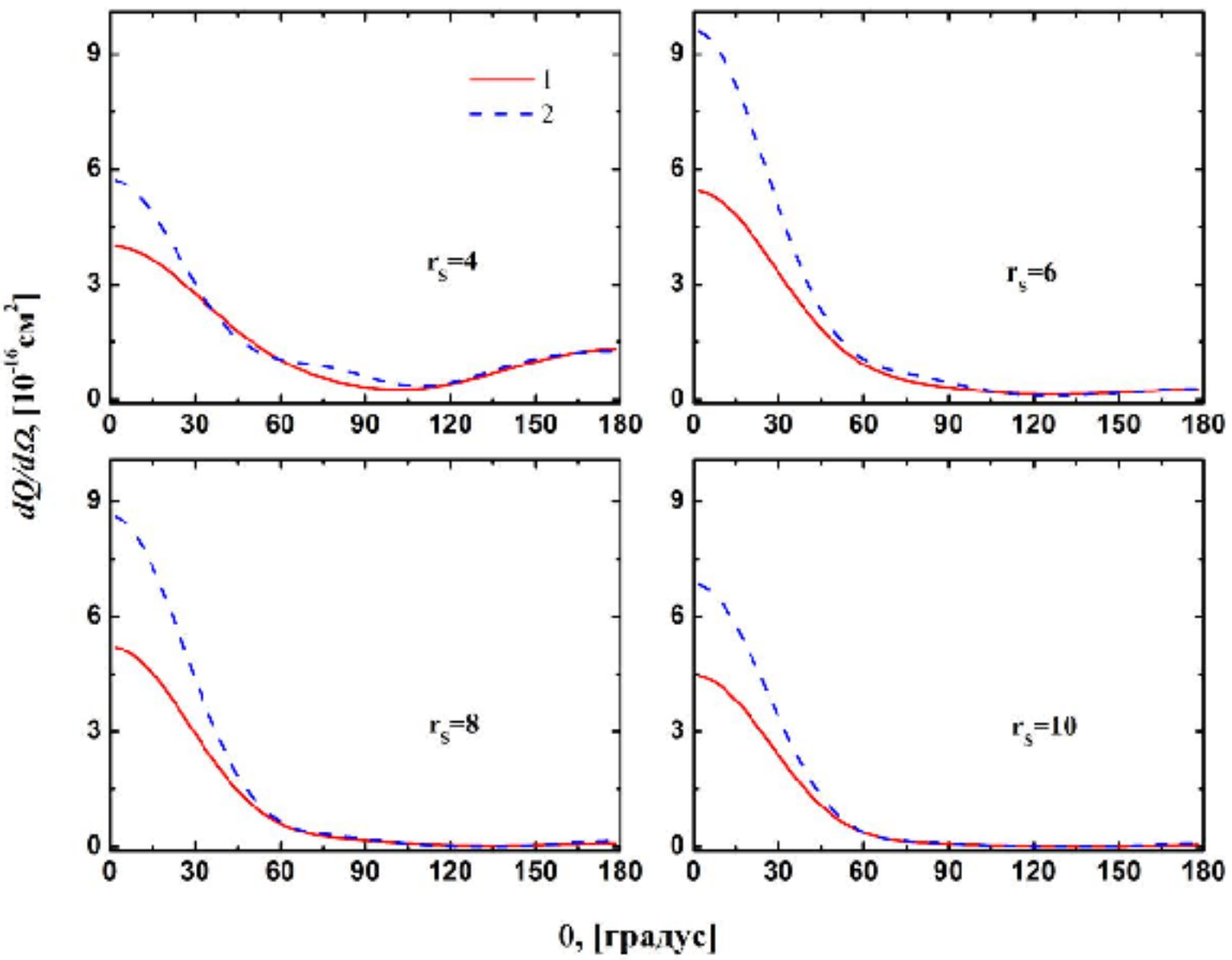
1 - на основе статического потенциала (1.8);
2 - на основе динамического потенциала (2.4).

Рисунок 3.26 - Дифференциальные сечения рассеяния электронов на атоме гелия, $\Gamma = 0.5$, $ka_B = 1$



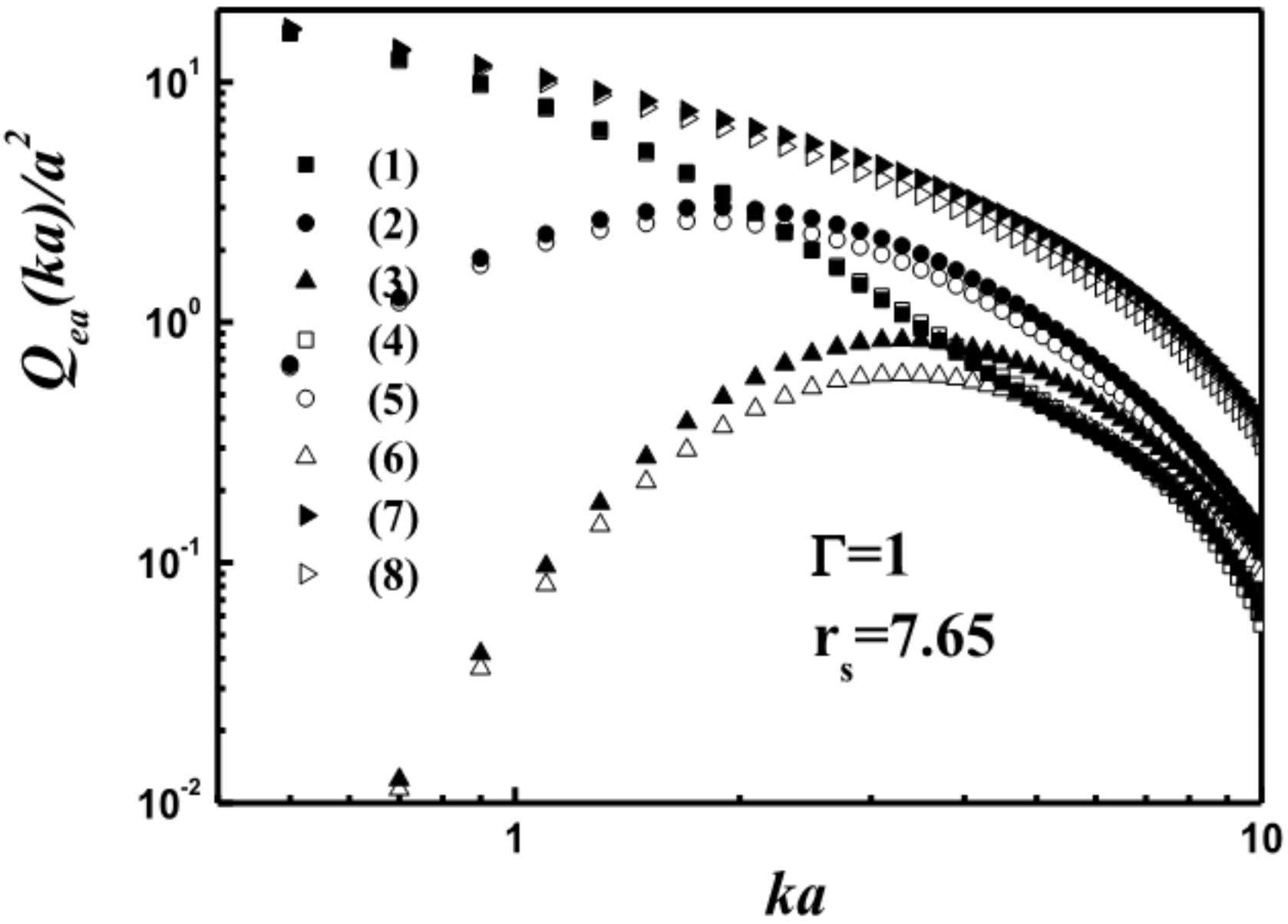
1 - на основе статического потенциала (1.8);
2 - на основе динамического потенциала (2.4).

Рисунок 3.27 - Дифференциальные сечения рассеяния электронов на атоме аргона, $\Gamma = 0.5$, $ka_B = 1$



1 - на основе статического потенциала (1.8);
2 - на основе динамического потенциала (2.4).

Рисунок 3.28 - Дифференциальные сечения рассеяния электронов на атоме ксенона, $\Gamma = 0.5$, $ka_B = 1$



На основе потенциала (2.4): 1) $l = 0$; 2) $l = 1$; 3) $l = 2$; 7) полное сечение
На основе потенциала (1.8): 4) $l = 0$; 5) $l = 1$; 6) $l = 2$; 8) полное сечение

Рисунок 3.29 – Парциальные сечения и полное сечение рассеяния электрона на атоме водорода на основе статического (1.8) и динамического потенциалов (2.4)

3.3 Эффективная статическая и динамическая частоты столкновений частиц плотной квазиклассической плазмы

Для определения диэлектрической проницаемости частично ионизованной плазмы необходимо вычислить частоту столкновений. При изучении влияния столкновений на поведение плазмы, обычно нет необходимости рассматривать отдельно столкновения, приводящие к рассеянию на различные углы. Это влияние определяется интегральными характеристиками столкновений, просуммированными по углам рассеяния.

В рамках Борновского приближения динамическая частота электрон-ионных столкновений имеет следующий вид [122, p.6259]:

$$\nu_{ei}(\omega) = -i\frac{n_i}{24\pi^3 e^2 n_e m_e}\int_0^\infty dk k^6 \Phi_{ei}^2(k) S_{ii}(k)\frac{\varepsilon^{RPA}(k,\omega)-\varepsilon^{RPA}(k,0)}{\omega}, \qquad (3.43)$$

где $\Phi_{ei}(k)$ – статический экранированный потенциал, S_{ii} – ионный статический структурный фактор, в этих работах структурный фактор брался равным единице: $S_{ii}=1$, $\varepsilon^{RPA}(k,\omega)$ – диэлектрическая проницаемость в приближении случайных фаз. В работах [242-244] были представлены реальная и мнимая части диэлектрической проницаемости следующим образом:

$$\mathrm{Re}\,\varepsilon^{RPA}(k,\omega) = 1+\sum_c \frac{m_c\omega_{pl,c}^2}{\hbar k^3}\sqrt{m_c\beta/2}\,[D_+ - D_-], \qquad (3.44)$$

$$\mathrm{Im}\,\varepsilon^{RPA}(k,\omega) = \sum_c \frac{m_c\omega_{pl,c}^2}{\hbar k^3}\sqrt{2\pi m_c\beta}\,Sinh\left(\frac{\beta\hbar\omega}{2}\right)\exp\left\{-\frac{m_c\beta}{2}\left(\frac{\omega^2}{k^2}+\frac{\hbar^2k^2}{4m_c^2}\right)\right\}, \qquad (3.45)$$

где $\beta=(k_BT)^{-1}$. Функция $D_\pm = \mathrm{Re}\,D\left(\sqrt{\frac{m_c\beta}{2}}\left(\frac{\omega}{k}\pm\frac{\hbar k}{2m_c}\right)\right)$ и интеграл Дайсона:

$$D(x) = -2e^{-x^2}\int_0^x e^{t^2}dt + i\sqrt{\pi}e^{-x^2}, \qquad (3.46)$$

Если Фурье преобразование потенциала (1.4) подставим в (3.43) и используем уравнения (3.44) – (3.46), то получим следующие реальную и мнимую части динамической частоты столкновений на основе потенциала (1.4):

$$\mathrm{Re}\,\nu(\omega)=\frac{1}{6\pi^2e^2}\sqrt{\frac{2\pi m_e}{k_BT}}\frac{\omega_{pl,e}^2}{\hbar\omega}Sinh\left(\frac{\beta\hbar\omega}{2}\right)\times \\ \times\int_0^\infty dkk^3\Phi_{ei}^2(k)\exp\left\{-\frac{m_e}{2k_BT}\left(\frac{\omega^2}{k^2}+\frac{\hbar^2k^2}{4m_e^2}\right)\right\}, \tag{3.47}$$

$$\mathrm{Im}\,\nu(\omega)=\frac{1}{6\pi^2e^2}\sqrt{\frac{m_e}{2k_BT}}\frac{\omega_{pl,e}^2}{\hbar\omega}\int_0^\infty dkk^3\Phi_{ei}^2(k)[D_+-D_--2D\left(\frac{\hbar k}{2}\sqrt{\frac{1}{2m_ek_BT}}\right)], \tag{3.48}$$

Из уравнения (3.47) видно, что если устремить частоту к нулю $\omega\to 0$, можно получить статическую частоту столкновений в рамках Борновского приближения следующим образом:

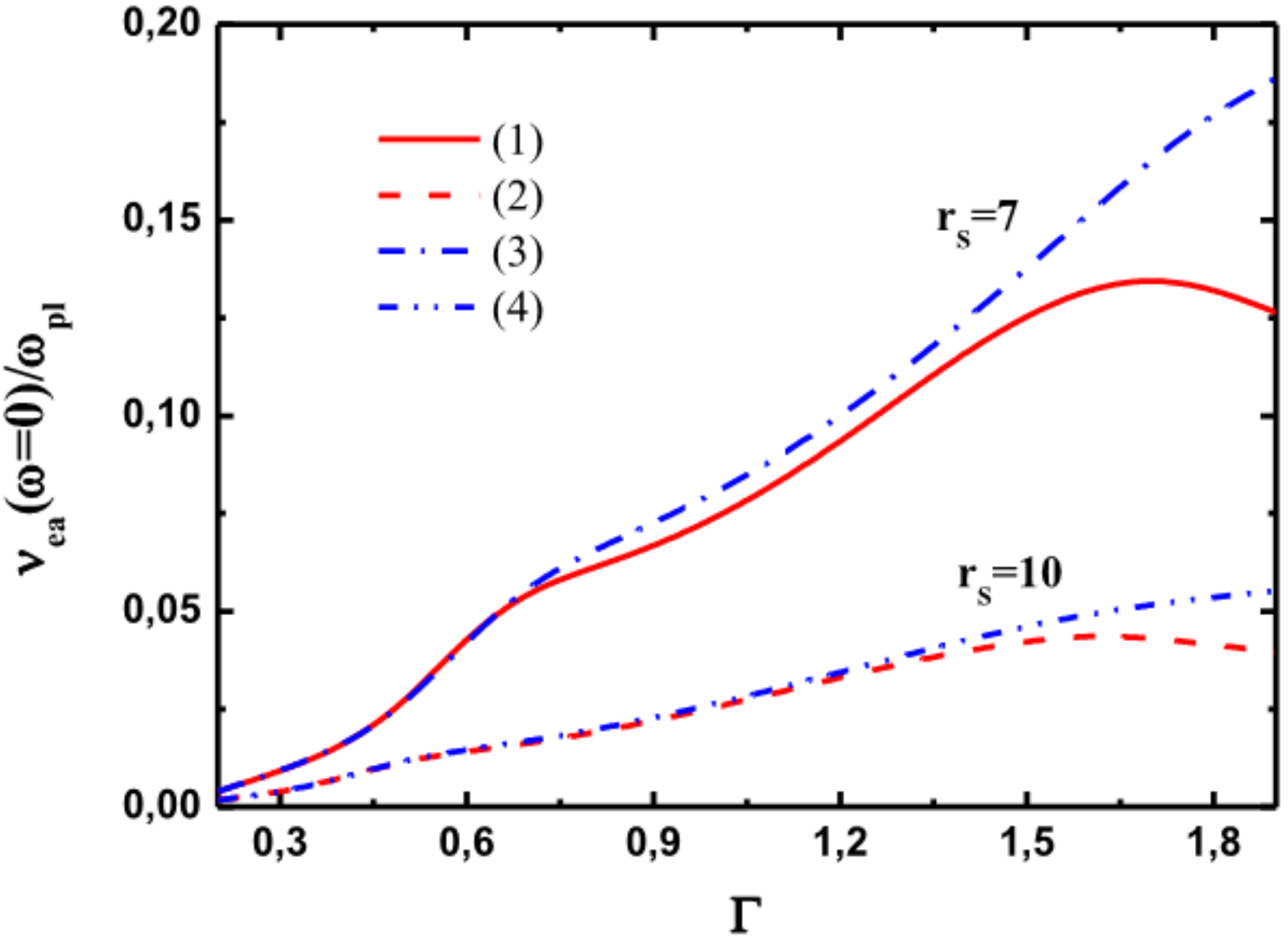
$$\mathrm{Re}\,\nu(\omega=0)=\frac{1}{12\pi^2e^2}\sqrt{\frac{2\pi m_e}{k_BT}}\frac{\omega_{pl,e}^2}{k_BT}\times \\ \times\int_0^\infty dkk^3\Phi_{ei}^2(k)\exp\left\{-\frac{\hbar^2k^2}{8k_BTm_e}\right\}, \tag{3.49}$$

В рамках метода фазовых функций статическая частота столкновений электронов с частицами сорта c имеет вид [245-246]:

$$\nu_{ec}(\omega=0)=\frac{8}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}n_c\sqrt{\frac{k_BT}{\mu_{ec}}}\int_0^\infty Q_{ec}^T(g)g^5Exp(-g^2)dg\,, \tag{3.50}$$

где $Q_{ec}^T(g)$ - транспортное сечение рассеяния, $g=\sqrt{\frac{\mu_{ec}\upsilon^2}{2k_BT}}$ - безразмерная относительная скорость, μ_{ec} - приведенная масса, а υ - средняя относительная скорость сталкивающихся частиц плазмы. Транспортные сечения рассеяния были получены на основе новых эффективных потенциалов взаимодействия частиц плотной квазиклассической плазмы. Частота электрон-ионных столкновений была вычислена по формуле (3.43), а частота электрон-атомных по формуле (3.50).

На рисунке 3.30 приведены графики зависимости частоты столкновений электронов и атомов на основе статического (1.8) и динамического (2.8) потенциалов от параметра связи при различных значениях параметра плотности. Видно, что с ростом параметра связи, частоты столкновений на основе динамического (2.8) потенциала выше, чем частоты столкновений на основе статического (1.8) потенциала. Связано это с ослаблением экранирования в случае динамического потенциала.

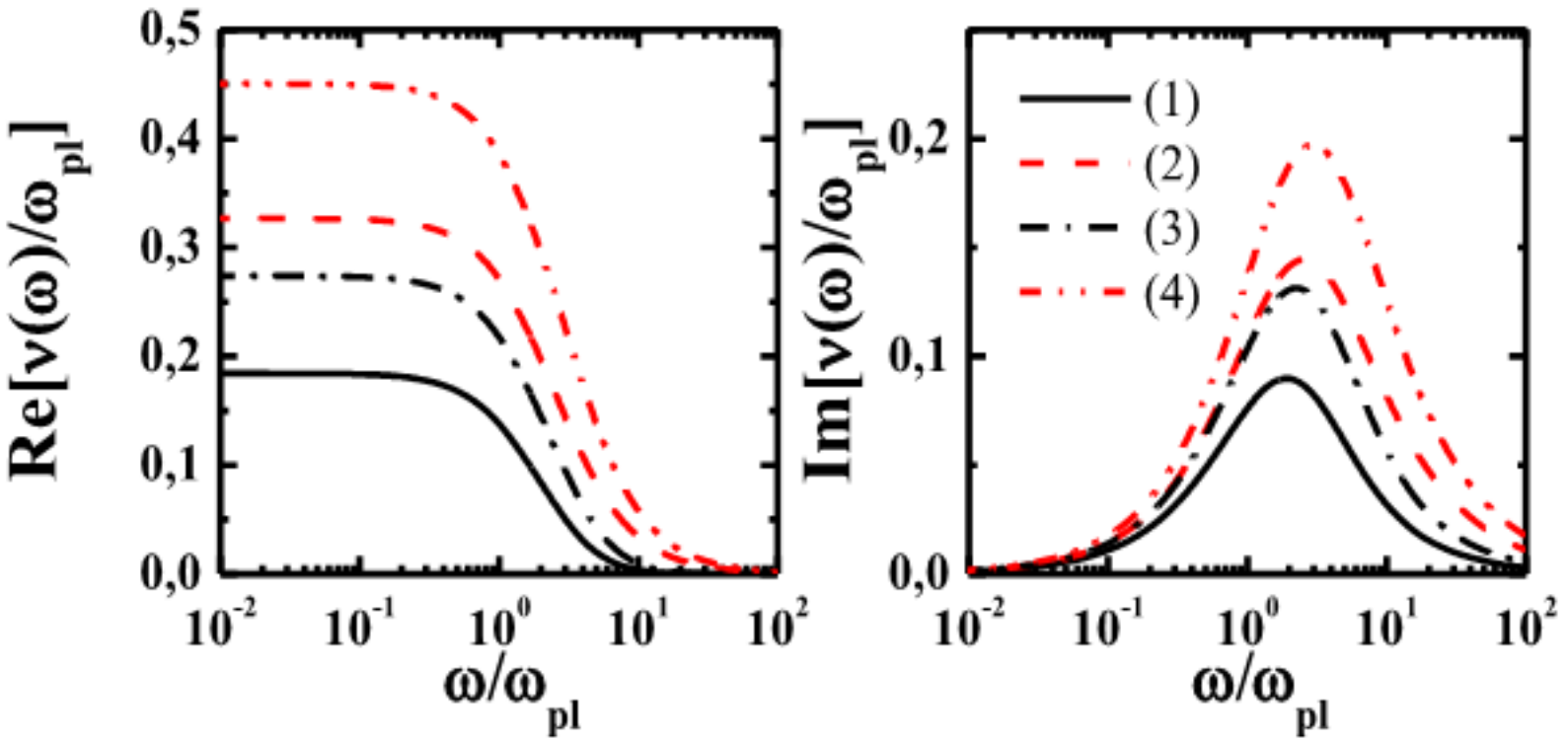


1 – на основе статического потенциала (1.8), $r_s = 7$;
2 – на основе статического потенциала (1.8), $r_s = 10$;
3 – на основе динамического потенциала (2.4), $r_s = 7$;
4 – на основе динамического потенциала (2.4), $r_s = 10$.

Рисунок 3.30 – Статические частоты столкновений от параметра связи при различных значениях параметра плотности

На рисунке 3.31 представлены зависимости динамической частоты электрон-ионных столкновений от безразмерного значения частоты для разных значений параметра плотности. Эти частоты столкновений получены в рамках квазиклассической теории рассеяния на основе потенциала (1.4) и потенциала Дебая-Хюккеля, учитывающего экранировку, но не учитывающего эффект дифракции. Из рисунков видно, что динамическая электрон-ионная частота столкновений, также как и статическая, при увеличении параметра плотности вырастает. При этом данные, полученные на основе потенциала Дебая-Хюккеля, лежат выше результатов, полученных в рамках эффективной модели взаимодействия. Связано это с тем, что учет эффекта дифракции приводит к конечности эффективного потенциала на малых расстояниях, в то время как

потенциал Дебая-Хюккеля на малых расстояниях стремится к бесконечности, увеличивая тем самым значение частоты столкновений (см. уравнение (3.50)).



1 – на основе эффективного потенциала, $r_s = 5$;
2 – на основе потенциала Дебая-Хюккеля, $r_s = 5$;
3 – на основе эффективного потенциала, $r_s = 10$;
4 – на основе потенциала Дебая-Хюккеля, $r_s = 10$.

Рисунок 3.31 – Динамическая частота электрон-ионных столкновений от частоты при различных значениях параметра плотности, $\Gamma = 1$

Диэлектрическая функция с учетом столкновений может быть определена с помощью формулы Друде-Лоренца [247-250]:

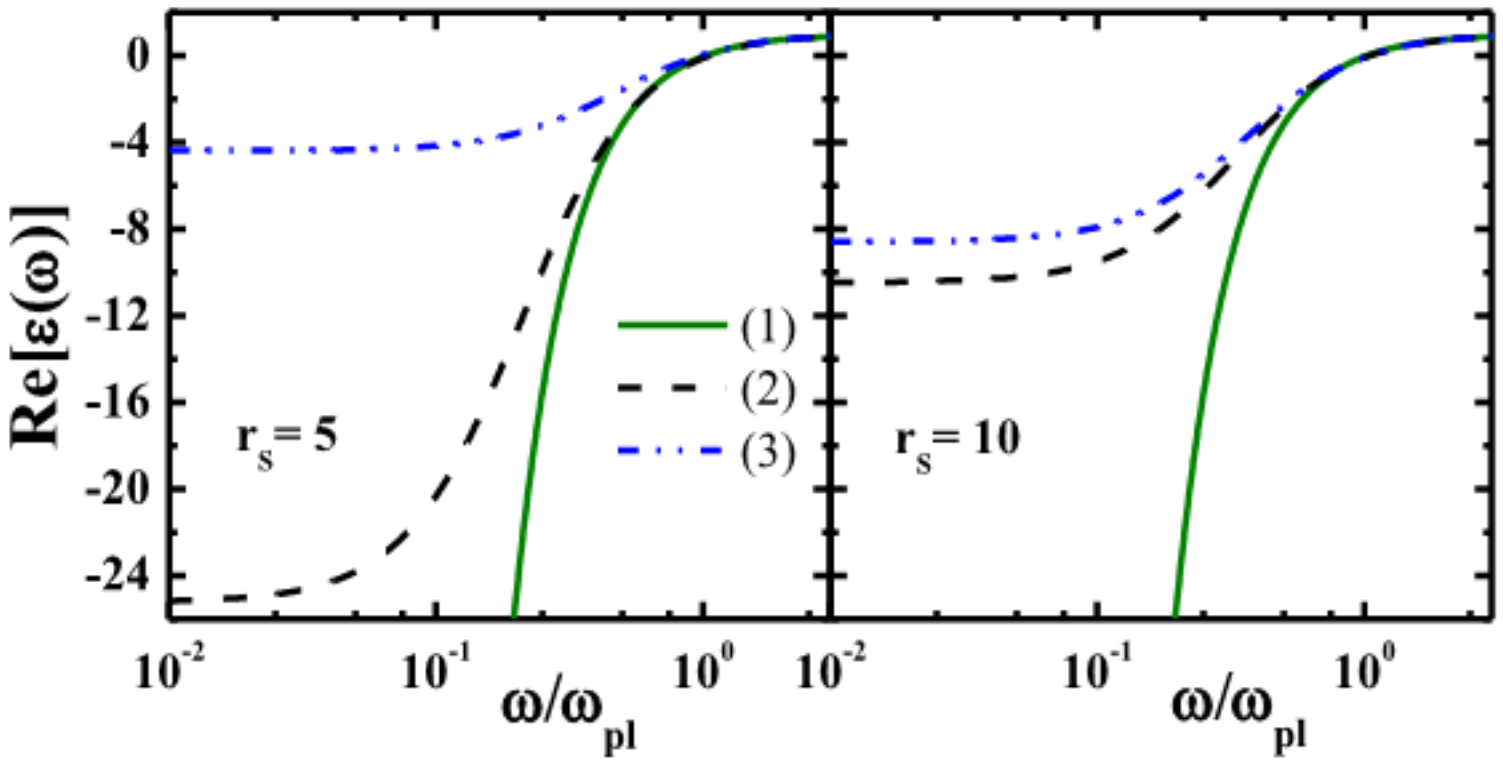
$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega\left[\omega + i\nu(\omega)\right]}. \tag{3.51}$$

Столкновения учитываются полной динамической частотой столкновений $\nu(\omega)$, которая включает помимо частоты электрон-ионных столкновений ν_{ei} (3.43), также частоту электрон-атомных столкновений ν_{ea} (3.50) (правило Маттесена [181, p.036405]),

$$\nu(\omega) = \nu_{ei}(\omega) + \nu_{ea}(\omega). \tag{3.52}$$

На рисунке 3.32 приведены реальные части функции диэлектрической проницаемости, полученные на основе потенциалов (1.4) и (1.8).

Для учета электрон-электронных столкновений необходимы более высокие моменты. Принимая во внимание моменты более высокого порядка, изменение динамической частоты столкновения может быть представлено комплексной функцией $\nu(\omega) = r(\omega)\nu^{(R_1)}(\omega)$, где $r(\omega)$ - коэффициент перенормировки.



$1 - 1 - \left(\omega_{pl}/\omega\right)^2$;

2 – с учетом только электрон-ионных столкновений (3.43);

3 – с учетом полной динамической частоты столкновений (3.52).

Рисунок 3.32 - Реальная часть функции диэлектрической проницаемости, полученная на основе эффективных потенциалов (1.4) и (1.6) при $\Gamma = 1$

4 ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

4.1 Электропроводность плотной квазиклассической полностью ионизованной водородной плазмы

Полное индуцированное электрическое поле $\vec{D}$ связано с напряженностью поля $\vec{E}$.

$$D_i(k,\omega) = \varepsilon_{ij}(k,\omega)\mathrm{E}_j(k,\omega), \tag{4.1}$$

где диэлектрический тензор зависит от частоты ω и волнового вектора k:

$$\varepsilon_{ij}(k,\omega) = \int_0^\infty dt \int d\vec{r}\, \exp\left(-i\left(\omega t - k\vec{r}\right)\right)\varepsilon_{ij}(\mathrm{r},t). \tag{4.2}$$

Зависимость $\varepsilon_{ij}(k,\omega)$ от волнового вектора соответствует корреляции значений полей в пространстве. $\varepsilon_{ij}(k,\omega)$ можно также разделить на продольные и поперечные части: $\varepsilon_{ij}(k,\omega) = \frac{k_i k_j}{k^2}\varepsilon^{long}(k,\omega) + \left(1 - \frac{k_i k_j}{k^2}\right)\varepsilon^{tr}(k,\omega)$. Продольная часть связана с колебаниями плотности. Мнимая часть $\varepsilon^{long}(k,\omega)$ описывает диссипацию энергии, а действительная часть $\varepsilon^{long}(k,\omega)$ описывает флуктуации плотности. Кроме того, в теории линейного отклика продольная часть диэлектрического тензора является функцией отклика и определяет все электродинамические свойства плазмы. Для удобства продольная часть диэлектрического тензора обозначается как просто $\varepsilon(k,\omega)$ и называется диэлектрической проницаемостью. На практике падающее излучение имеет длину волны, намного превышающую длину экранирования. Поэтому мы не рассматривали пространственную дисперсию $\varepsilon(k,\omega)$, мы только изучали ее зависимость от частоты.

В соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой, функция отклика, связанная с динамическим структурным фактором или диэлектрическим тензором (продольная или поперечная компонента), может быть выражена через соответствующий тензор проводимости:

$$\begin{cases} \varepsilon^{long}(k,\omega) = 1 + i\dfrac{4\pi}{\omega}\sigma^{long}(k,\omega), \\ \varepsilon^{tr}(k,\omega) = 1 + i\dfrac{4\pi}{\omega}\sigma^{tr}(k,\omega). \end{cases} \tag{4.3}$$

Диэлектрическая проницаемость и динамическая проводимость могут быть получены с использованием известных формул Друде-Лоренца. Для этого мы определяем динамическую частоту столкновений $\nu(k,\omega)$ [194, p.5648], соответственно

$$\sigma^{long}(k,\omega)=\frac{\omega_{pl}^2}{4\pi\left[-i\omega+\nu(k,\omega)\right]}, \tag{4.4}$$

Продольная проводимость также называется внутренней проводимостью. Аналогичные выражения были предложены и использованы Куриленко и др. [159, p. 2423; 160, p.2021]. Феноменологическая Друде модель получена из обобщенной формулы Друде, уравнение (4.4).
Поперечная проводимость определяется по аналогии с продольной (4.4) как

$$\sigma^{tr}(k,\omega)=\frac{\omega_{pl}^2\omega}{4\pi\left[-i\left(\omega^2-\omega_{pl}^2\right)+\omega\nu(k,\omega)\right]}, \tag{4.5}$$

где ω_{pl} - плазменная частота, $\nu\left(k,\omega\right)$ - динамическая частота столкновений. В длинноволновом пределе, когда $\nu\left(\omega\right)=\lim\limits_{k\to 0}\nu\left(k,\omega\right)$, поперечная и продольная проводимости должны приводить к одному и тому же отклику системы,

$$\sigma(\omega)=\lim_{k\to 0}\sigma^{long}(k,\omega)=\lim_{k\to 0}\sigma^{tr}(k,\omega). \tag{4.6}$$

Моменты высшего порядка необходимы, чтобы учесть электрон-электронные столкновения. С учетом высших моментов изменение в динамической проводимости получается введением комплексной функции $r(\omega)$ в частоту столкновений $\nu(\omega)=r(\omega)\nu^{(P_1)}(\omega)$

$$\sigma(\omega)=\frac{\varepsilon_0\omega_{pl}^2}{-i\omega+r(\omega)\nu^{(P_1)}(\omega)}. \tag{4.7}$$

Коэффициент перенормировки может быть задан в явном виде в динамическом случае:

$$r(\omega)=\frac{\frac{5}{2}i\omega N\frac{m}{\beta}-\left\langle\dot{\vec{P}}_3;\dot{\vec{P}}_3\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}+\left(\left\langle\dot{\vec{P}}_1;\dot{\vec{P}}_3\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}\left\langle\dot{\vec{P}}_3;\dot{\vec{P}}_1\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}\right)\Big/\left\langle\dot{\vec{P}}_1;\dot{\vec{P}}_1\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}}{\frac{5}{2}i\omega N\frac{m}{\beta}-\frac{25}{4}\left\langle\dot{\vec{P}}_1;\dot{\vec{P}}_1\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}+\frac{5}{2}\left\langle\dot{\vec{P}}_1;\dot{\vec{P}}_3\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}+\frac{5}{2}\left\langle\dot{\vec{P}}_3;\dot{\vec{P}}_1\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}-\left\langle\dot{\vec{P}}_3;\dot{\vec{P}}_3\right\rangle_{\omega+i\varepsilon}}\cdot \tag{4.8}$$

Коэффициент перенормировки $r(\omega)$ берется с первым и третьим моментами функции распределения (т. е. тока частицы и тока энергии). Согласно уравнению (4.8), обобщенные силовые корреляционные функции должны вычисляться после разложения следующего выражения: $\left\langle \vec{\dot{P}}_l; \vec{\dot{P}}_m \right\rangle_{\omega+i\varepsilon} = \left\langle \vec{\dot{P}}_l^{ei}; \vec{\dot{P}}_m^{ei} \right\rangle_{\omega+i\varepsilon} + \left\langle \vec{\dot{P}}_l^{ee}; \vec{\dot{P}}_m^{ee} \right\rangle_{\omega+i\varepsilon}$. В работе [161, p.036401] приведена формула для невырожденного предела в Борновском приближении, как

$$\begin{cases} \left\langle \vec{\dot{P}}_l^{ei}; \vec{\dot{P}}_m^{ei} \right\rangle_{\omega+i\varepsilon} = -i\dfrac{Nn}{12e^4\sqrt{\pi^5 T}} \int_0^\infty dy y^4 \Phi_{ei}^2(k) \int_{-\infty}^\infty \dfrac{dx\left(1-e^{-4xy}\right)}{xy\left(xy-\bar{\omega}-i\varepsilon\right)} e^{-(x-y)^2} \left\{x,y\right\}_{lm}^{ei} \\ \left\langle \vec{\dot{P}}_l^{ee}; \vec{\dot{P}}_m^{ee} \right\rangle_{\omega+i\varepsilon} = -i\dfrac{Nn}{12e^4\sqrt{2\pi^5 T}} \int_0^\infty dy y^4 \Phi_{ee}^2(k) \int_{-\infty}^\infty \dfrac{dx\left(1-e^{-4xy}\right)}{xy\left(xy-\bar{\omega}-i\varepsilon\right)} e^{-(x-y)^2} \left\{x,y\right\}_{lm}^{ee} \end{cases} \quad (4.9)$$

где $\Phi_{ei}(k) = -4\pi e^2\left(k^2+\kappa_D^2+k^4\lambda_{ei}^2\right)^{-1}$, $\Phi_{ee}(k) = -4\pi e^2\left(k^2+\kappa_D^2+k^4\lambda_{ee}^2\right)^{-1}$ - Фурье образ потенциала (1.4). Мы получили для электрон-ионного взаимодействия на основе потенциала (1.4) следующее выражение:

$$\left\langle \vec{\dot{P}}_l^{ei}; \vec{\dot{P}}_m^{ei} \right\rangle_{\omega+i\varepsilon} = -i\frac{4Nn}{3\sqrt{\pi T}} \int_0^\infty \frac{dy y^4}{\left(y^2+2\pi n/T^2+y^4/16\pi T^3\right)^2} \times \\ \times \int_{-\infty}^\infty \frac{dx\left(1-e^{-4xy}\right)}{xy\left(xy-\bar{\omega}-i\varepsilon\right)} e^{-(x-y)^2} \left\{x,y\right\}_{lm}^{ei} \quad (4.10)$$

где $\left\{x,y\right\}_{11}^{ei} = 1, \left\{x,y\right\}_{33}^{ei} = 1+3x^2+y^2$, и $\left\{x,y\right\}_{33}^{ei} = 2+10x^2+9x^4+2y^2+6x^2y^2+y^4$. Для электрон-электронного взаимодействия мы обнаружили

$$\left\langle \vec{\dot{P}}_l^{ee}; \vec{\dot{P}}_m^{ee} \right\rangle_{\omega+i\varepsilon} = -i\frac{4Nn}{3\sqrt{2\pi T}} \int_0^\infty \frac{dy y^4}{\left(y^2+4\pi n/T^2+y^4/8\pi T^3\right)^2} \times \\ \times \int_{-\infty}^\infty \frac{dx\left(1-e^{-4xy}\right)}{xy\left(xy-\bar{\omega}-i\varepsilon\right)} e^{-(x-y)^2} \left\{x,y\right\}_{lm}^{ee} \quad (4.11)$$

где из-за сохранения импульса $\left(\vec{\dot{P}}_1^{ee} = 0\right)$ мы имеем $\left\{x,y\right\}_{11}^{ee} = \left\{x,y\right\}_{31}^{ee} = 0$ и $\left\{x,y\right\}_{33}^{ee} = 1+\left(19/4\right)x^2$. Для оценки, мы используем следующее выражение $\dfrac{1}{xy-\bar{\omega}-i\varepsilon} = P\dfrac{1}{xy-\bar{\omega}} + i\pi\delta(xy-\bar{\omega})$. Дельта функция δ позволяет интегрировать

по x для получения вещественной части корреляционных функций $\left\langle \dot{\vec{P}}_l ; \dot{\vec{P}}_m \right\rangle_{\omega+i\varepsilon}$.

Для мнимой части мы также можем найти интеграл по x после декомпозиции частичной дроби и использования следующей формулы $P\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{e^{-x^2}}{x+a} = \pi e^{-a^2} erfi(\mathrm{a})$.

В отличие от модели Лоренца влияние электрон-электронных взаимодействий можно исследовать путем включения более высоких моментов. В этой работе на основе уравнений (4.8) – (4.11) мы вычислили функцию перенормировки как функцию частоты для водородной плазмы на основе потенциала (1.4). Реальная и мнимая части коэффициента перенормировки в двухмоментом приближении учитывают $\dot{\vec{P}}_{1,1}^{ee}$ и $\dot{\vec{P}}_{1,3}^{ee}$. Результаты показаны на рисунках 4.1 и 4.2. В высокочастотном пределе верхними моментами в обобщенном приближении линейного отклика можно пренебречь, и $r(\omega)$ сходится к 1. Мнимая часть равна нулю, как в низкочастотном, так и в высокочастотном пределах. В промежуточной области коэффициент перенормировки является комплексной величиной. Мы показали динамическую частоту столкновений (рисунки 4.3 и 4.4) как зависимость от частоты для разных значений параметра плотности при заданном параметре связи. Как видно из рисунков 4.3 и 4.4, увеличение плотности вызывает увеличение частоты динамических столкновений, что связано с уменьшением длины свободного пробега частиц.

На рисунках 4.5 – 4.8 показана частотная зависимость реальной части и мнимой части динамической проводимости полностью ионизованной водородной плазмы при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 4$ и $\Gamma = 0.5$, $r_s = 1$. Результаты динамической проводимости с учетом только электрон-ионных взаимодействий согласуются с данными МД, полученными Фурукавой [251], с данными LRT на основе Дебаевского потенциала, Берковского [195, p.5043] и с данными метод моментов Адамяна [197, p.214005]. Стоит отметить, что результаты динамической проводимости (учитывающие электрон-электронные взаимодействия) сходятся с МД результатами, представленными в [198, p.1544] ($\Gamma = 0.5$, $r_s = 1$), которые тоже включают электрон-электронные взаимодействия.

На рисунке 4.7 точки, соответствующие статической электропроводности, получены методом молекулярной динамики (МД) в работах [199, p.192; 202, p.1031; 203, p.2041]. В этих исследованиях также учитывались электрон-электронные столкновения, и, как мы видим, наблюдается увеличение электропроводности по сравнению с результатами [195, p.5043; 197, p.214005; 251, p.613], которые не включают этот вклад и учитывают электрон-ионное взаимодействие в первом приближении. Отметим, что дополнительный механизм рассеяния из-за электрон-электронного взаимодействия приведет к меньшей проводимости. Это было бы действительно получено, если бы мы сравнивали со вторым моментом только для электрон-ионных взаимодействий.

Небольшое расхождение между значениями электропроводности из следующих работ [199, p.192; 202, p.1031; 203, p.2041] и нашей, по-видимому, объясняется особенностями моделирования и различиями в используемых потенциалах взаимодействия. Также, в работе [199, p.192] в дополнение к эффекту дифракции также был учтен эффект симметрии (принцип исключения Паули). Увеличение электропроводности с использованием коэффициента перенормировки в двухмоментном приближении было также показано в работе [161, p.036401] для других значений параметров плазмы.

На рисунках 4.9 и 4.10 показана размерного вида динамическая проводимость полностью ионизованной водородной плазмы при различных плотностях при постоянной температуре T = 100 000 K. Увеличение плотности приводит к увеличению динамической проводимости, что связано с уменьшением частоты столкновений за счет усиления эффекта экранирования в плотной плазме.

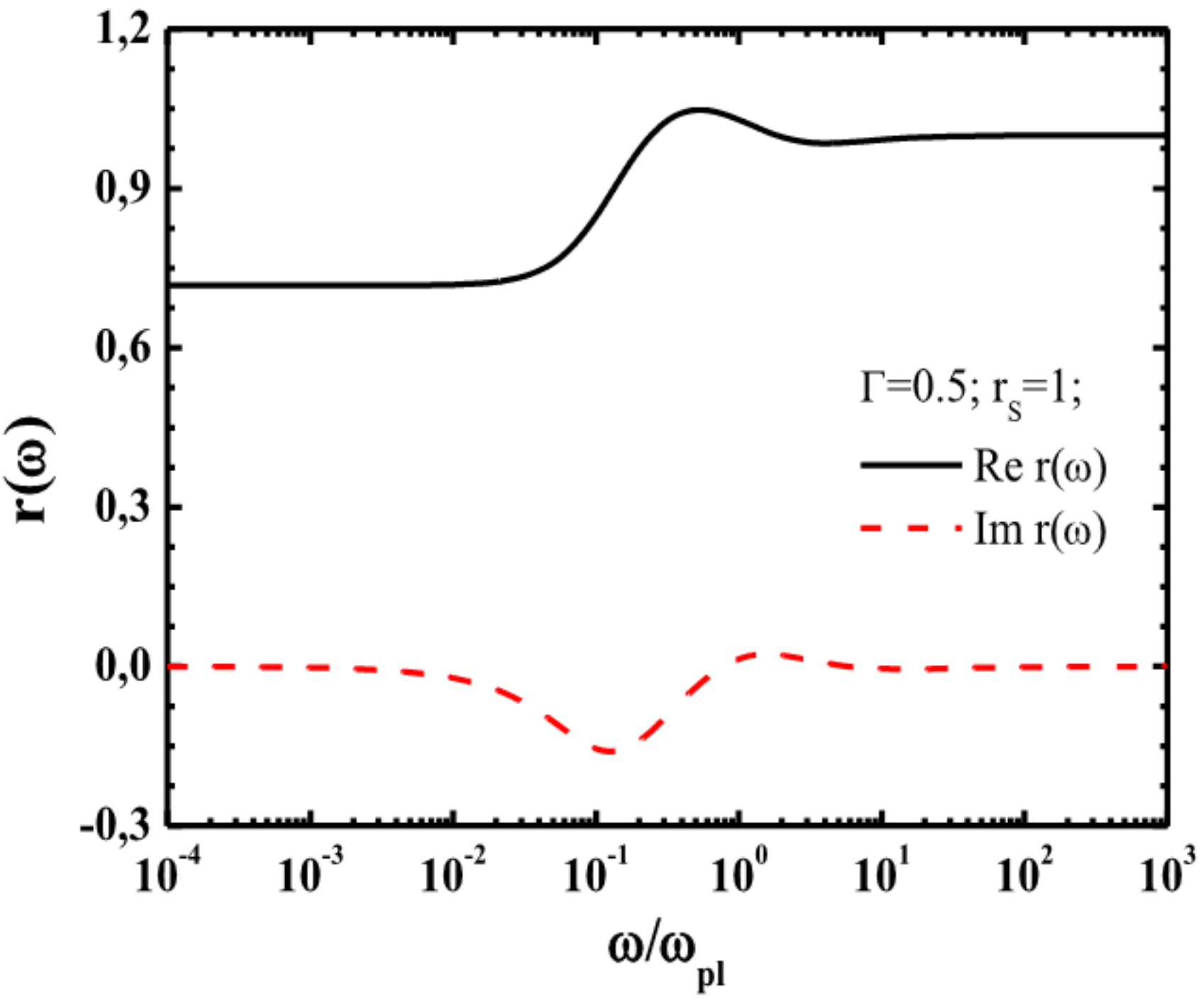


Рисунок 4.1 – Коэффициент перенормировки $r(\omega)$ как функция частоты ω для двухкомпонентной плазмы, при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 1$

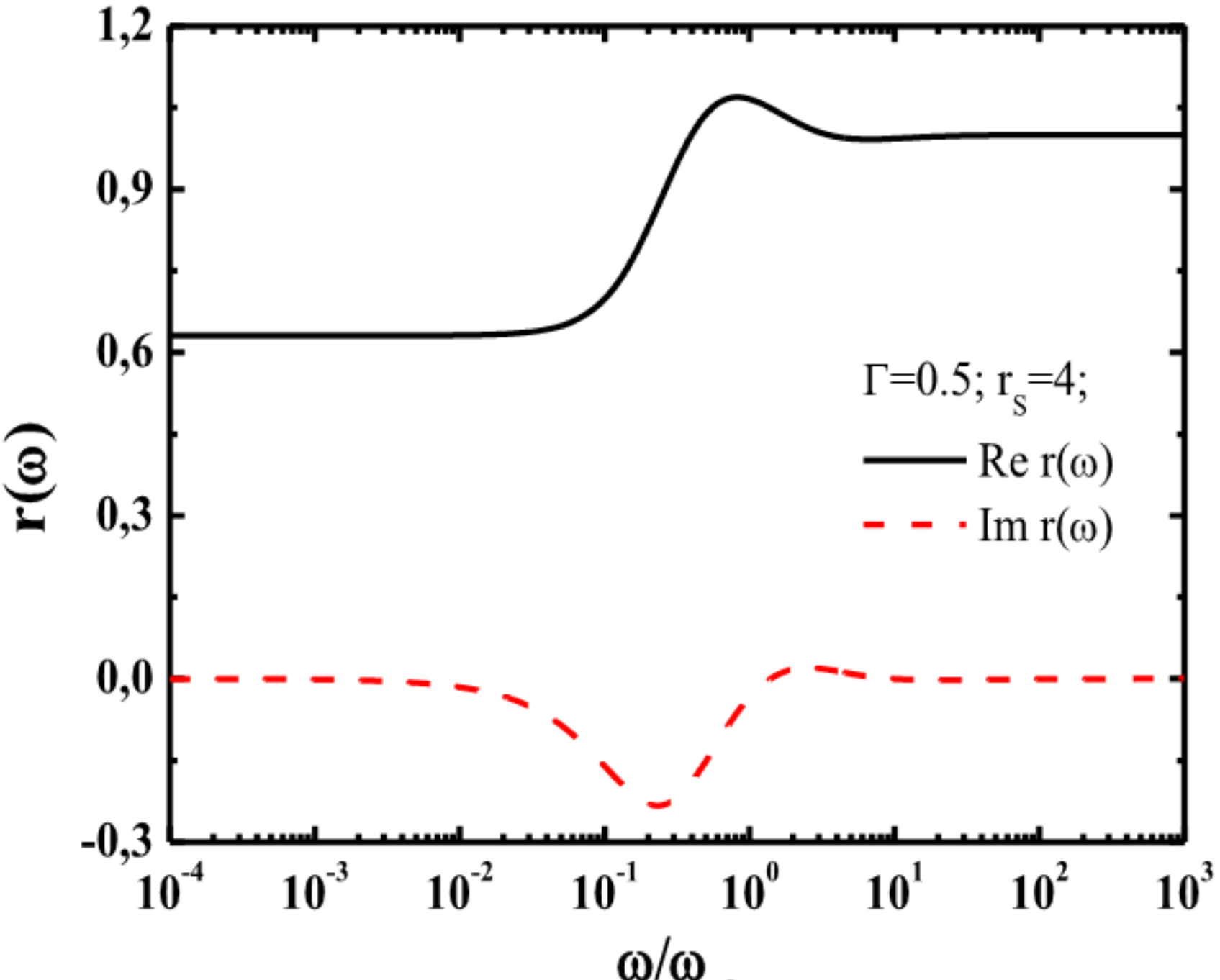


Рисунок 4.2 – Коэффициент перенормировки $r(\omega)$ как функция частоты ω для двухкомпонентной плазмы, при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 4$

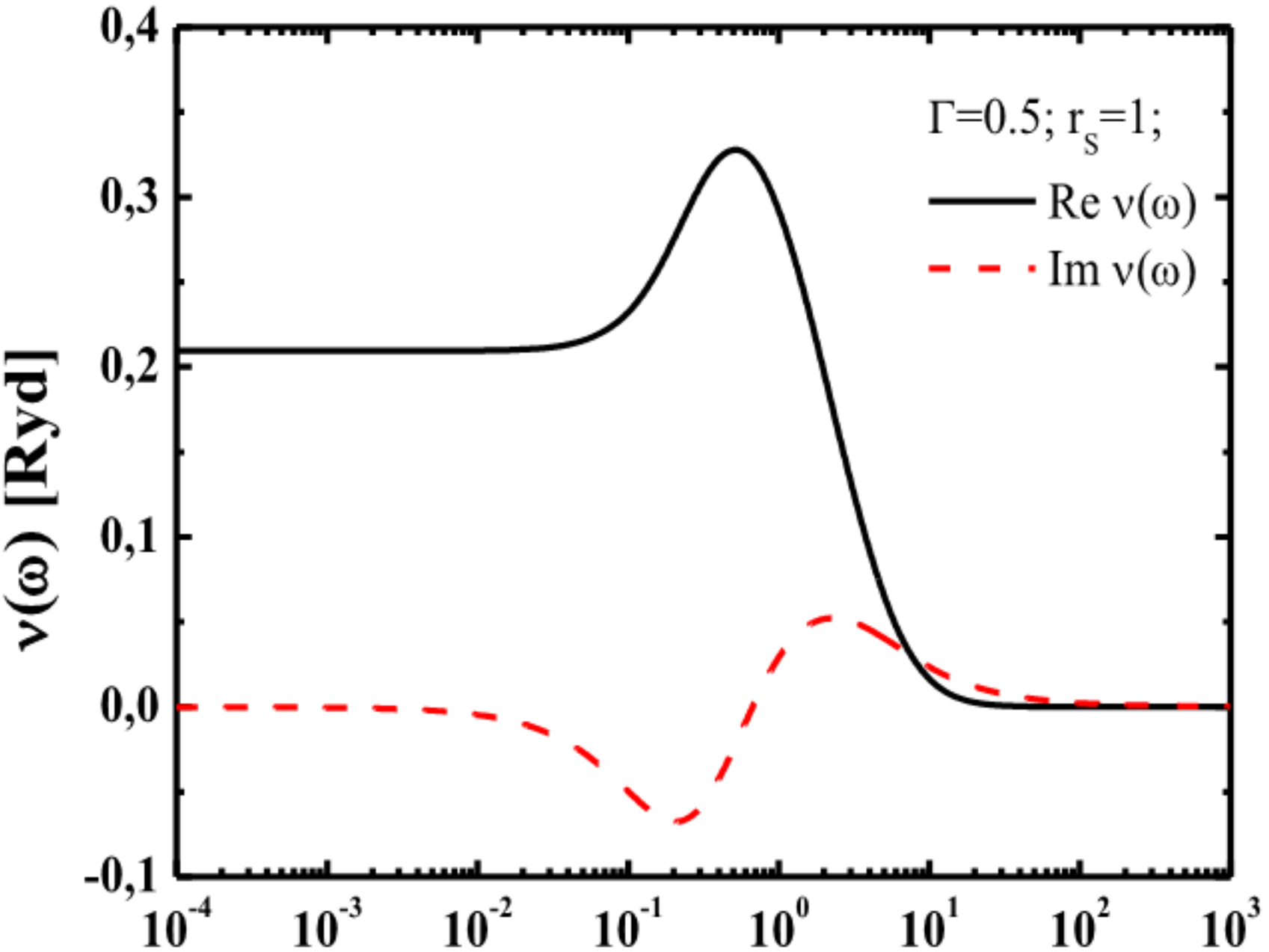


Рисунок 4.3 – Реальная и мнимая части динамической частоты столкновения $\nu(\omega)$, как функция частоты ω в плотной неидеальной плазме, при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 1$

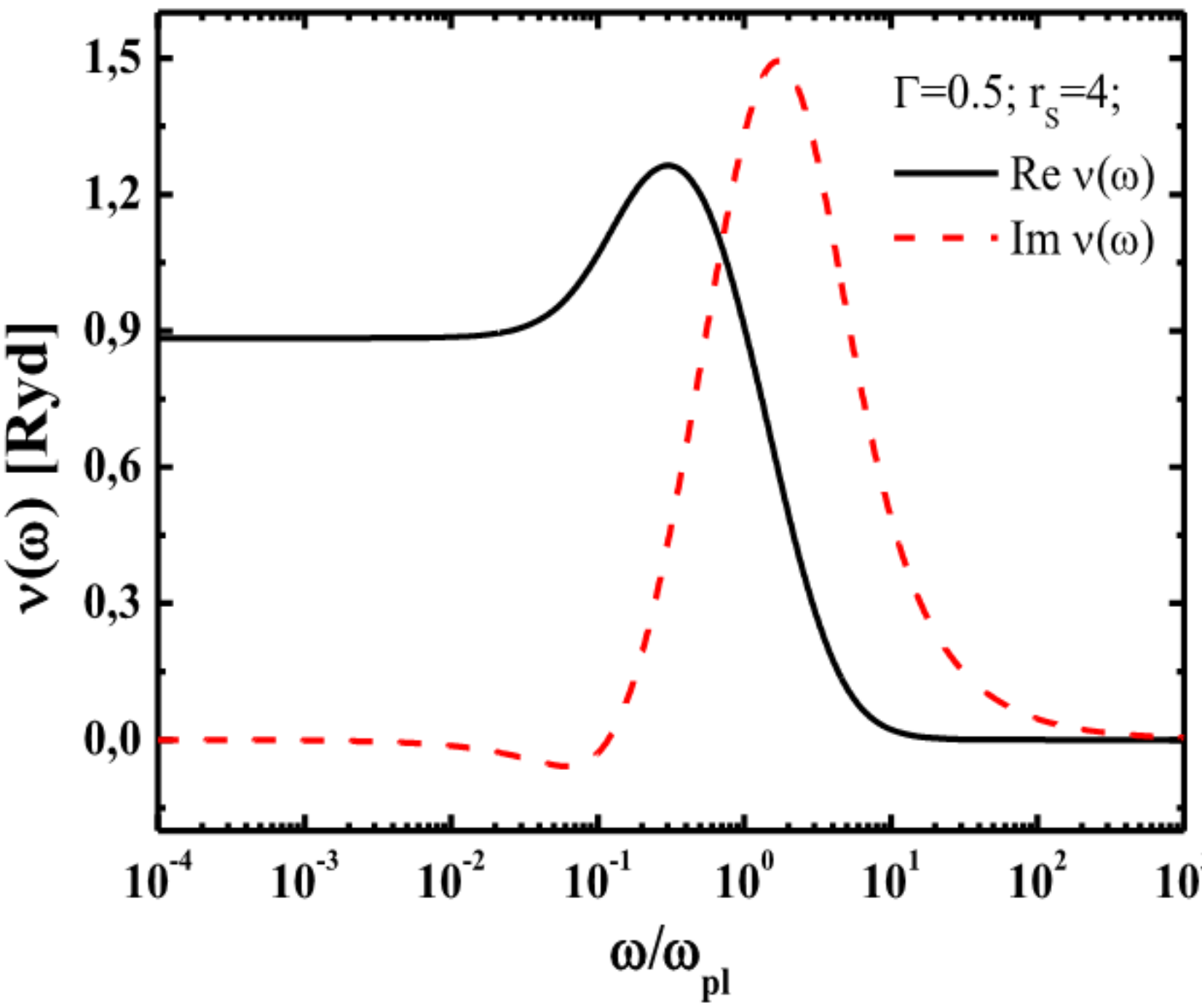


Рисунок 4.4 – Реальная и мнимая части динамической частоты столкновения $\nu(\omega)$, как функция частоты ω в плотной неидеальной плазме, при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 4$

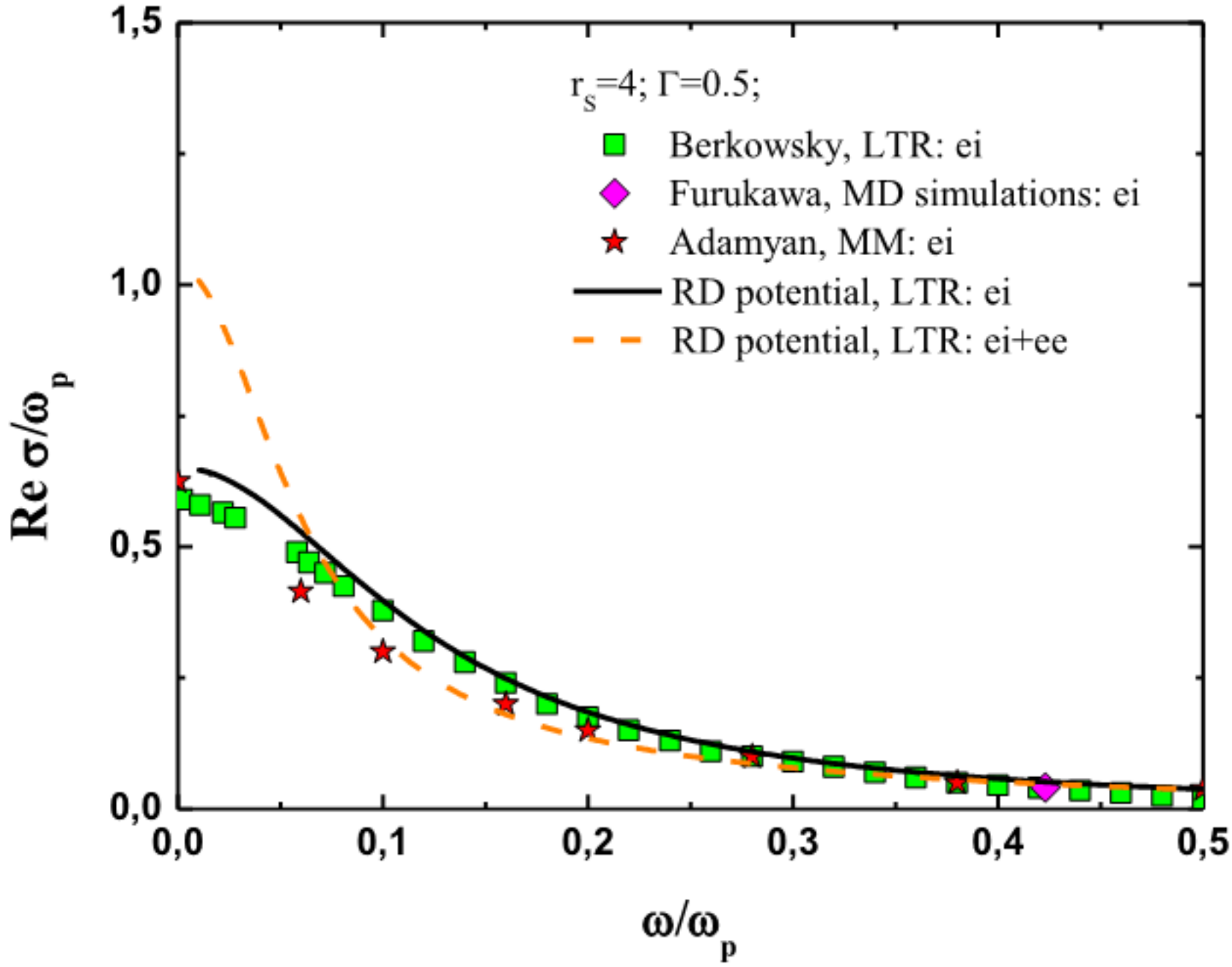


Рисунок 4.5 – Реальная часть динамической электропроводности полностью ионизованной водородной плазмы при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 4$, в сравнении с данными других авторов [195, p.5043; 197, p.214005; 251, p.613]

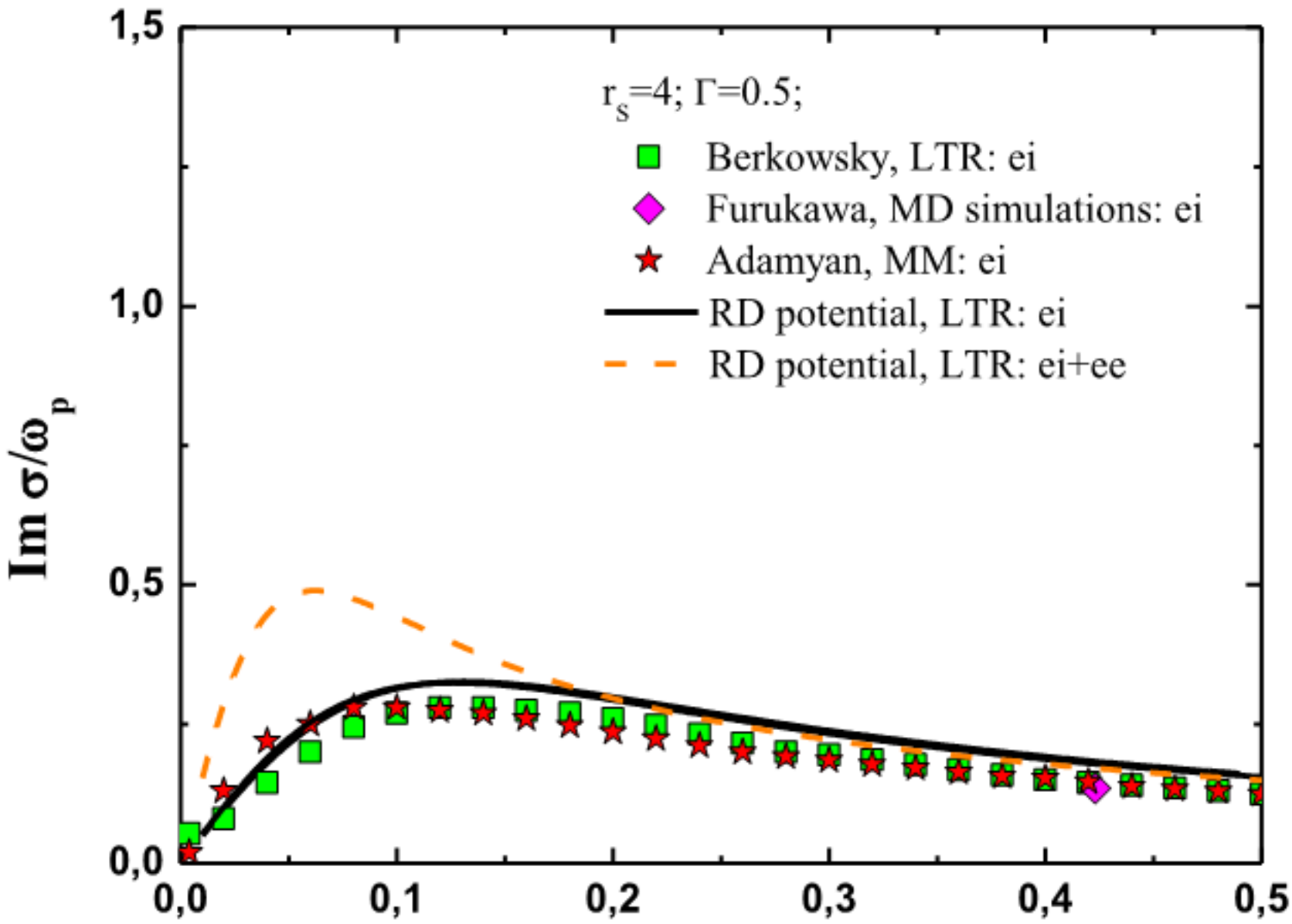


Рисунок 4.6 – Мнимая часть динамической электропроводности полностью ионизованной водородной плазмы при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 4$, в сравнении с данными других авторов [195, p.5043; 197, p.214005; 218, p.268]

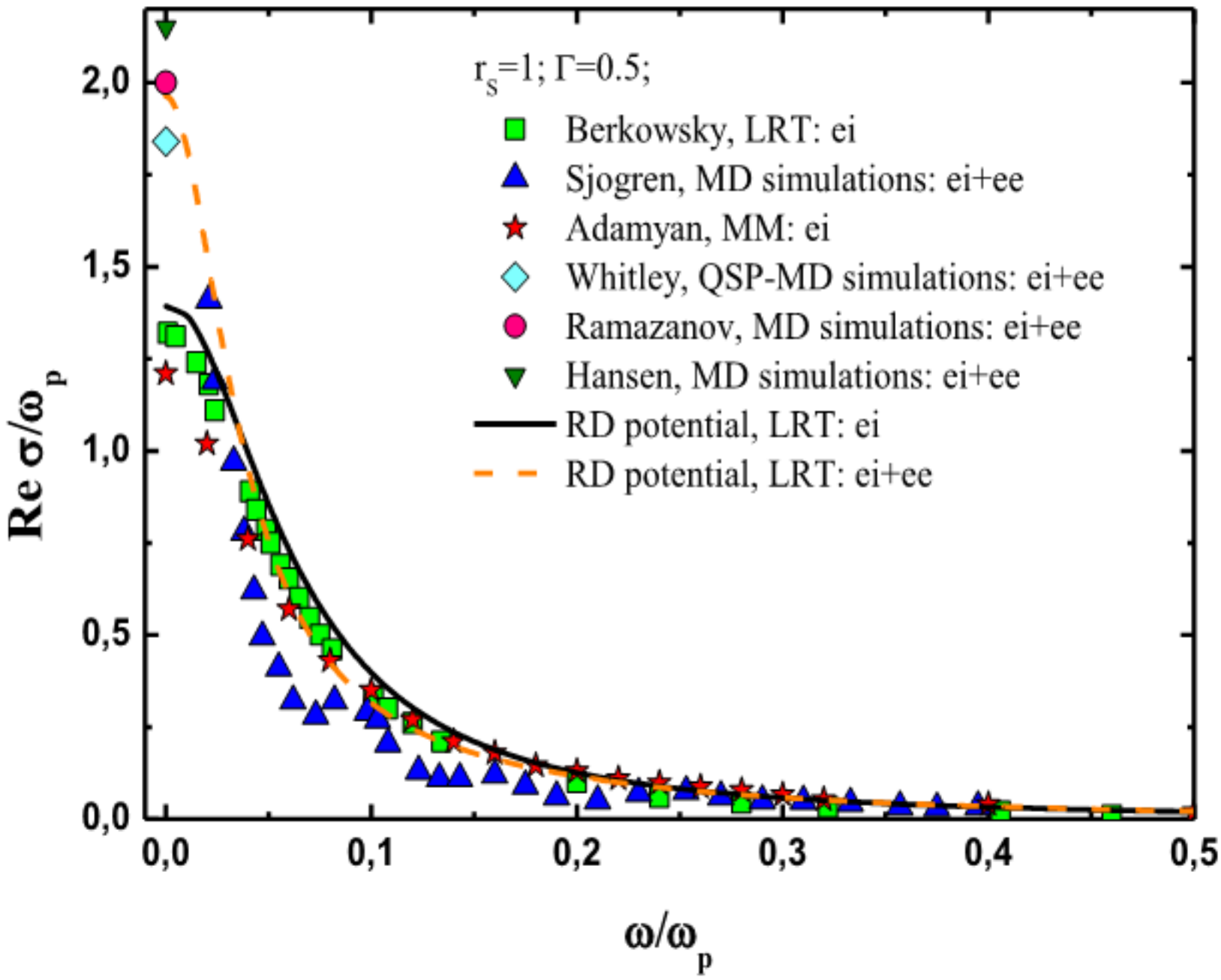


Рисунок 4.7 – Реальная часть динамической электропроводности полностью ионизованной водородной плазмы при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 1$, в сравнении с данными других авторов [195, p.5043; 197, p.214005; 198, p.1544; 199, p.192; 202, p.1031; 203, p.2041]

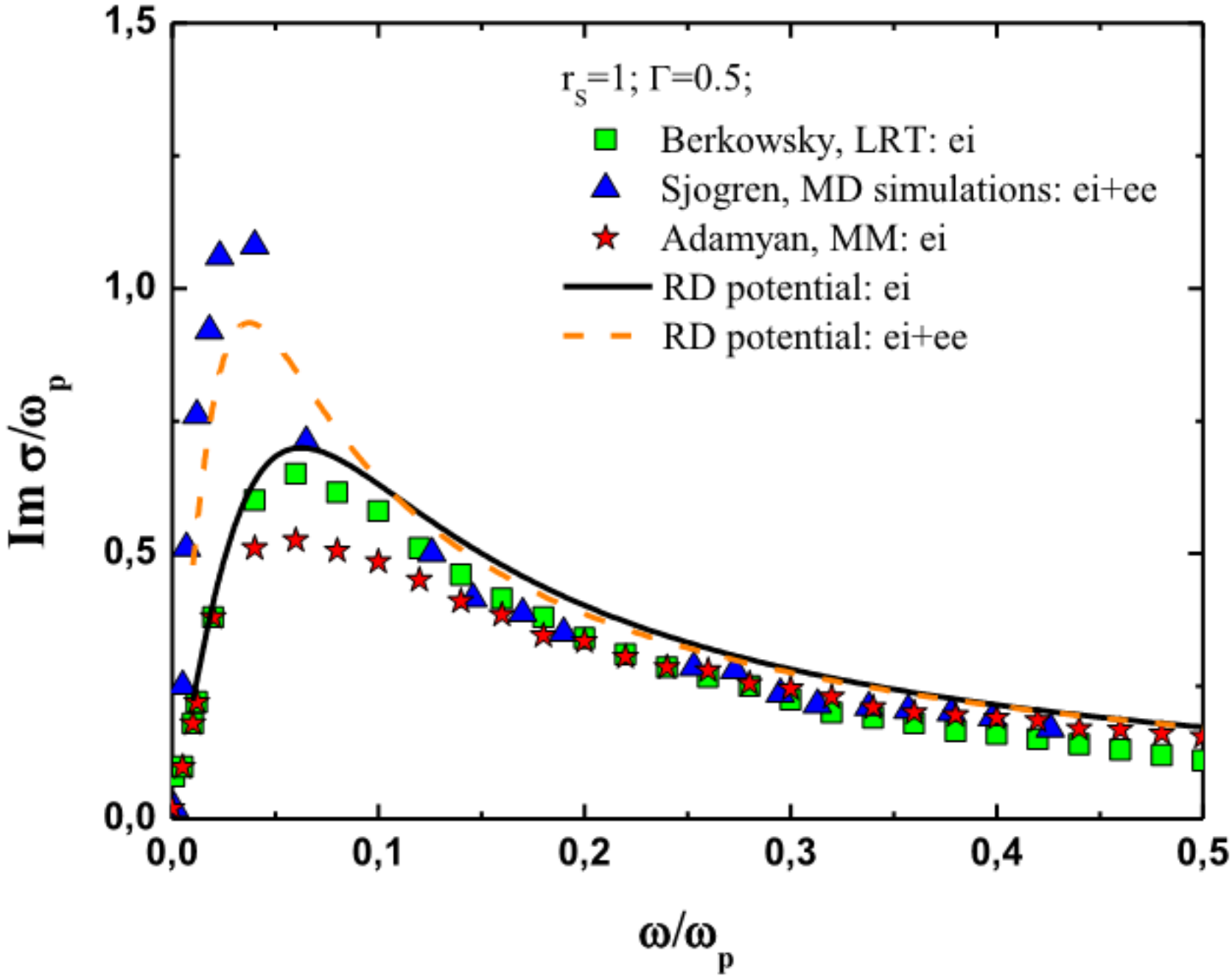


Рисунок 4.8 – Мнимая часть динамической электропроводности полностью ионизованной водородной плазмы при $\Gamma = 0.5$, $r_s = 1$, в сравнении с данными других авторов [195, p.5043; 197, p.214005; 198, p.1544]

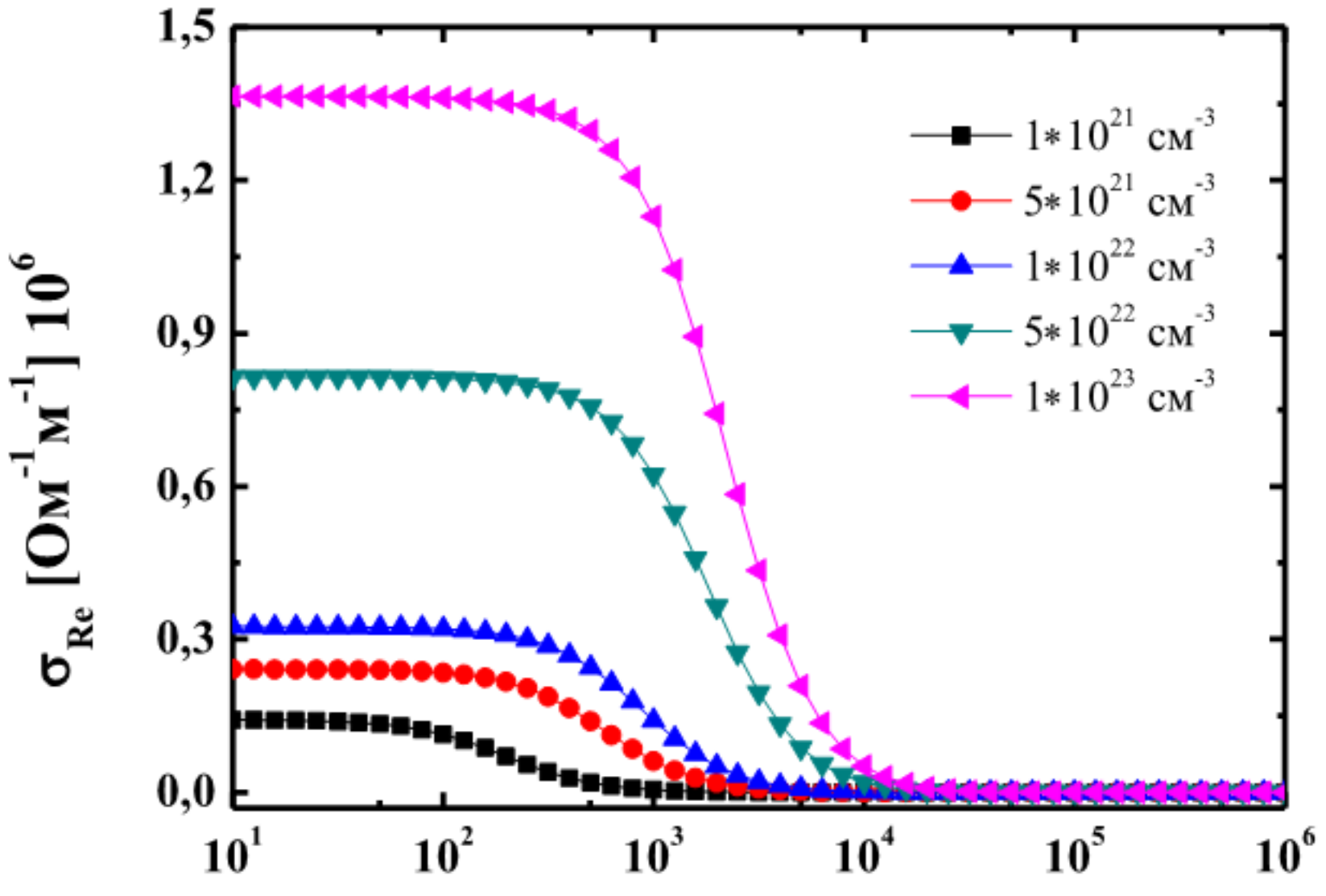


Рисунок 4.9 - Реальная часть динамической электропроводности, рассчитанная в обобщенном линейном уравнении Больцмана (LRT) в двухмоментном приближении. Рассмотрена водородная плазма при температуре T=100 000 K и пяти различных n_e электронных плотностях

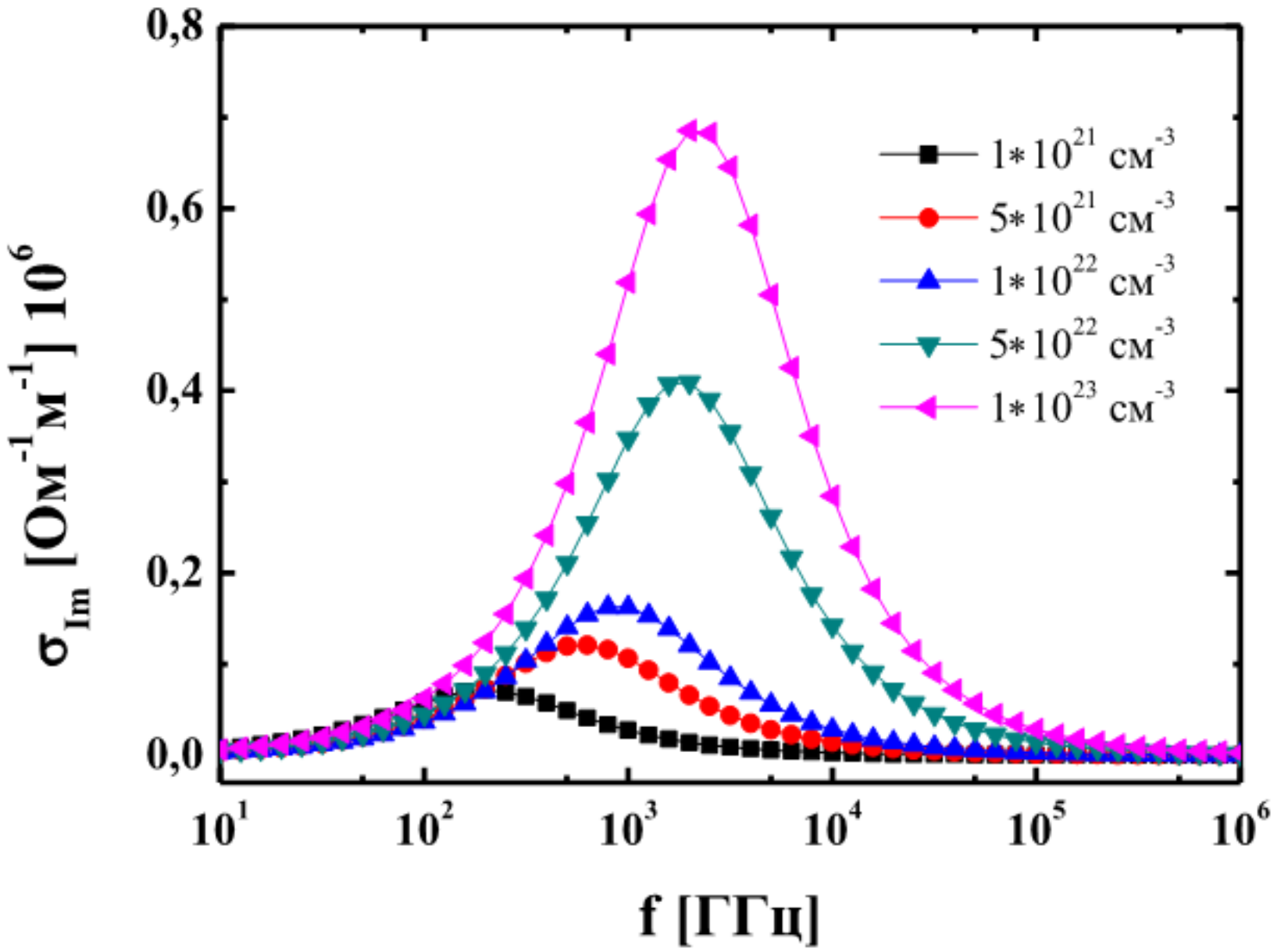


Рисунок 4.10 - Мнимая часть динамической электропроводности, рассчитанная в обобщенном линейном уравнении Больцмана (LRT) в двухмоментном приближении. Рассмотрена водородная плазма при температуре T=100 000 K и пяти различных n_e электронных плотностях

4.2 Коэффициент отражения плотной квазиклассической ксеноновой плазмы

Коэффициент отражения $R(\omega)$ при нормальном падении света из вакуума в плазму связан с диэлектрической функцией $\varepsilon(\omega)$ в соответствии с известной формулой Френеля

$$R(\omega)=\left|\frac{1-\sqrt{\varepsilon(\omega)}}{1+\sqrt{\varepsilon(\omega)}}\right|^2 \tag{4.12}$$

При произвольном падении света, коэффициент отражения плазмы зависит от угла падения θ и поляризации (s или p) воздействующего излучения. Коэффициент отражения при s-поляризации определяется следующим соотношением [252-253]

$$R_s(\theta,\omega)=\left(\frac{\left|\cos\theta-\sqrt{\varepsilon(\omega)-\sin^2\theta}\right|}{\left|\cos\theta+\sqrt{\varepsilon(\omega)-\sin^2\theta}\right|}\right)^2 \tag{4.13}$$

Коэффициент отражения при p-поляризации определяется следующей формулой [252-253]:

$$R_p(\theta,\omega)=\left(\frac{\left|\varepsilon(\omega)\cos\theta-\sqrt{\varepsilon(\omega)-\sin^2\theta}\right|}{\left|\varepsilon(\omega)\cos\theta+\sqrt{\varepsilon(\omega)-\sin^2\theta}\right|}\right)^2 \tag{4.14}$$

В данной диссертационной работе в качестве диэлектрической функции $\varepsilon(\omega)$ было взято выражение Друде-Лоренца (3.53), в котором сидит динамическая частота столкновений, полученная на основе эффективных потенциалов, используемых в данных работе.

Результаты расчетов коэффициента отражения с использованием выражений (4.12) – (4.14), а также сравнение с недавно измеренными данными для ударно-сжатого ксенона показаны на рисунках 4.11 – 4.13, где коэффициент отражения представлен как функция угла падения θ. В таблице 4.1 показаны параметры экспериментов, выполненных в работах [123, p.467; 124, p. 3], где $\alpha_{ion}=n_e/\left(n_i+n_a\right)$ – степень ионизации. Мы рассчитали коэффициент отражения на основе этих параметров. Атомная поляризуемость ксенона была взята как $\alpha_{Xe}=26.7a_B^3$, согласно работе [254].

На рисунке 4.11 показана зависимость коэффициента отражения s-поляризованного и p-поляризованного излучения от угла падения для электрон-ионного потенциалов взаимодействия (1.4) и (2.2), а также электрон-атомных потенциалов взаимодействия (1.8) и (2.4) при разных значениях длин волн. На

рисунках 4.12 и 4.13 представлены зависимости коэффициента отражения s-поляризованного и p-поляризованного излучения от угла падения по сравнению с теоретическими и экспериментальными данными для $\lambda_{las} = 694$нм и $\lambda_{las} = 1064$нм.

Таблица 4.1 – Параметры экспериментов с ударно-сжатой ксеноновой плазмой в соответствии с работами [123, p.467; 124, p. 3].

λ_{las} (нм)	P (ГПа)	T (K)	ρ (г/см^3)	n_e (см$^{-3}$)	n_a (см$^{-3}$)	α_{ion}	Γ	Θ
1064	10.5	29 250	2.7	$7.1 \cdot 10^{21}$	$5.4 \cdot 10^{21}$	0.57	1.8	1.9
694	12	32 020	2.8	$7.8 \cdot 10^{21}$	$5.0 \cdot 10^{21}$	0.56	1.7	1.9
532	12	32 020	2.8	$7.8 \cdot 10^{21}$	$5.0 \cdot 10^{21}$	0.56	1.7	1.9

Значения коэффициента отражения при нормальном падении ($\theta = 0$), полученные на основе статических потенциалов (1.4) и (1.8) (сплошная линия), на трех длинах волн λ_{las} относительно близки друг к другу. По сравнению, значения коэффициента отражения при нормальном падении ($\theta = 0$) на основе динамических потенциалов (2.2) и (2.4) (пунктирная линия), которые учитывают эффект динамической экранировки, показывают большую разницу в отражательной способности для трех длин волн лазера.

Рассмотрим более подробно результаты, полученные для длины волны $\lambda_{las} = 694$нм, и сравним экспериментальные и теоретические данные. На рисунке 4.12 представлены результаты, полученные на основе различных эффективных потенциалов взаимодействия и сравнения с экспериментальными данными. Важность учета эффекта динамического экранирования на коэффициент отражения хорошо видна. Данные, полученные на основе статических потенциалов хорошо описывают экспериментальные данные в s-поляризации, однако намного превышают экспериментальные данные в p-поляризации. Использование динамических потенциалов в расчетах коэффициента отражения приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными при угле $\theta = 0$ и с данными в p-поляризации.

Наконец, ниже приведем результаты, полученные для длины волны $\lambda_{las} = 1064$нм. В дополнение к нашим результатам и экспериментальным данным, приведены также результаты компьютерного моделирования [255], что показано на рисунках 4.12 и 4.13. В частности, было найдено хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных при $\theta = 0$. Подробное рассмотрение электрон-атомных столкновений рассматривалось в работах [13, p. 063208; 181, p.036405]. Таким образом, использование динамического потенциала приводит к хорошему соглашению с результатами, полученными в моделировании, проведенного в работе [255] и с экспериментальными данными.

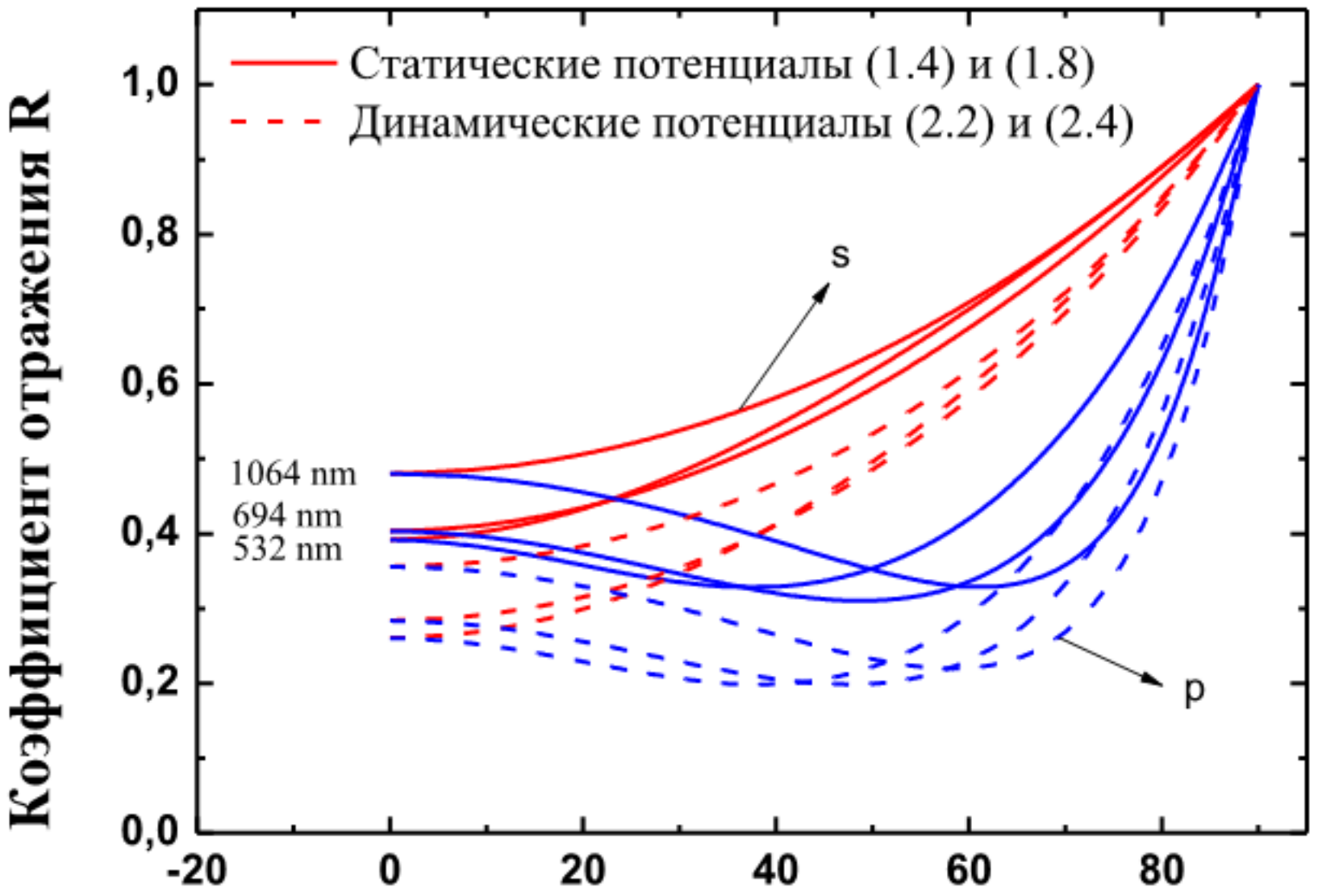
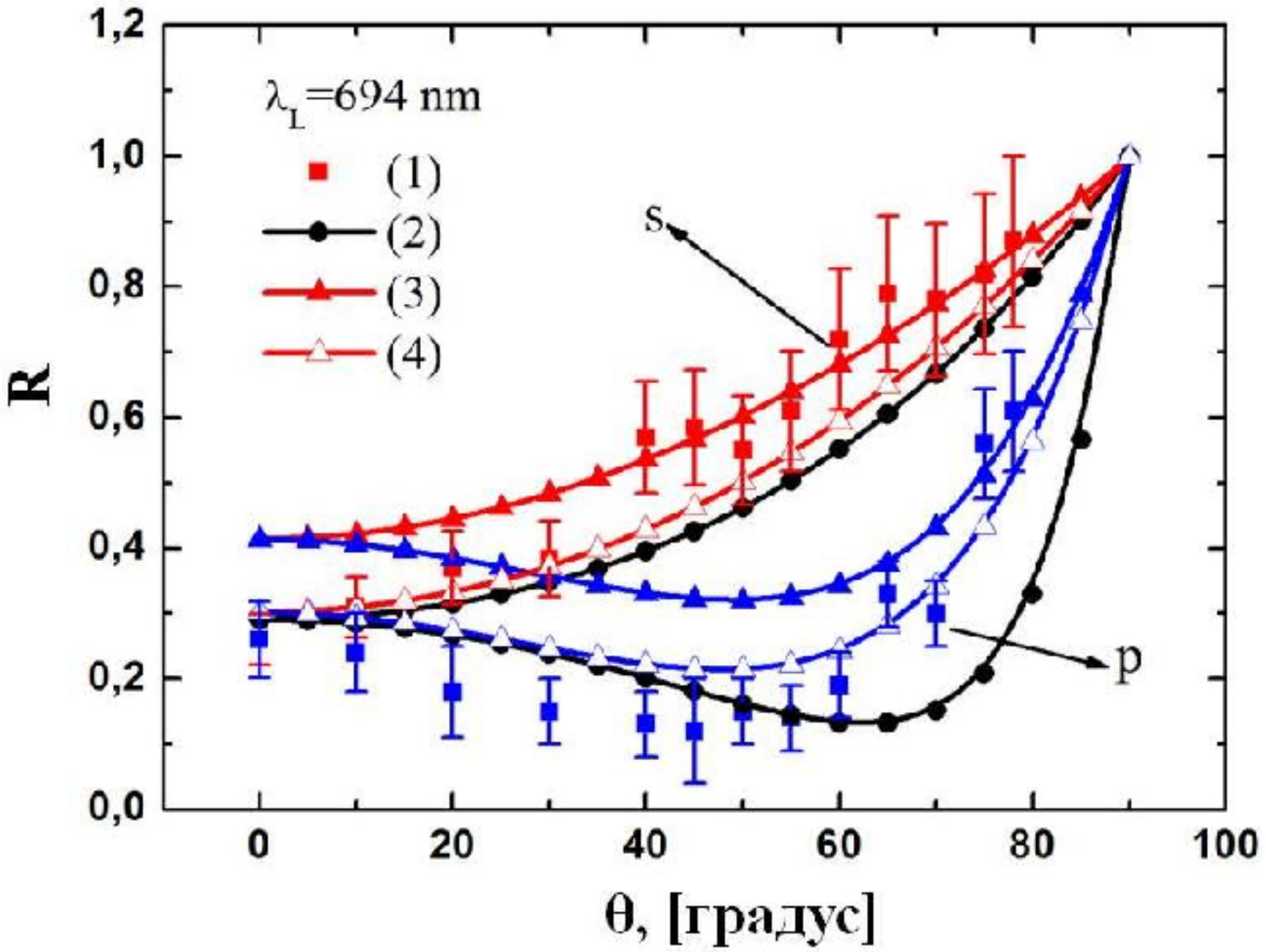
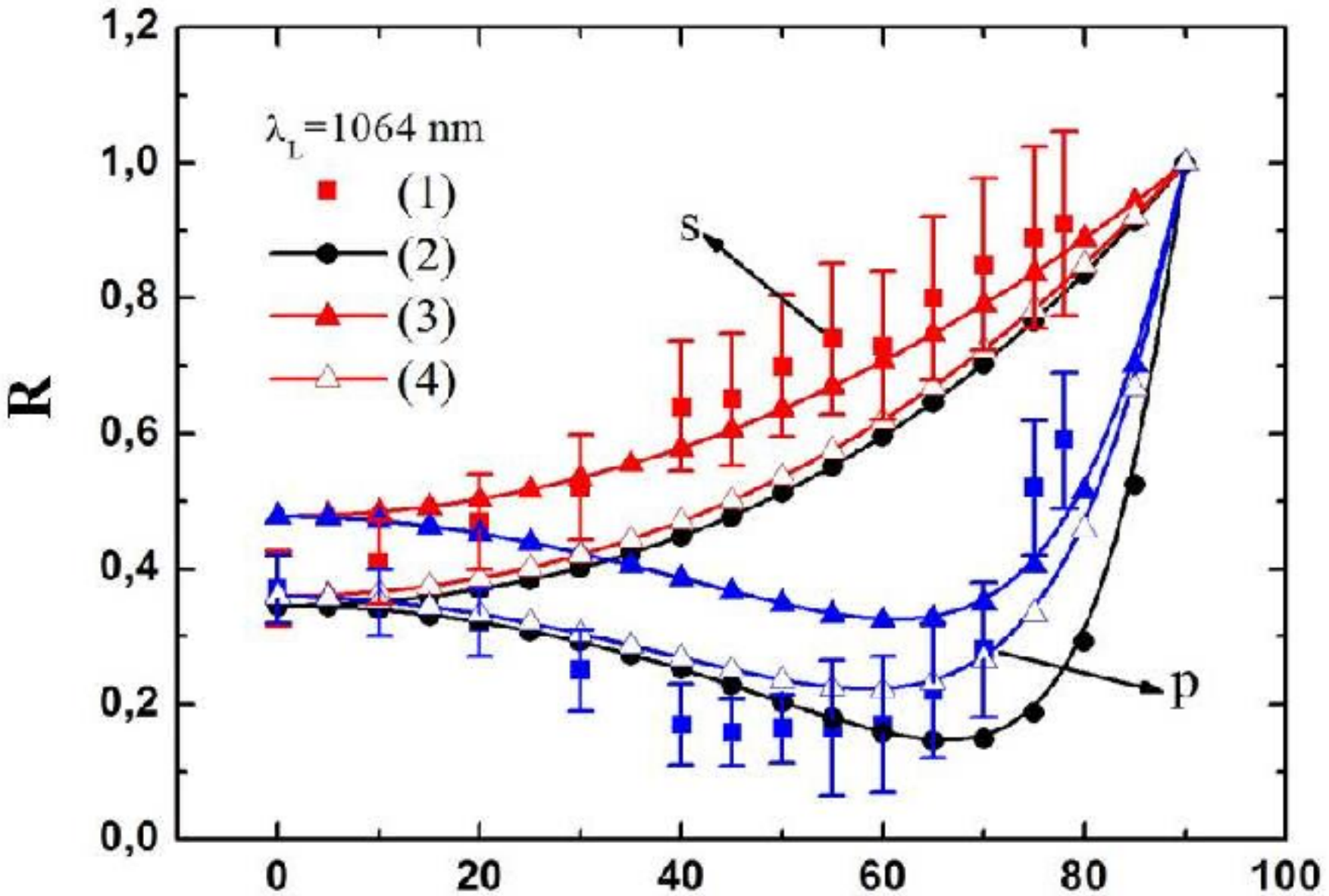


Рисунок 4.11 – Коэффициент отражения s-поляризованного и p-поляризованного излучения при различных углах падения и длинах волн, рассчитанный в Борновском приближении (3.45) для электрон-ионного взаимодействия (1.4) и (2.2) потенциалов, а также электрон-атомного взаимодействия (1.8) и (2.4) потенциалов



1 – экспериментальные данные;
2 – результаты работы [255, p.043202];
3 – на основе статических потенциалов (1.4) и (1.8);
4 – на основе динамических потенциалов (2.2) и (2.4)

Рисунок 4.12 – Коэффициент отражения в сравнении с экспериментальными данными при $\lambda_{las} = 694$нм. s-поляризация – красный цвет, p-поляризация – синий цвет



1 – экспериментальные данные;
2 – результаты работы [255, p.043202];
3 – на основе статических потенциалов (1.4) и (1.8);
4 – на основе динамических потенциалов (2.2) и (2.4).

Рисунок 4.13 – Коэффициент отражения в сравнении с экспериментальными данными при $\lambda_{las} = 1064$нм. s-поляризация – красный цвет, p-поляризация – синий цвет

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе представлены результаты расчета столкновительных, транспортных и оптических характеристик плотной квазиклассической плазмы, возникающей в установках УТС с инерциальным удержанием и в некоторых астрофизических объектах.

Основными результатами данной работы являются следующие:

– Были построены новые динамические модели взаимодейсвия частиц плотной квазиклассической плазмы. В данных моделях учитывалась динамическая экранировка поля частиц, которая слабее статической экранировки. Также в данных моделях учитывается эффект дифракции заряженных частиц, проявляющийся на малых расстояниях. Динамический потенциал при малых скоростях сталкивающихся частиц стремится к статическому эффективному потенциалу взаимодействия частиц квазиклассической плазмы, а при больших скоростях стремится к потенциалу Дойча, не учитывающему экранировку.

– Также на основе новых динамических моделей взаимодейсвия частиц плотной квазиклассической плазмы были исследованы парциальные, полные и транспортные сечения рассеяния частиц плазмы. Был использован метод парциальных волн. Анализ полученных результатов показал, что фазовые сдвиги, а также сечения как электрон-электронного, так и электрон-атомного рассеяний больше при динамической экранировке поля зарядов, чем при статической экранировке.

– В рамках эффективных потенциалов электрон-электронного и электрон-ионного взаимодействий в плотной квазиклассической плазме рассмотрены динамическая частота, коэффициент перенормировки и динамическая электропроводимость. Для их расчета использовались Борновское приближение и обобщенная формула Друде. Полученная в этой работе динамическая проводимость, рассчитанная по некоторым параметрам плазмы с учетом электрон-электронных столкновений и без них, хорошо согласуется с результатами других работ. Показано, что электрон-электронные столкновения могут приводить к увеличению динамической проводимости в длинноволновом пределе.

– На основе эффективных потенциалов взаимодействия заряженных частиц в плотной квазиклассической плазме исследовался коэффициент отражения плазмы. Сделаны сравнения с экспериментальными значениями коэффициента отражения ксеноновой плазмы, созданной ударной волной с высокой плотностью, полученными при падающем лазерном излучении с различными длинами волн, различными углами падения и различными поляризациями. Анализ результатов показал, что зависимости коэффициентов отражения от угла падения, полученные с учетом динамического экранирования лежат ниже, чем данные, полученные с учетом статического экранирования заряда. Расчеты показывают, что систематический учет электрон-атомного взаимодействия в дополнение к электрон-ионному взаимодействию необходим для объяснения экспериментальных результатов.

– На основе исследований, проведенных в диссертационной работе, можно заключить, что в рамках эффективных моделей взаимодействия частиц, учитывающих эффекты экранировки и дифракции, адекватно описываются как транспортные свойства (динамическая и статическая электропроводность), так и оптические свойства плотной квазиклассической плазмы. **Поставленные в диссертации задачи полностью решены.**

Выполненная диссертационная работа характеризуется высоким научным уровнем полученных результатов, которые опубликованы в международных рейтинговых журналах и хорошо согласуются с данными других авторов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Dinklage A., Klinger T., Marx G., Schweikhard L. Plasma Physics: Confinement, Transport and Collective Effects. – Berlin Heidelberg: Springer, 2005. – 503 p.

2 Mintsev V. B., Fortov V. E. Dense plasma properties from shock wave experiments // J. Phys. A: Math. Gen. – 2006. – Vol. 39. – P. 4319 – 4327.

3 Drake R. P. High–energy–density physics: fundamentals, inertial fusion, and experimental astrophysics. – Berlin Heidelberg: Springer, 2006. – 484 p.

4 Redmer R., Holst B., Juranek H., Nettelmann N., Schwarz V. Equation of state for dense hydrogen and helium: application to astrophysics // J. Phys. A: Math. Gen. – 2006. – Vol. 39. – P. 4479 – 4484.

5 Lorenzen W., Holst B., Redmer R. Demixing of Hydrogen and Helium at Megabar Pressures // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – 115701 p.

6 Fortov V. E., Yakubov I. T. The Physics of Non–Ideal Plasma. – Singapore: World Scientic Pub Co, 1999. – 403 p.

7 Kraeft W. D., Kremp D., Ebeling W., Röpke G. Quantum Statistics of Charged Particle Systems. – Berlin: Springer, 1986. – 281 p.

8 Kremp D., Schlanges M., Kraeft W. D. Quantum Statistics of Nonideal Plasmas. – Berlin: Springer, 2005. – 528 p.

9 Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. – М.: ИЛ, 1957. – 112 с.

10 Эккер Г. Теория полностью ионизованной плазмы. – М.: Мир, 1974. – 432 с.

11 Грязнов В. К. и др. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора. – М.: Атомиздат, 1980. – 302 с.

12 Reinholz H., Redmer R. Thermodynamic and transport properties of dense hydrogen plasma // Phys. Rev. E. – 1995. – Vol. 52. – P. 5368 – 5386.

13 Rosmej S., Reinholz H., Röpke G. Contribution of electron–atom collisions to the plasma conductivity of noble gases // Phys. Rev. E. – 2017. – Vol. 95. – 063208 p.

14 Шкоровский Ф. Б. и др. Кинетика частиц в плазме. – М.: Атомиздат, 1969. – 396 с.

15 Barker A. A. Effective potential between the components of a hydrogenous plasma // J. Chem. Phys. – 1971. – Vol. 55. – P. 1751 – 1759.

16 Minoo H., Combert M. M., Deutsch C. Temperature–dependent Coulomb interactions in hydrogenic systems // Phys. Rev. A. – 1981. – Vol. 23. – P. 924 – 943; Deutsch C. Nodal expansion in a real matter plasma // Phys. Lett. – 1977. – Vol. 60 A. – P. 317 – 318.

17 Баимбетов Ф. Б., Нурекенов К. Т., Рамазанов Т. С. К электропроводности слабонеидеальной плазмы // Физика плазмы. – 1992. – Т. 18. – С. 1627 – 1630.

18 Баимбетов Ф. Б., Рамазанов Т. С. Диэлектрическая проницаемость и тормозное излучение плотной плазмы // ТВТ. – 1992. – Т. 30. – 1025 с.

19 Baimbetov F. B., Bekenov M. A., Ramazanov T. S. Effective potential of a classical hydrogen plasma // Phys. Lett. A. – 1995. – Vol. 197. – P. 157 – 158.

20 Baimbetov F. B., Ramazanov T. S. Effective potential and transport properties of strongly coupled hydrogen plasma // Proceedings ICPSCP. – Binz, Germany, 1995. – 56 p.

21 Баимбетов Ф. Б., Рамазанов Т. С. Сечения рассеяния и транспортные свойства квазиклассической плазмы // В кн.: Физика и техника плазмы. – Минск, 1994. – Т. 2. – С. 35 – 38.

22 Баимбетов Ф. Б., Бекенов М. А., Рамазанов Т. С. Эффективный потенциал и сечения электрон–электронного рассеяния квазиклассической неидеальной плазмы // ТВТ. – 1995. – Т. 33. – С. 479 – 482 .

23 Баимбетов Ф. Б., Бекенов М. А., Рамазанов Т. С. К электропроводности квазиклассической неидеальной плазмы // Доклады НАН РК. – 1995. – Т. 2. – С. 30 – 35.

24 Ramazanov T. S., Baimbetov F. B., Nagel S., Redmer R., Röpke G. Thermodynamic properties of dense hydrogen plasma in HNC approximation // Proceedings of the 2–th International conference «Plasma Physics and Plasma Technology». – Minsk, 1997. – Vol. 2. – P. 225 – 228.

25 Ramazanov T. S, Baimbetov F. B., Bekenov M. A., Redmer R., Röpke G. Correlation functions and equation of state of strongly coupled hydrogen plasma in HNC approximation // In: Strongly Coupled Coulomb Systems / ed. G. Kalman, M. Romel, K. Blagoev. – NY.: Plenum Press, 1998. – 236 p.

26 Рамазанов Т. С., Коданова С. К. Электропроводность и диффузия неидеальной плазмы // Вестник КазГУ. Серия физическая. – 1999. – Vol. 7. – С. 53 – 57.

27 Ramazanov T. S., Kodanova S. K. Transport coefficients of nonideal plasma // Proceedings of the 3–th International conference «Plasma Physics and Plasma Technology». – Minsk, 2000. – Vol. 2. – P. 236 – 230.

28 Arkhipov Yu. V., Baimbetov F. B., Davletov A. E. Thermodynamic of a dense high temperature plasmas: Semiclassical approach // The European Physical Journal D. – 2000. – Vol. 6. – P. 299 – 304.

29 Ishimaru S., Tanaka S. Theory of interparticle correlations in dense, high–temperature plasmas. Electric and thermal conductivities // Phys. Rev. A. – 1985. – Vol. 32. – P. 1790 – 1798.

30 Baus M., Hansen J.–P., Sjogren L. Electrical conductivity of a strongly coupled hydrogen plasma // Phys. Lett. – 1981. – Vol. 82A. – P. 180 – 182.

31 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N. Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma // Phys. Plasmas. – 2002. – Vol. 9. – 3758 p.

32 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Gabdullin M. T. Radial Distribution functions and termodinamic properties of a dense semiclassical plasma // Proceedings of the 4–th International conference «Plasma Physics and Plasma Technology». – Minsk, 2003. – Vol. 2. – P. 89 – 94.

33 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Akbarov A. Zh., Gabdullin M. T. The thermodynamics and transport properties of a dense semiclassical plasma //

Proceedings International Conference on Physics of Low Temperature Plasma 2003. – Kyiv, 2004. – 103 p.

34 Рамазанов Т. С., Джумагулова К. Н., Габдуллин М. Т. Структурный фактор и свободная энергия плотной квазиклассической плазмы // Материалы Всероссийской научной конференции по физике низкотемпературной плазмы (ФНПП). – Петрозаводск, 2004. – 141 с.

35 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Akbarov A. Zh. The transport coefficients of a dense semiclassical plasma // Proceedings of the 4–th International conference «Plasma Physics and Plasma Technology». – Minsk, 2003. – Vol. 2. – P. 202 – 205.

36 Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. – М.: МИР, 1967. – 823 с.

37 Грязнов В. К., Иосилевский И. Л. Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1976. – 225 с.

38 Kremp D, Röpke G, Schlanges M. Transport properties in dense plasmas. – Berlin: Academie–Verlag, 1984. – 156 p.

39 Redmer R., Röpke G. Quantum statistical approach to the equation of state and the critical point of cesium plasma // Physica A. – 1985. – Vol. 130. – P. 523 – 552.

40 Redmer R., Röpke G., Zimmerman R. Effective electron–atom interactions and virial coefficients in alkali // J. Physics B: at Mol. Phys. – 1987. – Vol. 20. – P. 4069 – 4086.

41 Redmer R., Röpke G. Formation of clusters in dense alkali plasmas // Contrib. Plasma Phys. – 1989. – Vol. 29. – P. 343 – 353.

42 Schlanges M., Kremp. D., Keuer H. Kinetic approach to electrical conductivity in a partially ionized hydrogen plasmas // Ann. der Phys. – 1984. – Vol. 7. – P. 54 – 66.

43 Kraeft W. D., Arndt S. Partially ionized dense plasmas – theory of equilibrium and non–equilbrium properties // In book: Strongly Coupled Plasma Physics / ed. H. M. Van Norn and S. Ichimaru. – London: University of Rochester Press, 1993. – P. 67 – 71.

44 Redmer R. Electrical conductivity of dense metal plasmas // Phys. Rev. E. – 1999. – Vol. 59. – P. 1073 – 1081.

45 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Gabdullin M. T. Structural and thermodynamic properties of a dense semiclassical partially ionized hydrogen plasma // ISPIG. – Netherlands, 2005. – 244 p.

46 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Gabdullin M. T. Microscopic and thermodynamic properties of dense semiclassical partially ionized hydrogen plasma // J. Phys. A: Math. Gen. – 2005. – Vol. 39. – P. 4469 – 4474.

47 Arndt S., Sigeneger F., Bialas F., Kraeft W.–D., Luft M., Meyer T., Redmer R., Röpke G., Schlanges M. Conductivity and cross sections for partially ionized Cs and Na plasma // Contrib. Plasma Phys. – 1990. – Vol. 30. – 273 p.

48 Höhne F. E., Redmer R., Röpke G., Wegener H. Linear response theory for the thermoelectric transport coefficients of a partially ionized plasma // Physica A. – 1984. – Vol. 128. – P. 643 – 675.

49 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Akbarov A. Zh. Cross sections and transport coefficients of dense partially ionized semiclassical plasma // J. Phys. A: Math. Gen. – 2006. – Vol. 39. – P. 4335 – 4340.

50 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Gabdullin M. T., Akbarov A. Zh. Thermodynamic and transport properties of a dense semiclassical plasma // Proceedings International Conference on Physics of Low Temperature Plasma. – Kiev, 2006. – 189 p.

51 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N. Pseudopotential models, thermodynamic and transport properties of fully and partially ionized plasmas // Proceedings International Conference on Physics of Low Temperature Plasma. – Kiev, 2003. – 51 p.

52 Габдуллин М. Т. Уравнение состояния плотной квазиклассической частично ионизованной водородной плазмы // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2006. – № 1. – С. 65 – 68.

53 Temkin A. A note on the scattering of electrons from atomic hydrogen // Phys.Rev. – 1959. – Vol. 116. – P. 358 – 363.

54 Fink M., Jost K., Herrmann D. Differential cross section for elastic electron scattering. Charge–cloud polarization in H^2 // Phys. Rev. A. – 1975. – Vol. 12. – P. 1374 – 1382.

55 McGuire E. J. Scaled electron ionization cross sections in the Born approximation // Phys. Rev. A. – 1977. – Vol. 16. – P. 73 – 79.

56 Khakoo M. K., Trajmar S. Elastic electron scattering cross sections for molecular hydrogen // Phys. Rev. A. – 1986. – Vol. 34. – P. 138 – 145.

57 Irby V. D. Saddle–point scaling method for ionizing collisions // Phys. Rev. A. – 1989. – Vol. 39. – P. 54 – 57.

58 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Omarbakiyeva Y. A. Effective polarization interaction potential «charge–atom» for partially ionized dense plasma // Phys. Plasmas. – 2005. – Vol. 12. – 092702 p.

59 Seisembayeva M. M., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S. Investigation of the electron capture process in semiclassical plasma // Nukleonika. – 2016. – Vol. 61(2). – P. 201 – 205.

60 Omarbakiyeva Y. A., Fortmann C., Ramazanov T. S., Röpke G. Cluster virial expansion for the equation of state of partially ionized hydrogen plasma // Phys. Rev. E. – 2010. – Vol. 82. – 026407 p.

61 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Omarbakiyeva Y. A., Röpke G. Effective polarization potential and scattering processes in a partially ionized plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2007. – Vol. 47. – P. 267 – 271.

62 Bartels A. Density dependence of the electron Drift velocity in Argon // Phys. Lett. – 1973. – Vol. 44A. – P. 403 – 404.

63 Korol A. V., Obolenskiy I. O., Solovyev A. V. Features of the bremsstrahlung accompanying collisions with a hydrogen atom in an excited state // JTF. – 1999. – Vol. 69. – P. 7 – 13.

64 Keudell A., Jacob W. Elementary processes in plasma–surface interaction: H–atom and ion–induced chemisorption of methyl on hydrocarbon film surfaces // Progress in Surface Science. – 2004. – Vol. 76. – P. 21 – 54.

65 Sullivan J. P., Makochekanwa C., Jones A., Caradonna P., Buckman S. J. High–resolution, low–energy positron scattering from helium: measurements of the total scattering cross section // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2008. – Vol. 41. – 081001 p.

66 Fujimoto M. M., Tennyson J., Michelin S. E. Low–energy electron collisions with the alanine molecule // Eur. Phys. J. D. – 2014. – Vol. 68. – 67 p.

67 Nishimura T. Theoretical study of electron scattering from CH_2F_2 Molecules // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1998. – Vol. 31. – P. 3471 – 3478.

68 Bouchiha D., Gorfinkiel J. D., Caron L. G., Sanche L. Low–energy electron collisions with methanol // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2007. – Vol. 40. – P. 1259 – 1270.

69 Varella M. T. N., Bettega M. H. F., Lima M. A. P. Cross sections for rotational excitations of CH_4, SiH_4, GeH_4, SnH_4 and PbH_4 by electron impact // Z. Phys. D. – 1997. – Vol. 39. – P. 59 – 67.

70 Walters H. R. J. Positron scattering by atomic hydrogen at intermediate energies: 1s–1s–2s and 1s–2p transitions // J. Phys. B. – 1988. – Vol. 21. – P. 1893 – 1906.

71 Kernoghan A. A., Robinson D. J. R., McAlinden M. T., Walters H. R. J. Positron scattering by atomic hydrogen // J. Phys. B. – 1996. – Vol. 29. – P. 2089 – 2102.

72 Zhou S., Li H., Kaupilla W. E., Kwan C. K., Stein T. S. Measurements of total and positronium formation cross section for positrons and electrons scattered by hydrogen atoms and molecules // Phys. Rev. A. – 1997. – Vol. 55. – P. 361 – 368.

73 Jones G. O., Charlton M., Slevin J., Laricchia G., Koever A., Poulsen M. R., Nic Chormaic S. Positron impact ionization of atomic hydrogen // J. Phys. B. – 1993. – Vol. 26. – P. L483 – L488.

74 Lugosi L., Paripas B., Gyemant I. K., Tokesi K.. Differential cross sections for positron impact excitation of hydrogen // Radiation Physics and Chemistry. – 2003. – Vol. 68. – P. 199 – 203.

75 Olson R. E. n,l distributions in A^{q+}+H electron capture collisions // Phys. Rev. A. – 1981. – Vol. 24. – P. 1726 – 1733.

76 Shultz D. R., Reinhold C. O., Olson R. E. Large–angle scattering in positron–helium and positron–krypton collisions // Phys. Rev. A. – 1989. – Vol. 40. – P. 4947 – 4958.

77 Tokesi K., Koever A. Electron capture to the continuum at 54.4 eV positron–argon collisions // J. Phys. B. – 1996. – Vol. 33. – P. 3067 – 3077.

78 Morgan T. G., Geddes J., Gilbody H. B. Formation of H(2p) and H(2s) atoms in collisions of 2–26 kev protons with hydrogen atoms // J. Phys. B. – 1973. – Vol. 6. – P. 2118 – 2138.

79 Chang Y. P., Fite W. L. Cross section for production of the metastable H(2s) state in proton collision with atomic hydrogen // Phys. Rev. A. – 1977. – Vol. 16. – P. 933 – 942.

80 Kimura M., Thorson W. R. Molecular–state studies of charge transfer in Li^{3+}–H, Be^{4+}–H and B^{5+}–H collisions // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1983. – Vol. 16. – P. 1471 – 1480.

81 Winter T. G., Lin C. D. Triple–center treatment of electron transfer and excitation in p–H collisions // Phys. Rev. A. – 1984. – Vol. 29. – P. 567 – 582.

82 Janev R. K., Krstic P. S. Excitation and ionization processes in slow collisions of ground–state and excited hydrogen atoms with protons // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46. – P. 5554 – 5573.

83 Luedde H. J., Dreizler R. M. Direct and capture processes in proton hydrogen scattering. II Total cross sections for bombarding energies of 1 to 50 keV // J.Phys. B. – 1982. – Vol. 15. – P. 2703 – 2711.

84 Fritsch W. and Lin C. D. Coupled–state calculations for excitation, charge transfer, and ionization in 1–75–keV proton–hydrogen–atom collisions // Phys. Rev. A. – 1981. – Vol. 27. – P. 3361 – 3364.

85 Shakesshaft R. Coupled–state calculations of proton—hydrogen–atom scattering using a scaled hydrogenic basis set // Phys. Rev. A. – 1978. – Vol. 18. – P. 1930 – 1934.

86 Fitchard E., Ford A. L. and Reading J. F. Hydrogen–atom excitation and ionization by proton impact in the 50– to 200–keV energy region // Phys. Rev. A. – 1977. – Vol. 16. – P. 1325 – 1328.

87 Freeman E. L. and Jones E. M. Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: I // UKAEA Rept. No. CLM–R137 (Culham Laboratory, Abingdon, England, 1974); and: Jones E. M. Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: II // UKAEA Rept. No. CLM–R175 (Culham Laboratory, Abingdon, England, 1977).

88 Celiberto R., Janev R. K., Laricchimta A., Capitelli M., Wadehra J. M., Atems D. E. Cross section data for electron–impact inelastic processes of vibrationally excited molecules of hydrogen and its isotopes // At. Data Nucl. Data Tables. – 2001. – Vol. 77. – P. 161 – 213.

89 Saxena S., Gupta G. P., Mathur C. K. Excitation of the hydrogen atom from its ground and metastable states by positron and proton impact at intermediate energies // J.Phys. B. – 1984. – Vol. 17. – P. 3743 – 3762.

90 Kondow T., Girnius R. J., Chong Y. P., Fite W. L. Production of Lyman–α radiation in collisions of protons and hydrogen atoms // Phys. Rev. A. – 1974. – Vol. 10. – P. 1167 – 1176.

91 Young R. A., Stebbings R. F., McGowan J. W. Lyman–α Production and Polarization in He+ Collisions with H and H_2 // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 171. – P. 85 – 90; Stebbings R. F. et al. Lyman–Alpha Production in H+−H(1s) Collisions // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 138. – P. A1312 – A1316.

92 Schartner K. H., Detleffsen D., Sommer B. Excitation of the 2p level in atomic hydrogen by He+and H+ impact between 70 and 700 keV // Phys. Lett. A. – 1989. – Vol. 136. – P. 55 – 58.

93 Park J. T., Adlag J. E., George J. M., Peacher J. L. Cross sections for excitation of atomic hydrogen to the n=2, 3, and 4 states by 15–200–keV protons // Phys. Rev. A. – 1976. – Vol. 14. – P. 608 – 614.

94 Reinhold C. O., Olson R. E., Fritsch W. Excitation of atomic hydrogen by fully stripped ions // Phys. Rev. A. – 1990. – Vol. 41. – P. 4837 – 4842.

95 Ramsauer C. Der Zeemaneffekt im Palladiumspektrum // Ann. Physik. – 1921. – Vol. 66. – 546 p.

96 Ramsauer C., Kollath R. Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt // Ann. Physik. – 1929. – Vol. 3. – 536 p.

97 Reid D. D. and Wadehra J. M. Scattering of low–energy electrons and positrons by atomic beryllium: Ramsauer–Townsend effect // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2014. – Vol. 4. – 225211 p.

98 Chiari L. et. al. Positron and electron collisions with nitrous oxide: Measured and calculated cross sections // Phys. Rev. A. – 2013. – Vol. 88. – 022708 p.

99 Palihawadana P. et. al. A joint theoretical and experimental study for elastic electron scattering from 1,4–dioxane // J. Chem. Phys. – 2013. – Vol. 139. – 014308 p.

100 Chiari L. et al. Total, elastic, and inelastic cross sections for positron and electron collisions with Tetrahydrofuran // J. Chem. Phys. – 2013. – Vol. 138. – 074301 p.

101 Fedus K. and Karwasz G. P. Ramsauer–Townsend minimum in methane – modified effective range analysis // Eur. Phys. J. D. – 2014. – Vol. 68. – 93 p.

102 Nahar S. N. and Wadehra J. M. Elastic scattering of positrons and electrons by argon // Phys. Rev. A. – 1987. – Vol. 25. – P. 2051 – 2064.

103 Parcell L. A., McEachran R. P., Stauffer A. D. Positron scattering from xenon // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2002. – Vol. 192. – P. 180 – 184.

104 Hein J. D., Zetner P. W., Bostock C. J., Fursa D. V., Bray I., Das T. and Srivastava R. Differential cross sections and electron impact coherence parameters for elastic electron scattering from laser–excited 138Ba // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2012. – Vol. 45. – 115202 p.

105 Limão–Vieira P. et. al. Differential elastic electron scattering cross sections for CCl4 by 1.5–100 eV energy electron impact // J. Chem. Phys. – 2011. – Vol. 135. – 234309 p.

106 Bhatia A. K., hybrid theory of electron–hydrogen elastic scattering // Phys. Rev. A. – 2007. – Vol. 75. – 032713 p.

107 Ghoshal A., Ho Y. K. Elastic scattering of positrons from hydrogen atoms with exponential cosine–screened Coulomb potentials // Phys. Scr. – 2011. – Vol. 83. – 065301 p.

108 Guenter S., Optische eigenschaften dichter plasmin: Habilitation thesis, Rostock University. – Rostock, Germany, 1996. – 67 p.

109 Redmer R. Physical properties of dense, low–temperature plasmas // Phys. Rep. – 1997. – Vol. 282. – P. 35 – 157.

110 Reinholz H. Dielectric and optical properties of dense plasmas // Ann. Phys. – 2005. – Vol. 30. – P. 1 – 187.

111 Mintsev V. B., Zaporogets Yu. B. Reflectivity of Dense Plasma // Contrib. Plasma Phys. – 1989. – Vol. 29. – P. 493 – 501.

112 Запорожец Ю. Б., Минцев В. Б., Грязнов В. К., Фортов В. Е. Коэффициент отражения плотной плазмы ксенона в красной области спектра (694 нм) // Физика экстремальных состояний вещества. – Черноголовка. – 2002. – С. 188 – 189.

113 Запорожец Ю. Б., Минцев В. Б. Грязнов В. К., Фортов В. Е., Рейнгольц, Репке Г.3 Отражательные свойства плотной плазмы ксенона в длинноволновой области оптического спектра // Физика экстремальных состояний вещества. – Черноголовка. – 2004. – С. 140 – 141.

114 Zaporoghets Yu. B. et. al. Angular dependence of s– and p–polarized reflectivities of strongly correlated dense plasma // Physics of Extreme States of Matter. – Chernogolovka. – 2013. – P. 194 – 197.

115 Zaporozhets Y.B. et. al. The investigation of polarized reflectivity of explosively driven dense plasma // J. Phys.: Conf. Ser. – 2015. – Vol. 653. – 012110 p.

116 Morales M.A. et. al. Nuclear Quantum Effects and Nonlocal Exchange–Correlation Functionals Applied to Liquid Hydrogen at High Pressure // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – 065702 p.

117 Huser G. et. al. Hugoniot and mean ionization of laser–shocked Ge–doped plastic // Phys. Plasmas. – 2013. – Vol. 20. – 122703 p.

118 Huser G. et. al. Experimental and ab initio investigations of microscopic properties of laser–shocked Ge–doped ablator // Phys. Rev. E. – 2015. – Vol. 92. – 063108 p.

119 Knudson M.D. et. al. High–pressure physics. Direct observation of an abrupt insulator–to–metal transition in dense liquid deuterium // Science. – 2015. – Vol. 348. – P. 1455 – 1460.

120 Ohta K. et. al. Phase boundary of hot dense fluid hydrogen // Sci. Rep. – 2015. – Vol. 5. – 16560 p.

121 Zaghoo M., Salamat A., Silvera I.F. Evidence of a first–order phase transition to metallic hydrogen // Phys. Rev. B. – 2016. – Vol. 93. – 155128 p.

122 Millat T. et. al. Dynamic collision frequency for a two–component plasma // J. Phys. A Math. Gen. – 2003. – Vol. 36. – P. 6259 – 6264.

123 Zaporozhets Y.B. et. al. Optical reflectivity of xenon plasma revisited // Contrib. Plasma Phys. – 2016. – Vol. 56. – P. 467 – 474.

124 Reinholz H., Röpke G., Wierling A., Mintsev V. B. and Gryaznov V. K. Reflectivity of shock compressed xenon plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2003. – Vol. 43. – P. 3 – 10.

125 Reinholz H. et. al. Density profile in shock wave fronts of partially ionized xenon plasmas // J. Phys. A Math. Gen. – 2003. – Vol. 36. – 5991 p.

126 Norman G., Saitov I., Stegailov V., and Zhilyaev P. Ab initio calculation of shocked xenon reflectivity // Phys. Rev. E. – 2015. – Vol. 91. – 023105 p.

127 Norman G. E., Saitov I. M., and Stegailov V. V. First–principles calculation of the reflectance of shock–compressed xenon // J. Exp. Theor. Phys. – 2015. – Vol. 120. – P. 894 – 904.

128 Norman G. E., Saitov I. M. Brewster angle of shock–compressed xenon plasmas // J. Phys.: Conf. Ser. – 2015. – Vol. 653 – 012111 p.

129 Norman G. E., Saitov I. M., and Stegailov V. V. Plasma-Plasma and Liquid-Liquid First-Order Phase Transitions // Contrib. Plasma Phys. – 2015. – Vol. 55. – P. 215 – 221.

130 Saitov I. M. Density functional theory for dielectric properties of warm dense matter // Mol. Phys. – 2016. – Vol. 114. – P. 446 – 452.

131 Desjarlais M. P. Density functional calculations of the reflectivity of shocked xenon with ionization based gap corrections // Contrib. Plasma Phys. – 2005. – Vol. 45. – P. 300 – 304.

132 Kohn W. and Sham L. J. Self–Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 140. – P. A1133 – A1138.

133 Кон В. Развитие теории функционала плотности и разработка вычислительных методов в квантовой химии (Информация Нобелевского комитета) // УФН. – 2002. – 172. – 335 с.

134 Жиляев П. А., Стегайлов В. В. Ab initio молекулярная динамика: перспективы использования многопроцессорных и гибридных суперЭВМ // Вычислительные методы и программирование. – 2012. – 13. – 37 с.

135 Mermin N. D. Thermal Properties of the Inhomogeneous Electron Gas // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 137. – P. A1441 – A1443.

136 Kubo R. Statistical–Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems // J. Phys. Soc. Jpn. – 1957. – Vol. 12. – P. 570 – 586.

137 Greenwood D. A. The Boltzmann Equation in the Theory of Electrical Conduction in Metals // Proc. Phys. Soc. – 1958. – Vol. 71. – 585 p.

138 Harrison W. A. Solid State Theory. – New York: McGraw–Hill, 1970. – 576 p.

139 Norman G., Saitov I., Stegailov V., Zhilyaev P. Atomistic modelling and simulation of warm dense matter. Conductivity and reflectivity // Contrib. Plasma Phys. – 2013. – Vol. 53. – P. 300 – 310.

140 Desjarlais M. P., Kress J. D. and Collins L. A. Electrical conductivity for warm, dense aluminum plasmas and liquids // Phys. Rev. E. – 2002. – Vol. 66. – 025401 p.

141 Recoules V. and Crocombette J.–P. On the transport coefficients of hydrogen in the inertial confinement fusion regime // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72. – 104202 p.

142 Recoules V., Lambert F., Decoster A., Canaud B. and Clerouin J. Ab Initio Determination of Thermal Conductivity of Dense Hydrogen Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – 075002 p.

143 Alfe D., Pozzo M., and Desjarlais M. P. Lattice electrical resistivity of magnetic body–centred cubic iron from first principles calculations // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 85. – 024102 p.

144 Spitzer J. L. and Harm R. Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 89. – P. 977 – 981.

145 Brantov A. V., Bychenkov V. Y., and Rozmus W. Electron transport and permittivity in a plasma with an arbitrary ionic charge // J. Exp. Theor. Phys. – 2008. – Vol. 106. – P. 983 – 998; Nersisyan H. B., Veysman M. E., Andreev N. E., and Matevosyan H. H. Dielectric function of a collisional plasma for arbitrary ionic charge // Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 89. – 033102 p.

146 Ziman J. M. A theory of the electrical properties of liquid metals. I: The monovalent metals // Philosophical Magazine. – 1961. – Vol. 6. – P. 1013 – 1034.

147 Dharma–wardana M. W. C. Static and dynamic conductivity of warm dense matter within a density–functional approach: Application to aluminum and gold // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 73. – 036401 p.

148 Appel J. Interband Electron–Electron Scattering and Transport Phenomena in Semiconductors // Phys. Rev. – 1962. – Vol. 125. – P. 1815 – 1823.

149 Röpke G. and Hohne F. E. Quantum transport theory of impurity and electron-electron scattering resistivity in n-type semiconductors using the correlation function method // Phys. Stat. Sol. B. – 1982. – Vol. 107. – P. 603 – 615.

150 Chattopadhyay D. and Queisser H. J. Electron scattering by ionized impurities in semiconductors // Rev. Mod. Phys. – 1981. – Vol. 53. – P. 745 – 768.

151 Lee Y. and More R. An electron conductivity model for dense plasmas // Phys. Fluids. – 1983. – Vol. 27. – P. 1273 – 1286.

152 Desjarlais M. P. Practical improvements to the lee-more conductivity near the metal-insulator transition // Contrib. Plasma Phys. – 2001. – Vol. 41. – P. 267 – 270.

153 Appel J. Electron–electron scattering and transport phenomena in nonpolar semiconductors // Phys. Rev. – 1961. – Vol. 122. – P. 1760 – 1772.

154 Stygar W. A., Gerdin G. A. and Fehl D. L. Analytic electrical–conductivity tensor of a nondegenerate Lorentz plasma // Phys. Rev. E. – 2002. – Vol. 66. – 046417 p.

155 Fortov V. E. et.al. Pressure–produced ionization of nonideal plasma in a megabar range of dynamic pressures // J. Exp. Theor. Phys. – 2003. – Vol. 97. – P. 259 – 278.

156 Adams J. R. et.al. Coulomb contribution to the direct current electrical conductivity of dense partially ionized plasmas // Phys. Plasmas. – 2007. – Vol. 14. – 062303 p.

157 Reinholz H., Röpke G., Rosmej S. and Redmer R. Conductivity of warm dense matter including electron–electron collisions // Phys. Rev. E. – 2015. – Vol. 91. – 043105 p.

158 Landau L. D. and Lifschitz E. M. Physical Kinetics. – Oxford: Pergamon Press, 1981. – Vol. 10. – 449 p.

159 Berkovsky M., Kurilenkov Y. and Milchberg H. Skin effect and reflectivity in strongly coupled plasmas // Phys. Fluids B. – 1992. – Vol. 4. – P. 2423 – 2428.

160 Kurilenkov Y., Berkovsky M., Hocini S. and Skowronek M. On the dense plasma reflectivity and skin depth at strong coupling // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1995. – Vol. 28. – P. 2021 – 2031.

161 Reinholz H. and Röpke G. Dielectric function beyond the random–phase approximation: Kinetic theory versus linear response theory // Phys. Rev. E. – 2012. – Vol. 85. – 036401 p.

162 Mazevet S., Desjarlais M. P., Collins L. A., Kress J. D. and Magee N. H. Simulations of the optical properties of warm dense aluminum // Phys. Rev. E. – 2005. – Vol. 71. – 016409 p.

163 Holst B., Redmer R. and Desjarlais M. P. Thermophysical properties of warm dense hydrogen using quantum molecular dynamics simulations // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – 184201 p.

164 Holst B., French M. and Redmer R. Electronic transport coefficients from ab initio simulations and application to dense liquid hydrogen // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 83. – 235120 p.

165 Zubarev D., Morozov V. and Röpke G. Statistical Mechanics of Non–Equilibrium Processes. – Berlin: Akademie–Verlag, 1997. – Vol. 2. – 373 p.

166 Röpke G. Non–Equilibrium Statistical Physics. – Weinheim: Wiley–VCH, 2013. – 382 p.

167 Röpke G. Quantum–statistical approach to the electrical conductivity of dense, high–temperature plasmas // Phys. Rev. A. – 1988. – Vol. 38. – 3001 p.

168 Berkovsky M., Kurilenkov Y. and Milchberg H. On the skin effect in strongly coupled plasmas // Phys. Lett. A. – 1993. – Vol. 168. – P. 416 – 422.

169 Reinholz H., Redmer R., Röpke G. and Wierling A. The Long-wavelength Limit of the Dielectric Function for Dense Plasmas // Contrib. Plasma Phys. – 1999. – Vol. 39. – P. 77 – 80.

170 Redmer R. Reply to «Comment on "Thermodynamic and transport properties of dense hydrogen plasmas"» // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 57. – P. 3678 – 3679.

171 Morozov I., Reinholz H., Röpke G., Wierling A. and Zwicknagel G. Molecular dynamics simulations of optical conductivity of dense plasmas // Phys. Rev. E. – 2005. – Vol. 71. – 066408 p.

172 Karakhtanov V. S. Corrections to the Electrical Conductivity of the Fully Ionized Plasma at Moderate Values of the Degeneracy Parameter // Contrib. Plasma Phys. – 2016. – Vol. 56. – P. 343 – 351.

173 Röpke G. and Redmer R. Electrical conductivity of nondegenerate, fully ionized plasmas // Phys. Rev. A. – 1989. – Vol. 39. – P. 907 – 910.

174 Ebeling W. and Richert W. Thermodynamic Functions of Nonideal Hydrogen Plasmas // Ann. Phys. – 1982. – Vol. 494. – P. 362 – 370.

175 Ebeling W., Förster A., Richert W. and Hess H. Thermodynamic properties and plasma phase transition of xenon at high pressure and high temperature // Physica A. – 1988. – Vol. 150. – P. 159 – 171.

176 Förster A., Kahlbaum T. and Ebeling W. Equation of state and the phase diagram of dense fluid helium in the region of partial ionization // Laser Part. Beams. – 1992. – Vol. 10. – P. 253 – 262.

177 Kuhlbrodt S., Holst B. and Redmer R. Comptra04–a program package to calculate composition and transport coefficients in dense plasmas // Contrib. Plasma Phys. – 2005. – Vol. 45. – P. 73 – 88.

178 Kuhlbrodt S. and Redmer R. Transport coefficients for dense metal plasmas // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 62. – P. 7191 – 7200.

179 Kuhlbrodt S., Redmer R., Kemp A. and Meyer-ter-Vehn J. Conductivities in Hot Aluminum Plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2001. – Vol. 41. – P. 3 – 14.

180 Kuhlbrodt S. et. al. Electrical Conductivity of Noble Gases at High Pressures // Contrib. Plasma Phys. – 2005. – Vol. 45. – P. 61 – 69.

181 Adams J. R. et. al. Electrical conductivity of noble gases at high pressures // Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 76. – 036405 p.

182 Konovalov V. P., Son E. E. Electric conductivity of molecular hydrogen plasma with alkali metal additive // High Temperature. – 2011. – Vol. 49. – P. 138 – 140.

183 DeSilva W., Vunni G.B. Electrical conductivity of dense Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Mo, Ta, and W plasmas // Phys. Rev. E. – 2011. – Vol. 83. – 037402 p.

184 Feng Y., Goree J., Liu B. Superdiffusion of two–dimensional Yukawa liquids due to a perpendicular magnetic field // Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 90. – 013105 p.

185 Latyshev V., Yushkanov A.A. Transverse electrical conductivity of a quantum collisional plasma in the Mermin approach // Theoretical and Mathematical Physics. – 2013. – Vol. 175. – P. 559 – 569.

186 Ott T., Bonitz M. Diffusion in a strongly coupled magnetized plasma // PRL. – 2011. – Vol. 107 – 135003 p.

187 Donko Z., Goree J., Hartmann P., Bin L. Time–correlation functions and transport coefficients of two–dimensional Yukawa liquids // Phys. Rev. E. – 2009. – Vol. 79. – 026401 p.

188 Shilkin N.S. et. al. Measurements of static electrical conductivity of a dense plasma in a magnetic field // J. Phys. A: Math. Gen. – 2006. – Vol. 39. – P. 4341 – 4346.

189 Chabrier G., Baraffe I. Heat transport in giant (exo) planets: A new perspective // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 661. – P. L81 – L84.

190 Potekhin A.Y. et. al. Transport properties of degenerate electrons in neutron star envelopes and white dwarf cores // Astron. Astrophys. – 1999. – Vol. 346. – P. 345 – 353.

191 Potekhin A.Y. Electron conduction in magnetized neutron star envelopes // Astron. Astrophys. – 1999 – Vol. 351. – P. 787 – 797.

192 Shternin P.S., Yakovlev D.G. Electron thermal conductivity owing to collisions between degenerate electrons // Phys. Rev. D. – 2006 – Vol. 74. – 043004 p.

193 Porytsky P. et. al. Transport properties of multicomponent thermal plasmas: Grad method versus Chapman–Enskog method // Phys. Plasmas. – 2013. – Vol. 20. – 023504 p.

194 Reinholz H., Redmer R., Röpke G. and Wierling A. Long–wavelength limit of the dynamical local–field factor and dynamical conductivity of a two–component plasma // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 62. – P. 5648 – 5666.

195 Berkovsky M. A., Djordjevich D., Kurilenkovt Yu. K., Milchberg H. M. and Popovich M. M. On high frequency electrical conductivity of strongly coupled plasma // J. Phys. B. – 1991. – Vol. 24. – P. 5043 – 5053.

196 Adamyan V. M. and Tkachenko I. M. Sum rules and exact relations for quantal Coulomb systems // Contrib. Plasma Phys. – 2003. – Vol. 43. – P. 252 – 257.

197 Adamyan V. M., Mihajlov A. A., Sakan N. M., Sreckovic V. A. and Tkachenko I. M. The dynamic conductivity of strongly non–ideal plasmas: is the Drude model valid? // J. Phys. A: Math. Theor. – 2009. – Vol. 42. – 214005 p.

198 Sjögren L., Hansen J. P. and Pollock E. L. Self–diffusion, conductivity, and long wavelength plasma oscillations in strongly coupled two–component plasmas // Phys. Rev. A. – 1981. – Vol. 24. – P. 1544 – 1560.

199 Whitley H. D. et. al. Lenard–Balescu calculations and classical molecular dynamics simulations of electrical and thermal conductivities of hydrogen plasmas // Contrib. Plasma Phys. – 2015. – Vol. 55. – P. 192 – 202.

200 Ma Q., Kang D., Zhao Z. and Da J. Directly calculated electrical conductivity of hot dense hydrogen from molecular dynamics simulation beyond Kubo–Greenwood formula // Phys. Plasmas. – 2018. – Vol. 25. – 012707 p.

201 Desjarlais M. P. et. al. Density–functional calculations of transport properties in the nondegenerate limit and the role of electron–electron scattering // Phys. Rev. E. – 2017. – Vol. 95. – 033203 p.

202 Ramazanov T. S., Nigmetova G. N., Röpke G. and Redmer R. Molecular dynamic simulation of the microscopic properties and electrical conductivity of a dense semiclassical plasma // J. Plasma Physics. – 2006. – Vol. 72. – P. 1031 – 1035.

203 Hansen J. P. and McDonald I. R. Microscopic simulation of a strongly coupled hydrogen plasma // Phys. Rev. A. – 1981. – Vol. 23. – P. 2041 – 2059.

204 Veysman M., Röpke G., Winkel M. and Reinholz H. Optical conductivity of warm dense matter within a wide frequency range using quantum statistical and kinetic approaches // Phys. Rev. E. – 2016. – Vol. 94. – 013203 p.

205 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Akbarov A.Zh., Gabdullin M.T. The scattering cross sections and radial distribution functions for a dense semiclassical plasma // PLTP. – Kiev: Naukova dumka, 2004. – 5.9.103 p.

206 Габдуллина Г.Л., Джумагулова К.Н., Шаленов Е.О. Дифференциальные сечения рассеяния электронов квазиклассической плазмы с учетом динамической экранировки // Сборник тезисов Международной конференции «Актуальные проблемы современной физики», посвященной 75– летию академика НАН РК Абдильдина М.М., Алматы, Март 2013. – 163 с.

207 Джумагулова К.Н., Шаленов Е.О. Сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы на основе динамического потенциала // Сборник трудов международной конференции «СДФФФО–8», Алматы, 2013. – 102 с.

208 Шаленов Е.О. Столкновительные процессы неидеальной плазмы на основе динамических потенциалов взаимодействия // Международная

конференция студентов и молодых ученых «Мир науки», Алматы 2013, – 288 с.

209 Джумагулова К.Н., Габдуллина Г.Л., Шаленов Е. Динамические потенциалы взаимодействия частиц квазиклассической плазмы // Вестник КазНУ, серия физическая. 2012. – 4(43). – С. 59 – 62.

210 Dzhumagulova K.N., Gabdullina G.L., Shalenov E.O. Dynamic interaction potential and the scattering cross sections of the semiclassical plasma particles // Physics of Plasmas. – 2013. – Vol. 20. – 042702 p.; Столкновительные процессы и транспортные свойства неидеальной плазмы на основе динамических потенциалов взаимодействия (1068 ГФ2): отчет о НИР (заключительный) / ДГП на ПХВ «Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики» РГП на ПХВ «КазНУим.аль-Фараби»: рук. Джумагулова К.Н.; испол. Шаленов Е.О. – Алматы, 2014. – 47 с. – № ГР 0112РК02291 – Инв. № 0214РК01909.

211 Shalenov E. O., Rosmej S., Reinholz H., Röpke G., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S. Optical reflectivity based on the effective interaction potentials of xenon plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2017. – Vol. 57. – P. 486 – 492.

212 Шаленов Е. О. Коэффициенты ионизации и рекомбинации плотной неидеальной водородной плазмы: эффекты экранирования и дифракции // Сборник тезисов Международной научной конференции студентов и молодых ученых – Алматы, 2017. – 398 с.

213 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S. Scattering cross sections of the particles in the partially ionized dense nonideal plasmas // Physics of Plasmas. – 2017. –Vol. 24. – 012101 p.

214 Shalenov E. O., Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S. Ionization and recombination coefficients for the dense nonideal hydrogen plasma: screening and quantum diffraction effects // International Conference on Research and Application of Plasmas. – Warsaw, 2017. – 1.3 p.

215 Dzhumagulova K.N., Shalenov E.O., Ramazanov T.S. Influence of dynamic screening on the scattering cross sections of the particles in the dense nonideal plasmas of noble gases // 15th International Conference on the Physics of Non–Ideal Plasmas. – Almaty, 2015. – 116 p.; Элементарные процессы и оптические свойства плазмы сложного состава инерциального термоядерного синтеза (3102 ГФ4): отчет о НИР (промежуточный) / ДГП на ПХВ «Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики» РГП на ПХВ «КазНУим.аль-Фараби»: рук. Джумагулова К.Н.; испол. Шаленов Е.О. – Алматы, 2015. – 55 с. – № ГР 0115РК01037 – Инв. № 0215РК00665.

216 Джумагулова К. Н., Шаленов Е. О., Габдуллина Г. Л. Исследование процесса возбуждения внутренних состояний атома водорода // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2017. – № 3. – С. 26 – 33.

217 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S., Gabdullina G. L. Influence of dynamic screening on the scattering cross sections of the particles

in the dense nonideal plasmas of noble gases // International Journal of Mathematics and Physics. – 2016. – № 7. – P. 131 – 136.

218 Mittleman M. H. and Watson K. M. Effects of the Pauli principle on the scattering of high–energy electrons by atoms // Ann. Phys. – 1960. – Vol. 10. – P. 268 – 279.

219 Бом Д. Квантовая теория. – М.: Наука, 1961. – 732 с.

220 Джумагулова К.Н., Габдуллина Г.Л., Шаленов Е. Дифференциальные сечения рассеяния электронов квазиклассической плазмы с учетом динамической экранировки // Известия НАН РК. Серия физ.–мат. – 2013. – № 2. – С. 65 – 70; Динамический потенциал взаимодействия и сечения рассеяния заряженных частиц квазиклассической плазмы // Известия НАН РК. Серия физ.–мат. – 2013 – № 1. – С. 3 – 9.

221 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N. Investigation of the cross sections of the semiclassical plasma particles on the basis of the dynamic interaction potential // Scientific-Coordination Workshop on «Non-Ideal Plasma Physics». – Moscow, 2012. – 1 p.

222 Rosmej S. Quantenstatistische Analyse der Korrelationen dichter Plasmasysteme: Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades, Rostock University. – Rostock, Germany, 2018. – 121 p.

223 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – Издание 4–е. – М.: Наука, 1989. – 768 с.

224 Шаленов Е. О. Сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы на основе метода фазовых функций // Сборник тезисов международной студенческой конференции «Фараби әлемі». – Алматы, 2014. – 298 с.

225 Шаленов Е.О. Сечения рассеяния частиц плотной квазиклассической плазмы // Сборник тезисов международной студенческой конференции «Фараби әлемі». – Алматы, 2015. – 407 с.

226 Шаленов Е. О., Джумагулова К. Н., Рамазанов Т. С. Электронное ударное возбуждение атома водорода на основе эффективного потенциала взаимодействия // Евразийский Союз Ученых. – 2017. – Vol. 9(42). – P. 71 – 74.

227 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S. Elastic and inelastic processes in the nonideal semiclassical plasma on the basis of the dynamic potential // Scientific-Coordination Workshop on «Non-Ideal Plasma Physics». – Moscow, 2015. – 32 p.

228 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Ramazanov T. S., and Gabdullina G. L. Phase shifts and scattering cross sections of the particles of nonideal semiclassical plasmas based on the dynamic interaction potential // Contrib. Plasma Phys. – 2015. – Vol. 55. – P. 230 – 235.

229 Шаленов Е. О., Джумагулова К. Н., Рамазанов Т. С., Габдуллина Г. Л. Фазовые функции рассеяния на основе динамического потенциала взаимодействия // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2014. – № 4. – С. 42 – 46.

230 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O. Influence of dynamic screening on the collisional properties of the dense semiclassical plasma // ICPIG – 2013. – Granada, 2013. – A1 p.

231 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Ramazanov T. S. Influence of dynamic screening on the scattering characteristics of the dense semiclassical plasma particles // The XXII Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases (ESCAMPIG). – Greifswald, 2014. – 1–01–04 p.

232 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Ramazanov T. S. Influence of dynamic screening on the scattering cross sections of the particles of the dense semiclassical plasma // Book of Abstracts of SCCS 2014. – Santa Fe, 2014. – 47 p.

233 Друкарев Т.Ф. Теория столкновений электронов с атомами. – М.: Физматгиз, 1963. – 37 с.

234 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Ramazanov T. S. Phase shifts and cross sections of electron–atom scattering in the dense semiclassical plasma // The XXXII International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG). – Iasi, 2015. – 2.21 p.

235 Jauch J. M. On the relation between scattering phase and bound states // Helv. Phys. Acta. – 1957. – Vol. 30. – P. 143 – 156.

236 Wellner M. Levinson's Theorem (an Elementary Derivation) // Am. J. Phys. – 1964. – Vol. 32. – P. 787 – 789.

237 Sassoli de Bianchi S. Levinson’s theorem, zero–energy resonances, and time delay in one–dimensional scattering systems // J. Math. Phys. – 1994. – Vol. 35. – P. 2719 – 2733.

238 Pachucki K. and Sapirstein J. Relativistic and QED corrections to the polarizability of helium // Phys. Rev. A. – 2001. – Vol. 63. – 012504 p.

239 Soldán P., Lee E. P. F. and Wright T. G. Static dipole polarizabilities (α) and static second hyperpolarizabilities (γ) of the rare gas atoms (He–Rn) // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2001. – Vol. 3. – P. 4661 – 4666.

240 Джумагулова К. Н., Шаленов Е. О., Габдуллина Г. Л. Об эффекте Рамзауэра в плотной квазиклассической плазме // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2015. – № 3(54). – С. 18 – 24.

241 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S. Elastic scattering of low energy electrons in partially ionized dense semiclassical plasma // Physics of Plasmas. – 2015. – Vol. 22. – 082120 p.

242 Arista N. and Brandt W. Dielectric response of quantum plasmas in thermal equilibrium // Phys. Rev. A. – 1984. – Vol. 29. – P. 1471 – 1480.

243 Reinholz, H., Raitza, T., Röpke, G. Correlations, collision frequency and optical properties in laser excited clusters // Int. J. Mod. Phys. B. – 2007. – Vol. 21. – P. 2460 – 2473.

244 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S., Röpke G., Reinholz H. Dynamical conductivity of the dense semiclassical plasmas on the basis of the effective potential // Physics of Plasmas. – 2018. – Vol. 25. – 082706 p.

245 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S., Röpke G., Reinholz H. Dielectric function and reflectivity of dense xenon plasma // Сборник

трудов международной конференции ESCAMPIG XXIII. – Bratislava, 2016. – 337 p.

246 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Ramazanov T. S., Reinholz H., Röpke G. Electrical conductivity of dense semiclassical plasma // Book of Abstracts of SCCS 2017. – Kiel, 2017. – 46 p.

247 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N. Ramazanov T. S., Seisembayeva M. M. Optical properties of the dense xenon plasma // 45th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS). – Prague, 2018. – 1.4005 p.

248 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S., Röpke G., Reinholz H. Reflectivity of the dense xenon plasma // The 21st International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion – Astana, 2016. – 83 p.

249 Shalenov E .O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S., Röpke G., Reinholz H. Collisional and optical properties of the dense semiclassical plasma // The 21st International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion – Astana, 2016. – 42 p.; Элементарные процессы и оптические свойства плазмы сложного состава инерциального термоядерного синтеза (3102 ГФ4): отчет о НИР (промежуточный) / ДГП на ПХВ «Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики» РГП на ПХВ «КазНУим.аль-Фараби»: рук. Джумагулова К.Н.; испол. Шаленов Е.О. – Алматы, 2016. – 41 с. – № ГР 0115РК01037 – Инв. № 0216РК00962.

250 Shalenov E. O., Rosmej S., Reinholz H., Röpke G., Dzhumagulova K. N. Ramazanov T. S. Electrical conductivity of the dense nonideal plasma on the basis of the effective potential // 16th International Conference on the Physics of Non–Ideal Plasmas (PNP). – Saint–Malo, 2018. – 135 p.

251 Furukawa H., Nishihara K., Kawaguchi M., Sakagami H., Hiramatsu T. and Yasui H. Strongly coupled plasma physics // edited by S. Ichimaru. – Japan: Elsevier, 1990. – 613 p.

252 Шаленов Е. О., Джумагулова К. Н., Рамазанов Т. С., Репке Г., Рейнхольц Х. Влияние динамической экранировки на оптические свойства неидеальной плазмы // Сборник трудов международной конференции «СДФФФО–9» – Алматы, 2016. – 76 с.

253 Шаленов Е. О. Диэлектрическая проницаемость и коэффициент отражения плотной ксеноновой плазмы // Сборник тезисов Международной научной конференции студентов и молодых ученых – Алматы, 2016. – 331 с.

254 Dzuba V. A. et al. Ionization potentials and polarizabilities of superheavy elements from Db to Cn (Z=105–112) // Phys. Rev. A. – 2009. – Vol. 93. – 032519 p.

255 Norman G. E. and Saitov I. Brewster angle and reflectivity of optically nonuniform dense plasmas // Phys. Rev. E. – 2016. – Vol. 94. – 043202 p.