Теория поля и электродинамика

УДК 530.12; 530.16, 535.14, 537, 539.17

Олейник В.П.

РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ФЕЙНМАНА: ФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ. УСКОРЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ ПО ИНЕРЦИИ И СИЛЫ ИНЕРЦИИ

Институт высоких технологий
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
ул. Владимирская, 64, Киев, 01601, Украина
e-mail: valoleinik@gmail.com

Решена фундаментальная проблема, сформулированная Р. Фейнманом: **установить механизм, скрытый за законом тяготения** (за законом Кулона). Парадоксально, что закон Кулона служит в течение нескольких веков важнейшим инструментом научных исследований, но до сих пор неизвестен физический механизм взаимодействия между частицами. Справедливость закона всемирного тяготения подтверждают опыты Кавендиша для макротел и наблюдения за движением планет Солнечной системы. Большинство физиков считает, что закон Кулона описывает взаимодействие не только между звездами, планетами и макротелами, но и между отдельными частицами, хотя отсутствуют опытные данные, подтверждающие справедливость этого закона для отдельных частиц. Раскрытие физического механизма взаимодействия между частицами относится к числу важнейших проблем физики. Незнание физической природы взаимодействия тормозит многие исследования – по холодному ядерному синтезу, управлению гравитацией, созданию двигателей без выброса реактивной массы и др.

Показано, что внесение пробной точечной классической частицы (рассматриваемой в качестве измерительного прибора) в область действия кулоновского поля, создаваемого исходной точечной частицей, заметно искажает кулоновское поле и существенно изменяет состояние движения исходной частицы. Результирующее кулоновское поле, возникающее при наложении кулоновских полей исходной и пробной частиц, значительно отличается от кулоновского поля исходной частицы. Это значит, что кулоновское поле, порождаемое точечной частицей, не обладает свойствами внешнего поля. Однако при выводе закона всемирного тяготения существенно используется предположение, что кулоновское поле каждой частицы действует на соседнюю частицу как внешнее поле. Отсюда следует, что **закон всемирного тяготения недопустимо экстраполировать на взаимодействие между отдельными частицами, его использование при описании взаимодействия между частицами является серьезной ошибкой.**

Механизм взаимодействия между частицами, скрытый за законом тяготения, имеет формальный, абстрактный характер. Кулоновское поле, приписываемое отдельным частицам, появляется как решение феноменологического уравнения. За ним не стоит какое-либо реальное, физическое поле, какое можно было бы обнаружить на опыте. Закон Кулона является следствием модели гравитации, удовлетворяющей требованию строго соответствовать фундаментальным принципам, провозглашенным Ньютоновской схемой механики. Последняя, вследствие своей неполноты, может дать приближенное описание рассматриваемого явления, но не способна объяснить его физическую сущность.

Взаимодействие между частицами обусловлено силами инерции, действующими на частицы при их движении по инерции по криволинейным траекториям. Указанные движения представляют собой самые фундаментальные движения, ответственные за самоорганизацию материи. Силы инерции существенно отличаются, вообще говоря, от кулоновских сил, хотя имеются случаи, когда сила инерции отличается от кулоновской силы малыми поправками. При ускоренном движении по инерции (УДИ) могут происходить процессы преобразования массы частицы в **индуцированную криволинейной инерцией** среду (**ИКИ**-среду) и обратные процессы, которые вызывают изменение массы со временем. В инерциальной системе отсчета масса частицы может изменяться в широких пределах – от наименьшего значения в точках, отвечающих максимальной скорости частицы, до бесконечности в точках поворота. Частица, совершающая УДИ, обладает собственным моментом импульса (спином), который, как и масса частицы, может изменяться со временем в широких пределах. Это означает, что в природе возможна симметрия, связывающая бозоны с фермионами, т.е. суперсимметрия.

Ключевые слова: закон всемирного тяготения, закон Кулона, криволинейные (ускоренные) движения по инерции, индуцированная криволинейной инерцией среда (ИКИ-среда), изменение массы и собственного момента импульса (спина) частицы со временем, ускоренные движения по инерции и суперсимметрия.

1. Введение

Работа посвящена рассмотрению фундаментальной проблемы, которую сформулировал Р. Фейнман [1]: «… со времени Ньютона и до наших дней **никто не мог описать механизм, скрытый за законом тяготения**, не повторив того, что уже сказал Ньютон, не усложнив математику или не предсказав явлений, которых на самом деле не существует. Так что до сих пор у нас нет иной модели для теории гравитации, кроме математической.»

Установление закона взаимодействия между частицами относится к числу наиболее важных и сложных задач механики и электродинамики. В механике взаимодействие между частицами принято рассматривать на основе закона всемирного тяготения, а в электродинамике – на основе закона Кулона, которые считаются фундаментальными физическими законами. Серьезный недостаток такого подхода заключается в том, что до сих пор не известны физические механизмы взаимодействия между частицами, описываемые указанными законами.

Ввиду того, что закон всемирного тяготения и закон Кулона характеризуются одинаковой функциональной зависимостью силы взаимодействия между телами от расстояния между ними, их можно рассматривать как единый кулоновский закон взаимодействия между телами, обладающими гравитационными зарядами (массами) или электрическими зарядами. В дальнейшем речь пойдет, главным образом, о законе всемирного тяготения, хотя все, что будет сказано о тяготении, нетрудно переформулировать на случай электрического поля.

Цель настоящей работы – раскрыть механизм взаимодействия между частицами, обладающими гравитационными и электрическими зарядами. Решение этой задачи осложняется тем, что до сих пор остаются неизвестными как физическая природа массы и электрического заряда, так и физический механизм порождения силовых полей зарядами частиц. Единственный способ решения задачи, имеющийся в нашем распоряжении, заключается в том, чтобы вникнуть в математическую схему, описывающую поле тяготения в классической механике, и проанализировать ее с точки зрения центральной проблемы физики – проблемы движения, исследовав те ограничения, которые налагаются на движение частиц и полей при выводе закона Кулона. Анализ общепринятых представлений о поле тяготения на основе законов движения позволит устранить заблуждения стандартной модели теории гравитации и раскрыть интересующий нас механизм взаимодействия.

Как следует из результатов исследований [2-15], серьезные трудности, испытываемые теоретической физикой, обусловлены неполнотой лежащих в ее основе физических представлений и неопределенностью многих основных физических понятий. Неполнота физической теории является следствием тех ограничений на движение материальных частиц и поведение полей, которые используются в исследованиях природных явлений на основании фундаментальных физических принципов. К последним относятся, в частности, принцип инерции Галилея, динамический принцип механики Ньютона, закон всемирного тяготения и др. Анализ показывает, что эти принципы нуждаются в радикальных изменениях: они не адекватны природе, поскольку не отражают физическую сущность явлений и процессов, происходящих в окружающем нас мире. Некоторые физические принципы, которыми физики руководствуются при изучении природы, оказываются шорами, сквозь которые исследователи смотрят на природу, пытаясь раскрыть ее тайны. Шоры, однако, не способствуют раскрытию истинного содержания явлений и процессов.

Задача физической науки состоит в том, чтобы объяснить физическую сущность явлений и процессов, выявить физические механизмы, лежащие в их основе. Чтобы раскрыть физическую сущность некоторой реальности, нужно, прежде всего, установить, согласуется ли выбранный нами подход к изучению рассматриваемой реальности с законами диалектики, выявить ограничения на движение материи и устранить те из них, которые невозможно обосновать. Цель подобного анализа - отыскать математическую схему, пригодную для раскрытия истинного физического содержания изучаемой реальности. Ныне физика не интересуется физическим содержанием предмета исследования. Она ограничивается его описанием на основе некоторой математической схемы. Принято считать, что для построения физической теории достаточно использовать математически непротиворечивую схему, предложив для ее элементов подходящую физическую интерпретацию. Если предсказания теории, относящиеся к изучаемым явлениям и процессам, совпадают с опытными данными, то искомая теория считается построенной.

Описанный выше общепринятый подход к построению физической теории содержит принципиальную ошибку. Далеко не любая математическая схема (модель), какой бы совершенной она ни была с точки зрения математики, пригодна для описания физической реальности. Подходящей схемой (моделью) может быть лишь та, которая согласуется с законами диалектики. Согласно последним, любая физическая реальность представляет собой сосуществование противоположностей. Ее поведение и развитие определяется характером взаимоотношений между противоположностями. Если противоположности, составляющие некоторую структуру, характеризуются «дружественными» взаимоотношениями, т.е. находятся в согласии, в союзе между собой, содействуют выполнению стоящих за ними функций, а не направлены на противодействие друг другу, то развитие структуры в целом будет происходить по восходящей линии. Структура непрерывно развивается, совершенствуется, пополняется новыми составляющими и достигает состояния расцвета, в котором она может пребывать как угодно долго. В противном случае развитие идет по нисходящей линии, приводя к деградации и, в конечном счете, к самоуничтожению всей структуры. И чем сильнее противодействие между противоположностями, составляющими данную структуру, тем меньше продолжительность ее существования (время жизни). Принципиальный подход к теоретическим исследованиям в физике можно сформулировать так: для описания физических систем следует использовать лишь такие схемы и модели, которые согласуются с требованиями диалектики.

Имеется четкий критерий относительно того, может ли математическая схема описать и объяснить должным образом физическую реальность. Схема может быть пригодной с физической точки зрения, если в ней отсутствуют ограничения на движение материи (частиц и полей), противоречащие законам диалектики. Наличие подобных ограничений означает принципиальную неполноту схемы как физической теории, ее неспособность раскрыть в полной мере физическую сущность описываемых явлений и процессов. Если в данной схеме отсутствует диалектическая противоположность по отношению к некоторому элементу, содержащемуся в схеме, то подобная схема заведомо непригодна, так как она неизбежно исказит физическую картину поведения исследуемой системы по всем вопросам, касающимся указанного элемента и его противоположности.

Простейшим примером физически некорректной математической схемы является описание движений в механике Ньютона. Вынужденные ускоренные движения частицы принимаются в ней как единственно возможные движения частицы с ускорением. Из поля зрения выпадает огромный класс (континуум) движений, в которых действующая на частицу сила является не причиной ускорения частицы, а его следствием. Указанные выше ускоренные движения – вынужденные ускоренные движения и ускоренные движения по инерции – относятся к диалектическим противоположностям. Игнорирование одной из них неизбежно приводит к тому, что схема описания движения становится физически ущербной, поскольку она не способна описать движение частиц достаточно полно. Очевидно, что динамический принцип механики Ньютона, исключая из рассмотрения ускоренные движения по инерции, вступает в противоречие с законами диалектики.

В качестве второго примера непригодности математической схемы к описанию физических явлений можно привести квантовую электродинамику (КЭД) [2-5]. Как показывает анализ [12-15], трудности КЭД в принципе невозможно устранить, довольствуясь существующими ныне чисто формальными представлениями об электрическом заряде, глубоко укоренившимися в физике, и не вникая в физический механизм, скрытый за законом Кулона.

Перечислим основные результаты, изложенные в последующих разделах работы.

В разделе 2 обсуждаются особенности движения классических частиц в Ньютоновской схеме механики, обусловленные действием на частицы поля тяготения. С помощью теоремы Гаусса и уравнения Пуассона вычисляются напряженность и потенциал кулоновского поля, которое порождается точечной частицей, обладающей массой m и локализованной в начале координат некоторой инерциальной системы отсчета. Кулоновское поле обладает тем свойством, что оно не действует на частицу, которая его создает, но, по предположению, действует как заданное внешнее поле на соседние частицы.

В качестве измерительного прибора для измерения напряженности кулоновского поля используется пробная точечная частица массой m', которая помещается в точку наблюдения поля, порождаемого частицей m. Силы, действующие на пробную частицу со стороны кулоновского поля исходной частицы и на исходную частицу со стороны кулоновского поля пробной частицы, можно рассчитать по стандартной формуле: $\vec{F}' = m'\vec{G}$, где $\vec{F}'$ – сила, действующая на пробную частицу m', помещенную в измеряемое кулоновское поле напряженностью $\vec{G}$. Как и ожидается, расчет приводит к силам, удовлетворяющим закону всемирного тяготения. Нужно, однако, учесть, что приведенная выше формула для силы справедлива лишь при условии, что кулоновское поле $\vec{G}$ можно рассматривать как внешнее поле, т.е. как такое поле, которое не изменяется при внесении в него пробной точечной массы m'.

Анализ показывает, что кулоновское поле точечной частицы оказывается очень чувствительным: оно заметно искажается, если внести в него пробную точечную массу. Это видно из того, что результирующее кулоновское поле, порождаемое исходной и пробной частицами, существенно отличается от кулоновского поля исходной частицы. Внесение пробной частицы в измеряемое поле существенно изменяет также и физическую картину движения: исходная частица переходит из состояния покоя в состояние ускоренного движения, а пространство становится неизотропным и неоднородным в значительно большей степени, чем до процедуры измерения, поскольку вместо одной покоящейся частицы имеются теперь две частицы, исходная и пробная, перемещающиеся по криволинейным траекториям.

Следует подчеркнуть, что указанное выше предположение, касающееся поведения кулоновской силы точечной частицы, оказывается существенным в Ньютоновской схеме механики, так как его справедливость могла бы послужить обоснованием закона всемирного тяготения. Однако опытных данных, подтверждающих предположение, что кулоновское поле точечной частицы действует на соседние частицы как внешнее поле, не существует. Опыты Кавендиша подтверждают закон всемирного тяготения для макротел, удовлетворяющих требованию, чтобы создаваемые ими силовые поля обладали свойствами внешних полей. Но из этих опытов не следует, что закон всемирного тяготения справедлив и для точечных частиц, так что его экстраполирование на точечные частицы незаконно.

Как видно из результатов данной работы, кулоновское поле точечной частицы заметно искажается, если в область его действия внести измерительный прибор – пробную точечную частицу. Этот факт указывает с определенностью на то, что закон всемирного тяготения не может описывать взаимодействие между отдельными точечными частицами. И поэтому нет оснований ожидать, что возможно экспериментальное подтверждение закона всемирного тяготения для точечных частиц.

Физическое содержание полученных результатов состоит в том, что Ньютоновская схема механики, ввиду ее существенной неполноты, может дать приближенное описание рассматриваемого явления, но не способна объяснить его физическую сущность. Механизм взаимодействия между частицами, скрытый за законом всемирного тяготения, имеет формальный, абстрактный характер. За ним не стоит какое-либо реальное, физическое поле, которое можно было бы обнаружить на опыте. К модели, описывающей взаимодействие между частицами, в стандартном подходе предъявляется требование, имеющее «идеологическую» окраску: модель должна строго следовать предписаниям механики Ньютона. Динамический принцип механики провозглашает, что ускоренное движение частицы может происходить только при силовом воздействии на частицу со стороны окружения, т.е. внешнего поля. Руководствуясь динамическим принципом, естественно утверждать, что взаимодействие между частицами может быть обусловлено только силовым полем, обладающим свойствами внешнего поля, и принять, что порождаемое точечной частицей кулоновское поле, существование которого следует из теоремы Гаусса, действует на соседние частицы как внешнее поле. Так возникает абстрактная модель гравитации, приводящая к закону всемирного тяготения.

Модель тяготения, построенная на основе механики Ньютона, кажется безупречной: 1) она согласуется с динамическим принципом механики и 2) потенциал и напряженность кулоновского поля точечной частицы по своей форме таковы, что не возникает сомнений в правильности модели. Сомнение возникает, однако, при анализе модели, когда обнаруживается, что 1) из-за существования ускоренных движений частиц по инерции динамический принцип в схеме механики Ньютона ошибочен и 2) кулоновское поле точечной частицы не обладает свойствами внешнего поля.

Качественно новый подход к исследованию взаимодействия между частицами сформулирован в работах [6-15]. Он заключается в устранении ограничений (запретов) на движение частиц и полей, используемых в механике Ньютона. Ключевым пунктом является признание реальности ускоренных движений по инерции (УДИ) и учет того обстоятельства, что указанные движения представляют собой самые фундаментальные движения в природе, отвечающие за развитие материи путем ее самоорганизации [10,15].

Раздел 3 посвящен рассмотрению особенностей УДИ классической частицы. Сравниваются физические характеристики частицы в движущихся друг относительно друга инерциальных системах отсчета (ИСО) K и K'. Считается, что система отсчета K' движется относительно K со скоростью $\vec{V}_0$, причем в системе отсчета K' частица равномерно вращается по окружности со скоростью $\vec{v}'$, $v' = |\vec{v}'| = const$; для простоты принимается, что вектор скорости $\vec{V}_0$ лежит в плоскости указанной окружности. В силу правила сложения скоростей, в ИСО K скорость частицы равна $\vec{v} = \vec{v}' + \vec{V}_0$, $v = |\vec{v}| = v(t)$.

Из условия УДИ следует, что в системе отсчета K' интегралами движения частицы являются масса частицы, модули импульса и силы инерции, кинетическая энергия, а также моменты импульса и силы инерции. В системе отсчета K, вследствие того, что скорость частицы v изменяется со временем, указанные выше характеристики частицы также изменяются со временем. Так, масса частицы принимает наименьшее значение, равное $m'/2$, при $\vec{v}' = \vec{V}_0$ ($m' = p_0 / v'$, $p_0 = const$, m' – масса частицы в системе отсчета K') и становится бесконечно большой в точках поворота (при $\vec{v}' = -\vec{V}_0$). Изменение массы частицы во времени обусловлено тем, что в системе отсчета K при ускоренном движении по инерции непрерывно происходят процессы преобразования массы частицы в **индуцированную криволинейной инерцией** среду (**ИКИ**-среду) и обратные процессы. Интервал изменения массы частицы, движущейся ускоренно по инерции, оказывается очень большим. Это означает, что процессы преобразования массы протекают весьма интенсивно. Указанные процессы приводят к физической неэквивалентности ИСО, движущихся друг относительно друга. Сохраняющейся величиной является полная энергия системы, состоящая из кинетической энергии частицы и энергии ИКИ-среды, порождаемой частицей. Траекторией движения частицы является незамкнутая кривая – трохоида.

В системе отсчета K сила инерции состоит из двух компонент, одна из которых пропорциональна скорости частицы (это реактивная сила инерции), а вторая пропорциональна ускорению. В системе отсчета K' реактивная компонента силы отсутствует вследствие сохранения массы частицы ($m' = const$). Нужно подчеркнуть, что действующая на частицу сила инерции выступает не причиной, а следствием ускоренного движения частицы по инерции, т.е. сила инерции имеет кинематическое происхождение.

Поведение импульса частицы и силы инерции в окрестности точки поворота существенно отличается от поведения этих величин в окрестности точки, в которой масса частицы достигает минимума. В первой из указанных областей как вектор импульса, так и вектор силы инерции испытывают скачок в точке поворота. А во второй области импульс и сила инерции изменяются непрерывно. Имеется еще одно отличие: сила инерции в малой окрестности точки поворота направлена к точке поворота параллельно вектору скорости относительного движения

$\vec{V}_0$, а во второй области сила инерции направлена к центру вихря перпендикулярно вектору $\vec{V}_0$. Указанные особенности поведения импульса и силы инерции обусловлены тем, что в точке поворота масса частицы становится бесконечно большой, а во второй области масса частицы конечна и достигает наименьшего значения.

В ИСО K собственные моменты импульса частицы, движущейся ускоренно по инерции, и действующей на частицу силы инерции изменяются со временем. Под собственным моментом импульса частицы мы понимаем момент импульса, вычисленный относительно центра вихря частицы. Величина моментов зависит от положения частицы на траектории движения. Так, в точке поворота $\vec{S}=0$, а в точках, отвечающих минимальной массе частицы, $\vec{S}=r'p_0\vec{e}_z$, где $\vec{S}$ – собственный момент импульса, r' – расстояние частицы до центра вихря и $\vec{e}_z$ – орт, перпендикулярный плоскости, в которой происходит движение частицы. Причем собственные моменты импульса частиц с $v'>V_0$ и частиц с $v'<V_0$ противоположны по направлению.

В квантовой механике собственный момент импульса частицы называют спиновым моментом (или просто спином). Согласно изложенному выше, классическая частица, движущаяся ускоренно по инерции, обладает спиновым моментом, который может изменяться со временем, а также изменяться при переходе из одной ИСО в другую. Так, в ИСО K' спиновый момент частицы $\vec{S}'$ сохраняется во времени: $\vec{S}'=S'\vec{e}_z, S'=p_0r'=const$. Однако в ИСО K спиновый момент $\vec{S}=S\vec{e}_z$ становится функцией времени, изменяясь от значения $S=0$ в точках поворота до максимального значения $S=p_0r'\equiv S_{\max}$ в точках траектории движения, в которых скорость частицы достигает максимального значения. Указанное поведение спинового момента частицы обусловлено изменением со временем массы, которая при движении частицы по траектории изменяется в широких пределах.

На основании полученных результатов можно предположить, что **спин частицы не является следствием существования особых квантовых свойств материи**. Спин возникает автоматически при устранении неполноты классической механики путем включения криволинейных движений классических частиц по инерции в теоретическую схему. Естественно ожидать, что **микрочастицы могут иметь произвольные значения спинов, т.е. в природе имеет место суперсимметрия – симметрия, связывающая частицы-бозоны с частицами-фермионами.** Деление класса частиц на бозоны и фермионы является, по-видимому, следствием неполноты механики – следствием исключения из рассмотрения ускоренных (криволинейных) движений по инерции. Указанное деление частиц возникло в квантовой механике вследствие использования в ней математической схемы (модели), игнорирующей существование УДИ.

Приведена простая модель, свидетельствующая о том, что УДИ могут совершаться частицей и при прямолинейном движении. Такого рода движения могут представлять собой гармонические осцилляции частицы по инерции, происходящие между соседними точками поворота на траектории движения.

В разделе 4 исследуется поведение двух классических точечных частиц, которые движутся ускоренно по инерции в ИСО, движущихся друг относительно друга. Вычислены действующие на частицы силы инерции, ответственные за взаимодействие между частицами.

В системе центра масс ускоренное движение двух частиц с массами m_1 и m_2 по инерции происходит аналогично движению одной частицы, масса и радиус-вектор которой совпадают, соответственно, с приведенной массой μ и вектором $\vec{R}$, где радиус-вектор $\vec{R}$ описывает относительное движение частиц. Если скорость относительного движения частиц изменяется со временем, то приведенная масса и массы отдельных частиц также изменяются со временем, но отношение масс частиц сохраняется. Сохраняющейся величиной является также сумма полной кинетической энергии частиц и энергии ИКИ-среды, порождаемой частицами. Это значит, что движение двухчастичной системы по инерции происходит таким образом, что приращение полной кинетической энергии частиц компенсируется изменением энергии ИКИ-среды.

Действующие на частицы силы инерции являются центральными при $R=const$, либо при $\vec{L}=[\vec{R},\mu\vec{V}]=const$, где $R=|\vec{R}|$, $\vec{V}=\dot{\vec{R}}$, $\vec{L}$ – момент импульса, описывающий относительное движение частиц. Расчет показывает, что при $R=const$ и $\dot{\phi}_R \neq 0$ (R и ϕ_R – полярные координаты радиус-вектора $\vec{R}$) радиальная компонента силы инерции $\vec{F}_\mu$ ведет себя следующим образом: $F_{\mu R}=-p_0\,|\dot{\phi}_R|$, $p_0=const$. Следовательно, если вращательное движение частицы является неравномерным, т.е. $\dot{\phi}_R=\dot{\phi}_R(t)$, то приведенная масса частицы μ, модуль вектора скорости V и сила инерции $\vec{F}_\mu$ изменяются со временем. Если траекторией движения частицы является эллипс с малым эксцентриситетом, то, как показывает расчет, сила инерции пропорциональна расстоянию между частицами R. Значит, при криволинейном движении частиц по инерции сила инерции $\vec{F}_\mu$, действующая на частицу двухчастичной системы, существенно отличается от кулоновской силы. Величина и направление силы $\vec{F}_\mu$ зависят от формы траектории движения частицы, изменяясь со временем при перемещении частицы вдоль траектории.

Силы инерции, действующие в двухчастичной системе в ИСО, можно представить в виде суперпозиции двух компонент, которые мы обозначаем через $\vec{F}_\mu$ и $\vec{F}_m$. Компонента $\vec{F}_\mu$ определяется через относительную скорость движения частиц $\vec{V}$ и приведенную массу μ, а компонента $\vec{F}_m$ – через скорость движения центра масс $\vec{V}_C$ и полную массу системы $m_1+m_2\equiv m$. Компоненты силы инерции $\vec{F}_\mu$ и $\vec{F}_m$ описывают реакцию двухчастичной системы, соответственно, на относительное движение частиц и на движение центра масс.

Систему двух частиц, совершающую ускоренное движение по инерции, можно рассматривать как совокупность частицы с массой μ (μ-частица) и частицы с массой m (m-частица), между которыми имеется качественное различие. μ-частица является нелокальной системой, состоящей из двух точечных частиц, отделенных друг от друга расстоянием R и вращающихся вокруг центра масс. Она характеризуется линейным размером R и испытывает действие равных по величине и направленных противоположно сил инерции $\pm\vec{F}_\mu$. А m-частица представляет собой точечную частицу, которая перемещается, испытывая действие силы инерции $\vec{F}_m$.

Элементарную работу, производимую силами инерции при перемещении частиц двухчастичной системы, можно представить в виде суммы двух компонент: $dA=dA_\mu+dA_m$, где $dA_\mu=\vec{F}_\mu d\vec{R}$, $dA_m=\vec{F}_m d\vec{R}_C$, $\vec{R}$ и $\vec{R}_C$ – радиус-векторы, описывающие, соответственно, относительное движение частиц и движение центра масс двухчастичной системы. Составляющие работы dA_μ и dA_m имеют следующий смысл: первая дает работу, совершаемую силами инерции над частицами при их движении друг относительно друга в некоторой ИСО, а вторая – работу сил инерции в этой же системе отсчета, совершаемую при перемещении системы частиц как целого.

Из условия УДИ $dA=0$ выводятся соотношение, связывающее между собой импульсы μ-частицы и m-частицы, и выражение для приведенной массы μ. Характерная особенность системы двух частиц состоит в том, что величина ее приведенной массы определяется не только относительным движением частиц, но и движением центра масс системы. Рассмотрены УДИ в двухчастичной системе, которые сопровождаются процессами с перераспределением энергии между степенями свободы, отвечающими относительному движению частиц, и степенями свободы, связанными с движением системы частиц как целого.

В Заключении формулируются основные результаты и выводы работы.

2. Механизм взаимодействия между классическими частицами, скрытый за законом всемирного тяготения

В работе [11] при исследовании кулоновского поля мы исходили из общепринятого представления о том, что закон всемирного тяготения (закон Кулона) справедлив для классических точечных частиц. На основании анализа условия совместимости указанного закона с динамическим принципом механики было показано, что закон Кулона имеет место не для произвольных состояний движения частиц. Так, в частности, частицы, находящиеся в некоторой инерциальной системе отсчета (ИСО) в состоянии движения по инерции по Галилею, не подчиняются закону Кулона. Справедливо и обратное утверждение: частицы, взаимодействующие между собой по закону Кулона, не могут удовлетворять принципу инерции Галилея. В самом деле, если частицы подвергаются действию кулоновской силы, то отсюда следует, согласно динамическому принципу механики, что частицы находятся в состоянии вынужденного ускоренного движения.

Чтобы уточнить, какие ограничения на движение частиц приводят к закону Кулона, рассмотрим кулоновское поле, создаваемое отдельной точечной классической частицей, и вычислим силу, с которой это поле действует на соседние частицы. Для простоты ограничимся рассмотрением точечной массы, не имеющей электрического заряда.

В Ньютоновской схеме механики свободная классическая частица массой $m,\ m = const \neq 0$, подчиняется принципу инерции Галилея, согласно которому в ИСО частица покоится или движется равномерно и прямолинейно до тех пор, пока на частицу не подействует внешняя сила. Под внешней силой $\vec{F}$ понимается сила, действующая на частицу со стороны окружающих тел. В соответствии с динамическим принципом механики, который описывается уравнением движения $m\vec{a} = \vec{F}$, частица массой m может перемещаться в ИСО с ускорением $\vec{a}$ только в результате действия на частицу внешней силы $\vec{F}$ (причем $\vec{a} = \vec{F}/m$). Представление о том, что причиной ускорения частицы может быть только внешняя сила, т.е. ускоренное движение частицы с необходимостью является вынужденным, имеет принципиальный характер – оно лежит в основе механики Ньютона.

Проанализируем те особенности движения классических частиц в механике Ньютона, которые обусловлены действием на частицы поля тяготения.

В соответствии с Ньютоновской схемой механики, тело, обладающее массой, порождает в окружающем пространстве силовое поле. Напряженность этого поля $\vec{G} = \vec{G}(\vec{r})$ можно вычислить, используя теорему Гаусса в интегральной форме (a) или в дифференциальной форме (b):

$$\oint_S \vec{G}(\vec{r})d\vec{S} = -4\pi\gamma m, \quad (a); \quad \vec{\nabla}_{\vec{r}}\vec{G}(\vec{r}) = -4\pi\gamma\rho(\vec{r}), \quad (b). \tag{1}$$

Здесь в левой части равенства (a) стоит поток вектора напряженности поля $\vec{G}$ через замкнутую поверхность S, которая охватывает тело массой m; $d\vec{S}$ – вектор элемента поверхности S; $\gamma = const$ – гравитационная постоянная. Если поверхность S охватывает все пространство, теорему Гаусса (a) можно преобразовать к дифференциальной форме (b), где $\vec{\nabla}_{\vec{r}}$ – оператор набла, $\rho = \rho(\vec{r})$ – плотность массы рассматриваемого тела.

Напряженность поля $\vec{G}$ можно выразить через потенциал $\phi = \phi(\vec{r})$: $\vec{G}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}_{\vec{r}}\phi(\vec{r})$. Как видно из последнего равенства и формулы ($1b$), потенциал поля ϕ подчиняется уравнению Пуассона:

$$\vec{\nabla}^2_{\vec{r}}\phi(\vec{r}) = 4\pi\gamma\rho(\vec{r}). \tag{2}$$

Силовое поле, описываемое вектором напряженности $\vec{G}(\vec{r})$ и потенциалом $\phi(\vec{r})$, называют кулоновским полем, которое порождается телом массой m. Согласно (1), плотность массы ρ выступает (с точностью до числового множителя γ) в качестве стока вектора напряженности поля $\vec{G}(\vec{r})$. Теорему Гаусса (1) рассматривают как доказательство того, что масса тела m является генератором кулоновского поля. Наличие постоянного множителя γ в правой части равенств (1) и (2) указывает на то, что приведенное выше определение кулоновского поля имеет феноменологический характер и, следовательно, может служить лишь для приближенного описания силового поля, порождаемого телом.

В качестве тела, порождающего кулоновское поле, рассмотрим точечную классическую частицу массой m, расположенную в начале координат некоторой ИСО K. В соответствии с уравнениями (1) и (2), в точке с радиус-вектором $\vec{r}$ $(\vec{r} \neq 0)$ порождается силовое поле, потенциал $\phi = \phi(\vec{r})$ и напряженность $\vec{G} = \vec{G}(\vec{r})$ которого выражаются следующими равенствами (точку с радиус-вектором $\vec{r}$ будем называть точкой наблюдения кулоновского поля, порождаемого исходной частицей):

$$\phi = -\gamma m / r, \quad \vec{G} = -\gamma m \vec{r} / r^3, \tag{3}$$

где $r = |\vec{r}|$. Область определения потенциала и напряженности поля (3) принято расширять с помощью равенства:

$$\vec{\nabla}_{\vec{r}}^2 (1/r) = -4\pi\delta(\vec{r}) \tag{4}$$

(см. [16], с.120), где $\delta(\vec{r})$ – δ-функция Дирака, определяющая плотность массы точечной частицы: $\rho(\vec{r}) = m\delta(\vec{r})$. Приведенное равенство представляет собой правило дифференцирования функций $\phi = \phi(\vec{r})$ и $\vec{G} = \vec{G}(\vec{r})$ (3) в окрестности точки $\vec{r} = 0$. Оно позволяет включить точку $\vec{r} = 0$ в область определения потенциала и напряженности поля точечной частицы и тем самым обеспечивает справедливость теоремы Гаусса в дифференциальной форме $(1b)$ и уравнения Пуассона (2). Силовое поле (3) представляет собой **кулоновское поле**, порождаемое точечной частицей массой m, $m = const$, на расстоянии r от нее. Согласно (3), кулоновское поле точечной массы имеет вид бесконечно глубокой потенциальной ямы. Отметим, что соотношения (3), справедливые для точечной частицы, описывают также асимптотику кулоновского поля, создаваемого произвольным телом на больших расстояниях r от тела ($r >> L$, где L – линейные размеры тела).

Чтобы измерить напряженность кулоновского поля, порождаемого точечной частицей, необходимо располагать измерительным прибором, в качестве которого естественно использовать простейший прибор – пробную точечную частицу. Если в точку наблюдения поля с напряженностью $\vec{G} = \vec{G}(\vec{r})$, порождаемого исходной частицей m, поместить пробную точечную частицу массой m', на нее действует сила, равная

$$m'\vec{G}(\vec{r}) \equiv \vec{F}'(\vec{r}) = \vec{F}', \tag{5}$$

со стороны кулоновского поля исходной частицы. Равенство (5) следует из определения напряженности поля, которое справедливо при условии, что измеряемое кулоновское поле можно рассматривать как заданное внешнее поле. Напомним, что силовое поле является заданным внешним полем, если оно не искажается (не деформируется) при внесении в область его действия небольшой пробной частицы. Используя второе из соотношений (3) и равенство (5), получаем выражение для силы, действующей на пробную частицу:

$$\vec{F}' = m'\vec{G}(\vec{r}) = -\gamma(mm'/r^2)\vec{e}_{\vec{r}}, \quad \vec{e}_{\vec{r}} = \vec{r}/r. \tag{6}$$

Пробная точечная масса m', использованная нами в качестве измерительного прибора, генерирует в окружающем пространстве, как и исходная точечная масса m, кулоновское поле, с которым следует обращаться точно так же, как и с кулоновским полем исходной частицы. Потенциал $\phi' = \phi'(\vec{r}')$ и напряженность $\vec{G}' = \vec{G}'(\vec{r}')$ кулоновского поля, порождаемого пробной частицей в точке наблюдения $\vec{r}'$ ($\vec{r}' \neq \vec{r}$, $\vec{r}$ – радиус-вектор точки, в которую помещена пробная частица), выражаются соотношениями, аналогичными (3):

$$\phi'(\vec{r}') = -\gamma m' / |\vec{r}' - \vec{r}|, \quad \vec{G}'(\vec{r}') = -\vec{\nabla}_{\vec{r}'}\phi'(\vec{r}') = -\gamma m'(\vec{r}' - \vec{r}) / |\vec{r}' - \vec{r}|^3, \quad \vec{r} = const. \tag{7}$$

Принимая во внимание, что рассматриваемая нами исходная частица находится в состоянии покоя в начале координат ИСО K, получаем следующую формулу для силы, действующей со стороны кулоновского поля пробной частицы (измерительного прибора) на исходную частицу в момент времени, отвечающий положению пробной частицы в точке наблюдения поля исходной частицы:

$$m\vec{G}'(0) = \gamma(mm'/r^2)\vec{e}_{\vec{r}} \equiv \vec{F} = -\vec{F}'. \qquad (8)$$

Здесь учтено, в соответствии с (7), что напряженность поля в точке нахождения исходной частицы в указанный момент времени равна $\vec{G}'(0)$.

Как видно из (6) и (8), на исходную и пробную частицы действуют равные по величине силы, подчиняющиеся закону Кулона. Этот результат является следствием равенства (5), справедливого в предположении, что силовые поля, порождаемые исходной и пробной частицами, обладают свойствами заданных внешних полей по отношению к соседним частицам: поле исходной частицы – по к отношению к пробной частице, а поле пробной частицы – по отношению к исходной.

В соответствии с требованием внутренней непротиворечивости механики, закон всемирного тяготения нужно рассматривать совместно с другими физическими принципами и, в частности, с динамическим принципом. Согласно последнему, исходная и пробная частицы обязаны подчиняться уравнениям движения:

$$m\vec{a} = \vec{F}, \quad m'\vec{a}' = \vec{F}', \qquad (9)$$

где $\vec{a}$ и $\vec{a}'$ – ускорения исходной и пробной частиц в ИСО K, $\vec{F}$ и $\vec{F}'$ – силы, действующие на частицы m и m', соответственно. Заметим, прежде всего, что сила $\vec{F}$, действующая на исходную частицу, равна нулю до внесения пробной частицы в точку наблюдения поля исходной частицы, поскольку последняя находилась, как мы полагали, в состоянии покоя в начале координат ИСО K, и равна силе $\vec{F}$, выражаемой формулой (8), после того как пробная частица была внесена в поле исходной частицы. Как видно из (6), (8) и (9), действие кулоновского поля пробной частицы на исходную частицу не только не является слабым, но и существенно изменяет поведение самой исходной частицы. Действительно, внесение пробной частицы в точку наблюдения кулоновского поля исходной частицы вызывает переход последней из состояния покоя в состояние движения с ускорением $\vec{a}$, $\vec{a} \neq 0$, определяемым согласно (9).

Если взаимодействующие между собой частицы двухчастичной системы образуют замкнутую систему, т.е. выполняется условие: $\vec{F} = -\vec{F}'$, и массы частиц не изменяются со временем, то из уравнений движения (9) следует равенство

$$\vec{a} = -(m'/m)\vec{a}', \qquad (10)$$

из которого видно, что каждая из рассматриваемых частиц перемещается с ускорением. Если же $\vec{a} = 0$, $\vec{a}' = 0$, то, в силу (9) и (10), частицы не взаимодействуют между собой. Следовательно, частицы, находящиеся в состоянии движения по инерции по Галилею, не могут подчиняться закону всемирного тяготения [11].

Обратим внимание на следующее обстоятельство, описанное выше. Мы рассматриваем точечную классическую частицу, которая покоится в начале координат ИСО K и порождает, в соответствии с теоремой Гаусса, кулоновское поле. Если внести пробную точечную частицу в точку наблюдения поля, порождаемого исходной частицей, то исходная частица, под действием кулоновского поля пробной частицы, переходит в состояние движения с ускорением $\vec{a}$. С другой стороны, пробная частица, испытывая действие кулоновского поля исходной частицы, приобретает ускорение $\vec{a}'$. Так образуется связанное состояние двух частиц, исходной и пробной, обусловленное действием кулоновских сил. Иными словами, в результате действия кулоновских сил свободные частицы из состояния движения по инерции по Галилею переходят в связанное состояние частиц, которые подчиняются закону всемирного тяготения и движутся с ускорениями, удовлетворяющими равенству (10). Отсюда следует важный вывод: принципу инерции Галилея может подчиняться лишь одна-единственная свободная точечная частица. Если к этой частице присоединить одну или несколько точечных частиц, то под действием порождаемых ими кулоновских полей образуются связанные состояния частиц, которые движутся с ускорениями.

Таким образом, если свободные точечные частицы способны порождать кулоновские поля в соответствии с теоремой Гаусса (1), то их воздействие на соседние частицы вызывает переход частиц из состояний движения по инерции по Галилею в состояния вынужденного ускоренного движения. Нужно подчеркнуть также, что пробная точечная частица, использованная нами в качестве прибора для измерения кулоновского поля исходной частицы, сама порождает кулоновское поле, которое накладывается на кулоновское поле исходной частицы, тем самым искажая его, и существенно изменяет состояние движения исходной частицы.

В связи с изложенным выше возникает вопрос: можно ли рассматривать силовые поля, порождаемые точечными частицами, как заданные внешние поля? Чтобы ответить на этот вопрос, достаточно найти результирующее поле, генерируемое исходной и пробной частицами. Согласно принципу суперпозиции, указанное силовое поле, возникающее при наложении кулоновских полей исходной частицы массой m (см. равенства (3)) и пробной частицы массой m' (см. равенства (7)), описывается в точке наблюдения с радиус-вектором $\vec{r}'$ $(\vec{r}' \neq \vec{r},\ \vec{r} \neq 0)$ потенциалом $\tilde{\phi} = \tilde{\phi}(\vec{r}')$ и напряженностью $\tilde{\vec{G}} = \tilde{\vec{G}}(\vec{r}')$:

$$\tilde{\phi}(\vec{r}') = -\gamma m / r' - \gamma m' / |\vec{r}' - \vec{r}|, \quad \tilde{\vec{G}}(\vec{r}') = -\gamma m \vec{r}' / r'^3 - \gamma m' (\vec{r}' - \vec{r}) / |\vec{r}' - \vec{r}|^3. \qquad (11)$$

Как видно из сравнения (11) с (3) и (7), результирующее поле, возникающее при наложении кулоновских полей исходной и пробной частиц, существенно отличается от каждого из складываемых полей. Так, при $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{\Delta},\ |\vec{\Delta}| = \Delta << r$ потенциал $\tilde{\phi}(\vec{r}')$ можно записать в виде: $\tilde{\phi}(\vec{r}') = -\gamma m / r - \gamma m' / \Delta$. Это выражение отличается от потенциала ϕ (3) слагаемым $-\gamma m' / \Delta$, которое расходится при $\Delta \to 0$. Отсюда следует принципиальный вывод: напряженность кулоновского поля отдельной точечной частицы невозможно определить опытным путем, используя пробную точечную частицу в качестве измерительного прибора. Это обусловлено тем, что при внесении точечного прибора в область действия поля, подвергающегося процедуре измерения, на кулоновское поле исходной частицы накладывается кулоновское поле пробной точечной частицы, которое существенно искажает (деформирует) измеряемое поле. Значит, кулоновское поле (3), порождаемое точечной частицей, нельзя рассматривать как внешнее поле. По этой причине формула (5) не может служить для определения силы, действующей на пробную точечную частицу со стороны кулоновского поля исходной частицы. Указанная формула верна лишь при условии, что измеряемое поле является внешним, т.е. не изменяется, если внести в область его действия измерительный прибор.

На первый взгляд, сделанные выше выводы, касающиеся кулоновского поля точечной частицы (3), кажутся совершенно абсурдными, особенно ввиду того, что они противоречат общепринятой точке зрения, согласно которой из выражений (3) для кулоновского поля точечной частицы следует справедливость закона Кулона (см. равенства (6) и (8)). Суть дела состоит, однако, в том, что закон Кулона подтвержден на опыте (опыты Кавендиша) только для макротел, кулоновское поле которых ведет себя как внешнее поле. И нет никаких оснований полагать, что этот закон справедлив и для точечных частиц. Как показано выше, при внесении измерительного прибора в поле исходной точечной частицы образуется результирующее кулоновское поле, в котором кулоновские поля измерительного прибора и исходной частицы перепутываются столь сильно, что однозначно выделить из них кулоновское поле, подлежащее измерению, не представляется возможным.

В силу изложенного, для решения интересующей нас проблемы нужно рассмотреть случай, когда классическая точечная частица не закреплена в некоторой точке ИСО, а движется по траектории с ускорением. Помимо этого, следует принять во внимание, что измерительный прибор в виде точечной частицы может вызвать заметное искажение (деформирование) измеряемого кулоновского поля. Потенциал $\phi_i = \phi_i(\vec{r} - \vec{r}_i)$ и напряженность $\vec{G}_i = \vec{G}_i(\vec{r} - \vec{r}_i)$ кулоновского поля, порождаемого частицей массой m_i, $m_i = const$, в точке наблюдения $\vec{r}$, $\vec{r} \neq \vec{r}_i$, можно представить в форме (ср. с (7)):

$$\phi_i(\vec{r} - \vec{r}_i) = -\gamma m_i / \left|\vec{r} - \vec{r}_i\right|, \quad \vec{G}_i(\vec{r} - \vec{r}_i) = -\vec{\nabla}_{\vec{r}} \phi_i(\vec{r} - \vec{r}_i) = -\gamma m_i (\vec{r} - \vec{r}_i) / \left|\vec{r} - \vec{r}_i\right|^3, \quad i = 1, 2, \quad (12)$$

где радиус-вектор $\vec{r}_i = \vec{r}_i(t)$ определяет положение частицы m_i на траектории движения в момент времени t.

Если в точку наблюдения кулоновского поля, порождаемого частицей массой m_1, помещена пробная частица массой m_2 и силы $\vec{F}_{21}$ и $\vec{F}_{12}$, с которыми кулоновские поля действуют на частицы m_2 и m_1, соответственно, определить согласно общепринятому определению напряженности (см. (5)), полагая, что $m_1, m_2 = const$, то получаем следующие выражения для сил:

$$\vec{F}_{21} = m_2\vec{G}_1(\vec{r}_2(t) - \vec{r}_1(t)), \quad \vec{F}_{12} = m_1\vec{G}_2(\vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)). \qquad (13)$$

С помощью равенств (12), (13) и уравнений движения в механике Ньютона: $m_1\ddot{\vec{r}}_1 = \vec{F}_{12}, \quad m_2\ddot{\vec{r}}_2 = \vec{F}_{21}$, нетрудно вывести закон Кулона $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = -\gamma m_1 m_2 \vec{r} / r^3$ и соотношения:

$$\ddot{\vec{r}}_1 = -(m_2 / m_1)\ddot{\vec{r}}_2, \quad \ddot{\vec{r}}_1 = \vec{G}_2(\vec{r}(t)), \quad \ddot{\vec{r}}_2 = \vec{G}_1(-\vec{r}(t)), \qquad (14)$$

где $\vec{r} = \vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t) \equiv \vec{r}(t)$. Используя радиус-вектор $\vec{r} = \vec{r}(t)$, описывающий относительное движение частиц, и радиус-вектор центра масс $\vec{R} = (m_1\vec{r}_1(t) + m_2\vec{r}_2(t)) / (m_1 + m_2) \equiv \vec{R}(t)$, приходим к уравнениям относительного движения и движения центра масс: $\mu\ddot{\vec{r}} = \vec{F}_{12}$ и $\ddot{\vec{R}} = 0$, где $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ – приведенная масса двух частиц.

Как видим, если при описании двухчастичной системы придерживаться стандартной схемы механики, то приходим к кулоновским полям, которые порождаются точечными частицами, и к закону Кулона для действующих на частицы сил. Ускорения частиц связаны между собой и с напряженностями кулоновских полей равенствами (14). Согласно последним, при измерении напряженности кулоновского поля, создаваемого исходной частицей, пробная (m_2) и исходная (m_1) частицы приобретают ускорения, причем ускорение исходной частицы определяется ускорением пробной частицы и отношением масс частиц, т.е. существенно зависит от пробной частицы. Используя соотношения (12), легко убедиться в том, что суперпозиция кулоновских полей исходной и пробной частиц в точке наблюдения $\vec{r}$, определяемая напряженностью $\vec{G}_1(\vec{r} - \vec{r}_1) + \vec{G}_2(\vec{r} - \vec{r}_2)$, заметно отличается от кулоновского поля каждой из частиц.

Отсюда следует важный вывод: кулоновское поле точечной частицы нельзя рассматривать как заданное внешнее поле, поскольку результирующее кулоновское поле, возникающее при добавлении пробной точечной частицы к рассматриваемой частице, существенно отличается от кулоновского поля исходной частицы. Используя стандартный метод измерения с помощью пробных частиц, напряженность кулоновского поля точечной частицы невозможно измерить, т.к. невозможно отделить кулоновское поле исходной частицы от кулоновского поля пробной частицы. Причина состоит в том, что кулоновские поля, порождаемые отдельными частицами, существенно искажаются, деформируются при всякой попытке осуществить процедуру их измерения методом пробных точечных частиц. При внесении пробной точечной частицы в область действия исследуемой точечной частицы происходит сильное возмущение как состояний движения обеих частиц, так и создаваемых ими кулоновских полей. Указанное возмущение вызывает переход свободных частиц, удовлетворяющих принципу инерции Галилея, в связанное состояние частиц, совершающих вынужденное ускоренное движение.

Вычислим работу dA, совершаемую кулоновскими силами, действующими в двухчастичной системе, над частицами при их перемещении по траекториям $\vec{r}_i = \vec{r}_i(t) \quad (i = 1, 2)$. Используя равенства (13), в которых $m_i = const, \ i = 1, 2$, получаем:

$$dA = \vec{F}_{12}d\vec{r}_1 + \vec{F}_{21}d\vec{r}_2 = \vec{F}_{12}d(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = dK = -dU, \quad K = \mu\vec{v}^2 / 2, \quad U = -\gamma m_1 m_2 / r, \qquad (15)$$

где K – кинетическая энергия системы двух частиц, $\vec{v} = \dot{\vec{r}}, \quad \vec{r} = \vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t), \ r = |\vec{r}\,|$. Величина U в (15) является энергией взаимодействия частиц с массами m_1 и m_2, разделенных расстоянием r, которое изменяется со временем. Потенциалы кулоновских полей отдельных частиц можно выразить через U равенствами (см. (12) и (15)):

$$\phi_1(r) = U / m_2, \quad \phi_2(r) = U / m_1, \quad r = |\vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)|. \qquad (16)$$

Величина U представляет собой энергию кулоновского поля, существование которого вытекает из теоремы Гаусса при рассмотрении двухчастичной системы в стандартной схеме механики.

Как следует из (15), кулоновское поле совершает работу по перемещению частиц. Из этого поля черпается энергия, необходимая частицам при их ускоренном движении для совершения работы. Очевидно, что в отсутствие кулоновского поля взаимодействие между частицами в двухчастичной системе не могло бы произойти. Как отмечалось ранее, массу частицы принято рассматривать как генератор кулоновского поля. Из соотношений (15) и (16) и из того, что в правую часть теоремы Гаусса (1) входит величина γm, видно, что генератором силового поля следовало бы считать не массу частицы m, а величину γm. В самом деле, в силу (15) и (16) при $\gamma = 0$ оказывается пустым резервуар энергии, необходимой частицам для совершения работы ($U = 0$), и поэтому кулоновское поле не возникает: $\phi_1 = 0$, $\phi_2 = 0$.

Отметим, что в силу (15)

$$dA = 0 \text{ при } r = const \text{ и } \omega = v / r = const . \quad (17)$$

Согласно (17), движение системы двух частиц, связанных между собой кулоновскими силами, происходит без энергетических затрат при условии, что фиктивная частица массой μ, отвечающая рассматриваемой системе, равномерно вращается по окружности с угловой скоростью ω. Однако кулоновская сила, определяемая как $\vec{F}_{12} = -\vec{\nabla} U$, теряет смысл при переходе к пределу $r = const$.

Согласно (15) и (16), частицы, испытывающие действие кулоновских сил, существенно отличаются по своим физическим свойствам от свободных, невозмущенных частиц. Основное отличие состоит в том, что свободные частицы подчиняются принципу инерции Галилея, а частицы, подчиняющиеся закону всемирного тяготения, совершают ускоренное движение, расходуя энергию, предоставляемую им внешним полем, на перемещение в пространстве.

Как видно из проведенного выше анализа, введение пробной частицы в область действия поля отдельной частицы сильно искажает, деформирует исследуемое кулоновское поле и существенно изменяет состояние движения исследуемой частицы. Попытка измерить кулоновское поле отдельной частицы вызывает качественные изменения в системе двух частиц: свободные частицы переходят в связанное состояние и приобретают ускорения, подчиняющиеся равенствам (14). Упомянутое связанное состояние системы двух частиц характеризуется тем, что результирующее кулоновское поле системы существенно отличается от кулоновских полей отдельных частиц, составляющих систему.

Изложенное выше позволяет заключить, что взаимодействие между отдельными точечными частицами не может описываться законом Кулона. Опыты Кавендиша, подтвердившие закон Кулона, относятся только к макротелам, которые генерируют силовые поля, относящиеся к типу заданных внешних полей. В общепринятом подходе кулоновские силы рассматриваются в рамках стандартной схемы механики на основе предположения о том, что кулоновские поля отдельных частиц обладают свойствами заданных внешних полей. Это предположение, как показано выше, не выполняется, что делает необоснованным применение закона всемирного тяготения к взаимодействующим между собой отдельным точечным частицам. Использование закона Кулона для описания взаимодействия между отдельными частицами является, таким образом, серьезной ошибкой.

Подводя итог поискам механизма, скрытого за законом Кулона, разъясним подробнее физическое содержание полученных результатов.

Согласно изложенному выше, внешнее поле в виде кулоновской потенциальной ямы возникает как следствие теоремы Гаусса – в результате приложения стандартной схемы механики к исследованию взаимодействия между частицами. Роль внешнего поля при описании взаимодействия частиц сводится к тому, чтобы обеспечить частицы энергией, требующейся для совершения работы при ускоренном движении частиц. Как разъяснялось в [11], Ньютоновская механика, ввиду ее существенной неполноты, не способна раскрыть физическую сущность рассматриваемого явления, она может дать схематически лишь его приближенное описание. В качестве одного из основных элементов схемы выступает внешнее поле, которое необходимо для того, чтобы получить требуемое описание и обеспечить его непротиворечивость. Но кулоновское поле, порождаемое точечной частицей, не обладает свойствами внешнего поля. В используемой при описании математической схеме уделяется внимание лишь соблюдению формальной непротиворечивости теории. Из поля зрения совершенно выпадают физические механизмы взаимодействия. Поскольку закон Кулона описывает взаимодействие между частицами чисто формально, не проникая в механизм взаимодействия и не объясняя его с точки зрения происходящих между частицами физических процессов, то это значит, что **за законом Кулона не стоит какое-либо реальное, физическое поле, действующее на точечные частицы, которое можно было бы обнаружить опытным путем**.

Единственное требование, которое накладывается в стандартном подходе на модель, описывающую взаимодействие между частицами, состоит в том, чтобы модель была в строгом согласии с Ньютоновской схемой механики. Поскольку в механике Ньютона ускоренное движение частицы может вызвать только силовое воздействие со стороны окружающих частиц, т.е. внешняя сила, то необходимым элементом модели, описывающей взаимодействие частиц, является внешнее поле. Можно сказать, что **внешнее поле появляется в теории по «идеологическим» соображениям**, с тем чтобы удовлетворить динамический принцип механики Ньютона, согласно которому действие внешних сил рассматривается как необходимое условие ускоренного движения частицы.

Простейший способ описания взаимодействия между частицами, согласующийся с механикой Ньютона, получается при условии, что кулоновское поле частицы действует как заданное внешнее поле на соседние частицы. Если это условие выполняется, то имеют место соотношения (13)–(16), из которых следует, что справедлив закон Кулона для взаимодействующих частиц и энергия внешнего поля имеет кулоновский вид: $U \sim 1/r$. Оказывается, однако, что **опытным путем невозможно проверить справедливость закона Кулона для отдельных точечных частиц из-за сильного возмущения, которое испытывают при проведении процедуры измерения как кулоновские поля пробной и исследуемой частиц, так и состояния движения самих частиц**.

Следует подчеркнуть, что из результирующего поля, отвечающего суперпозиции кулоновских полей, порождаемых пробной и исследуемой частицами, невозможно выделить однозначно вклад кулоновского поля частицы, подвергающейся процедуре измерения. Это обусловлено сильным перепутыванием кулоновских полей обеих частиц, которое возникает из-за того, что состояние движения каждой частицы существенно зависит от кулоновского поля ее партнера - другой частицы. По этой причине невозможно измерить напряженность кулоновского поля отдельной частицы, выделив его из результирующего кулоновского поля. Это делает необоснованным использование закона всемирного тяготения в качестве основы для описания взаимодействия между частицами.

На основании изложенного можно утверждать, что **кулоновское поле не является реальным, физическим полем. Это фиктивное, воображаемое поле, которое возникает чисто формально, вследствие использования в механике абстрактной, математической модели без надлежащего обоснования.**

Из закона всемирного тяготения и динамического принципа в механике Ньютона видно, что взаимодействие между частицами приводит к ускоренному движению частиц. С одной стороны, в механике Ньютона ускоренное движение частиц трактуется как вынужденное движение, происходящее под действием внешней силы. Но, с другой стороны, как показывают результаты данной работы, кулоновское поле не обладает свойствами заданного внешнего поля. Возникает коллизия, указывающая на то, что истинный механизм взаимодействия между частицами нужно искать на совершенно ином пути – на пути отказа от принципов механики Ньютона. Необходимо найти качественно новый подход к описанию взаимодействующих частиц. Такого рода подход сформулирован в работах [6-15]. Он заключается в глубоком проникновении в центральную проблему физики – проблему движения частиц и полей. При рассмотрении сил тяготения нужно снять ограничения, налагаемые на движение частиц принципом инерции Галилея и динамическим принципом, и исследовать реальное взаимодействие между частицами, которое вызывается ускоренными движениями частиц по инерции.

3. Ускоренное движение по инерции классической частицы: импульс, сила инерции и их моменты

Рассмотрим физические характеристики классической точечной частицы A, совершающей ускоренное движение по инерции в движущихся друг относительно друга ИСО K и K'. Для простоты считаем, что 1) оси декартовых координат, связанных с системой отсчета K, параллельны соответствующим осям в системе отсчета K'; 2) движение частицы A происходит в плоскостях xy и $x'y'$, которые совпадают; 3) $\overrightarrow{OO'} = \vec{R}_0 = \vec{V}_0 t$, O и O' – начала координат систем отсчета K и K', $\vec{R}_0$ – радиус-вектор точки O' в системе отсчета K, $\vec{V}_0 = const$ – скорость системы отсчета K' относительно K. Радиус-векторы $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ и векторы скорости $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ и $\vec{v}' = \dot{\vec{r}}'$ частицы A в системах отсчета K и K' связаны между собой равенствами

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{R}_0, \quad \vec{v} = \vec{v}' + \vec{V}_0. \tag{18}$$

Полагаем, что в системе отсчета K' частица A движется по окружности с центром в точке O'. Используя полярные координаты, запишем векторы $\vec{r}, \vec{r}', \vec{V}_0, \vec{v}'$ в виде:

$$\begin{gathered}
\vec{r} = r\vec{e}_r, \quad \vec{e}_r = (\cos\phi, \sin\phi), \quad \dot{\vec{e}}_r = \dot{\phi}\vec{e}_\phi, \quad \vec{e}_\phi = (-\sin\phi, \cos\phi), \\
\vec{r}' = r'\vec{e}_{r'}, \quad \vec{e}_{r'} = (\cos\phi', \sin\phi'), \quad \phi' = \omega' t + \phi'_0, \quad \vec{V}_0 = V_0\vec{e}_0, \quad \vec{e}_0 = (\cos\phi_0, \sin\phi_0), \\
\vec{v}' = v'\vec{e}_{\phi'}, \quad v' = \omega' r', \quad \dot{\vec{e}}_{r'} = \dot{\phi}'\vec{e}_{\phi'}, \quad \vec{e}_{\phi'} = (-\sin\phi', \cos\phi').
\end{gathered} \tag{19}$$

Считаем, что в соотношениях (19) $r', \omega', \phi_0, \phi'_0 = const$, $\vec{e}_0 = const$ – орт вектора $\vec{V}_0$.

Условие ускоренного движения частицы по инерции в системе отсчета K' выражается равенством:

$$dA' = \vec{F}' d\vec{r}' = 0, \tag{20}$$

где dA' – работа, совершаемая силой инерции $\vec{F}'$ над частицей при ее перемещении на участке $d\vec{r}'$ траектории движения, $\vec{F}' = d\vec{p}'/dt$ – действующая на частицу сила инерции, $\vec{p}' = m'\vec{v}'$ – импульс частицы массой m'. Из равенства (20), которое должно выполняться на произвольном участке траектории $d\vec{r}'$, получаем: $\vec{v}' d(m'|\vec{v}'|) = v' d(m'v') = 0$, $v' = |\vec{v}'|$. Следовательно, условие (20) приводит к соотношению:

$$|\vec{p}'| = m'|\vec{v}'| \equiv p'_0 = const, \tag{21}$$

из которого вытекает следующее выражение для массы частицы в системе отсчета K':

$$m' = p'_0 / v'. \tag{22}$$

Поскольку в рассматриваемой здесь задаче $v' = const$, масса частицы постоянна: $m' = const$.

Вычислим другие физические характеристики частицы в системе отсчета K': кинетическую энергию $T' = \vec{p}'^2/(2m')$, ускорение $\vec{a}' = \dot{\vec{v}}'$, действующую на частицу силу инерции $\vec{F}'$, а также момент импульса $\vec{L}' = [\vec{r}', \vec{p}']$ и момент силы $\vec{M}' = [\vec{r}', \vec{F}']$ относительно начала координат. Учитывая равенства (см.(19)): $\vec{v}' = v'\vec{e}_{\phi'} = \omega' r'[\vec{e}_z, \vec{e}_{r'}] = [\vec{\omega}', \vec{r}']$, $\vec{\omega}' = \omega'\vec{e}_z$, где $\vec{e}_z$ – орт, направленный перпендикулярно к плоскости xy и образующий вместе с ортами $\vec{e}_{r'}$ и $\vec{e}_{\phi'}$ правовинтовую систему координат, получаем:

$$\begin{gathered}
T' = p'_0 v'/2, \quad \vec{a}' = [\vec{\omega}', \dot{\vec{r}}'] = [\vec{\omega}'[\vec{\omega}', \vec{r}']] = -\omega'^2\vec{r}', \quad \vec{F}' = m'\dot{\vec{v}}' = -m'\omega'^2\vec{r}' = m'\vec{a}', \\
\vec{L}' = m'[\vec{r}'[\vec{\omega}', \vec{r}']] = m'r'^2\vec{\omega}' = m'v'r'\vec{e}_z = p'_0 r'\vec{e}_z = const, \quad \vec{M}' = d\vec{L}'/dt = 0.
\end{gathered} \tag{23}$$

Ввиду $\dot{m}' = 0$, величину dA' (20) можно представить в виде: $dA' = dT' = 0$. Как видим, в рассматриваемой задаче в системе отсчета K' сохраняются масса частицы, модули импульса и силы инерции, кинетическая энергия, а также момент импульса и момент силы.

Перейдем к рассмотрению движения частицы A в системе отсчета K, относительно которой система отсчета K' движется со скоростью $\vec{V}_0 = const$.

Вектор скорости $\vec{V}_0$ удобно представить в виде разложения по ортогональной системе ортов $\vec{e}_{r'}, \vec{e}_{\phi'}$, определяющих радиус-вектор $\vec{r}'$ и вектор скорости $\vec{v}'$ (см. (19)). Указанное разложение имеет следующий вид: $\vec{V}_0 = V_0\vec{e}_0 = V_{0r'}\vec{e}_{r'} + V_{0\phi'}\vec{e}_{\phi'}$, где коэффициенты разложения определяются формулами: $V_{0r'} = \vec{e}_{r'}\vec{V}_0, \quad V_{0\phi'} = \vec{e}_{\phi'}\vec{V}_0$. Приведем окончательную формулу:

$$\vec{V}_0 = V_0\cos(\phi' - \phi_0)\vec{e}_{r'} - V_0\sin(\phi' - \phi_0)\vec{e}_{\phi'}. \qquad (24)$$

Условие непротиворечивости последней формулы состоит в том, что, хотя коэффициенты разложения вектора $\vec{V}_0$ и орты $\vec{e}_{r'}, \vec{e}_{\phi'}$ изменяются со временем, должно выполняться равенство: $\vec{V}_0 = const$. Нетрудно убедиться в том, что последнее равенство выполняется, причем правая часть равенства (24) совпадает с $V_0\vec{e}_0$. В силу (18), (19) и (24) вектор скорости частицы в системе отсчета K можно записать в следующей простой форме:

$$\vec{v} = a\vec{e}_{\phi'} + b\vec{e}_{r'}, \quad a = v' - V_0\sin(\phi' - \phi_0), \quad b = V_0\cos(\phi' - \phi_0), \quad v^2 = a^2 + b^2. \qquad (25)$$

Легко проверить, что первое из равенств (25) совпадает, как и должно быть, с правилом сложения скоростей (см. (18)). Далее будут использоваться равенства, следующие из (25):

$$\dot{a} = -V_0\omega'\cos(\phi' - \phi_0) = -\omega' b, \quad \dot{b} = -V_0\omega'\sin(\phi' - \phi_0) = -\omega'(v' - a), \quad v' = r'\omega'. \qquad (26)$$

В системе отсчета K на частицу с импульсом $\vec{p} = m\vec{v}$ действует сила инерции $\vec{F} = d\vec{p}/dt$. Из условия ускоренного движения по инерции $dA = \vec{F}d\vec{r} = \vec{v}d\vec{p} = 0$ выводим выражение для массы частицы в указанной системе отсчета (см. (18) и (25)):

$$mv \equiv p_0 = const, \quad m = p_0 / v, \quad v = |\vec{v}' + \vec{V}_0| = \sqrt{a^2 + b^2}. \qquad (27)$$

В силу того, что при $\vec{V}_0 = 0$ системы отсчета K и K' совпадают, имеет место равенство: $p_0 = p_0'$ (см. (22) и (27)). Согласно (18), (25) и (27), в системе отсчета K масса частицы изменяется со временем. Масса частицы принимает наименьшее значение при $\vec{v}' = \vec{V}_0$ и становится бесконечно большой в точках поворота (точках остановки), в которых $\vec{v}' + \vec{V}_0 = 0,$, т.е. при $a = 0,\ b = 0$. В силу (25) в точках поворота $v' = |\vec{V}_0|$, причем $\phi' - \phi_0 = +\pi/2 + 2\pi n, \quad n = 0, \pm 1, ...,$ если $V_0 > 0$, и $\phi' - \phi_0 = -\pi/2 + 2\pi n, \quad n = 0, \pm 1, ...,$ если $V_0 < 0$. Для определенности ограничимся далее рассмотрением случая $V_0 > 0$. В системе отсчета K условие ускоренного движения по инерции можно записать в виде: $dA = dT + d\tilde{T} = 0,$ где $T = \vec{p}^2/(2m)$ – кинетическая энергия частицы, $\tilde{T} = -T + p_0 v_m / 2$ – энергия ИКИ-среды, порождаемой частицей, $v_m = 2v'$ – максимальная скорость частицы в системе отсчета K (см. [14]). Следовательно, в указанной системе отсчета кинетическая энергия частицы не сохраняется. Сохраняющейся величиной является полная энергия системы, состоящая из кинетической энергии частицы и энергии ИКИ-среды, порождаемой частицей: $T + \tilde{T} = const$.

Обозначим через t_n^* моменты времени, в которые вектор скорости частицы $\vec{v}'$ оказывается параллельным вектору скорости $\vec{V}_0$ относительного движения систем отсчета K и K', а через t_n – моменты времени, отвечающие точкам поворота. Очевидно, что имеют место равенства: $\vec{v}(t_n^*) = 2\vec{V}_0, \quad \vec{v}(t_n) = 0,$ где $\vec{v}(t) = \vec{v}' + \vec{V}_0$. Указанные моменты времени можно записать следующим образом:

$$\phi'_{t_n^*} - \phi_0 = -\pi/2 + 2\pi n, \quad \phi'_{t_n} - \phi_0 = +\pi/2 + 2\pi n, \quad n = 0, \pm 1, \ldots, \qquad (28)$$

где $\phi'_t = \omega' t + \phi'_0$. Вследствие (28), величины ϕ'_{t_n} и $\phi'_{t_n^*}$ связаны между собой равенством: $\phi'_{t_n} = \phi'_{t_n^*} + \pi.$ Если в качестве начального момента выбрать момент времени $t = t_0^* = 0$ (в этот момент времени $\vec{R}_0 = 0$), то $\phi'_0 - \phi_0 = -\pi/2$. Следующим ближайшим моментом времени, отвечающим точке поворота, будет момент t_0, $t_0 = \pi/\omega'$, при этом $\omega' t_n^* = 2\pi n$.

Исследуем поведение величин a и b (25) в малой окрестности точек поворота. С этой целью положим:

$$v' = V_0, \ \phi' - \phi_0 = +\pi/2 + 2\pi n + \varepsilon, \quad |\varepsilon| << 1. \qquad (29)$$

Вычисление дает:

$$a = v' - V_0 \sin(\phi' - \phi_0) = V_0(1 - \sin(\pi/2 + 2\pi n + \varepsilon)) \approx V_0 \varepsilon^2 / 2,$$
$$b = V_0 \cos(\phi' - \phi_0) = -V_0 \sin\varepsilon \approx -V_0 \varepsilon. \qquad (30)$$

В точках поворота $\varepsilon = 0$ и поэтому, согласно (27) и (30), $a = b = 0$ и масса частицы m (27) становится бесконечно большой. Как видно из (30), при прохождении частицы через точку поворота величина a сохраняет знак, а величина b изменяет знак на противоположный (величина ε до момента пересечения частицей точки поворота отрицательна, т.е. $b > 0$, а после указанного момента – положительна, т.е. $b < 0$).

В силу (25) и (27) импульс частицы можно выразить формулой:

$$\vec{p} = p_0 \frac{a\vec{e}_{\phi'} + b\vec{e}_{r'}}{\sqrt{a^2 + b^2}} \equiv p_{\phi'}\vec{e}_{\phi'} + p_{r'}\vec{e}_{r'}, \qquad (31)$$

где $p_{r'}\vec{e}_{r'}$ и $p_{\phi'}\vec{e}_{\phi'}$ – радиальная и угловая компоненты вектора импульса. Как следует из (30), в непосредственной окрестности точки поворота $a << |b|$. Поэтому в указанной области импульс частицы сводится приближенно к радиальной компоненте:

$$\vec{p} \approx p_0 signb\, \vec{e}_{r'}, \quad |p_{\phi'}| << |p_{r'}|, \quad \vec{e}_{r'} = (-\sin\phi_0, \cos\phi_0). \qquad (32)$$

Согласно (32), вектор импульса частицы направлен перпендикулярно вектору скорости $\vec{V}_0$. При переходе частицы через точку поворота радиальная компонента импульса $p_{r'}$ изменяется скачкообразно от значения $+p_0$ до значения $-p_0$. Значит, в окрестности точки поворота импульс частицы испытывает скачок величиной $2p_0$. Это связано с тем, что масса частицы в точке поворота обращается в бесконечность, так что импульс в точке поворота представляет собой неопределенность вида $0 \cdot \infty$.

Вычисляем силу инерции:

$$\vec{F} = p_0(v\dot{\vec{v}} - \dot{v}\vec{v})v^2, \quad v\dot{\vec{v}} - \dot{v}\vec{v} = \frac{ar'\omega'^2}{\sqrt{a^2+b^2}}(-a\vec{e}_{r'} + b\vec{e}_{\phi'}), \quad |v\dot{\vec{v}} - \dot{v}\vec{v}| = |a|r'\omega'^2.$$

Значит,

$$\vec{F} = p_0 \frac{ar'\omega'^2}{(a^2+b^2)^{3/2}}(-a\vec{e}_{r'} + b\vec{e}_{\phi'}), \quad |\vec{F}| = p_0 \frac{|a|r'\omega'^2}{a^2+b^2}. \qquad (33)$$

Силу инерции $\vec{F}$ (33) можно представить в виде суммы двух компонент, одна из которых пропорциональна скорости частицы (эта компонента силы инерции называется реактивной силой), а вторая пропорциональна ускорению: $\vec{F} = \dot{m}\vec{v} + m\dot{\vec{v}}$. Обратим внимание на то обстоятельство, что частица движется с ускорением в отсутствие внешнего поля. В ИСО K' на частицу действует сила инерции $\vec{F}'$ (см. (23)), модуль которой является интегралом движения. Однако в ИСО K, движущейся относительно K', на частицу действует сила инерции $\vec{F}$ (33), модуль которой изменяется со временем. Это значит, что системы отсчета K и K' не являются физически эквивалентными. Неравноправие указанных систем отсчета обусловлено тем, что при криволинейном движении частицы по инерции может происходить преобразование массы частицы в ИКИ-среду и обратное преобразование, вследствие чего масса частицы может изменяться со временем. Сила инерции, действующая на частицу, выступает не причиной, а следствием ускоренного движения частицы по инерции.

Напомним, что, согласно динамическому принципу механики Ньютона, частица может двигаться ускоренно лишь в результате действия на частицу внешней силы. Иными словами, в Ньютоновской схеме механики запрещается ускоренное движение частицы в отсутствие внешних сил, и этот запрет провозглашается фундаментальным физическим принципом. Однако, запрет на существование ускоренных движений по инерции не обоснован и является незаконным. Движение относится к числу первичных понятий и не может подчиняться каким-либо ограничениям, налагаемым с помощью вторичных, производных понятий, к числу которых относится понятие внешней силы. Следует подчеркнуть, что **никакие ограничения на движение**

материи, противоречащие основным законам развития природы, не могут приниматься в качестве физических законов. Если при описании физической реальности используются ограничения такого рода, они неизбежно вызывают искажения исследуемой физической картины и поэтому недопустимы.

В малой окрестности точки поворота (при $a << |b|$) выражение для силы инерции (33) можно записать в виде:

$$\vec{F} \approx (1/2) p_0 \omega' sign b\, \vec{e}_{\phi'}, \quad |\vec{F}| \approx (1/2) p_0 \omega', \quad \vec{e}_{\phi'} = -\vec{V}_0 / V_0. \qquad (34)$$

Отсюда видно, что в системе отсчета K вектор силы инерции вблизи точки поворота параллелен вектору скорости $\vec{V}_0$, причем при переходе через точку поворота его направление изменяется на противоположное. Вследствие этого, в малой окрестности точки поворота вектор силы инерции направлен к точке поворота.

Отметим, что если расширить окрестность (29) точки поворота, положив

$$v' = V_0(1+\varepsilon_1), \quad \phi' - \phi_0 = +\pi/2 + 2\pi n + \varepsilon, \quad |\varepsilon| << |\varepsilon_1| << 1, \qquad (35)$$

то величина a удовлетворит условиям (ср. с (30)):

$$a = V_0 \varepsilon_1, \quad |a| >> |b|. \qquad (36)$$

Используя (35) и (36), на основании (31) и (33) выводим:

$$\vec{p} \approx p_0 sign a\, \vec{e}_{\phi'}, \quad |p_{r'}| << |p_{\phi'}|, \quad \vec{F} \approx -p_0 \omega' \vec{e}_{r'} / |\varepsilon_1|, \quad |F_{\phi'}| << |F_{r'}|, \quad \varepsilon_1 = (v' - V_0)/V_0. \quad (37)$$

Из сравнения соотношений (37) с (32) и (34) следует, что в расширенной окрестности точки поворота, определенной условиями (35), вектор импульса частицы направлен параллельно вектору скорости $\vec{V}_0$, а вектор силы инерции направлен к центру вихря, причем его модуль может значительно превышать величину силы инерции (34), отвечающей более узкой окрестности (29) точки поворота.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что поведение частицы в окрестности точки поворота существенно зависит от соотношения между малыми параметрами a и b ($|a|, |b| << 1$): физические характеристики частицы при $|a| << |b|$ заметно отличаются от характеристик при $|a| >> |b|$.

Вычислим теперь импульс частицы и действующую на частицу силу инерции в момент времени t_0^*, когда скорость частицы составляет $2\vec{v}'$. Принимая во внимание, что в силу (25) параметры, определяющие движение частицы в указанный момент времени, принимают следующие значения: $a = 2v'$, $b = 0$, $\phi' = \phi_0 - \pi/2$, получаем с помощью (31) и (33):

$$\vec{p} = p_0 \vec{e}_{\phi'}, \quad \vec{F} = -(1/2) p_0 \omega' \vec{e}_{r'}, \quad \vec{e}_{r'} = (\sin\phi_0, -\cos\phi_0), \quad \vec{e}_{\phi'} = (\cos\phi_0, \sin\phi_0) = \vec{V}_0 / V_0. \quad (38)$$

Из сравнения последних соотношений с (32) и (34) видно, что поведение импульса частицы и силы инерции в окрестности точки поворота существенно отличается от поведения этих величин в области, отвечающей моменту времени t_0^*. В первой из указанных областей в точке поворота как радиальная компонента вектора импульса, так и угловая компонента вектора силы инерции испытывают скачок. А во второй области импульс и сила инерции изменяются непрерывно. Имеется еще одно отличие: сила инерции в малой окрестности точки поворота направлена к точке поворота параллельно вектору скорости $\vec{V}_0$, а во второй области сила инерции направлена в сторону центра вихря перпендикулярно вектору $\vec{V}_0$. Указанные выше особенности поведения импульса и силы инерции обусловлены тем, что в точке поворота масса частицы становится бесконечно большой $(m \to \infty)$, а в точках, отвечающих моментам времени t_n^*, масса частицы принимает наименьшее значение, которое равно половине массы m' частицы в системе отсчета K': $m = p_0/(2v') = (1/2)m'$.

Перейдем к вычислению моментов импульса частицы и действующей на частицу силы инерции в ИСО K:

$$\vec{L}=[\vec{r},\vec{p}],\quad \vec{r}=\vec{r}'+\vec{R}_0,\quad \vec{p}=m\vec{v},\quad \vec{v}=\vec{v}'+\vec{V}_0,$$
$$\vec{L}=\vec{S}+\vec{L}_{orb},\quad \vec{S}=[\vec{r}',\vec{p}],\quad \vec{L}_{orb}=[\vec{R}_0,\vec{p}],\quad \vec{R}_0=\vec{V}_0t,\quad \vec{V}_0=const, \tag{39}$$
$$\vec{M}=[\vec{r},d\vec{p}/dt]=\vec{M}_{prop}+\vec{M}_{orb},\quad \vec{M}_{prop}=[\vec{r}',d\vec{p}/dt],\quad \vec{M}_{orb}=[\vec{R}_0,d\vec{p}/dt].$$

Здесь $\vec{L}$, $\vec{S}$ и $\vec{L}_{орб}$ – полный, собственный и орбитальный моменты импульса частицы, $\vec{M}$, $\vec{M}_{prop}$ и $\vec{M}_{orb}$ – полный, собственный и орбитальный моменты силы инерции, действующей на частицу. Имеет место уравнение моментов: $\vec{M}=[\vec{r},\vec{F}]=d\vec{L}/dt$. Отметим, что под собственным моментом импульса частицы в ИСО K мы понимаем момент импульса, вычисленный относительно точки, которая является центром вихря частицы. В рассматриваемой здесь задаче центром вихря является начало координат в ИСО K', т.е. точка O'.

Принимая во внимание равенства (19), (24), (31) и соотношения

$$\vec{v}'=[\vec{\omega}',\vec{r}'],\quad \vec{\omega}'=\omega'\vec{e}_z,\quad \vec{e}_{\phi'}=[\vec{e}_z,\vec{e}_{r'}],\quad [\vec{r}',\vec{v}']=r'^2\vec{\omega}',$$
$$[\vec{r}',\vec{V}_0]=-r'V_0\sin(\phi'-\phi_0)\vec{e}_z,\quad [\vec{V}_0,\vec{v}']=\omega'r'V_0\cos(\phi'-\phi_0)\vec{e}_z,$$

находим:

$$\vec{S}=mr'a\vec{e}_z,\quad \vec{L}_{orb}=mr'\omega'tb\vec{e}_z,\quad m=p_0\big/\sqrt{a^2+b^2},\quad \phi'=\omega't. \tag{40}$$

Теперь вычисляем собственный и орбитальный моменты силы инерции:

$$\vec{M}_{proper}=[\vec{r}',d\vec{p}/dt]=p_0v'^2f(a,b)\vec{e}_z,\quad f(a,b)=ab\big/(a^2+b^2)^{3/2},$$
$$\vec{M}_{orb}=[\vec{R}_0,d\vec{p}/dt]=-p_0v'^2\phi'g(a,b)\vec{e}_z,\quad g(a,b)=(a/b)f(a,b). \tag{41}$$

Согласно (40) и (41), орбитальные момент импульса и момент силы инерции связаны с собственными моментами следующими равенствами:

$$\vec{L}_{orb}=(b/a)\phi'\vec{S},\quad \vec{M}_{orb}=-(a/b)\phi'\vec{M}_{proper}. \tag{42}$$

Связь полных моментов импульса и силы инерции с собственными моментами дается формулами:

$$\vec{L}=(1+\phi'b/a)\vec{S},\quad \vec{M}=(1-\phi'a/b)\vec{M}_{proper}. \tag{43}$$

Чтобы получить моменты импульса и силы инерции в точках поворота, нужно в формулах (40)-(43) заменить величину $\phi'\equiv\omega't$ на $\omega't_n=\pi(1+2n)$, $n=0,1,2,\ldots,$ где t_n – момент времени, отвечающий $n-$ой точке поворота. Чтобы уточнить смысл момента времени t_0, нужно учесть, что в качестве начала отсчета времени мы выбрали момент времени $t_0^*=0$; t_0, $t_0>0$, – это ближайший к моменту t_0^* момент времени, в который частица находится в состоянии покоя в системе отсчета K.

Исследуем выражения для моментов импульса и силы инерции, отвечающие малой окрестности точек поворота частицы в системе отсчета K.

Вначале рассмотрим окрестность (29) точек поворота. Используя соотношения (30) и вытекающие из них равенства: $a/\sqrt{a^2+b^2}\approx a/|b|=|\varepsilon|/2$, $b/a=-2/\varepsilon$, получаем с помощью (40) и (41) следующие выражения:

$$\vec{S}=r'p_0|\varepsilon|\vec{e}_z/2,\quad \vec{L}_{orb}=-r'p_0\phi'\,sign\varepsilon\,\vec{e}_z,$$
$$\vec{M}_{proper}=-p_0v'\,sign\varepsilon\,\vec{e}_z/2,\quad \vec{M}_{orb}=-p_0v'\phi'|\varepsilon|\vec{e}_z/4. \tag{44}$$

Как видно из (44), в точке поворота собственный момент импульса и орбитальный момент силы инерции обращаются в нуль: $\vec{S}=0$, $\vec{M}_{orb}=0$ при $\varepsilon\to0$. Поэтому в силу (39) полные моменты можно записать в виде: $\vec{L}=\vec{L}_{orb}$, $\vec{M}=\vec{M}_{proper}$. Отметим, что полные моменты импульса и силы инерции изменяют знак при пересечении частицей точки поворота.

Теперь рассмотрим окрестность (35) точки поворота, когда скорость частицы v' заметно отличается от относительной скорости V_0 систем отсчета, но величина $|v'-V_0|$ мала по сравнению с V_0. Учитывая (36) и равенства: $a/\sqrt{a^2+b^2} \approx sign\,a$, $b/a = -\varepsilon/\varepsilon_1$, $f(a,b) = -(\varepsilon/\varepsilon_1^2)V_0^{-1} sign\,a$, $g(a,b) = |\varepsilon_1|^{-1} V_0^{-1}$, с помощью (40) и (41) получаем:

$$\vec{S} = r'p_0\, sign\varepsilon_1\, \vec{e}_z, \quad \vec{L}_{orb} = -r'p_0\,(\varepsilon/|\varepsilon_1|)\,\phi'\vec{e}_z,$$
$$\vec{M}_{proper} = -p_0 v'\,(\varepsilon/\varepsilon_1^2) sign\varepsilon_1\, \vec{e}_z, \quad \vec{M}_{orb} = -p_0 v'\phi'\vec{e}_z/|\varepsilon_1|. \tag{45}$$

Согласно (45), $\vec{L}_{orb} = 0$, $\vec{M}_{proper} = 0$ и поэтому $\vec{L} = \vec{S}$, $\vec{M} = \vec{M}_{orb}$ при $\varepsilon \to 0$. Из первого из равенств (45) видна следующая особенность поведения частиц, лежащих вблизи точек поворота: собственные моменты импульса частиц с $v' > V_0$ и частиц с $v' < V_0$ противоположны по направлению.

Вычислим моменты импульса и силы инерции частиц в системе отсчета K в момент времени t_0^*, когда модуль скорости частицы достигает максимального значения $2v'$. Используя (38), получаем:

$$\vec{S} = r'p_0\vec{e}_z, \quad \vec{L}_{orb} = 0, \quad \vec{M}_{proper} = 0, \quad \vec{M}_{orb} = (1/2)p_0 v'\phi'\vec{e}_z. \tag{46}$$

Сравнивая между собой соотношения (44) - (46), приходим к выводу, что собственные моменты импульса частицы, движущейся ускоренно по инерции, и действующей на частицу силы инерции изменяются со временем, причем $\vec{S} = 0$ для частицы, находящейся в точке поворота. Изменяются со временем также и орбитальные моменты, их численные значения и направления зависят от положения частицы на траектории движения. Момент силы инерции в окрестности (35) точки поворота может существенно превышать по величине момент силы инерции в более узкой окрестности точки поворота (29).

В квантовой механике собственный момент импульса квантовой частицы принято называть спиновым моментом (или просто спином). Согласно изложенному выше, классическая частица, движущаяся ускоренно по инерции, обладает спиновым моментом, который может изменяться со временем, а также изменяться при переходе из одной ИСО в другую. Так, в ИСО K' спиновый момент частицы $\vec{S}'$, совпадающий с моментом импульса $\vec{L}'$, сохраняется во времени: $\vec{S}' = S'\vec{e}_z$, $S' = p_0 r' = const$ (см.(23)). Однако в ИСО K спиновый момент $\vec{S} = S\vec{e}_z$ становится функцией времени, изменяясь от значения $S = 0$ в точках поворота до максимального значения $S = p_0 r' \equiv S_{\max}$ в точках траектории движения, в которых скорость частицы достигает максимального значения. Как видно из полученных результатов, указанное поведение спинового момента частицы обусловлено изменением со временем массы частицы, которая при движении частицы по траектории изменяется от бесконечно большого значения в точках поворота до минимального значения в точках, отвечающих максимальной скорости частицы.

Интересно, что при изменении спина частицы от значения $S = 0$ до значения $S = S_{\max}$ кинетическая энергия T частицы изменяется от $T = 0$ до $T = S_{\max}\omega' \equiv T_{\max}$. Этот результат наводит на мысль, что для классической частицы, движущейся ускоренно по инерции, величины $S_{\max}$ и ω' играют, соответственно, роль постоянной Планка и частоты колебаний классической частицы, находящейся в состоянии криволинейного движения по инерции. Отсюда можно сделать вывод, что **спин частицы не является следствием существования особых квантовых свойств материи**. Спин возникает автоматически при устранении неполноты классической механики путем включения криволинейных движений классических частиц по инерции в теоретическую схему. Такой подход приводит к тому, что масса частицы перестает быть интегралом движения, становясь переменной величиной, изменяющейся во времени. Естественно, что при этом спиновый момент частицы также становится переменной величиной. Можно предположить, что, вопреки общепринятым представлениям, микрочастицы могут иметь произвольные значения спинов; т.е. в природе имеет место суперсимметрия – симметрия, связывающая частицы-бозоны с частицами-фермионами.

Деление класса частиц на бозоны и фермионы является, по-видимому, следствием неполноты механики – следствием исключения из рассмотрения криволинейных движений по инерции (КДИ). Указанное деление частиц возникло вследствие использования в физической теории математической схемы (модели), игнорирующей законы диалектики. Основное положение диалектики состоит в том, что любая реальность представляет собой сосуществование диалектических противоположностей, характер взаимоотношений между которыми определяет ее поведение (например, продолжительность жизни). Криволинейные движения по инерции (КДИ) и вынужденные ускоренные движения (ВУД) частиц являются диалектическими противоположностями: сила, действующая на частицу, является в случае КДИ следствием ускоренного движения частицы, а в случае ВУД – его причиной. Следует подчеркнуть, что если физическая теория основывается на математической модели, игнорирующей одну из указанных противоположностей, она оказывается неадекватной природе, т.е. неспособной ее описать должным образом и объяснить.

Отметим, что ускоренные движения по инерции могут совершаться частицей и при прямолинейном движении. Пусть, например, в ИСО K частица движется вдоль оси x и ее положение на оси описывается координатой

$$x = x_0 + v_0 t + a_0 t^2 / 2 \equiv x(t), \tag{47}$$

где $x_0, v_0, a_0 = const,\quad t \ge 0.$ Для определенности положим, что $x_0 \ge 0, v_0 > 0, a_0 < 0.$ Точка поворота частицы определяется равенством $v = \dot{x} = v_0 + a_0 t = 0$, согласно которому точке поворота отвечает момент времени $t = -v_0 / a_0 \equiv t_1 > 0$. Используя выражение для силы инерции $F = dp / dt,$ где $p = m\dot{x}$ – импульс частицы, условие ускоренного движения по инерции можно записать в виде:

$$dA = Fdx = \dot{x} d(m\dot{x}) = |\dot{x}|\, d(m\,|\dot{x}|) = 0. \tag{48}$$

Это условие может выполниться в двух случаях: 1) $|\dot{x}| = 0$ и 2) $m\,|\dot{x}| \equiv p_0 = const$. Ввиду того, что из условия $|\dot{x}| = 0$ следует равенство $\dot{x} = 0,$ заключаем, что в случае 1) имеет место простейший случай состояния движения по инерции – состояние покоя частицы в точке $x = const.$ В случае 2) приходим к следующему определению массы частицы, справедливому при $\dot{x} \ne 0$:

$$m = p_0 / |\dot{x}|. \tag{49}$$

Последнее равенство остается справедливым и при $\dot{x} \to 0,$ т.е. в окрестности точки поворота на траектории движения частицы. Полагая, что масса частицы неотрицательна, можем считать, что в формуле (49) $p_0 = const > 0.$ В силу (49) импульс частицы можно представить в виде:

$$p = p_0 \dot{x} / |\dot{x}| = p_0\, sign(\dot{x}), \tag{50}$$

где $sign(\dot{x}) = \theta(\dot{x}) - \theta(-\dot{x}),\quad \theta(x) -\ \theta -$ функция Хевисайда. С помощью равенства (50) легко получить следующую формулу для силы инерции:

$$F = 2 p_0 \ddot{x}\, \delta(\dot{x}) = -2 p_0 \delta(t - t_1), \tag{51}$$

где $\delta(\dot{x}) - \delta -$ функция Дирака, $\dot{x} = (d / dt) x(t),$ функция $x = x(t)$ дается формулой (47). При выводе соотношений (51) использованы следующие равенства:

$$d\theta(\dot{x}) / dt = \ddot{x}\delta(\dot{x}),\quad \delta(\dot{x}(t)) = |\ddot{x}(t_1)|^{-1}\, \delta(t - t_1),\quad \dot{x} = v_0 + a_0 t,\quad \ddot{x} = a_0.$$

Согласно (50) и (51), $p = +p_0$ при $\dot{x} > 0$ (т.е. при $t < t_1$) и $p = -p_0$ при $\dot{x} < 0$ (т.е. при $t > t_1$). Значит, при прохождении частицей момента времени $t = t_1$, отвечающего точке поворота, происходит изменение направления импульса частицы на противоположное и, вследствие этого, импульс частицы изменяется скачкообразно с величиной скачка, равной $-2 p_0 \equiv \Delta p$. Скачок импульса приводит к появлению силы инерции F (51), которая оказывается бесконечно большой и действует на частицу только в точке поворота. Очевидно, что в рассматриваемой модели сила инерции не является причиной ускорения частицы.

Чтобы уточнить картину движения частицы по инерции, вычислим положение частицы в моменты времени $t = t_0 = 0,\ t = n t_1,\ n = 1, 2, \ldots$:

$$x(t_0) = x_0,\ x(t_1) = x_0 + \frac{v_0^2}{2\,|a_0|},\ x(2t_1) = x_0,\ \ldots,\ x(nt_1) = x_0 - \frac{v_0^2}{2\,|a_0|} n(n-2),\ \ldots,\quad n = 1, 2, \ldots.$$

Как видим, картина движения по инерции такова: частица перемещается от точки x_0, в которой она локализована в начальный момент времени $t = 0$, в направлении к точке поворота $x(t_1)$, обладая импульсом p_0, кинетической энергией $T = p_0 |\dot{x}|/2$ и массой $m = p_0 / |\dot{x}|$. В точке поворота $x(t_1)$ кинетическая энергия частицы обращается в нуль, полностью переходя в энергию ИКИ-среды, а масса частицы становится бесконечно большой. В этой точке частица как бы сталкивается с бесконечно высоким потенциальным барьером и, будучи не в состоянии его преодолеть, отражается от него и перемещается в обратном направлении с импульсом $-p_0$. С течением времени, при $t > t_1$, энергия ИКИ-среды переходит в кинетическую энергию частицы, которая постепенно возрастает, а масса частицы уменьшается. В момент времени $2t_1$ частица возвращается в исходное положение x_0, кинетическая энергия и масса частицы возвращаются к исходным значениям. Как видим, в точке поворота состояние частицы существенно изменяется. При приближении к точке поворота частица порождает ИКИ-среду, вследствие чего кинетическая энергия частицы уменьшается, а масса частицы возрастает, становясь бесконечно большой в точке поворота. В момент времени $t = t_1$ на частицу действует сила инерции, приводящая к изменению направления импульса частицы на противоположное, и происходит отражение частицы. При удалении от точки поворота частица поглощает ИКИ-среду, кинетическая энергия частицы возрастает, а масса уменьшается.

Рассмотрим еще один пример прямолинейного ускоренного движения по инерции. Пусть положение частицы на оси x в момент времени t, $t \geq 0$, определяется формулой:

$$x = \tilde{a}\sin(\omega t) \equiv x(t), \quad \tilde{a}, \omega = const, \quad \tilde{a}, \omega > 0. \tag{52}$$

Точкам поворота, определяемым равенством $\dot{x}(t) = 0$, отвечают моменты времени t_n, $t_n = (n + 1/2)\pi / \omega$. В силу того, что $x(t_n) \equiv x_n = \tilde{a}(-1)^n$, имеются две точки поворота: $x_{2n} = \tilde{a}$, $x_{2n+1} = -\tilde{a}$, $n = 0,1,2,...$. Используя условие (48) ускоренного движения частицы по инерции, получаем следующие выражения для массы и импульса частицы и действующей на частицу силы инерции (ср. с (49)-(51)):

$$m = p_0 / |\dot{x}|, \quad p = p_0\, sign(\dot{x}), \quad F = 2p_0 \ddot{x}\delta(\dot{x}) = 2p_0(-1)^{n+1}\delta(t - t_n), \quad p_0 = const. \tag{53}$$

Согласно соотношениям (52) и (53), частица совершает гармонические колебания по инерции с частотой ω в интервале $(-\tilde{a}, \tilde{a})$, лежащем на оси x. На частицу действует сила инерции, которая отлична от нуля только в точках поворота, совпадающих с концами указанного интервала, и направлена к его середине. Частица движется с ускорением во всех точках интервала $(-\tilde{a}, \tilde{a})$, кроме точки $x = 0$, отвечающей середине интервала, в которой модуль скорости и масса частицы принимают, соответственно, максимальное и минимальное значения: $|\dot{x}| = \tilde{a}\omega$ и $m_{\min} = p_0 / (\tilde{a}\omega)$. В точках поворота масса частицы становится бесконечно большой, а сила инерции направлена к середине интервала, вследствие чего направление движения частицы изменяется на противоположное, т.е. происходит отражение частицы. Сила инерции возникает из-за ускоренного движения частицы, вызванного скачкообразным изменением направления ее движения в точках поворота.

Сравним гармонические колебания частицы по инерции с гармоническими колебаниями, описываемыми согласно механике Ньютона.

В стандартной схеме механики рассматриваются осцилляции частицы в силовом поле, имеющем форму потенциальной ямы вида: $U = kx^2/2 \equiv U(x)$, $k = const > 0$. Если частицу массой m, $m = const$, вывести из положения равновесия, которому отвечает точка $x = 0$, на частицу действует возвращающая сила: $F_{ext} = -dU/dx = -kx$, под действием которой происходят колебания частицы. Интегралом движения служит полная энергия частицы E, $E = T + U(x)$, состоящая из кинетической $(T = m\dot{x}^2/2)$ и потенциальной $(U(x))$ энергий. Сила F_{ext} выступает в качестве внешней силы, действующей на частицу со стороны заданного внешнего поля $U = U(x)$; она является причиной гармонических колебаний частицы. Осцилляции частицы сопровождаются непрерывным преобразованием кинетической энергии в потенциальную и наоборот.

Гармонические колебания по инерции совершаются в отсутствие потенциальной ямы.

Сила инерции F, действующая на частицу, совершающую колебания по инерции, является не причиной, а следствием ускорения частицы. Она состоит из двух компонент: $F = F_{react} + F'$, где $F_{react} = \dot{m}\dot{x}$ – реактивная сила, $F' = m\ddot{x}$ – компонента силы, пропорциональная ускорению. Интересно, что силы F_{react} и F' компенсируют друг друга всюду в интервале осцилляций $(-\tilde{a}, \tilde{a})$, кроме точек поворота. Масса частицы изменяется со временем: $m = m(t)$, вследствие чего кинетическая энергия частицы $m\dot{x}^2 / 2 \equiv T$ не сохраняется. В качестве интеграла движения выступает величина: $T + \tilde{T} = \tilde{E}$, где $\tilde{T}$ – энергия ИКИ-среды, порождаемой частицей; $\tilde{E} = const$, величина $\tilde{E}$ совпадает с максимальным значением кинетической энергии частицы $T_{\max}$, так что $\tilde{T} = -T + T_{\max}$.

Естественно, возникает вопрос: что является причиной ускоренного движения частицы, совершающей гармонические колебания по инерции? Ответ состоит в том, что движение представляет собой атрибут материи, т.е. врожденное свойство материи, способ ее существования. Ввиду того, что движение материи – одно из первичных понятий, не может существовать каких-либо ограничений и запретов на движение. Допустимы любые виды движений, не противоречащие основным законам развития материи – законам диалектики. Движение по инерции, как наиболее фундаментальное движение частиц и полей, может быть произвольным по форме и, в частности, может быть ускоренным и прямолинейным. В механике Ньютона постулируется принцип инерции, согласно которому единственным видом движения по инерции является равномерное и прямолинейное движение частиц, и в качестве динамического принципа принимается, что ускоренное движение частиц возможно только под действием внешней силы. **Указанные принципы не обосновываются должным образом, они принимаются на основании утверждений, что их справедливость подтверждается данными опыта и наблюдений, хотя подобных подтверждений не существует.**

Как показано в [7,15], частицы, совершающие криволинейное движение по инерции, движутся с ускорением, обусловленным не действием внешней силы, а изменением направления движения частицы по криволинейной траектории. Ускоренные движения такого рода сопровождаются возникновением сил инерции, которые являются не причиной, а следствием ускорения, т.е. имеют чисто кинематическое происхождение. Аналогично, сила инерции возникает и при гармонических колебаниях частицы по инерции. Когда частица достигает точки поворота в момент времени $t = t_n$, на частицу действует сила инерции, которая вызывает отражение частицы, изменяя направление движения частицы на противоположное. В последующие моменты времени $t > t_n$ частица продолжает движение, перемещаясь с ускорением (но в отсутствие силы инерции) от точки поворота n к центру интервала осцилляций и далее к следующей точке поворота $n+1$.

Отметим, что в работе [10] гармонические колебания по инерции получены, исходя из криволинейных движений частицы по инерции. Построена модель осциллятора, совершающего колебания в двухдипольном состоянии, в котором модули составляющих диполей равны по величине, а угловые скорости равны по величине и противоположны по направлению. Показано, что масса частицы изменяется со временем периодически, достигая наименьшего значения в центре вихря и становясь бесконечно большой в точках поворота. В настоящем разделе гармонические осцилляции частицы по инерции получены без использования криволинейных движений с последующим переходом к пределу движений по прямой. Тем самым показано, что ускоренные движения частицы произвольной формы могут быть движениями по инерции, в которых действующая на частицу сила инерции не совершает работы при перемещении частицы.

Полученные в данном разделе результаты свидетельствуют о том, что поведение классической частицы, совершающей ускоренное движение по инерции, существенно зависит от выбора ИСО. При переходе из одной ИСО в другую изменяются физические характеристики – масса частицы, действующая на частицу сила инерции, моменты импульса и силы инерции. Физическая неэквивалентность движущихся друг относительно друга ИСО обусловлена тем, что масса частицы, движущейся ускоренно по инерции, не является интегралом движения. В рассмотренной здесь задаче масса частицы сохраняется во времени в системе отсчета K'. Но при переходе в систему отсчета K, движущуюся относительно K', масса частицы изменяется со временем. Речь идет не о появлении малых поправок к массе в системе отсчета K, а о том, что даже при малых относительных скоростях движения систем отсчета K' и K масса частицы в новой системе отсчета K может измениться очень существенно по сравнению с массой в исходной системе отсчета K', как это имеет место в окрестности точки поворота на траектории движения.

4. Силы инерции в системе двух классических частиц

Наша задача – исследовать поведение классических точечных частиц двухчастичной системы, находящейся в состоянии ускоренного движения по инерции, и, в частности, найти действующие на частицы силы инерции.

Рассмотрим систему двух классических частиц 1 и 2 с массами, зависящими от времени, в ИСО K и K', движущихся друг относительно друга. Считаем, что системы отсчета и оси отвечающих им декартовых координат ориентированы так, как указано в предыдущем разделе. Обозначим через $\vec{r}_i$ $(\vec{r}_i')$ радиус-вектор, а через m_i (m_i') массу частицы i, $i = 1,2$, в системе отсчета K (K'). Радиус-векторы $\vec{r}_i$, $\vec{r}'$ и векторы скорости $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$, $\vec{v}_i' = \dot{\vec{r}}_i'$ частицы связаны между собой равенствами

$$\vec{r}_i = \vec{r}_i' + \vec{R}_0, \quad \vec{v}_i = \vec{v}_i' + \vec{V}_0, \quad i = 1,2. \tag{54}$$

Центры масс двухчастичной системы в рассматриваемых системах отсчета обозначим через C и C'. Радиус-векторы $\vec{R}_C$ и $\vec{R}'_{C'}$ центров масс можно представить в виде:

$$\vec{R}_C = \frac{\beta\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{\beta + 1}, \quad \vec{R}'_{C'} = \frac{\beta'\vec{r}_1' + \vec{r}_2'}{\beta' + 1}, \quad \beta = m_1/m_2, \quad \beta' = m_1'/m_2'. \tag{55}$$

Ввиду того, что положение в пространстве центра масс двухчастичной системы не может измениться при переходе из одной ИСО в другую, должно выполняться равенство (см. (54)):

$$\vec{R}_C = \vec{R}'_{C'} + \vec{R}_0. \tag{56}$$

Используя первое из соотношений (54), радиус-вектор $\vec{R}_C$ (55) можно записать следующим образом: $\vec{R}_C = (\beta\vec{r}_1' + \vec{r}_2')(\beta + 1)^{-1} + \vec{R}_0$. Из сравнения последнего соотношения с равенством (56) видно, что должно выполняться условие: $\vec{R}'_{C'} = (\beta\vec{r}_1' + \vec{r}_2')(\beta + 1)^{-1}$, которое можно преобразовать, принимая во внимание (55), к следующей форме:

$$\vec{R}'_{C'} - \frac{\beta\vec{r}_1' + \vec{r}_2'}{\beta + 1} = \frac{\beta' - \beta}{(\beta' + 1)(\beta + 1)}\vec{R} = 0, \tag{57}$$

где $\vec{R} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{r}_1' - \vec{r}_2'$. На основании того, что равенство (57) должно иметь место в произвольных ИСО, движущихся друг относительно друга, заключаем, что должно выполняться следующее равенство:

$$\beta = \beta' = const, \tag{58}$$

которое означает совпадение центров масс C и C' двухчастичной системы в ИСО K и K'.

Векторы импульса частиц и действующие на частицы силы инерции даются формулами:

$$\vec{p}_i = m_i\dot{\vec{r}}_i, \quad \vec{F}_i = \frac{d\vec{p}_i}{dt}, \quad i = 1,2, \quad \vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \quad \vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = \frac{d\vec{P}}{dt}. \tag{59}$$

Здесь $\vec{F}$ – результирующая сила инерции, действующая на частицы; $\vec{P}$ – результирующий импульс рассматриваемой системы. Отметим равенства, вытекающие из (55) и (58):

$$\dot{\vec{R}}_C = \frac{\beta\dot{\vec{r}}_1 + \dot{\vec{r}}_2}{\beta + 1}, \quad m\dot{\vec{R}}_C = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{P}, \quad m = m_1 + m_2, \quad \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d(m\dot{\vec{R}}_C)}{dt} = \vec{F}. \tag{60}$$

Вначале рассмотрим движение частиц в системе центра масс K_C. Радиус-векторы частиц в этой системе отсчета обозначим через $\vec{r}_{iC}$. Используя равенство

$$\vec{r}_i = \vec{R}_C + \vec{r}_{iC}, \; i = 1,2, \qquad (61)$$

и формулу для $\vec{R}_C$ (55), находим:

$$\vec{r}_{1C} = \mu\vec{R} / m_1, \quad \vec{r}_{2C} = -\mu\vec{R} / m_2, \quad \vec{R} = \vec{r}_{1C} - \vec{r}_{2C} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \quad \mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2). \qquad (62)$$

Так как в силу (58) величины μ / m_1 и μ / m_2 являются постоянными, то на основании (62) векторы импульса и силы инерции в системе отсчета K_C можно записать следующим образом:

$$\vec{p}_{iC} = m_i \dot{\vec{r}}_{iC}, \quad \vec{F}_{iC} = \frac{d\vec{p}_{iC}}{dt}, \quad i = 1,2, \quad \vec{p}_{1C} = \mu\dot{\vec{R}}, \quad \vec{p}_{2C} = -\mu\dot{\vec{R}}, \quad \vec{F}_{1C} = \frac{d(\mu\dot{\vec{R}})}{dt}, \quad \vec{F}_{2C} = -\vec{F}_{1C}. \qquad (63)$$

В силу (63) в системе центра масс K_C результирующий импульс системы двух частиц равен нулю: $\vec{P}_C \equiv \vec{p}_{1C} + \vec{p}_{2C} = 0$, а действующие на частицы силы $\vec{F}_{1C}$ и $\vec{F}_{2C}$ равны по величине и противоположны по направлению. Поэтому результирующая сила инерции обращается в нуль: $\vec{F}_C = \vec{F}_{1C} + \vec{F}_{2C} = 0$. Как следует из (62), имеет место равенство $\beta\vec{r}_{1C} + \vec{r}_{2C} = 0$, которое означает, что начало координат системы центра масс совпадает с центром масс системы двух частиц.

В системе отсчета K_C условие криволинейного движения рассматриваемой двухчастичной системы по инерции можно записать в виде:

$$dA_C \equiv \vec{F}_{1C} d\vec{r}_{1C} + \vec{F}_{2C} d\vec{r}_{2C} = \vec{F}_\mu d\vec{R} = V d(\mu V) = 0, \qquad (64)$$

где $V = |\vec{V}|, \quad \vec{V} = \dot{\vec{R}}, \quad \vec{F}_\mu = \vec{F}_{1C} = d(\mu\vec{V}) / dt$ – сила инерции, действующая на частицу 1 в системе отсчета K_C (см. (63)). При $V \neq 0$ приведенное условие дает:

$$\mu V \equiv p_0 = const, \quad \vec{F}_\mu = p_0 d\vec{e}_{\vec{V}} / dt, \quad \vec{e}_{\vec{V}} = \vec{V} / V, \qquad (65)$$

где величина p_0 имеет смысл модуля импульса относительного движения частиц. Учитывая (58) и (65), получаем следующие равенства:

$$m_i = \beta_i \mu, \quad i = 1,2, \quad m = \beta_3 \mu, \quad \mu = p_0 / V, \qquad (66)$$

где $m \equiv m_1 + m_2, \quad \beta_1 = 1 + \beta, \quad \beta_2 = (1 + \beta) / \beta, \quad \beta_3 = \beta_1 + \beta_2 = \beta_1\beta_2 = (1 + \beta)^2 / \beta$.

Соотношения (65) и (66) позволяют вычислить приведенную массу μ двух частиц, массы частиц m_1, m_1 и действующие на частицы силы инерции $\pm\vec{F}_\mu$ в системе центра масс K_C. Как видно из (66), если скорость относительного движения частиц $|\vec{V}|$ зависит от времени, массы частиц двухчастичной системы, находящейся в состоянии криволинейной инерции, также изменяются со временем. В силу (64) в системе центра масс K_C движение двух частиц по инерции происходит аналогично движению одной частицы, масса и радиус-вектор которой совпадают, соответственно, с приведенной массой μ и вектором $\vec{R}$. Отметим также, что система центра масс не является, вообще говоря, инерциальной системой отсчета.

Выражение для работы dA_C (64), совершаемой силами инерции над частицами при их движении по инерции, можно представить в несколько иной форме, позволяющей уточнить физическое содержание явления криволинейной инерции системы двух частиц:

$$dA_C = \sum_i \vec{F}_{iC} d\vec{r}_{iC} = \sum_i \frac{1}{2m_i} \frac{d}{dt} (m_i \dot{\vec{r}}_{iC})^2 dt = dT_C + T_{1C} dt, \qquad (67)$$

где $T_C = \sum_i m_i (\dot{\vec{r}}_{iC})^2 / 2, \quad T_{1C} = \sum_i \dot{m}_i (\dot{\vec{r}}_{iC})^2 / 2.$ Простая выкладка с использованием равенств (62) и (65) приводит к следующим соотношениям:

$$T_C = \mu\vec{V}^2 / 2 = p_0 V / 2 \equiv T_C(V), \quad T_{1C} = \dot{\mu}\vec{V}^2 / 2, \quad \vec{V} = \dot{\vec{R}}. \qquad (68)$$

Условие $dA_C = 0$ дает (полагаем, что $\mu\dot{\vec{R}}^2 \neq 0$):

$$\frac{dT_C}{dt}+T_{1C}=0 \quad\to\quad \dot{\mu}\dot{\vec{R}}^2+\frac{\mu}{2}\frac{d}{dt}\dot{\vec{R}}^2=0 \quad\to\quad \frac{d}{dt}\ln(\mu V)=0 \quad\to\quad \mu V=const\,.$$

Последняя формула совпадает, как и должно быть, с первым из равенств (65).

Согласно (67) и (68), из условия движения по инерции (64) следует, что полная кинетическая энергия T_C частиц сохраняется лишь в случае частиц с постоянной массой. В силу (68) имеет место равенство

$$T_{1C}dt=d\mu(\vec{V}^2/2)\equiv d\tilde{T}_C\,, \tag{69}$$

где величину $\tilde{T}_C$ можно интерпретировать как энергию ИКИ-среды, порождаемой системой двух частиц с приведенной массой μ, находящихся в состоянии ускоренного движения по инерции в системе центра масс K_C. Из условия движения по инерции (64) вытекает закон сохранения энергии:

$$T_C+\tilde{T}_C=const\,, \tag{70}$$

согласно которому движение двухчастичной системы по инерции происходит таким образом, что приращение dT_C полной кинетической энергии частиц компенсируется изменением $d\tilde{T}_C$ энергии ИКИ-среды, порождаемой частицами. Используя соотношения (65), (68), (69) и результаты работы [14], можно получить следующее представление для энергии ИКИ-среды:

$$\tilde{T}_C=\frac{p_0}{2}(V_m-V)\equiv\tilde{T}_C(V), \tag{71}$$

где $V_m=\max V$ – максимальное значение величины скорости V, соответствующее минимальному значению приведенной массы системы двух частиц: $\min\mu=p_0/V_m$. Согласно (68) и (71), имеют место соотношения:

$$\tilde{T}_C(0)=T_C(V_m),\quad T_C(0)=0,\quad \tilde{T}_C(V)=-T_C(V)+T_C(V_m)\ge 0,\quad dT_C=-d\tilde{T}_C=p_0dV/2\,.$$

Используя полярные координаты R,ϕ_R радиус-вектора $\vec{R}$, $\vec{R}=R\vec{e}_R$, и обозначая через V_R и V_{ϕ_R} поступательную (радиальную) и вращательную компоненты вектора $\vec{V}$, $\vec{V}=V_R\vec{e}_R+V_{\phi_R}\vec{e}_{\phi_R}$, $V_R=\dot{R}$, $V_{\phi_R}=R\dot{\phi}_R$, $\vec{e}_R=(\cos\phi_R,\sin\phi_R)$, $\vec{e}_{\phi_R}=(-\sin\phi_R,\cos\phi_R)$, величину dA_C (64) можно представить в виде суммы двух составляющих:

$$dA_C=dA_{CR}+dA_{C\phi_R}\,, \tag{72}$$

где $dA_{C\alpha}=\vec{F}_{1C}d\vec{r}_{1C\alpha}+\vec{F}_{2C}d\vec{r}_{2C\alpha}=\vec{F}_\mu\vec{V}_\alpha dt,\quad \alpha=R,\phi_R,$ dA_{CR} и $dA_{C\phi_R}$ – поступательная и вращательная составляющие работы dA_C. Здесь учтено, что в соответствии с равенствами (58), (62) и (63) $d\vec{r}_{1C\alpha}=(\mu/m_1)\vec{V}_\alpha dt,\ d\vec{r}_{2C\alpha}=-(\mu/m_2)\vec{V}_\alpha dt,\ \vec{V}_R=\dot{R}\vec{e}_R,\quad \vec{V}_{\phi_R}=[\vec{\omega}_R\vec{R}],\vec{\omega}_R=\dot{\phi}_R\vec{e}_z.$ Представляя силу инерции $\vec{F}_\mu$ в виде разложения: $\vec{F}_\mu=F_{\mu R}\vec{e}_R+F_{\mu\phi_R}\vec{e}_{\phi_R}$, из условия криволинейной инерции (64) выводим соотношение

$$F_{\mu R}\dot{R}+F_{\mu\phi_R}R\dot{\phi}_R=0, \tag{73}$$

связывающее между собой поступательную $(F_{\mu R})$ и вращательную $(F_{\mu\phi_R})$ компоненты вектора силы инерции. Величины $dA_{C\alpha}$ и $F_{\mu\alpha}$ выражаются следующим образом:

$$\begin{gathered}dA_{CR}=F_{\mu R}\dot{R}dt,\quad dA_{C\phi_R}=F_{\mu\phi_R}V_{\phi_R}dt=\vec{F}_\mu[\vec{\omega}_R\vec{R}]dt=\vec{\omega}_R d\vec{L}=\dot{\phi}_R\dot{L}dt,\\ F_{\mu R}=d(\mu\dot{R})/dt-\mu R\dot{\phi}_R^2,\quad F_{\mu\phi_R}=\dot{\mu}R\dot{\phi}_R+\mu(2\dot{R}\dot{\phi}_R+R\ddot{\phi}_R)=(1/R)\dot{L},\end{gathered} \tag{74}$$

где $\vec{L}=[\vec{R},\mu\vec{V}]=L\vec{e}_z$, $L=\mu R^2\dot{\phi}_R$, $\vec{L}$ – момент импульса относительного движения частиц. В силу (74) условие $dA_{C\phi_R}=0$ дает (при $R\dot{\phi}_R\ne 0$):

$$\vec{L}=const\ne 0\,. \tag{75}$$

Согласно (73), при $R\dot{\phi}_R\ne 0$ выполняется равенство $F_{\mu\phi_R}=-(\dot{R}/R\dot{\phi}_R)F_{\mu R}$, из которого следует, что сила инерции $\vec{F}_\mu$ является центральной при $\dot{R}=0$, т.е. в случае, когда траекторией движения частицы является окружность. Аналогично, если момент импульса $\vec{L}$ сохраняется, то $F_{\mu\phi_R}=0$, как это следует из (74).

В силу (73)-(75), при $R=const\neq 0$ и $\dot{\phi}_R\neq 0$ имеют место соотношения:

$$\vec{F}_\mu=F_{\mu R}\vec{e}_R,\quad \vec{L}=L\vec{e}_z,\quad F_{\mu R}=-\mu R\dot{\phi}_R^2,\quad L=\mu R^2\dot{\phi}_R=const\,. \qquad (76)$$

Отсюда видно, что $\mu\dot{\phi}_R=const$. Поскольку $\mu=p_0/V,\quad V=R\left|\dot{\phi}_R\right|$, сила инерции ведет себя следующим образом: $F_{\mu R}=-p_0\,|\,\dot{\phi}_R\,|$. Следовательно, если вращательное движение частицы является неравномерным, т.е. $\dot{\phi}_R=\dot{\phi}_R(t)$, то приведенная масса частицы μ, модуль вектора скорости V и сила инерции $\vec{F}_\mu$ изменяются со временем. При этом, в силу (66), массы частиц m_1 и m_2 изменяются со временем, но величина $\beta=m_1/m_2$ остается постоянной, как и должно быть (см.(58)). Рассматриваемое движение характеризуется тем, что $dA_{CR}=0$ и $dA_{C\phi_R}=0$, и, следовательно, является криволинейным движением двухчастичной системы по инерции в сильном смысле (в системе центра масс K_C) [7].

Случай $R\neq const$ проиллюстрируем на примере движения частицы по эллипсу:

$$R=R_*/(1+e\cos\phi_R)\,,$$

где R_* и e – фокальный параметр и эксцентриситет эллипса, соответственно. Полагая эксцентриситет малым ($e<<1$) и величину $\dot{\phi}_R$ постоянной ($\dot{\phi}_R=const\neq 0$), сохраняем лишь величины порядка e. Учитывая соотношения (74) и равенства $\mu=p_0/V,\quad \dot{R}/(R\dot{\phi}_R)=e\sin\phi_R,\quad V=R\,|\,\dot{\phi}_R\,|$, получаем следующие выражения для силы инерции и момента импульса:

$$\vec{F}_\mu=(\vec{e}_R-e\sin\phi_R\vec{e}_{\phi_R})F_{\mu R},\quad F_{\mu R}=-p_0\,|\,\dot{\phi}_R\,|(1-e\cos\phi_R),\quad L=p_0R_*(1-e\cos\phi_R)sign\dot{\phi}_R. \qquad (77)$$

Согласно (76) и (77), сила инерции $\vec{F}_\mu$, действующая на частицу двухчастичной системы, существенно отличается от кулоновской силы. Величина и направление силы $\vec{F}_\mu$ зависят от формы траектории движения частицы, изменяясь со временем при перемещении частицы вдоль траектории. В рассматриваемом приближении, в силу (77), величины $F_{\mu R}$ и L ведут себя, как функции R, следующим образом:

$$F_{\mu R}=-p_0(R/R_*)\,|\,\dot{\phi}_R\,|,\quad L=p_0R\,sign\dot{\phi}_R.$$

Отсюда следует, что если частота $\dot{\phi}_R$ не изменяется со временем, то величины $F_{\mu R}$ и L, рассматриваемые как функции расстояния R между частицами, изменяются при движении частиц пропорционально R. Как видим, закон Кулона не имеет места в двухчастичной системе при криволинейном движении частиц по инерции.

Исследуем теперь ускоренное движение по инерции в ИСО K. Условие движения по инерции выражается равенством

$$dA=\vec{F}_1d\vec{r}_1+\vec{F}_2d\vec{r}_2=0, \qquad (78)$$

где в соответствии с (59), (61) – (63)

$$\begin{gathered}\vec{F}_i=\frac{d\vec{p}_i}{dt},\quad \vec{p}_i=m_i\dot{\vec{r}}_i,\quad \vec{r}_i=\vec{R}_C+\vec{r}_{iC},\quad (i=1,2),\quad \vec{r}_{1C}=\frac{\mu}{m_1}\vec{R},\ \vec{r}_{2C}=-\frac{\mu}{m_2}\vec{R},\\ \vec{F}_1=\frac{d}{dt}(m_1\vec{V}_C+\mu\vec{V}),\quad \vec{F}_2=\frac{d}{dt}(m_2\vec{V}_C-\mu\vec{V}),\quad \vec{V}_C=\dot{\vec{R}}_C,\quad \vec{V}=\dot{\vec{R}}.\end{gathered} \qquad (79)$$

Согласно (79), в системе отсчета K импульс частицы состоит из двух компонент: $\vec{p}_i=m_i\dot{\vec{R}}_C+m_i\dot{\vec{r}}_{iC}$. Одна из них пропорциональна скорости движения центра масс $\vec{V}_C$, а вторая – скорости относительного движения частиц $\vec{V}$. Соответственно этому, силу инерции также можно представить в виде суммы двух компонент:

$$\vec{F}_1 = (\beta_1/\beta_3)\vec{F}_m + \vec{F}_\mu, \quad \vec{F}_2 = (\beta_2/\beta_3)\vec{F}_m - \vec{F}_\mu, \quad \vec{F}_m = d(m\vec{V}_C)/dt, \quad \vec{F}_\mu = d(\mu\vec{V})/dt, \qquad (80)$$

причем

$$\vec{F}_1 = +\vec{F}_\mu, \quad \vec{F}_2 = -\vec{F}_\mu \text{ при } \vec{V}_C = 0. \qquad (81)$$

При выводе соотношений (80) использованы равенства (66). Как видно из (80), результирующая сила инерции дается формулой

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = d(m\vec{V}_C)/dt \equiv \vec{F}_m, \qquad (82)$$

согласно которой результирующая сила инерции $\vec{F}_m$ не зависит от скорости относительного движения частиц и определяется полной массой m системы частиц и скоростью движения $\vec{V}_C$ центра масс. Учитывая формулы (78) и (79), найдем:

$$\begin{aligned} dA &= (\vec{V}_C + \frac{\mu}{m_1}\vec{V})d\left(m_1\vec{V}_C + \mu\vec{V}\right) + (\vec{V}_C - \frac{\mu}{m_2}\vec{V})d\left(m_2\vec{V}_C - \mu\vec{V}\right) = \\ &= \vec{V}d(\mu\vec{V}) + \vec{V}_C d(m\vec{V}_C) = 0, \quad m = m_1 + m_2. \end{aligned} \qquad (83)$$

Из сравнения величин dA (83) и dA_C (64) видно, что эти величины совпадают при $\vec{V}_C = 0$, т.е. при условии, что в системе отсчета K центр масс неподвижен. Согласно (81), при указанном условии действующие на частицы силы инерции $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$ равны по величине и противоположны по направлению.

Выражение dA (83) можно представить в виде суммы двух компонент:

$$dA = dA_\mu + dA_m, \qquad (84)$$

где

$$dA_\mu = \vec{V}d(\mu\vec{V}) = \vec{F}_\mu d\vec{R}, \quad dA_m = \vec{V}_C d(m\vec{V}_C) = \vec{F}_m d\vec{R}_C, \qquad (85)$$

силы инерции $\vec{F}_\mu$ и $\vec{F}_m$ даются формулами (80). Компонента dA_μ представляет собой работу, совершаемую силами инерции над частицами при их относительном движении. Она зависит от приведенной массы μ и от скорости $\vec{V}$ относительного движения частиц и совпадает с величиной dA_C (64). Вторая компонента работы, dA_m, зависит от полной массы m частиц и от скорости $\vec{V}_C$ движения центра масс C в системе отсчета K. Эта компонента имеет смысл работы, совершаемой силами инерции при перемещении центра масс системы, т.е. при перемещении в пространстве системы двух частиц как целого.

Как видно из (84) и (85), систему двух частиц с массами m_1 и m_2, находящуюся в состоянии криволинейной инерции, можно рассматривать как совокупность частиц с массами μ и m. Следует подчеркнуть, что имеется качественное различие между упомянутыми выше частицами. Частица с массой μ (μ-частица) представляет собой совокупность двух точечных частиц, отделенных друг от друга расстоянием R и вращающихся вокруг центра масс. По существу, μ-частица является нелокальной системой, которая характеризуется линейным размером R и испытывает действие равных по величине и направленных противоположно сил инерции $\pm\vec{F}_\mu$ (см. (81)). Частица же с массой m (m-частица) представляет собой точечную частицу, которая в системе отсчета K перемещается, испытывая действие силы инерции $\vec{F}_m$. Отметим, что результирующая сила инерции, действующая на систему двух частиц, равна силе $\vec{F}_m$, а не сумме сил инерции $\vec{F}_\mu$ и $\vec{F}_m$ ((см. (82)). Это связано с тем, что действующие на частицы силы инерции $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$ (см. (80)) содержат компоненты $+\vec{F}_\mu$ и $-\vec{F}_\mu$, которые взаимно компенсируются в выражении для результирующей силы инерции.

Выражение для dA (84) удобно записать в следующей форме:

$$dA = (1/2\mu)d\left((\mu\vec{V})^2 + \mu m\vec{V}_C^2\right). \qquad (86)$$

Из условия ускоренного движения по инерции $dA = 0$ выводим:

$$(\mu\vec{V})^2 + \mu m\vec{V}_C^2 = \mu^2(\vec{V}^2 + \beta_3\vec{V}_C^2) \equiv P_0^2 = const. \qquad (87)$$

При выводе этого соотношения учтено равенство $\mu/m = 1/\beta_3 = const$ (см. (66)). С помощью равенства (87) вычислим величины μ и $d(\mu V)/dt$:

$$\mu = P_0 / \sqrt{\vec{V}^2 + \beta_3\vec{V}_C^2}, \quad d(\mu V)/dt = -(V_C/V)d(mV_C)/dt = -(\vec{V}_C/V)d(m\vec{V}_C)/dt. \qquad (88)$$

В соотношениях (86)-(88) величины $\mu\vec{V} \equiv \vec{p}_\mu$ и $m\vec{V}_C \equiv \vec{p}_m$ имеют смысл импульсов μ-частицы и m-частицы, соответственно, в системе отсчета K; равенство (87) дает связь между ними: $\vec{p}_\mu^2 + \vec{p}_m^2/\beta_3 = P_0^2$. Как видно из (88), характерная особенность системы двух частиц состоит в том, что величина ее приведенной массы зависит не только от относительного движения частиц, но и от движения центра масс системы.

Величину dA (78) можно представить в виде, аналогичном (67):

$$dA = \sum_i \vec{F}_i d\vec{r}_i = dT + T_1 dt = 0, \qquad (89)$$

где

$$T = \sum_i m_i(\dot{\vec{r}}_i)^2/2, \quad T_1 = \sum_i \dot{m}_i(\dot{\vec{r}}_i)^2/2.$$

Несложные выкладки приводят к следующим соотношениям, обобщающим равенства (68):

$$T = \mu\dot{\vec{R}}^2/2 + m\dot{\vec{R}}_C^2/2, \quad T_1 = \dot{\mu}\dot{\vec{R}}^2/2 + \dot{m}\dot{\vec{R}}_C^2/2. \qquad (90)$$

Полагая $T_1 dt = d\tilde{T}$ и используя соотношения (88)-(90), из условия (89) движения по инерции получаем закон сохранения энергии двухчастичной системы:

$$T + \tilde{T} = const, \qquad (91)$$

где

$$T = (P_0/2)\sqrt{\vec{V}^2 + \beta_3\vec{V}_C^2}, \quad \tilde{T} = (P_0/2)\left(\sqrt{\vec{V}_m^2 + \beta_3\vec{V}_{mC}^2} - \sqrt{\vec{V}^2 + \beta_3\vec{V}_C^2}\right). \qquad (92)$$

Здесь $T = T(V, V_C)$ и $\tilde{T} = \tilde{T}(V, V_C)$ – кинетическая энергия системы двух частиц и энергия ИКИ-среды, генерируемой частицами при их ускоренном движении по инерции, соответственно; $V_m = \max V$, $V_{mC} = \max V_C$. Постоянная в выражении (91) определена из условия: $\tilde{T}(V_m, V_{mC}) = 0$. Соотношения (91) и (92) обобщают равенства (70) и (71) на случай ускоренного движения по инерции двух частиц в инерциальной системе отсчета.

Аналогичное исследование несложно выполнить и в ИСО K', движущейся со скоростью $\vec{V}_0$ относительно системы отсчета K. Приведенную массу и радиус-вектор центра масс в системе отсчета K' обозначим через μ' и $\vec{R}'_C$, $\mu' = \dfrac{m'_1 m'_2}{m'_1 + m'_2}$, $\vec{R}'_C = \dfrac{m'_1\vec{r}'_1 + m'_2\vec{r}'_2}{m'_1 + m'_2}$. В системах отсчета K и K' радиус-векторы и векторы скорости частиц связаны между собой равенствами (54), а векторы скорости центра масс – равенством:

$$\vec{V}_C = \vec{V}'_C + \vec{V}_0, \qquad (93)$$

где $\vec{V}_C = \dot{\vec{R}}_C$, $\vec{V}'_C = \dot{\vec{R}}'_C$. Полагаем, что массы частиц m'_1, m'_2 и полная масса m' $(m' = m'_1 + m'_2)$ связаны между собой и с приведенной массой μ' соотношениями, аналогичными равенствам (57) и (66):

$$m'_1/m'_2 = \beta', \quad m'_1 = \beta'_1\mu', \quad m'_2 = \beta'_2\mu', \quad m' = \beta'_3\mu', \qquad (94)$$

где β' и β'_i – постоянные, которые совпадают, в силу (58), с постоянными β и β_i, $i = 1,2,3,$ соответственно.

Условие криволинейного движения по инерции имеет вид (ср. с условием (78)):

$$dA' = \vec{F}'_1 d\vec{r}'_1 + \vec{F}'_2 d\vec{r}'_2 = 0, \qquad (95)$$

где $\vec{r}_i'$ и $\vec{F}_i'$ – радиус-векторы частиц и действующие на частицы силы инерции в системе отсчета K'. Указанные величины определяются формулами, аналогичными (79). Приведем эти формулы:

$$\vec{F}_i' = \frac{d\vec{p}_i'}{dt}, \quad \vec{p}_i' = m_i'\dot{\vec{r}}_i', \quad \vec{r}_i' = \vec{R}_C' + \vec{r}_{iC}, \quad (i=1,2), \quad \vec{r}_{1C} = \frac{\mu'}{m_1'}\vec{R}, \quad \vec{r}_{2C} = -\frac{\mu'}{m_2'}\vec{R},$$
$$\vec{F}_1' = \frac{d}{dt}(m_1'\vec{V}_C' + \mu'\vec{V}), \quad \vec{F}_2' = \frac{d}{dt}(m_2'\vec{V}_C' - \mu'\vec{V}), \quad \vec{V}_C' = \dot{\vec{R}}_C', \quad \vec{V} = \dot{\vec{R}}. \tag{96}$$

Выражение dA' (95) можно преобразовать к виду, аналогичному (84) и (85):

$$dA' = dA_{\mu'}' + dA_{m'}', \quad dA_{\mu'}' = \vec{V}d(\mu'\vec{V}) = \vec{F}_{\mu'}d\vec{R}, \quad dA_{m'}' = \vec{V}_C'd(m'\vec{V}_C') = \vec{F}_{m'}'d\vec{R}_C', \tag{97}$$

где

$$\vec{F}_{\mu'} = d(\mu'\vec{V})/dt \text{ и } \vec{F}_{m'}' = d(m'\vec{V}_C')/dt \; - \tag{98}$$

силы инерции, действующие на частицы с массами μ' и $m' = m_1' + m_2'$ (μ'- и m'-частицы в системе отсчета K' аналогичны μ- и m-частицам в системе отсчета K). Физический смысл составляющих работы $dA_{\mu'}'$ и $dA_{m'}'$ очевиден: первая дает работу, совершаемую силами инерции над частицами при их движении друг относительно друга в системе отсчета K', а вторая – работу сил инерции в указанной системе отсчета, совершаемую при перемещении системы частиц как целого. С помощью равенств (95)-(98) нетрудно получить соотношения, которые аналогичны (86)-(88) и имеют место в системе отсчета K'. Опуская промежуточные выкладки, приведем аналог формулы (87) и формулу для μ', которые потребуются в дальнейшем:

$$(\mu'\vec{V})^2 + \mu'm'(\vec{V}_C')^2 \equiv P_0'^2, \quad \mu' = P_0'/\sqrt{V^2 + \beta_3(\vec{V}_C')^2}, \quad P_0' = const. \tag{99}$$

Полученные выше формулы для μ (88) и μ' (99) определяют приведенную массу рассматриваемой нами системы частиц в ИСО K и K'. Чтобы получить соотношение, связывающее величины μ и μ', в формуле для μ (88) нужно использовать правило сложения скоростей $\vec{V}_C = \vec{V}_C' + \vec{V}_0$ (см.(93)). Учитывая это правило, находим:

$$\mu = P_0/\sqrt{V^2 + \beta_3(\vec{V}_0 + \vec{V}_C')^2}\,. \tag{100}$$

Поскольку при $\vec{V}_0 = 0$ система отсчета K' совпадает с K, т.е. $\mu' = \mu$, $m' = m$, то должно выполняться равенство: $P_0 = P_0'$. Исключая P_0 из (99) и (100), получаем искомую формулу, связывающую μ и μ':

$$\mu = \mu'\frac{\sqrt{V^2 + \beta_3(\vec{V}_C')^2}}{\sqrt{V^2 + \beta_3(\vec{V}_0 + \vec{V}_C')^2}}\,. \tag{101}$$

Формулы, связывающие полную массу системы и массы отдельных частиц в системе отсчета K с соответствующими им величинами в системе отсчета K', получаем с помощью равенств (94) и (101):

$$m/m' = \mu/\mu' = m_i/m_i', \quad i = 1,2\,. \tag{102}$$

Если при криволинейном движении двухчастичной системы по инерции одновременно с равенством $dA = 0$ имеют место равенства $dA_\mu = 0$, $dA_m = 0$ (см. (84)), то такое состояние движения будем называть **криволинейной инерцией в сильном смысле**. В этом состоянии движения отсутствует перераспределение энергии между степенями свободы, отвечающими относительному движению частиц, и степенями свободы, связанными с движением системы частиц как целого. Если же $dA_\mu = -dA_m \neq 0$, то это значит, что движение системы частиц по инерции сопровождается перекачкой энергии из подсистемы, связанной с относительным движением частиц, в подсистему, относящуюся к движению центра масс системы частиц, и в обратном направлении; такое состояние движения будем называть **слабой криволинейной инерцией**. Очевидно, что состояния слабой криволинейной инерции можно отличать друг от друга по величине параметра $dA_\mu / dt \neq 0$, характеризующего перекачку энергии между указанными выше подсистемами.

Более детальное исследование ускоренного движения по инерции двухчастичной системы начнем с рассмотрения такого состояния движения, в котором центр масс системы двух частиц в системе отсчета K' покоится, т.е. $\vec{V}'_C = 0$. Согласно соотношениям (97) и (98), в указанном состоянии движения выполняются следующие равенства:

$$dA' = 0, \quad dA'_{\mu'} = \vec{F}_{\mu'} d\vec{R} = \vec{V} d(\mu' \vec{V}) = 0, \quad dA'_{m'} = 0, \quad \vec{F}_{\mu'} = d(\mu' \vec{V}) / dt, \quad \vec{F}'_{m'} = 0. \tag{103}$$

Очевидно, что в системе отсчета K центр масс движется со скоростью $\vec{V}_C = \vec{V}_0$. Поэтому, в силу (78), (80), (84) и (85),

$$dA = dA_\mu + dA_m = 0, \quad dA_\mu = Vd(\mu V), \vec{F}_\mu = d(\mu \vec{V}) / dt, \quad dA_m = V_0^2 dm, \vec{F}_m = \dot{m} \vec{V}_0. \tag{104}$$

Как видно из (103) и (104), состояния ускоренного движения по инерции двухчастичной системы в инерциальных системах отсчета K' и K существенно различны. Частицы движутся ускоренно по инерции в системах отсчета K' и K, соответственно, в сильном и слабом смыслах. Это значит, что в системе отсчета K' не происходит перераспределения энергии между степенями свободы, относящимися к относительному движению частиц и к движению центра масс, в то время как в системе отсчета K указанное перераспределение имеет место.

Физические характеристики в системе отсчета K' имеют вид (см. (73), (74), (94), (99)):

$$\begin{gathered} \mu' = P_0 / V, \quad m' = \beta_3 \mu', \quad m'_i = \beta_i \mu', \quad i = 1,2, \quad V = \sqrt{\dot{R}^2 + (R\dot{\phi}_R)^2}, \\ F'_{\mu' R} = d(\mu' \dot{R}) / dt - \mu' R \dot{\phi}_R^2, \quad F'_{\mu' \phi_R} = \dot{L}' / R, \quad L' = \mu' R^2 \dot{\phi}_R. \end{gathered} \tag{105}$$

Выше мы положили $P'_0 = P_0$. Согласно (105), при $R = const \neq 0, \ \dot{\phi}_R \neq 0$ получаем:

$$V = R |\dot{\phi}_R|, \quad F'_{\mu' R} = -P_0 |\dot{\phi}_R|, \quad F'_{\mu' \phi_R} = 0. \tag{106}$$

Отсюда видно, что величины $V, \mu', m', F'_{\mu' R}$ являются постоянными при $\dot{\phi}_R = const$ и изменяются со временем при $\dot{\phi}_R = \dot{\phi}_R(t)$.

Для сравнения приведем физические характеристики в системе отсчета K:

$$\begin{gathered} \mu = P_0 / \sqrt{V^2 + \beta_3 V_0^2}, \quad m = \beta_3 \mu, \quad m_i = \beta_i \mu, \quad i = 1,2, \\ F_{\mu R} = d(\mu \dot{R}) / dt - \mu R \dot{\phi}_R^2, \quad F_{\mu \phi_R} = \dot{L} / R, \quad L = \mu R^2 \dot{\phi}_R. \end{gathered} \tag{107}$$

Из (106) и (107) следует, что при $R = const \neq 0, \ \dot{\phi}_R = \dot{\phi}_R(t) \neq 0$ приведенная масса μ и момент импульса L являются функциями времени и поэтому отличными от нуля являются следующие компоненты вектора силы инерции:

$$F_{\mu \phi_R} = R(\dot{\mu} \dot{\phi}_R + \mu \ddot{\phi}_R), \quad \vec{F}_m = \beta_3 \dot{\mu} \vec{V}_0, \tag{108}$$

где $\dot{\mu} = -P_0 \dot{V} / V^2 = -\mu \dot{V} / V$ при $\beta_3 V_0 << V$. Отметим, что сила инерции $\vec{F}_m$ является реактивной составляющей силы инерции, действующей на m–частицу в системе отсчета K (т.к. $\vec{F}_m = \dot{m} \vec{V}_0$, см.(104)). Отметим также, что сила инерции, обусловленная относительным движением частиц, является центральной в системе отсчета K' и перестает быть центральной в системе отсчета K, как это видно из (106) и (107). Согласно (105) и (107), приведенные массы частицы в системах отсчета K' и K отличаются на величину $\Delta\mu = \mu' - \mu = (1/2)\mu' \beta_3^2 (V_0 / V)^2$, которая пропорциональна квадрату относительной скорости движения систем отсчета. Имеют место соотношения:

$$dA = 0, \quad dA_\mu = -dA_m = -\beta_m V_0^2 d\mu. \tag{109}$$

Из полученных результатов видно, что в системе отсчета K' имеет место частный случай криволинейной инерции в сильном смысле. Вследствие того, что центр масс системы покоится, отсутствует перераспределение энергии между степенями свободы, связанными с относительным движением частиц и движением центра масс. Но в системе отсчета K происходит движение по инерции в слабом смысле, так как в процессе движения системы энергия непрерывно перераспределяется между указанными выше степенями свободы.

Исследование показывает, что справедлив следующий общий результат: если в ИСО K' система двух частиц находится в состоянии криволинейного движения по инерции в сильном смысле, то с точки зрения любой другой ИСО K, движущейся относительно системы отсчета K', частицы движутся ускоренно по инерции в слабом смысле. Это значит, что с точки зрения K-наблюдателя в рассматриваемой системе двух частиц происходит перераспределение энергии между степенями свободы, связанными с относительным движением частиц, и степенями свободы, связанными с движением центра масс.

Следует подчеркнуть, что в системе двух частиц, совершающих ускоренное движение по инерции, взаимодействие между частицами обусловлено действием на частицы сил инерции. Согласно соотношениям (80), в инерциальной системе отсчета каждая из сил инерции состоит из двух компонент, одна из них определяется относительным движением частиц, а вторая – движением центра масс двухчастичной системы.

5. Заключение

Решение проблемы Фейнмана сводится к ответу на вопрос: какой механизм скрыт за законом всемирного тяготения (за законом Кулона)? Поскольку речь идет о физическом механизме, то вопрос можно переформулировать так: какие физические процессы ответственны за взаимодействие между отдельными частицами, составляющими материальные тела?

Наблюдения за планетами Солнечной системы показывают, что закон всемирного тяготения хорошо описывает их движение. Справедливость закона всемирного тяготения подтверждают опыты Кавендиша, относящиеся к макротелам. Можно ли экстраполировать этот закон на взаимодействие между отдельными частицами? Согласно общепринятым представлениям, закон Кулона является фундаментальным и универсальным законом природы, которому подчиняются в равной степени как макротела, так и элементарные частицы. Обоснованы ли эти представления?

Заметим, прежде всего, что опыты по проверке закона Кулона для отдельных частиц никогда не проводились. Несмотря на это, большинство физиков убеждено в том, что закон Кулона справедлив и для элементарных частиц. По-видимому, эта уверенность связана с простотой формулы, описывающей закон Кулона, т.е. основана на представлении о том, что природа предпочитает простые решения своих проблем. Если, согласно данным опыта и наблюдений, закон всемирного тяготения справедлив для макротел, то неужели возможно, чтобы природа распорядилась подчинить взаимодействие между отдельными частицами более сложному закону? В какой-то мере эти соображения объясняют, почему уже более 300 лет область применимости закона всемирного тяготения безоговорочно распространяется на взаимодействие между частицами вещества.

Живучесть предрассудков в науке объясняется могуществом фундаментальных физических принципов, провозглашаемых как твердо установленные, незыблемые истины, которым нужно следовать безоговорочно и нарушать которые непозволительно. В качестве подтверждения этой мысли можно привести **закон движения Аристотеля**, согласно которому **тело движется до тех пор, пока на него действует сила**. Справедливость этого закона не подвергалась сомнению в течение почти двух тысячелетий. Он казался очевидной истиной, которая подтверждается на каждом шагу. Действительно, наблюдения за движением телеги свидетельствовали о том, что телега движется до тех пор, пока ее тащит лошадь. И только Декарт и Галилей осознали, что тело может перемещаться и без приложения к нему силы и что примером такого движения может служить движение свободного тела по инерции.

В механике Ньютона принимается, что существует единственный вид движения тела по инерции – равномерное и прямолинейное движение и что тело может перемещаться с ускорением только под действием внешней силы, т.е. ускоренное движение тела является непременно вынужденным. Эти утверждения провозглашаются фундаментальными принципами, следующими из данных опыта и наблюдений. Оказывается, однако, что существует огромный класс (континуум) криволинейных движений по инерции (КДИ), представляющих собой диалектические противоположности по отношению к вынужденным ускоренным движениям [6,7]. Становится очевидным, что невозможно построить адекватную природе физическую картину мира, не принимая во внимание КДИ, поскольку они играют в природе фундаментальную роль. Игнорируя КДИ, нельзя понять физическую сущность гравитации [8], устранить трудности электродинамики, т.е. решить проблему Дирака [12-15], установить физический механизм, скрытый за законом Кулона [9-11].

История развития исследований по проблеме движения (закон движения Аристотеля, движения по инерции) свидетельствует о том, что фундаментальные принципы из стимула к развитию превращаются со временем в тяжкие оковы, преодоление которых требует огромных усилий в течение длительного времени. Причина состоит в том, что фундаментальные принципы, на основе которых проводятся исследования, содержат необоснованные ограничения (запреты) на движение частиц и полей, вследствие чего оказывается невозможным выявление физических механизмов изучаемых процессов. Исследования приводят к построению формальных схем (моделей) исследуемого процесса, которые описывают процесс, но не позволяют объяснить его физическое содержание.

Примером может служить закон всемирного тяготения для точечных частиц, который можно вывести, используя теорему Гаусса, если предположить, что кулоновское поле точечной частицы можно рассматривать как внешнее поле. Анализ показывает, однако, ошибочность этого предположения (см. раздел 2). Внесение измерительного прибора, в качестве которого используется пробная точечная частица, в точку наблюдения кулоновского поля, создаваемого исходной частицей, вызывает существенное искажение как исследуемого поля, так и состояния движения исходной частицы, а также изменяет физические свойства пространства. Это значит, что указанное предположение неверно: кулоновское поле точечной частицы не обладает свойствами внешнего поля. Следовательно, **применение закона Кулона к отдельным частицам незаконно.**

Согласно результатам исследования, содержащегося в данной работе, не существует реального, физического механизма взаимодействия между точечными частицами, скрытого за законом всемирного тяготения. Как показывают данные опыта и наблюдений, последний хорошо описывает взаимодействие между макротелами. Это объясняется тем, что кулоновское поле, создаваемое макротелами, изменяется очень незначительно при внесении в область его действия небольших пробных тел, т.е. оно ведет себя как внешнее поле. Физическая картина взаимодействия между отдельными частицами совершенно иная: силы инерции, действующие на частицы при их движении по криволинейным траекториям, оказываются значительными по величине. Именно эти силы ответственны за взаимодействие между отдельными частицами. Исследование показывает, что силы инерции, вообще говоря, существенно отличаются от кулоновских сил. Имеются, однако, случаи, когда сила инерции отличается от кулоновской силы малыми поправками. В частности, это имеет место, если масса частиц не изменяется со временем, а траекторией движения является эллипс с малым эксцентриситетом [11].

Литература:

1. *Фейнман Р.* Характер физических законов. – М.: «Наука», 1987. – С. 33–34.
2. *Дирак П.А.М.* Собрание научных трудов. Т. IV. Гравитация и космология. Воспоминания и размышления (лекции, научные статьи 1937-1984 гг.). / Под общ. ред. А.Д. Суханова. – М.: Физматлит, 2005. – С. 197; Dirac P.A.M. Directions in Physics: Lectures Delivered During a Visit to Australia and New Zealand, August/September 1975 / Edited by H. Hora and J.R. Shepanski. – New York: John Wiley & Sons, 1978.
3. *Дирак П.А.М.* Принципы квантовой механики. – М.: Наука, 1979.
4. *Dirac P.A.M.* The relativistic electron wave equation. – Tallahassee: Florida State University, 1977.
5. *Дирак П.А.М.* Лекции по квантовой теории поля. – М.: Мир, 1971.
6. *Олейник В.П., Прокофьев В.П.* Вращательная инерция и ее физические следствия. Что такое гравитация? // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2008. – Т. 8. – №2(30). – С. 23–56.
7. *Олейник В.П.* Новый подход к проблеме движения: ускоренные движения по инерции. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2009. – Т. 9. – №3(35). – С. 24–56.
8. *Олейник В.П.* О физической природе гравитации. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2010. – Т. 10. – №3(39). – С. 24–55.
9. *Олейник В.П.* Криволинейные движения по инерции и закон Кулона. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2012. – Т. 12. – №3(47). – С. 34–39.
10. *Олейник В.П.* О физической сущности явления криволинейного движения по инерции. Классическая частица как открытая самоорганизующаяся система. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2013. – Т. 13.– №2(50). – С. 13–46.

11. *Олейник В.П.* Закон всемирного тяготения и криволинейное движение по инерции. О физической природе силы, регистрируемой в опыте Кавендиша. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2013. – Т. 13. – №4(52). – С. 11–32.
12. *Олейник В.П.* Проблема Дирака. Обобщение уравнений Максвелла для электромагнитного поля. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2014. – Т. 14. – №3. – С. 5-17.
13. *Олейник В.П.* Проблема Дирака, часть 2. Электромагнитное взаимодействие как прямое следствие законов механики. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2014. – Т. 14. – №4. – С.5–23.
14. *Олейник В.П.* Проблема Дирака, часть 3. Электромагнитное поле и криволинейное движение по инерции. Приложение к модели атома и холодному синтезу ядер. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2015. – Т. 15. – №1. – С. 32–61.
15. *Олейник В.П.* Решение проблемы Дирака: физические следствия. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2016. – Т. 16. – №1(61) – С. 44–55.
16. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. – М.: Наука, 1973.

Статья поступила в редакцию 01.03.2017 г.

Oleinik V.P.

Solution to the Feynman problem: physical consequences. Accelerated motions by inertia and inertial forces

The fundamental problem formulated by R. Feynman is solved: **to establish a mechanism hidden behind the law of gravitation** (Coulomb's law). Paradoxically, Coulomb's law has been an important tool for scientific research for several centuries, but the physical mechanism of interaction between particles is still unknown. The validity of the universal gravitation law is confirmed by the experiments of Cavendish for macrobodies and by the observations of the solar system planets motion. Most physicists believe that the Coulomb law describes the interaction not only between stars, planets and macrobodies, but also between individual particles, although there are no experimental data confirming its validity for individual particles. Disclosure of the physical mechanism of interaction between particles is one of the most important problems in physics. Ignorance of the physical nature of the interaction inhibits many studies - on cold nuclear fusion, on the control of gravity, on the creation of engines without the release of reactive mass, and others.

It is shown that the introduction of a test point classical particle (considered as a measuring instrument) into the region of action of the Coulomb field produced by the initial point particle significantly distorts the Coulomb field and substantially changes the state of motion of the initial particle. The resultant Coulomb field arising when the Coulomb fields of the initial and probe particles are superimposed differs significantly from the Coulomb field of the original particle. This means that the Coulomb field generated by a point particle does not have the properties of an external field. In deriving the universal gravitation law, it is assumed that the Coulomb field of each particle acts on an adjacent particle as an external field. Consequently, **the extrapolation of the universal gravitation law to the interaction between individual particles is inadmissible, its use in description of the interaction between particles is a serious error**.

The mechanism of interaction between particles, hidden behind the gravitation law, has a formal, abstract character. The Coulomb field attributed to individual particles appears as a solution to the phenomenological equation. Behind it, there is no real, physical field that could be detected by experience. The Coulomb law is a consequence of the gravity model that satisfies the requirement to strictly conform to the fundamental principles proclaimed by the Newtonian scheme of mechanics. The latter, owing to its incompleteness, can give an approximate description of the phenomenon under consideration, but it is not capable of explaining its physical essence.

The interaction between the particles is due to the inertia forces acting on the particles as they move along curvilinear trajectories by inertia. These motions represent the most fundamental motions responsible for the self-organization of matter. In general, the inertia forces essentially differ from the Coulomb forces, although there are cases when the inertia force differs from the Coulomb force by small corrections. **Accelerated motions by inertia** (AMI) can be accompanied by processes of transformation of the particle mass into the medium **induced by the curvilinear inertia** (ICI medium) and inverse processes that cause a change in mass with time. In an inertial reference frame, the particle mass can vary over a wide range, from the smallest value at points corresponding to the maximum particle velocity, to infinity at the turning points. A particle that performs AMI has its own angular momentum (spin), which, as the mass of the particle, can vary in time within a wide range. This means that in nature the symmetry that connects bosons and fermions can exist, i.e. supersymmetry.

Keywords: the universal gravitation law, Coulomb's law, curvilinear (accelerated) motions by inertia, medium **induced by curvilinear inertia** (**ICI**-medium), the change in mass and spin of particle with time, accelerated motions by inertia (AMI) and supersymmetry.