Поведение частиц микромира на основе законов классической физики

В.В.Вахрев

Note:
To change the product logo for your own print manual or PDF, click "Tools > Manual Designer" and modify the print manual template.

Title page 1

Use this page to introduce the product

by B.B.Вихрев

This is "Title Page 1" - you may use this page to introduce your product, show title, author, copyright, company logos, etc.

This page intentionally starts on an odd page, so that it is on the right half of an open book from the readers point of view. This is the reason why the previous page was blank (the previous page is the back side of the cover)

Поведение частиц микромира на основе законов классической физики

В.В.Вихрев

Printed: Январь 2013 in (whereever you are located)

Publisher

...enter name...

Managing Editor

...enter name...

Technical Editors

...enter name...
...enter name...

Cover Designer

...enter name...

Team Coordinator

...enter name...

Production

...enter name...

Special thanks to:

All the people who contributed to this document, to mum and dad and grandpa, to my sisters and brothers and mothers in law, to our secretary Kathrin, to the graphic artist who created this great product logo on the cover page (sorry, don't remember your name at the moment but you did a great work), to the pizza service down the street (your daily Capricciosas saved our lives), to the copy shop where this document will be duplicated, and and and...

Last not least, we want to thank EC Software who wrote this great help tool called HELP & MANUAL which printed this document.

Table of Contents

Foreword

This is just another title page
placed between table of contents
and topics

Top Level Intro

This page is printed before a new top-level chapter starts

Part I

1 Введение

Здесь излагается подход к описанию явлений в микромире, основанный на законах классической физики.

Основная идея

Известно, что при введении новых постулатов в науке желательно следовать давно установленному правилу, известному как принцип "**Бритва Оккама**": **Прежде чем вводить новые постулаты, необходимо вначале убедиться, что на основе прежних постулатов невозможно описать наблюдаемые явления.**

При появлении новых знаний о данном объекте для описания его поведения появляется возможность не использовать некоторые из ранее введенных постулатов. Это означает, что неявно существует **второе правило**: **Если появляются новые знания о свойствах исследуемого объекта, то надо попытаться использовать их для уменьшения количества ранее введенных постулатов.**

Соблюдение этих правил дает возможность создавать описания физических явлений в наиболее компактной и логически замкнутой форме.

Применение этих правил к физике микромира

Эти правила успешно использовались в физике много раз, приводили к отказу от второстепенных постулатов и помогали осуществлять переход к описанию явлений на более общей основе. Этими правилами следует пользоваться и при нахождении описания поведения частиц микромира (электронов, нейтронов, ионов и т.д.). Никогда не поздно пытаться провести описание поведения частиц микромира на основе классических законов с наименьшим количеством дополнительных постулатов, однако это надо проводить с учетом как можно большего числа уже известных свойств частиц. Только в случае невозможности адекватного описания поведения частиц этим способом, имеет смысл использовать какие-либо новые постулаты.

В начале двадцатого века немного поспешили с введением новых постулатов для микромира. Дело в том, что основные постулаты современной квантовой механики были введены в то время, когда о свойствах частиц знали еще слишком мало. Например, об электронах знали только, что они обладают массой и зарядом, а в атоме они двигаются в поле положительно заряженной частицы. При таких скудных сведениях об электроне атом можно было представить на основе классических законов физики только в виде планетарной системы, в которой электрон двигается по круговой орбите или эллипсу. Однако это не стыкуется с исследованиями, которые показывают, что момент электрона в основном состоянии атома водорода равен нулю и электрон в этом случае не может двигаться по круговой или эллиптической орбите. В результате получилось, что на основе известных в то время свойств электрона и при использовании только классических законов физики невозможно создать теорию поведения электрона даже в атоме водорода.

Один из выходов из создавшегося положения нашли в формальном вероятностном описании нахождения электрона в пространстве, однако для этого пришлось отказаться даже от понятия траектории электрона. Такой подход оказался простым и достаточно эффективным для нахождения уровней энергии электрона в атоме, однако он противоречил классическим законам физики и требовал ввода в новую физику множества постулатов, которые определяют поведение частиц микромира.

Однако оказалось, что при учете новых свойств частиц (в первую очередь спина и магнитного момента частиц) появляется возможность создания более совершенных описаний поведения частиц микромира.

План изложения

Уже давно установлено, что многие явления микромира можно трактовать и без использования квантовых постулатов. Так, например, для объяснения фотоэффекта и эффекта Комптона нет необходимости электромагнитное излучение представлять в виде частиц, а достаточно только учесть, что оно излучается и поглощается порциями (квантами) [1]. Именно так в свое время предлагал трактовать Планк.

На данном сайте (http://newkvant.narod.ru) рассматриваются поведения частиц микромира на основе законов классической физики, причем учитывается, что эти частицы микромира обладают магнитным и угловым моментами.

В процессе анализа явлений в микромире выяснилось, что часть явлений, происходящих в микромире, описывается на основе законов классической физики и учете только заряда и инерции частиц. Это оказывается возможным из-за того, что магнитный момент частиц не существенен в данных явлениях. Описанию этих явлений посвящен раздел "Чисто классическое описание 16".

В разделе "Учет магнитного момента частиц" 28 выведены уравнения движения частиц с учетом наличия у них собственного магнитного момента, приведены примеры применения такого приближения.

Раздел "Учет углового момента частиц" 35 посвящен описанию поведения частиц с учетом наличия у них как магнитного, так и углового момента.

В разделе "Обсуждения 45" дано обсуждение используемого здесь подхода. Наибольшее количество вопросов задаётся в связи с различием представленного здесь описания микромира и излагаемого в учебниках по квантовой механике. Ответы на эти вопросы и обсуждение основ квантовой механики с позиции представленного здесь детерминистического подхода даны на отдельном сайте http://newkvant.narod.ru/kvant.

Метод исследования

Для анализа поведения частиц микромира используются уравнения классического движения частиц микромира с учетом наличия у них магнитного и углового моментов. Поскольку собственный угловой момент частиц зависит от постоянной Планка h, то тем самым поведение частиц микромира в рамках такого классического описания зависит от h. Кроме этого оказывается, что энергия частиц с магнитным моментом квантуется в магнитном поле (см. раздел "Квантование 35"), т.е. может принимать только определенные квазистационарные значения, а это прямой путь для описания квантовых эффектов, происходящих в микромире.

1.1 О методах описания в физике

В физике применяются, в основном, два метода объяснении физических явлений. Один из них основан на использовании уже известных законах физики и свойств объекта, а другой основан на введении в физику новых постулатов.

Описание на основе уже известных законах физики

Описание поведения какого-либо физического объекта на основе уже известных законов природы заключается в следующем. На основе имеющихся знаний об объекте создается модель данного объекта. Применяя известные законы физики для модели рассматриваемого объекта, определяют динамику его, т.е. описывают изменение всех его параметров во времени.

Если предложенная модель объекта не дает удовлетворительного согласия с экспериментом, то это означает, что объект обладает некоторыми свойствами, которые не были учтены. Любое расхождение между ожидаемыми проявлениями объекта и его реальным поведением приводит к поиску у исследуемого объекта дополнительных его свойств, которые позволили бы сократить это расхождение. В результате производят коррекцию модели объекта и вновь определяют соответствие между поведением объекта на основе новой модели и экспериментальными данными. Процесс отыскания необходимых свойств объекта продолжается до тех пор, пока не находятся такие свойства объекта, которые приводят к удовлетворительному описанию его поведения.

Классическим примером такого подхода при исследовании микромира являются опыты Резерфорда по рассеянию альфа частиц в веществе. Наиболее важным в подходе Резерфорда явилась трактовка результатов опыта. Он не стал придумывать новых законов поведения альфа частиц в веществе, а предложил такую структуру вещества, которая наиболее полно объясняла наблюдаемый эксперимент на основе имеющихся законов физики. Он предположил, что в исследуемом веществе присутствуют тяжелые положительно заряженные частицы, в кулоновском поле которых и происходит рассеяние альфа-частиц. В результате Резерфордом было открыто, что атомы вещества состоят из положительно заряженных ядер и электронов, окружающих их.

Описание на основе постулатов

В некоторых случаях трудно найти такую модель объекта, на основе которой можно было бы трактовать поведение исследуемого объекта. Тогда используют описание поведения этого объекта с помощью постулатов. Введение постулатов также является приемлемым методом для науки, так как этот метод сокращает сроки выполнения поставленных перед нею задач. При введении постулатов не тратится время на выяснение неизвестных свойств и структуры объекта, а просто постулируется закон, которому подчиняется поведение данного объекта.

Именно таким образом была создана система Птолемея для описания движения планет. Не зная закона всемирного тяготения, система Птолемея позволяла с высочайшей точностью предсказывать движение планет на небосводе на много лет вперед. Основным аргументом для использования этой системы являлось ее полезность

- она хорошо предсказывала положение звезд и планет на небе. А большего в то время ничего и не надо было.

Однако в какой-то момент такие системы знаний оказываются недостаточными. В результате описания, основанные на постулатах, сменяются описанием поведения объектов на основе использования их свойств. Так, на смену системе Птолемея пришло описание на основе закона всемирного тяготения и законах Ньютона. В силу своей универсальности новое описание вытеснило прежний способ, основанный на постулатах.

Аналогичная ситуация должна произойти и в описании поведения частиц микромира. Например, было известно, что основное электромагнитное излучение в нашем мире определяется электронами, однако, из известных в начале прошлого века свойств электрона невозможно было описать даже излучение атомов. Несомненно, что искали дополнительные свойства частиц, которые привели бы к объяснению наблюдаемых явлений на основе классических законов. Однако этот путь оказался сложным. Более простым оказался путь формального описания поведения частиц микромира без объяснения причин их такого поведения. По пути формального описания можно не выяснять свойства частиц, а только найти законы, по которым определяются измеряемые в экспериментах параметры.

В 1926 году Шредингер предложил такого рода описание поведения частиц на основе волнового уравнения. В результате, стало возможным описывать с достаточно хорошей точностью энергетические уровни электрона в атомах, а тем самым и спектры излучения. Сам Шредингер полагал, что это только первый шаг на пути к созданию теории поведения электронов в атоме. Он считал, что дальнейшие исследования приведут к нахождению таких свойств материи, на основе которых можно было бы обосновать найденное им описание.

Модели материального мира

Для изучения материального мира его объекты - тела, элементарные частицы, электромагнитные поля и др. - заменяют моделями. Приведем разделение этих моделей и описание их, которое дано в учебнике по теоретической физике (В.В.Мултановский, Классическая механика, М.: Дрофа, 2008, на стр.18).

I) **Классическая, или механическая, модель.** Классической моделью является материальная точка. Точкой заменяют конечное тело, если размерами его можно пренебречь по сравнению с размерами между телами. Материальная точка наделяется массой всего тела. В классической модели допускается также непрерывное распределение вещества в пространстве, поэтому точка может выступать как элемент объема тела. Положение материальной точки определяется в пространстве ее координатами, которые можно измерить в каждый момент времени. В тот же момент времени можно измерить и скорость движения материальной точки.

II) **Полевая модель.** Основой этой модели является поле (электромагнитное, гравитационное). Поле в пустом пространстве занимает большие области без четких границ, а энергия в поле распределена непрерывно. Поле представляет собой некоторую непрерывную функцию координат пространства. Электрическое поле моделируется векторной функцией, являющейся напряженностью этого поля; магнитное - напряженностью магнитного поля; гравитационное - ускорением силы тяготения.

III) **Квантово-релятивистская модель.** Все макроскопические тела состоят из элементарных частиц: протонов, нейтронов, электронов, имеющих массу. Электромагнитное поле состоит из фотонов, частиц без массы, но обладающих энергией; гравитационное - из гипотетических безмассовых гравитонов. Элементарные частицы моделируются точками, обладающими энергией и массой. Эти точки называются микрочастицами. Для микрочастицы одновременное определение координат и скорости не всегда возможно, так как взаимодействие с прибором при измерении координат изменяет их скорость.

Если придерживаться представленной здесь квалификации моделей, то здесь (т.е. на данном сайте) используется полевая модель описания. Это означает, что описание поведения частиц микромира основывается на уравнениях Максвелла. Данная модель является детерминистической, так как допускает точное определение положения частиц и параметров электромагнитного поля в каждой точке пространства. Частицы в ней представляются протяженными объектами, а не точечными, как это имеет место в механистических и квантово-механистических моделях.

1.2 Новые свойства частиц

Последствия открытия новых свойств частиц на развитие физики существенно отличается от последствий введения новых постулатов поведения частиц. Поясним это на примере описания поведения электронов.

Законы Бора и уравнение Шредингера являются постулатами. Они дают описание поведения частиц, которое отличается от классического описания. Однако при введении нового описания, основанного на постулатах, возникают сложности - что делать с другими, хорошо проверенными законами поведения частиц? Имеется также проблема выбора описания, какое из описаний в каждом конкретном случае надо использовать и как состыковать различные подходы?

Совершенно другое дело, когда открываются новые свойства частиц. В этом случае таких проблем нет. Более того, открытием новых свойств частиц могут воспользоваться как классические, так и неклассические теории. Каждая из них имеет полное право использовать для трактовки физических явлений любые открытые свойства частиц.

Открытие новых свойств частиц не нарушает логику описания их поведения, в то время как введение новых постулатов приводит к конфликту разных методов описания.

Отсюда следует очень простой и важный вывод по тактике проведения исследований и введения новых постулатов. Необходимо, по возможности, пытаться описать физические явления в микромире с помощью известных свойств частиц и не надо спешить с введением новых постулатов их поведения. Более того, если на каком-то этапе исследований не удалось обойтись без введения новых постулатов, то попытаться на последующих этапах исследований (особенно при получении новых сведений о свойствах частиц) избавиться от этих постулатов. Это означает, что надо пытаться вернуться к описаниям на основе законов, которые уже хорошо проверены, но при этом учесть новые свойства частиц. Имеется большая вероятность того, что новые постулаты окажутся лишними.

Данный подход не исключает введение новых постулатов поведения частиц, отличных от классических, однако указывает, что новые постулаты желательно вводить в последнюю очередь, когда все другие возможности улучшения теории уже исчерпаны.

Угловой и магнитный моменты частиц

В 1925 году С.А. Гаудсмит и Дж.Е.Уленбек пришли к заключению, что электроны кроме массы и заряда обладает еще механическим и магнитным моментами. Казалось бы, что после этого следовало попытаться с учетом этих новых свойств электронов проанализировать их поведение на основе уже известных классических законов. Однако до сих пор проведено очень мало исследований в этом направлении. Основной причиной для этого является запреты квантовой механики рассматривать поведение частиц с точностью, превышающей принцип неопределенности Гейзенберга.

Однако расчитывать траектории частиц на основе имеющихся знаний о частицах никто не может запретить. Это означает, что на основе таких расчетов можно описывать явления микромира. Если следствия этого описания совпадают с экспериментально наблюдаемыми, то этим и доказывается правильность используемого подхода. Более того, в этом случае более сложные описания (в силу принципа "Бритва Оккама") должны отойти на второй план.

Отказ от использования в классической физике понятия спина у частиц часто обосновывают тем, что спин – это чисто квантовое понятие, и поэтому его можно использовать только в рамках квантовой механики. Действительно, понятие спина, введенное в квантовой механике, нельзя точно в таком же виде использовать в других областях науки. Однако можно в рамках классической физики ввести аналогичное понятие. Например, можно принять, что некоторые частицы микромира обладают собственным угловым и магнитным моментами, не связанными с движением этих частиц по траектории. Тогда с учетом этих свойств можно описывать поведение этих частиц (в том числе и на основе законов классической физики). Более того, пренебрежение угловым или магнитным моментом при описания частиц там, где они являются важными, является в физике просто методической ошибкой.

Важно отметить, поскольку в величины механического и магнитного моментов частиц входит постоянная Планка h, то учет их при описании поведения частиц приводит к введению в классическую физику постоянной Планка h.

Это подметил М.Грызинский в 60 годах прошлого столетия. Он проанализировал несколько случаев движения электронов в электромагнитных полях, созданными другими частицами. В своем анализе он учел наличие у электронов магнитного момента. Оказалось, что в при учете спина и магнитного момента электрон отталкиваются на малых расстояниях от положительно заряженной частицы [8]. Анализируя движение электрона в атоме водорода, он показал, что орбитальный момент такого электрона может быть равным нулю, как это и имеет место для основного состояния атома водорода. Этот вывод сделан и на основе квантовой механики [8*].

О механике Грызинского

Одним из тех, кто успешно шел по пути классического описания атома, был польский профессор Михаил Грызинский. Он показал, что столкновения протонов с атомами водорода довольно хорошо описываются на основе обычных законов классической физики. Получилось, что на основе электромагнитного взаимодействия частиц можно описать довольно сложные распределения углового рассеяния протонов на атомах вдорода в довольно широком диапазоне энергий. Эти формулы для углового рассеяния известны как классические формулы Грызинского.

Он показал также, что на основе классической физики можно также описать и другие явления микромира, причем получающиеся описания в являются более простыми [2-11], что является очень важным для понимания и использования их.

1.3 О терминологии

Наибольшее количество ошибок и недоразумений в физике делается из-за различного понимания используемых терминов. Например, для данной темы важными терминами являются "классическая физика", "классическое описание", "квантовая механика". В литературе они употребляются в нескольких значениях. Так квантовая механика в физической энциклопедии формулируется как теория, устанавливающая способ описания систем, для которых величины, имеющие размерность действия, сравнимы с постоянной Планка h. Это означает, что понятие "квантовая механика" включает в себя описание микромира, основанного на классических законах физики. На практике же, под термином "квантовая механика" чаще подразумевается волновая механика, основанная на волнах де Бройля, уравнении Шредингера и принципе неопределенности Гейзенберга.

Много разных значений имеет также понятие "классическая физика". Иногда, например, утверждается, что в классической физике нет постоянной Планка h, и именно поэтому классическая физика не может описывать процессы микромира, зависящие от h. В действительности же если учитывается, что частицы имеют механический момент и магнитный момент, которые зависят от h, то постоянная Планка h присутствует в классическом описании поведения частиц.

В данной работе под термином "классическое описание" подразумевается описание, основанное на классических законах физики, т.е. на законах Ньютона и уравнениях Максвелла. Под термином "классическая физика" подразумевается физика, использующая "классическое описание" поведения частиц.

Вероятностное описание

Наиболее широко известным альтернативным классическому описанию явлений в микромире является вероятностное описание. Вероятностное описание в физике очень часто используется в тех случаях, когда какие-то свойства нашего материального мира не учитываются в теории. В данном случае речь идет о пренебрежении гиромагнитными свойствами частиц. Их не учет, естественно, ведет к ошибке.

Можно легко оценить эту ошибку пренебрежения спином для частиц со спином ?/2, Часто ошибка возникает из-за того, что две частицы со спином взаимодействовали друг с другом и разлетелись. Если не учитывать направление их спина, то для каждой из разлетающихся частиц появляется неопределенность в моменте импульса равном h, связанная с тем, что в данной теории неизвестно - с каким направлением своего спина отлетела другая частица. У отлетевшей частицы спин может меняться от величины ?/2 в одну сторону до ?/2 в противоположную сторону. Поэтому неопределенность в моменте импульса отлетевшей частицы составляет величину h.

Эта неопределенность характерна для всех процессов, в которых не учитывается направление спина частицы, равного ?/2. Такого же рода обстоит дело с частицами, которые имеют спин равный 0. Ведь все известные нам элементарные устойчивые частицы имеют спин ?/2, поэтому частицы с нулевым спином (например, атом He4) состоит из четного числа частиц, обладающих угловым моментом ?/2. Поэтому если рассматривать столкновение с атомом гелия как столкновение с отдельными частицами этого атома, то неопределенность в моменте импульса для отскочившей частицы может быть даже больше величины ?.

Top Level Intro

This page is printed before a new
top-level chapter starts

Part II

2 Чисто классическое описание

Основная часть исследований, изложенных здесь, ведется с учетом магнитного и углового моментов частиц. Однако существуют явления в микромире, которые можно описать на основе законов классической физики и без учета этих свойств частиц. Описание, на основе законов классической физики, в котором учитывается только масса и заряд частиц, здесь мы называем "чисто классическим описанием".

Чисто классическое описание применимо в тех случаях, когда в рассматриваемом явлении из свойств частиц основную роль играет их инерция и заряд. Наиболее известным примером применения такого рода описания является описание углового рассеяния альфа-частиц в веществе, которое было сделано Резерфордом. Описание оказалось успешным благодаря тому, что основное рассеяние альфа частиц в веществе определяется чисто кулоновскими столкновениями, т.е. взаимодействием зарядов частиц.

Современный анализ явлений микромира показал, что в атомном мире существует достаточно явлений, для описания которых возможно чисто классическое описание. В данном разделе приведены примеры некоторых успешных чисто классических описаний явлений в микромире.

Уравнения чисто классического описания поведения частиц

Движение заряженной частицы с зарядом q и массой m во внешних для нее электромагнитных полях определяется уравнениями:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E}_0 + \frac{q}{c}\left[\vec{v}\times\vec{H}_0\right], \qquad (2.1)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}\,. \qquad (2.2)$$

Здесь $\vec{v}$, $\vec{r}$ – скорость и радиус-вектор частицы, $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$ - напряженности электрического и магнитного поля, в которых эта частица движется.

2.1 Кулоновское рассеяние частиц

Движение заряженной частицы в электрическом поле системы i зарядов определяется уравнением:

$$m_e\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}\,,$$

где внешнее электрическое поле для рассматриваемой частицы определяется суммой полей, создаваемых каждым зарядом:

$$\vec{E} = \sum_i \frac{q_i\left(\vec{r} - \vec{r}_i\right)}{\left|\vec{r} - \vec{r}_i\right|^3},$$

Здесь q_i - величина i-го неподвижного заряда, $\vec{r}_i$ - его координата, r - координата движущейся заряженной частицы.

Эти уравнения записаны в приближении, когда скорость частицы мала по сравнению со скоростью света и запаздыванием потенциала для электрических полей можно пренебречь.

Рассеяние на одном заряде (Розерфордовское рассеяние)

Здесь на рис. 2.1 показан пример движения заряженных частиц в поле одного заряда (i = 1) того же знака, что и падающие частицы. Изображены траектории, а внизу угловое распределение частиц после их рассеяния. Угол (в градусах) отчитывается от направления первоначального движения частиц.

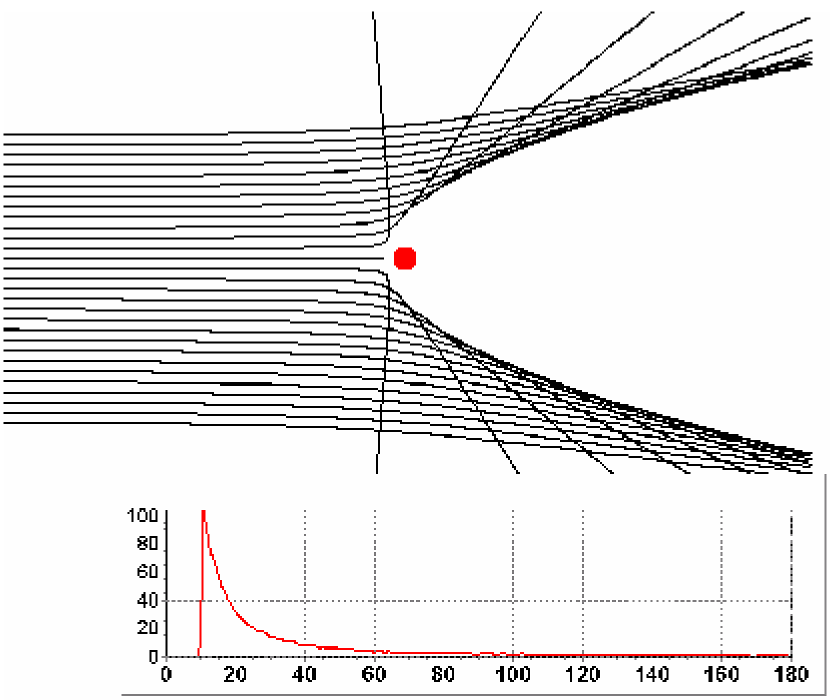


Рис.2.1 Движение заряженных частиц в поле точечного заряда и угловое распределение их после рассеяния

Такого рода рассеяние заряженных частиц впервые описал Резерфорд при анализе рассеяния альфа частиц в веществе.

Следует отметить, что при кулоновском рассеянии на одном заряде никаких волновых свойств частиц не наблюдается. При наличии многих центров рассеяния если характерная расстояние от этих зарядов, на котором частицы рассеиваются, существенно меньше расстояния между неподвижными зарядами, рассеяние происходит точно таким же образом, как и при парных столкновениях. С уменьшением же скорости частиц расстояние, на котором рассеивается частица, увеличивается и может стать сравнимым с расстоянием между атомами в кристалле. В этом случае рассеяние происходит сразу от нескольких рассеивающих центров и угловое распределение рассеянных частиц имеет совершенно иной характер. В нем появляются черты, очень схожие с дифракцией волн.

Следует отметить, что существует и квантовое описание для кулоновских столкновений без излучения. Для столкновений, которы е происходят без излучения о но полностью совпадает с классическим описанием

Рассеяние на двух зарядах

На рис 2.2 представлены результаты моделирования движения электронов в поле двух единичных неподвижных зарядов, расположенных на расстоянии межатомного расстояния кристалла никеля (d = 0.204 нм), причем прямая, соединяющая эти заряды, расположена под углом 45° к направлению первоначального движения электронов. Заряды и траектории электронов расположены в одной плоскости. При энергии электронов 32 эВ происходит зеркальное отражение некоторой части электронов. Зеркальное отражение электронов происходит под 90° к их первоначальному направлению движения.

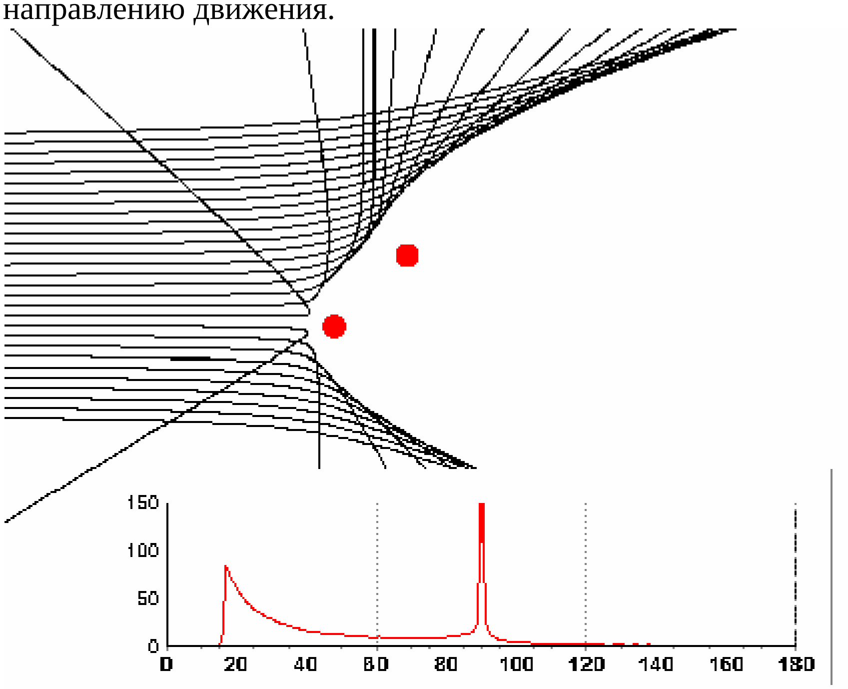


Рис 2.2. Траектории движения заряженных частиц в поле с двумя зарядами и угловое распределение их после рассеяния.

При другой энергии электронов такого хорошего зеркального отражения электронов не происходит. Энергия частиц, при которой происходит такого рода зеркальное отражение, является резонансной. Это означает, при уменьшении энергии электронов ниже этой энергии пик отражения становится размытым, а при повышении ускоряющего напряжения электронов выше ее пик отражения раздваивается. В результате только электроны с определенной энергией зеркально отражаются от системы двух отрицательных точечных зарядов. Эта энергия зависит от расстояния между атомами в решетке кристалла и от угла падения электронов на кристалл. П одробное рассмотрение явления электростатического отражения электронов от зарядов, находящихся на поверхности кристалла никеля, имеется в работе [16] (kulonpole.pdf).

Из рассмотрения траекторий движения электронов вблизи поверхности кристалла никеля также следует, что если для электронов в качестве характерной длины взять длину волны де Бройля, то отражение электронов от кристаллов никеля с хорошей точностью удовлетворяет закону Вульфа-Брега, ранее найденному для отражения рентгеновских лучей от кристаллов. В данном рассмотрении отражение электронов от кристалла никак не связано с волновыми свойствами частиц - картина отражения объясняется довольно просто на языке траекторий заряженных частиц в поле нескольких зарядов [16].

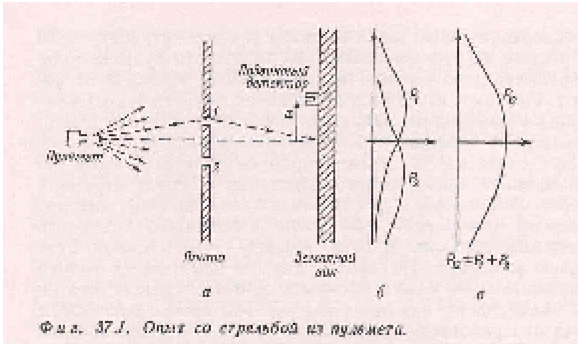
Íàýòîì ïðèìåðå òàêæå âèäíî, ÷òî ÷àñòèöû îáëàäàþò ñïîñîáíîñòüþ çåðêàëüíîãî îòðàæåíèÿ îò ñèñòåìû çàðÿäîâ àíàëîãè÷íî òîìó êàê âîëíû îòðàæàþòñÿ îò ãðàíèö äâóõ ñðåä. Ïðè îòðàæåíèè ÷àñòèö îò ðàçëè÷íûõ ñèñòåìû çàðÿäîâ â êðèñòàëëå ïîëó÷àþòñÿ êîëüöà îòðàæåíèÿ ýòèõ ÷àñòèö. Ýòè êîëüöà îòðàæåíèÿ ïî âèäó ïîõîæè íà êîëüöà ïðè äèôðàêöèè âîëí. Îäíàêî êîëüöà îòðàæåíèÿ ÷àñòèö îòëè÷àþòñÿ îò âîëíîâûõ êîëåö. Êîëüöà äèôðàêöèè âîëí èìåþò ñòðîãî ïåðèîäè÷íûé õàðàêòåð, â òî âðåìÿ êàê ïðè îòðàæåíèè ÷àñòèö îò ãðóïïû çàðÿäîâ êàðòèíà ïîïàäàíèÿ ÷àñòèö íà ýêðàí íå èìååò ñòðîãî ïåðèîäè÷åñêîãî õàðàêòåðà. Áîëåå òîãî, îòðàæåíèå â ýòîì ñëó÷àå çàâèñèò îò óãëà ìåæäó íàïðàâëåíèåì ðåãèñòðàöèè è íàïðàâëåíèåì ðåøåòêè êðèñòàëëà.Èìåííî ýòè ñâîéñòâà è íàáëþäàþòñÿ â ýêñïåðèìåíòàõ ïî îòðàæåíèþ ýëåêòðîíîâ îò ïîâåðõíîñòè êðèñòàëëîâ, ÷òî óêàçûâàåò íà ÷èñòî ýëåêòðîñòàòè÷åñêèé ìåõàíèçì èõ îòðàæåíèÿ.

2.2 Прохождение электронов при наличии двух щелей

Часто в учебниках для обоснования основ квантовой механики [22,23] приводятся доказательства необходимости волнового описания поведения частиц микромира. Это делается на основе мысленного эксперимента с двумя щелями. Данное доказательство приводится, в частности, в работах Фейнмана [24,25].

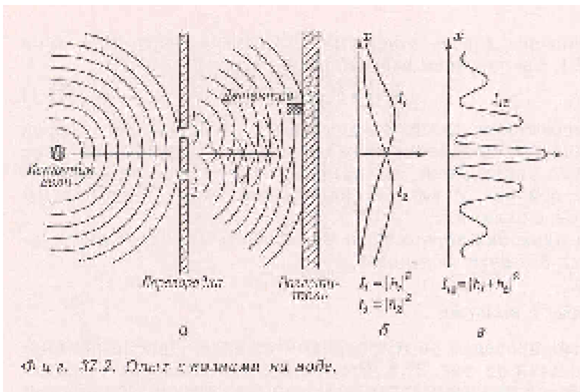
Однако простейший учет электромагнитного взаимодействия частиц частиц между собой приводит к описанию свойств частиц, которые принято называть волновыми, хотя эти свойства описываются на основе обычных расчетов движения частиц. Приведенные здесь рассчеты не являются моделированием какого-либо эксперимента. Они явлются просто проверкой этого доказатедьства

На рис.2.3 приведены рисунки этого доказательства из книги Фейнмана [24]. На первом из этих рисунков (а) показано прохождение пуль при наличии двух щелей. Для пуль распределение попадания через две щели равно сумме распределений, получаемых от каждой из щелей. На следующем рисунке (б) показано прохождение волн на воде при наличии одной из щелей и двух щелях. Для волн картина вследствие интерференции получается отличной от картины при прохождении пуль. Распределение попадания через две щели не равно сумме распределений, которые получаются при наличии каждой по отдельности щелей.



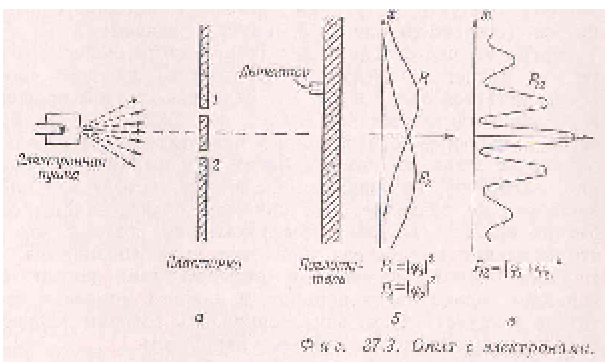
Фиг. 37.1. Опыт со стрельбой из пулемета.

а)



Фиг. 37.2. Опыт с волнами на воде.

б)



Фиг. 37.3. Опыт с электронами.

в)

Рис.2.3 Рисунки Фейнмана из книги [24]:
а) прохождение пуль при наличии двух щелей.
б) прохождение волн на воде через две щели,
в) опыты с электронами.

На третьем рисунке (в) приводятся результаты из мысленных опытов с электронами при наличии двух щелей. В опытах с волновыми свойствами частиц картина распределений получается не такими идеальными, как показано на рис.2.3в, однако точно установлено, что распределение при двух щелях отличается от суммы распределений попадания частиц при наличии каждой из щелей по отдельности. Сравнивая с опытами для пуль (а) и для волн делается вывод о том, что все частицы микромира (в том числе и электроны), обладают волновыми свойствами.

Для анализа прохождения электронов при наличии двух щелей использовалась модель движения электронов в кулоновском поле зарядов, представленную в предыдущем разделе. Эта модель и результаты расчетов изложены также в работе [16], (Вихрев В.В. Движение электронов в поле нескольких зарядов // Препринт ИАЭ-6391/6 М., 2006.12с, kulonpole.pdf.).

На рис.2.4 и 2.5 показаны траектории и угловые распределения электронов при одной щели, а на рис.2.6 при наличии обеих щелей. Энергия электронов в этих расчетах была принята равной 15 эВ, ширина щели - 0,612 нм.

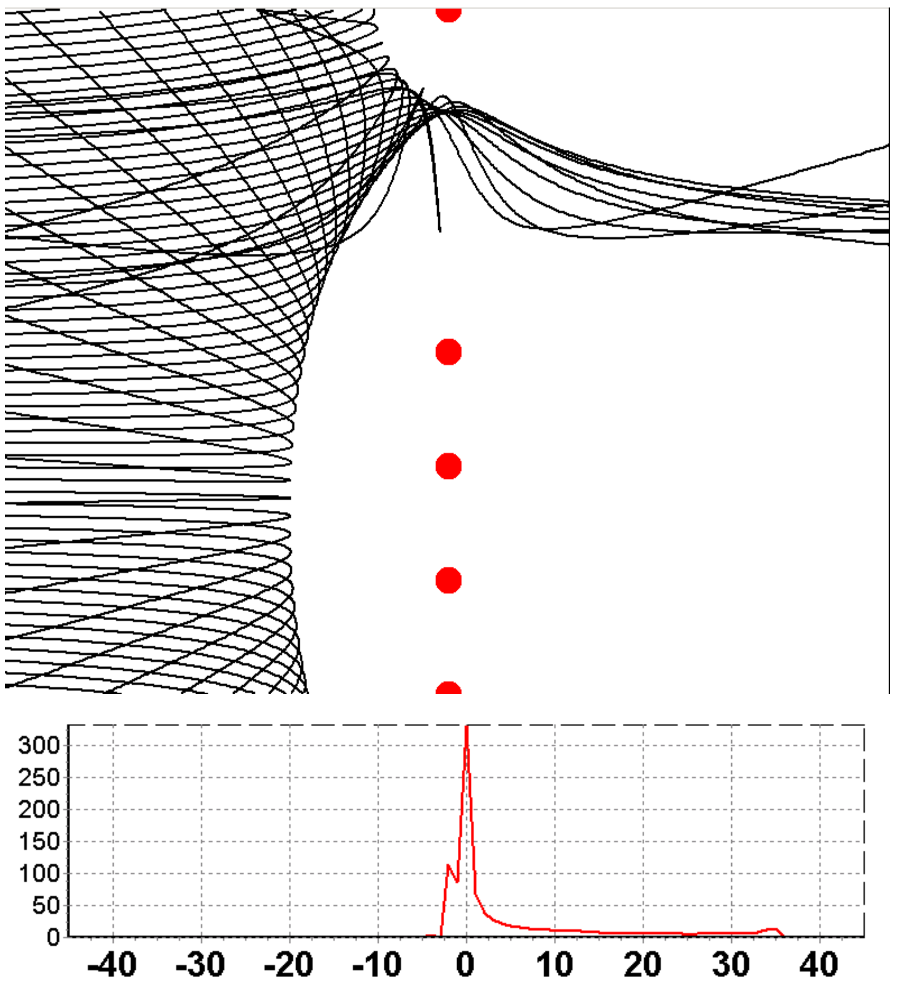


Рис.2.4. Траектории и угловые распределения электронов, при прохождении электронов при наличии одной щели.

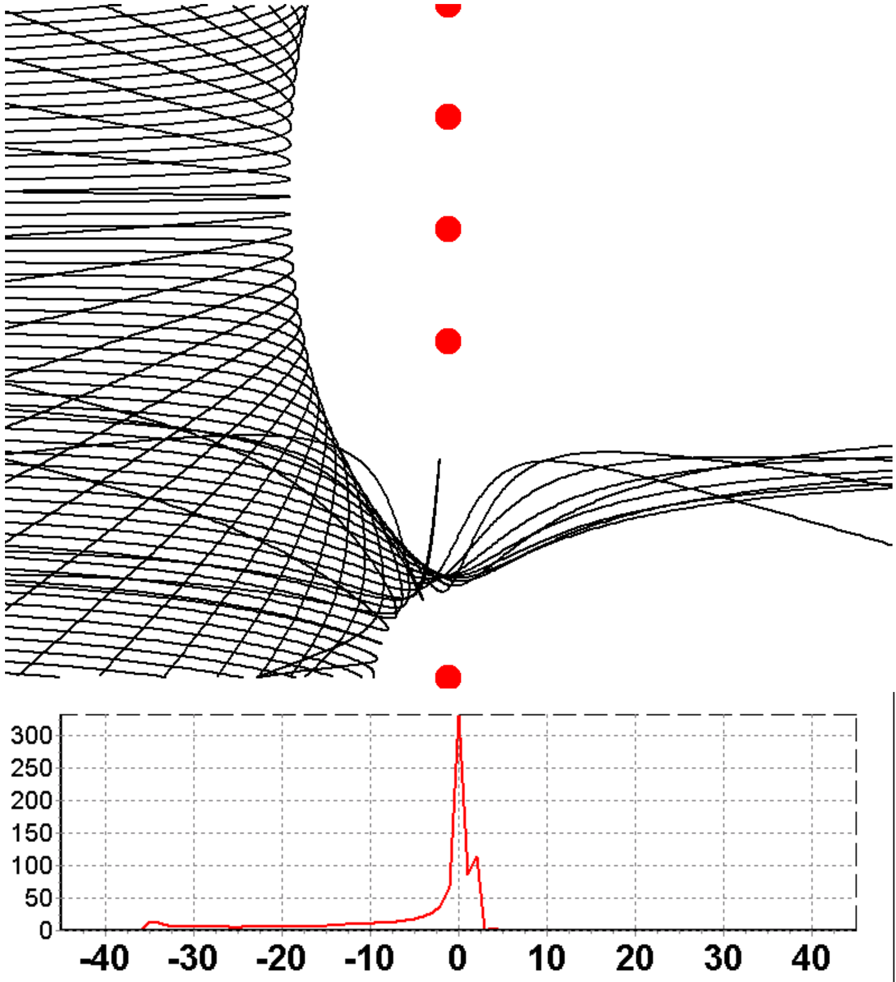


Рис.2.5. Траектории и угловые распределения электронов, при прохождении электронов с энергией 15 эВ при наличии только второй щели.

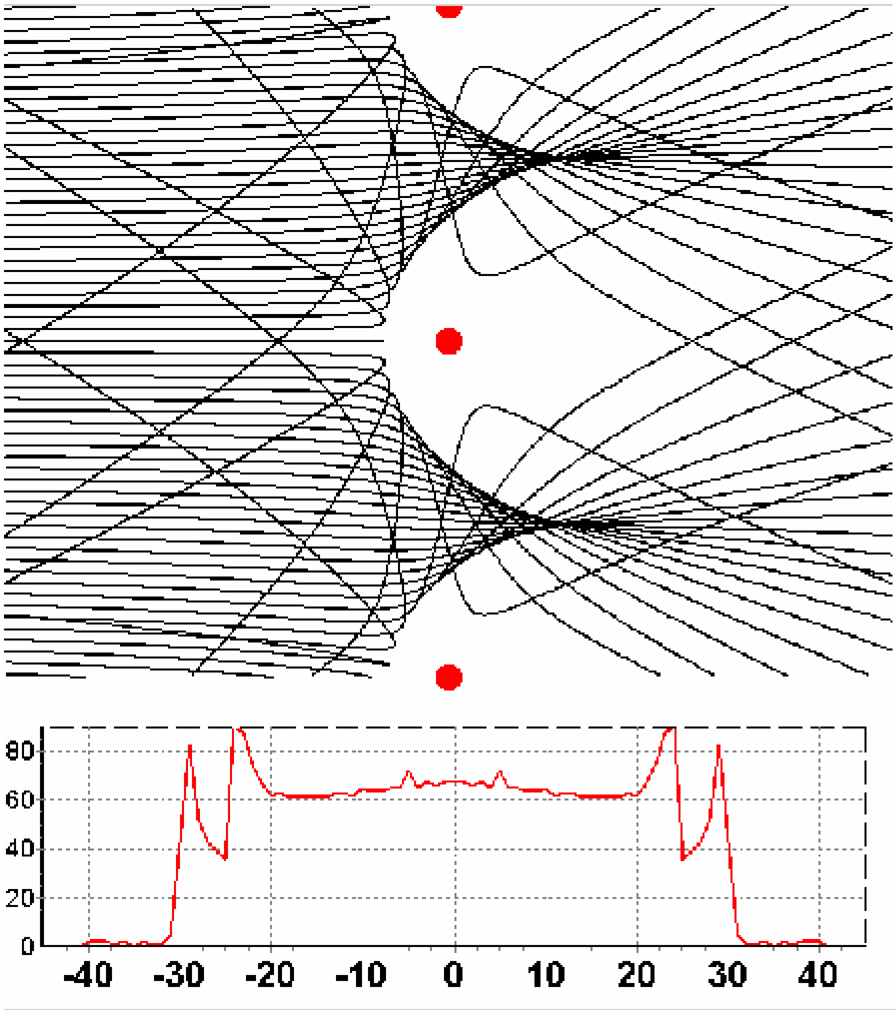


Рис.2.6 Траектории и угловые распределения электронов, при прохождении электронов с энергией 15 эВ при наличии обоих щелей в системе отрицательных зарядов.

Видно, что картина прохождения электронов через щель резко меняется в зависимости о того - есть или нет вторая щель. Этот эффект влияния одной щели на другую был предсказан М.Гризинским [1,2]. Вторая щель по М.Гризинскому влияет на прохождение частиц в первой щели из-за того, что создавая вторую щель мы тем самым меняем конфигурацию электромагнитного поля у первой щели. В результате меняются условия прохождения электронов через первую щель.

Твким образом данное доказательство, поддерживаемое многими учебниками о необходимости представления частиц в виде волны является ошибочным. Аналогичная ситуация имеет место с нейтронами, которые не являются заряженными частицами, но если конкретно учесть взаимодействие этих частиц с частицами вещества, то обнаруживаются свойства частиц, похожие на дифракцию и интерференцию волн. Это означает, что термин "волновые свойства частиц" не вполне корректен в данном случае. Эти волновые свойства частиц в такой же степени можно было назвать корпускулярными.

2.3 Столкновения протонов с атомами водорода

При столкновениях протонов с атомами водорода влиянием магнитных моментов частиц на их движение можно пренебречь по сравнению с кулоновским взаимодействием частиц. Поэтому для такого рода взаимодействий оказалось приминимо чисто классическое приближение. Этому были посвящены две статьи М. Грызинского, опубликованные в журнале Phys. Rev. в 1965 году [4,5] . Этот материал кратко изложен на русском языке на страничке сайта Грызинского http://www.cyf.gov.pl/gryzinski/teor1rus.html

При столкновениях протонов с атомами водорода Грызинским учитывалось не только кулоновское взаимодействие движущихся протонов с неподвижным ядром атома водорода, но и электромагнитное взаимодействие с движущимся по орбите электроном атома водорода. Совпадение с экспериментом получается только в том случае, если принималось, что электрон в атоме водорода преимущественно движется в радиальном направлении. Это дало основание утверждать Грызинскому, что траектория электрона в основном состоянии атома водорода практически радиальная.

Известно, что после публикации двух своих знаменитых статей [4,5] М.Грызинский занялся поиском причин радиального движения электронов в атоме водорода. Он обнаружил, что преимущественное движение электронов в атоме водорода в радиальном направлении можно объяснить влиянием собственного магнитного момента электронов на их траектории в атоме [8] (Gryzinski M. “Free-fall” solution of the Kepler problem in the presence of the magnetic moment. // Phys. Letters, 41A, 1972, p. 69). В результате, по модели Грызинского, атом похож не на планетарную систему, а скорее на ежика, свернувшегося в клубок.

Модель радиального движения электронов в атоме водорода в корне отличается от планетарной модели атома, предложенной Бором, тем не менее она согласуется с выводами квантовой механики, основанной на уравнении Шредингера. Доводы о радиальных орбитах электронов в атомах водорода, основанных на современной квантовой механике, имеются в обзоре: В.В.Толмачев, Ф.В.Скрипник Квазиклассическая и квантовая теория атома водорода. - М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2008. -132 с. (hydrogen.doc).

2.4 Применимость описания

В данном разделе приведены примеры чисто классического описания поведения частиц в микромире. Под чисто классическим описанием подразумевается описание, в котором используются только законы классической физики (законы Ньютона и уравнения Максвелла) и чисто классические свойства частиц (заряд и масса).

Чисто классическое описание имеет свои граняцы применимости. Так, например, поведение нейтрона нельзя описать в в чисто классическом приближении. Это связано это с тем, что из-за отсутствия заряда поведение нейтрона определяется не кулоновскими, а другими силами: в первую очередь взаимодействием магнитного момента нейтрона с окружающими электромагнитными полями и короткодействующими ядерными силами.

Для заряженных же частиц во многих случаях возможно применение чисто классическое описание. Особенно оно уместно в тех случаях, когда силы, возникающие из-за взаимодействия заряда частицы с окружающими электромагнитными полями, являются преобладающими, а ядерные силы и силы, возникающие из-за наличия у частицы магнитного и углового моментов малы по сравнению с ними.

Взаимодействие нейтральных частиц с заряженными частицами также иногда можно описать в чисто классическом приближении. Это в первую очередь относится к тем случаям, когда нейтральная частица состоит из двух и более заряженных частиц и взаимодействие можно рассматривать как обычные кулоновские столкновения между налетающей заряженной частицей и . Это достигается описанием поведения каждого из зарядов, составляющих эту частицу. Имменно таким образом Грызинский описал столкновения протонов с атомами водорода.

Рассмотрим ограничения чисто классического описания, связанные с не учетом магнитного и углового момента частиц.

Ограничения на применимость классического описания возникают в первую очередь для электронов, поскольку электроны обладают большим магнитным моментом. Кроме этого наличие углового момента у электронов (равного ?/2) также сильнее влияет на их траектории по сравнению с другими, более тяжелыми частицами.

1) Первое ограничение применимости чисто классического приближения связано с наличием у электрона собственного магнитного момента. При приближении электрона на малые расстояния к другой заряженной частице сила отталкивания из-за наличия у электрона магнитного момента может стать больше силы кулоновского взаимодействия. Это происходит на расстоянии порядка комптоновской длины. Чисто классическое приближение движение частицы в этом случае нарушается и необходимо учитывать влияние магнитного момента на траекторию такой частицы.

2) Второе ограничение применимости чисто классического приближения связано с наличием у частиц собственного углового момента. Нарушение чисто классического движения электрона в этом случае имеет место при изменении направления спина частицы. В тех же случаях, когда движение происходит без изменения направления спина данного ограничения нет. Для частиц со спином (угловым моментом) равным ?/2 орбитальный момент ее может измениться максимум на величину ? (при перевороте). Поэтому, если частица имела орбитальный угловой момент много больше ?, то нарушение незначительное. Однако в тех случаях, когда орбитальный момент частиц сравним с величиной h, изменение траектории существенно.

Именно это условие наиболее часто используют для определения границы классического описания в квантовой механике. Оно здесь выражает неопределенность конкретных описаний, а не является свойством материи, как это постулировано в современной квантовой механике .

3) Третье ограничение связано с излучательными характеристиками частицы. При рассмотрении многократного обращения электрона вокруг положительно заряженной частицы может происходить изменение ее траектории за счет излучения или поглощения энергии электромагнитных волн. Излучение и поглощение энергии определяется вектором Пойтинга, который в свою очередь зависит от величины и направления суммарного магнитного поля, создаваемого электроном. В работах [13,14] показано, что вектор Пойтинга становится отличным от его чисто классического

выражения на расстояниях меньше, чем L_v от частицы. Поэтому чисто классическое описание поведения частиц при многократном повторении своей траектории в атомных системах (т.е. на расстояниях меньше, чем L_v) является непригодным.

Итак чисто классическое поведение частиц имеет место в тех случаях, когда 1) частица не приближается слишком близко к другим частицам, 2) не происходит излучения или поглощения кванта электромагнитной энергии этой частицей иначе ее орбитальный момент меняется на величину на ?, и 3) нет многократно повторяющихся движений этой частицы.

К явлениям, которые хорошо описываются чисто классическим приближением, относятся, например, столкновения заряженных частиц с другими заряженными частицами, не сопровождающиеся излучением. К такого же рода явлениям относится и отраженние заряженных частиц от зарядов, находящихся на поверхности кртсталлов. Эти примеры и были использованы здесь для демострации возможностей чисто классического описания явлений в микромире.

Top Level Intro

This page is printed before a new top-level chapter starts

Part III

3 Учет магнитного момента частиц

Многие частицы микромира имеют магнитный и угловой момент. Здесь представлено описание поведения частиц с учетом наличия у них магнитного момента. Поведение частиц с учетом их углового момента рассматривается в следующем разделе. Уравнения движения частиц с учетом собственного магнитного момента имеются, например, в работе [17] (на стр. 230-231). Для случая движения частиц в поле точечного заряда это приближение использовалось М.Грызинским для анализа движения электронов в поле ядра [2] (http://www.gryzinski.com). Это приближение, хотя и не учитывает наличие углового момента частиц, тем не менее оно справедливо во многих случаяв. Например, этим приближением можно пользоваться в тех случаях, когда направление магнитного (и углового) момента частиц не меняется во времени. В работах Грызинского оно называется приближением жесткого ротатора и обосновывается тем, что из-за наличия большого собственного момента инерции частицы направление спина частицы не слишком быстро меняется в пространстве в процессе ее движения.

В таблице 1.1 была представлена классификация используемых приближений. Место для данного приближения среди них - вторая строка таблицы.

Уравнения движения для частиц с магнитным моментомя

В классической механике в нерелятивистском приближении движение частиц с учетом наличия у них заряда и магнитного момента определяется уравнениями:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E}_0 + \frac{q}{c}\left[\vec{v}\times\vec{H}_0\right] + \nabla\left(\vec{\mu}\cdot\vec{H}\right) - \frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\vec{\mu}\times\vec{E}_0\right], \qquad (3.1)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}. \qquad (3.2)$$

Здесь $\vec{v}$, $\vec{r}$, q, $\vec{\mu}$ – скорость, радиус-вектор, заряд и магнитный момент частицы, $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$ - напряженность электрического и магнитного поля (от внешних источников для частицы) в лабораторной системе координат, $\vec{H}$ - напряженность магнитного поля (от внешних источников) в системе координат рассматриваемой частицы, $\vec{H} = \vec{H}_0 - \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\vec{E}_0\right]$.

Первые два члена в правой части уравнения движения (3.1) возникают из-за того, что частицы обладают электрическим зарядом, а вторые два - из-за наличия у частиц магнитного момента.

3.1 Вывод уравнения движения

для нейтральной частицы с магнитным моментом

Сила, возникающая из-за наличия у частицы магнитного момента, вычисляется путем учета в функции Лагранжа потенциальной энергии взаимодействия поля, создаваемого магнитным диполем частицы, с внешним магнитным полем. Эта энергия взаимодействия равна: $U_\mu = -\vec{\mu}\vec{H}$. Поэтому функция Лагранжа для нейтральной частицы, обладающей магнитным моментом, имеет вид: $L = \frac{m v^2}{2} + \vec{\mu}\vec{H}$.

Уравнения для изменения скорости частицы вдоль каждой из трех координат получаются путем дифференцирования функции Лагранжа по каждой координате q_i и по соответствующей ей скорости $\dot{q}_i = \frac{d\ _i}{d}$ (i = 1, 2, 3):

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0$$
.

Из него следует уравнение движения для нейтральной частицы с магнитным моментом:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = \nabla\left(\vec{\mu}\cdot\vec{H}\right) - \frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\vec{\mu}\times\vec{E}_0\right]$$
.

В этом уравнении кроме градиента энергии взаимодействия магнитного поля диполя с внешним магнитным полем $\nabla\left(\vec{\mu}\cdot\vec{H}\right)$ имеется магнитодинамическая сила $\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\vec{\mu}\times\vec{E}_0\right]$. Она возникает при изменении во времени магнитного момента частицы во внешнем электрическом поле. Уравнения с магнитодинамической силой можно также найти, например, в книге: С.Р. де Гроот, Л.Г. Сатторп, Электродинамика // М.Наука, 1982 на стр. 231.

Имеются случаи, когда магнитодинамическая сила сильно влияет на движение частиц микромира. Например, она существенна для электрона, проходящего вблизи других заряженных частиц в тот момент, когда магнитный момент электрона меняет своё направление.

С учетом (3.1) уравнение движения для заряженной частицы с магнитным моментом имеет вид:

3.2 Пояснение уравнений

описывающих движение частиц, обладающих электрическим или магнитным моментом

Для пояснения уравнения (3.1) определяющее движение частиц с магнитным моментом удобно рассмотреть особенности поведения частиц с электрическим моментом. Наглядное описание в этом случае сделать легче, так как мы привыкли к описаниям движения отдельных заряженных частиц в электромагнитных полях, а электрический диполь нейтральной частицы можно представить себе в виде связанных между собой двух заряженных частиц с одинаковыми по величине, но разными по знаку зарядами.

Поскольку ускорение заряженной частицы в электромагнитном поле определяется уравнением $m\frac{d\vec{\mathrm{v}}}{dt} = q\vec{\mathrm{E}}_0 + \frac{q}{c}\left[\vec{\mathrm{v}}\times\vec{\mathrm{H}}_0\right]$, то на основе этого уравнения можно получить уравнение движения для частицы, состоящей из двух зарядов q и –q. Пусть такая нейтральная частица с массой *m* состоит из двух одинаковых по массе частиц, которые движутся со скоростями $\vec{\mathrm{v}}_1$ и $\vec{\mathrm{v}}_2$. Тогда ускорение составной частицы (т.е. электрического диполя) определяется суммой сил, действующих на ее части. Для однородных по пространству электромагнитных полях оно равно:

$$m\frac{d\vec{\mathrm{v}}}{dt} = \frac{m}{2}\frac{d\vec{\mathrm{v}}_1}{dt} + \frac{m}{2}\frac{d\vec{\mathrm{v}}_2}{dt} = q\vec{\mathrm{E}}_0 + \frac{q}{c}\left[\vec{\mathrm{v}}_1\times\vec{\mathrm{H}}_0\right] - q\vec{\mathrm{E}}_0 - \frac{q}{c}\left[\vec{\mathrm{v}}_2\times\vec{\mathrm{H}}_0\right] = \frac{q}{c}\left[\left(\vec{\mathrm{v}}_1 - \vec{\mathrm{v}}_2\right)\times\vec{\mathrm{H}}_0\right].$$

Поскольку электрический дипольный момент частицы можно представить в виде $\vec{\varepsilon} = q\left(\vec{\mathrm{r}}_1 - \vec{\mathrm{r}}_2\right)$, где $\vec{\mathrm{r}}_1$ и $\vec{\mathrm{r}}_2$ - местонахождение зарядов диполя, то ускорение движения для нейтральной частицы с электрическим диполем записывается в виде:

$$m\frac{d\vec{\mathrm{v}}}{dt} = \frac{1}{c}\left[\frac{d\vec{\varepsilon}}{dt}\times\vec{\mathrm{H}}_0\right].$$

Изменение электрического момента определяется перемещением зарядов внутри частицы, т.е. как бы внутри частицы в это время протекает ток $\vec{i} = \frac{1}{l}\frac{d\vec{\varepsilon}}{dt}$ на длине $l = \left|\vec{\mathrm{r}}_1 - \vec{\ }\right|$. Этот ток взаимодействует с внешним магнитным полем и в результате на частицу действует пондермоторная сила $\vec{F} = \frac{l}{c}\left[\vec{i}\times\vec{\mathrm{H}}_0\right]$.

В результате, **при изменении (величины или направления) электрического момента частицы, находящейся в магнитном поле, на нее действует сила, вызванная протеканием тока поперек магнитного поля**.

Более точным уравнением для описания движения нейтральной частицы с электрическим моментом является

$$m\frac{d\vec{\mathrm{v}}}{dt} = \nabla\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{E}\right) + \frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\vec{\varepsilon}\times\vec{\mathrm{H}}_0\right]. \qquad (3.3)$$

Аналогично, если бы существовали магнитные заряды, то таким же образом можно придти к заключению, что **на частицу, находящуюся в электрическом поле, действует сила при изменении (величины или направления) ее магнитного момента**.

В предыдущем разделе было показано, что движение нейтральной частицы (q=0) с магнитным моментом описывается уравнением:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt}=\nabla\left(\vec{\mu}\cdot\vec{H}\right)-\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\vec{\mu}\times\vec{E}_0\right]. \qquad (3.4)$$

Магнитодинамическую силу можно было бы также наглядно проиллюстрировать протеканием тока, состоящего из магнитных монополей, поперек электрического поля. Однако магнитных зарядов (монополей) не существует, поэтому не развита динамика их поведения. Тем не менее, появление силы за счет изменения электрического момента в магнитном поле и возникновение силы из-за изменения магнитного момента в электрическом поле являются родственными явлениями.

Имеется только одна небольшая, но важная деталь. Если сила за счет изменения электрического диполя в микромире мала, то сила из-за изменения магнитного момента в микромире во многих случаях оказывается чрезвычайно большой. Это связано с тем, что в свободном состоянии находятся только электрические заряды, а не магнитные заряды. Поэтому между частицами микромира электрическое поле существенно больше магнитных полей. Кроме того, все известные нам стабильные частицы обладают довольно большим магнитным моментом. Поэтому магнитодинамическая сила, которую трудно даже обнаружить в макромире, оказывается существенной в поведении частиц микромира.

Уравнение движения (3.3) можно переписать в виде:

$$\frac{d}{dt}\left[m\vec{v}-\frac{1}{c}\left(\vec{\varepsilon}\times\vec{H}_0\right)\right]=\nabla\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{E}\right)$$

Из него следует, что для нейтральной частицы, обладающей электрическим дипольным моментом, и движущейся в магнитном поле, практически записан не закон для изменения импульса частицы, а закон для изменения величины $m\vec{v}-\frac{1}{c}(\vec{\varepsilon}\times\vec{H}_0)$.

Аналогичная ситуация имеет место для частиц с магнитным моментом, движущихся в электрическом поле. Из (3.4) для таких частиц записывается закон для изменения величины $m\vec{v}+\frac{1}{c}\left(\vec{\mu}\times\vec{E}_0\right)$, т.е.:

Этот факт является очень важным для определения траекторий движения электронов в атоме.

3.3 Движение в поле заряда

Среди задач о движении частиц с магнитным моментом наиболее важной является задача о движении электронов в поле заряда. Эта задача относится к описанию явлений, происходящих в атоме. Для электрона ($m=m_e$, $q=-e$, $e>0$) в поле заряда Q функция Лагранжа имеет вид:

$$L=\frac{m_e v^2}{2}+\frac{Qe}{r}-U_\mu$$

Потенциальная энергия магнитного диполя электрона в поле заряда равна:

$$U_\mu = -\vec{\mu}\,\vec{H} = -\vec{\mu}\left(\vec{H}_0 - \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\vec{E}_0\right]\right).$$

Поскольку в системе координат заряда магнитное поле отсутствует ($\vec{H}_0 = 0$), а электрическое поле $\vec{E}_0 = \frac{Q\,\vec{r}}{r^3}$, то

$$U_\mu = \frac{Q}{cr^3}\,\vec{\mu}\cdot\left[\vec{v}\times\vec{r}\right] = -\frac{Q}{cr^3}\,\vec{v}\left[\vec{\mu}\times\vec{r}\right]$$

Это выражение описывает энергию спин-орбитального взаимодействия электрона.

В сферической системе координат с центром на заряде Q для электрона, у которого магнитный момент направлен вдоль оси z, функция Лагранжа имеет вид:

$$L = \frac{m_e}{2}\left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 \sin^2\theta + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right] + \frac{Qe}{r} + \frac{Q}{cr}\mu_z\frac{d\varphi}{dt}\sin^2\theta.$$

Первый член в функции Лагранжа определяет кинетическую энергию электрона, второй – потенциальную энергию кулоновского взаимодействия электрона с зарядом, а третий – энергию взаимодействия магнитного поля электрона с магнитным полем, которое испытывает электрон при своем движении поперек электрического поля заряда Q.

Следует отметить, что первый и второй члены в данной функции Лагранжа записаны в системе координат, в которой заряд Q покоится, а третий член записан в системе координат, связанной с электроном. Однако такая запись возможна, поскольку увеличение магнитной энергии в системе координат электрона в точности равно увеличению энергии электрического поля в системе координат заряда Q из-за движения в этом поле магнитного диполя электрона.

При использовании данной функции Лагранжа уравнения движения являются следующими:

$$m_e\frac{d^2r}{dt^2} = m_e r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + m_e r\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2\sin^2\theta - \frac{Q}{r^2}\left(e + \frac{\mu_z}{c}\frac{d\varphi}{dt}\sin^2\theta\right), \quad (3.5)$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_e r^2\frac{d\theta}{dt}\right) = \left(m_e r^2\frac{d\varphi}{dt} + \frac{2Q\mu_z}{cr}\right)\frac{d\varphi}{dt}\sin\theta\cos\theta, \quad (3.6)$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_e r^2\frac{d\varphi}{dt}\sin^2\theta + \frac{Q\mu_z\sin^2\theta}{cr}\right) = 0. \quad (3.7)$$

Эти уравнения определяют траекторию движения заряженной частицы с магнитным моментом в поле точечного заряда. В безразмерном виде они имеются в работе [2].

Если частица в начальный момент времени находится в экваториальной плоскости (θ=π/2), ее угловая скорость по координате *θ* равна нулю, а спин направлен перпендикулярно плоскости движения этой частицы, то дальнейшее движение ее будет происходить в той же экваториальной плоскости. Уравнения (3.5) и (3.7), описывающие такое движение, имеют вид:

$$m_e \frac{d^2 r}{dt^2} = m_e r\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 - \frac{Qe}{r^2} - \frac{Q}{cr^2}\mu_z \frac{d\varphi}{dt}\,, \qquad (3.8)$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{Q\mu_z}{cr}\right) = 0\,, \qquad (3.9)$$

а уравнение (3.6) становится условием движения частицы в экваториальной плоскости, т.е. принимает вид: $\theta=\pi/2$.

В уравнениях (3.5)-(3.9) не определено изменение z-компоненты магнитного момента частиц во времени. Одним из важных приближений для описания поведения магнитного момента во времени является приближение жесткого ротатора. Это приближение использовалось в работах М.Грызинского [2,8,9]. Оно заключается в том, что направление магнитного момента частицы считается фиксированным в пространстве. Такое поведение магнитного момента обосновывается наличием у частиц достаточно большого собственного углового момента (спина), который как и всякий гироскоп сохраняет свое направление в пространстве. Изложенное здесь приближение справедливо для описания траекторий частиц в тех случаях, когда спин (а вместе с ним и магнитный момент) не меняет своего направления в течение рассматриваемого интервала времени, т.е. в уравнениях (3.5)-(3.9) проекция магнитного момента частицы на ось z не меняет своей величины ($\partial\mu_z/\partial t=0$).

Хотя наличие углового момента у частиц важно для справедливости представленного здесь описания, однако сама величина углового момента частиц не входит в уравнения для движения этих частиц. Уравнения (3.8) и (3.9) можно использовать для определения траекторий электронов в экваториальной плоскости заряда в тех случаях, когда их спин направлен перпендикулярно плоскости траектории движения.

При переходе электрона с одной траектории на другую происходит изменение направления его углового момента. В эти моменты времени на электрон действуют дополнительные силы, которые и обеспечивают при повороте спина сохранение механического момента всей системы. Для процессов с изменением направления углового момента используется описание, которое отличается от используемого здесь. Основы его изложены в разделе "Учет углового момента частиц".

Возможные траектории электронов в атоме

Учет наличия магнитного момента электронов увеличивает количество возможных траекторий электронов в атоме. Грызинским была найдена этим методом одна из наиболее важных траекторий. Он рассмотрел задачу о движении заряженной частицы со спинов для случая, когда в начальный момент частицы покоились относительно друг друга [8].

3.4 Отражение нейтронов от зарядов

Волновые свойства нейтронов в рамках классической физики являются следствием взаимодействия магнитного момента нейтронов с зарядами, расположенных на определенных расстояниях между собой.

Top Level Intro

This page is printed before a new
top-level chapter starts

Part IV

4 Учет углового момента частиц

В предыдущем разделе косвенно уже учитывалось наличие углового момента частиц. Этот учет состоял в том, что наличие у частиц углового момента использовалось для обоснования сохранения направления магнитного момента частиц в процессе их движения. В рамках такого приближения угловой момент и связанный с ним магнитный момент частицы не меняют своего направления в пространстве. При описании процессов с сохранением направления спина в пространстве нет необходимости знать конкретную величину углового момента частицы – требуется только, чтобы он был достаточно большой для обеспечения сохранения его направления в течение рассматриваемого промежутка времени.

Однако в микромире существуют процессы, во время которых происходит изменение направления собственных моментов частицы. Для описания этих процессов необходимо знать конкретные значения углового момента частиц. К таким процессам относится прецессия углового момента частицы в магнитном поле. При прецессии спина частицы происходит изменение магнитного поля в окружающем пространстве частицы, что вызывает генерацию электрического поля. Если частица прецессирует, то энергия электрического поля, создаваемого этой частицей, возрастает. В разделе "Квантование" 35 рассмотрена потенциальная энергия электромагнитного поля в зависимости от угла между направлением спина и направлением магнитного поля. Показано, что имеется два минимума этой энергии. Один минимум соответствует направлению магнитного момента частицы по направлению внешнего магнитного поля, а другой - против направления магнитного поля, т.е. оба минимума в потенциальной энергии электромагнитного поля возникают при условии отсутствия прецессии спина этих частиц. Это обеспечивает при малых энергиях частиц квантование направления ее спина на направление внешнего магнитного поля.

Переход из одного устойчивого состояния спина в другое происходить за счет переворота спина частиц (раздел "Переворот спина" 39). Особенно важен случай переворота спина электронов при их движении в поле заряда, поскольку именно такая ситуация имеет место при излучении или испускании атомами кванта электромагнитной энергии (раздел "Переворот спина в поле заряда" 40). Простейшим процессом, происходящим с излучением квантов электромагнитного излучения, является тормозное излучение, происходящее при перевороте спина электрона. На основе представленного здесь рассмотрения определяется спектр спинового излучения 42, генерируемого при торможении электрона переворотом своего спина.

4.1 Квантование

Наличие углового момента частиц совместно с их магнитным моментом приводит к прецессии их спина в постоянном магнитном поле. Это явление хорошо известно в физике благодаря исследованиям по электронному и ядерному магнитному резонансу. Прецессия спина частиц отсутствует только в тех случаях, когда спин направлен по полю или точно против него. В этих случаях имеют место локальные минимумы для суммарной энергии электромагнитного поля, состоящего из внешнего поля и поля частицы.

Вначале вычислим изменение энергии магнитного поля при помещении магнитного диполя под углом Θ к внешнему магнитному полю без учета прецессии спина частицы.

Вычисление энергии магнитного диполя в магнитном поле

Магнитное поле, создаваемое спином частицы, описывается выражением ([28], с. 161):

$$\vec{H}_\mu = \frac{3\left(\vec{\mu}\cdot\vec{r}\right)\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{\mu}}{r^3} + 4\pi\vec{\mu}\delta(\vec{r}) \qquad (4.1)$$

При помещении магнитного диполя во внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$ энергия суммарного магнитного поля $\vec{H}_0+\vec{H}_\mu$ отличается от энергии этих полей, вычисленных по отдельности. Изменение энергии магнитного поля из-за того, что магнитный диполь помещен в однородное поле, равно

$$\Delta W_H = \int\frac{(\vec{H}_0+\vec{H}_\mu)^2}{8\pi}dV - \int\frac{\vec{H}_0^2}{8\pi}dV - \int\frac{\vec{H}_\mu^2}{8\pi}dV \quad .(4.2)$$

Здесь интегрирование ведется по всему пространству, окружающему частицу. Наибольший вклад в изменение общей энергии полей дает область в непосредственной близости от частицы. Вычисление (4.2) учете (4.1) дает

$$\Delta W_H = -\mu_0 H \cos\Theta \,, \qquad (4.3)$$

где Θ- угол между направлением магнитного момента частицы и направлением внешнего магнитного поля.

Таким образом, получается известное выражение для изменения энергии магнитного поля при помещении магнитного диполя в однородное магнитном поле. Эта зависимость от угла Θ показано на рис. 4.1 синей кривой. однако подобная зависимость имеет место в том случае, когда нет прецессии данного магнитного диполя.

Из классической физики хорошо известно, что при нахождении вращающегося тела, обладающего магнитным моментом, во внешнем магнитном поле под некоторым углом к этому полю (отличным от 0 и pi) имеет место прецессия оси этого тела вокруг направления приложенного внешнего магнитного поля. В результате электромагнитное поле частицы обладает дополнительной энергией, которая вызвана прецессией этой частицы.

Можно вычислить дополнительную электромагнитную энергию, которая генерируется из-за прецессии спина частицы во внешнем магнитном поле. Для этого необходимо вычислить полную энергию электромагнитного поля, которая сосредоточена в окружающем объеме пространства с учетом прецессии спина этой частицы. Вычисления проведем подобным же образом.

Дополнительная энергия электромагнитного поля из-за прецессии магнитного момента частицы

Пусть магнитный момент частицы $\vec{\mu}$ и ее угловой момент (спин частицы) наклонены под углом Θ к внешнему магнитному полю $\vec{H}_0$. В этом случае происходит прецессия спина частицы вокруг направления внешнего магнитного поля с угловой скоростью

$$\vec{\omega}_0 = \frac{e\vec{H}}{m_e c} = \frac{2\mu\vec{H}_0}{\hbar} .$$

В системе координат, движущейся вместе с частицей, собственное дипольное магнитное поле частицы определяется выражением (4.1). Скорость этой системы координат относительно лабораторной $\vec{v}_\omega = [\vec{\omega}\times\vec{\rho}]$, где $\vec{\rho}$ – вектор от рассматриваемой области до оси прецессии. Поэтому напряженность электрического поля, генерируемого из-за прецессии магнитного диполя частицы, в лабораторной системе координат составляет $\vec{E}_\omega = \frac{1}{c}[\vec{v}_\omega \times \vec{H}_\mu]$.

Приращение энергии электрического поля из-за появления поля $\vec{E}_\omega$ определяется выражением:

$$\Delta W_\omega = \int \frac{\left|\vec{E}_c + \vec{E}_\omega\right|^2}{8\pi} dV - \int \frac{E_c^2}{8\pi} dV$$, где $\vec{E}_c = \frac{q\vec{r}}{r^3}$ - кулоновское поле частицы.

В случае нейтральной частицы энергия поля возникающего из-за прецесии равна:

$$\Delta W_\omega = \int \frac{E_\omega^2}{8\pi} dV .$$

Поле E_ω, которое образуется из-за прецессии спина частицы, зависит от угла наклона спина частиц к направлению внешнего магнитного поля Θ. Напряженность его пропорциональна sinΘ. Тогда энергия этого поля пропорциональна $\sin^2\Theta$. Эта энергия сосредоточена в непосредственной близости от частицы и стремится к бесконечности при радиусе частицы, стремящемся к нулю. Для электрона при классического его радиусе эта дополнительная энергия прецессии сравнима с дополнительной энергией магнитного диполя (4.3). Она показана на рис. 4.1 красной кривой.

На рис. 4.1 также показана сумма энергий ΔW_H и ΔW_ω (зеленая кривая) в зависимости от угла Θ. Зависимость $\Delta W_H + \Delta W_\omega$ имеет два минимума: при углах 0^0 и 180^0. Наличие этих двух минимумов связано с тем, что при других наклонах спина к магнитному полю генерируется слишком много энергии из-за прецессии спина. В результате, если учитывать энергию ΔW_ω и следовать принципу минимума для потенциальной энергии частицы, то получим, что частица со спином может находиться в промежуточных состояниях только ничтожно малое время. Устойчивыми для нее являются только состояния при углах 0^0 и 180^0 к направлению внешнего магнитного поля (зеленая кривая на рис. 4.1).

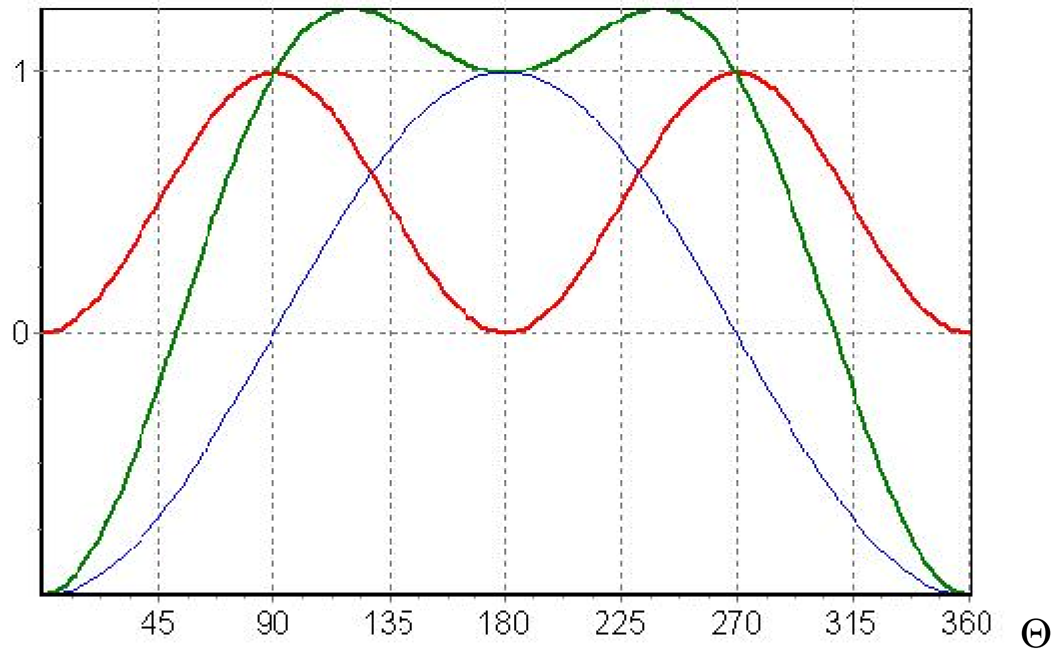


Рис. 4.1 Величины ΔW_H (синяя кривая), ΔW_ω (красная кривая) и их сумма $\Delta W_H + \Delta W_\omega$ (зеленая кривая) в зависимости от угла между направлением магнитного диполя частицы и внешним магнитным полем. Угол на рисунке дан в градусах.

Квантовый характер направления спина частицы на направление магнитного поля

Генерация дополнительных полей из-за прецессии не дает возможности спину электрона находиться под каким-либо другим углом, кроме как 0^0 и 180^0 по отношению к направлению внешнего магнитного поля, и связано это с наличием только двух устойчивых направлений спина частицы. Это явление известно как квантование направления спина частиц на направление внешнего магнитного поля.

В данном объяснении квантования основным фактором, приводящим к двум квазиустойчивым состояниям направления спина, является взаимодействие магнитного момента электрона с внешними электромагнитными полями. Генерация дополнительного электрического поля происходит в тех случаях, когда направление спина не является параллельным направлению магнитного поля. В этом случае происходит прецессия спина, которая и ответственна за генерацию дополнительных электромагнитных полей.

В результате, при описании поведения электрона во многих случаях можно использовать условие, что спин направлен параллельно магнитному полю, т.е. он находится в одном из этих двух минимумов потенциальной энергии. Иными словами, направление спина во внешнем магнитном поле квантовано. Квантованность состоит в том, что спин в квазистационарных состояниях направлен точно вдоль или против магнитного поля. В промежуточных же направлениях спина имеет место прецессия спина, что вызывает генерацию дополнительных электромагнитных полей и поэтому промежуточные направления спина являются неустойчивыми. В промежуточных состояниях из-за прецессии спина электрона происходит излучение электромагнитной энергии в окружающее пространстово, и частица изменяя направление своего спина переходит в одно из своих квазиустойчивых состояний.

Примечание

В настоящее время еще слабо известна структура самих частиц, в том числе их магнитного и электростатического радиусов. Поэтому приходится с некоторой осторожностью относиться к представленному здесь выводу квантования направления спина на направление магнитного поля. Однако из данного раздела в дальнейшем изложении используется только сам факт квантования, и не используются какие-либо количественные соотношения. В этом случае правило квантования направления спина на направления магнитного поля можно пока, как и в квантовой механике, просто постулировать. Это допустимо. В этом случае содержание данного раздела можно рассматривать как пояснение данного постулата на основе законов классической физики.

4.2 Переворот спина

В некоторые моменты времени спин может изменить свое направление и перейти из одного устойчивого состояния в другое. При перевороте спина в магнитном поле потенциальная энергия магнитного диполя электрона меняется. Это означает, что переворот спина электрона в магнитном поле сопровождается передачей разности энергий другим объектам микромира или излучается в окружающее пространство в виде электромагнитной волны. Обратный переход связан с поглощением энергии.

Характерное время жизни в верхнем состоянии по отношению к перевороту спина электронов найдено Соколовым и Терновым [29] . Оно равно:

$$\tau = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{m^2 c^2 R^3}{e^2 \hbar} \left(\frac{mc^2}{w} \right)^5 , \qquad (4.4)$$

где $w = \frac{m\text{v}^2}{2}$ – кинетическая энергия электрона, R – радиус окружности, по которой двигается электрон в магнитном поле; *m*, *c*, *e* и *?* – известные константы.

Приближение мгновенного переворота

Описать движение электрона из одного устойчивого состояния его спина в другое довольно сложно, так как движение частицы в этом случае приходится описывать с одновременным учетом поворота его спина в пространстве. Однако часто можно упростить описание, считая, что переворот происходит достаточно быстро.

В приближении быстрого переворота движение частиц определяется уравнениями (3.1) и (3.2), в то время как их магнитный момент может быть направлен только по магнитному полю или против него, т.е.:

$$\vec{\mu} = \pm \mu \frac{\vec{H}}{H} \qquad (4.5)$$

(Здесь магнитное поле в системе координат, связанной с электроном.)

В результате оказывается, что в рамках классической физики, во многих случаях можно использовать условие квантового характера направления магнитного момента частицы на направление магнитного поля. Такое описание движения частиц можно использовать в тех случаях, когда на переход между двумя устойчивыми направлениями приходится относительно малая часть времени пути движения частицы.

Уравнения (3.1),(3.2) и (4.5) определяют траекторию движение электрона до переворота его магнитного момента, а (4.5) определяет характерное время до совершения этого переворота. При перевороте магнитного момента траектория движения электрона меняется, а электрон за время переворота спина получает значительный импульс в результате действия магнитодинамической силы и за счет изменения направления собственного углового момента.

При перевороте спина электрона абсолютное значение его внутреннего механического момента (спина) не меняется, т.е. остается равным *?/2*. Поскольку при перевороте спина электрона меняется направление его углового момента на противоположное, то орбитальный момент электрона при таком переходе меняется на величину *?*. Частота поглощения и излучения в этих процессах определяется частотой прецессии спина частицы во внешнем для нее магнитном поле.

4.3 Переворот спина в поле заряда

В случае движения частицы в поле заряда ее устойчивыми состояниями являются направления спина, которые перпендикулярны плоскости ее движения Это относится к движению электрона в атоме а также к пролету частиц со спином вблизи заряженных частиц.

.

Приближение мгновенного переворота

Полное описание переворота спина частиц во времени сделать сложно. Для этого необходимо описать прецессию спина в меняющихся во времени электромагнитных полях. Однако если переворот спина происходит за достаточно короткое время, так что изменением электромагнитных полей за время переворота спина электрона можно пренебречь, то можно воспользоваться приближением мгновенного переворота. Это приближение заключается в использовании законов сохранения энергии и момента импульса за время переворота спина частиц при неизменных во времени внешних для них электромагнитных полях. В дальнейшем результаты мгновенного переворота могут быть обобщены на случай медленного переворота, т.е. когда переворот спина составит значительную часть ее траектории, а также на случай, когда переворот происходит в течении многих оборотов движения частицы в поле противоположно заряженной частицы.

Для простоты и определенности рассматрим здесь в качестве движущейся частицы электрон.

Изменение углового момента электрона при перевороте его спина в поле заряда тяжелой заряженной частицы

В разделе "Движение в поле заряда" рассматривалось движение частиц магнитным моментом в поле заряда. Там было показано, что для этого случая изменение углового момента определяется уравнением: $\frac{d}{dt}\left(m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{Q\mu_z}{cr}\right) = 0$ (т.е. уравнением 3.9). Если учесть, что электрон кроме магнитного момента имеет еще и собственный угловой момент, равный ?/2, то уравнение для углового момента электрона в поле тяжелой зряженной частицы имеет вид:

$$\frac{d}{dt}\left(m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \left(\frac{\mu Q}{cr} + \frac{\hbar}{2}\right)s\right) = 0,$$

где s – проекция углового и магнитного моментов на ось z. В этих рассуждениях пренебрегается угловым моментом электромагнитного излучения, которым в рамках классической электродинами достаточно мал.

Отсюда следует, что при быстром перевороте спина электрона сохраняется величина $m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \left(\frac{\mu Q}{cr} + \frac{\hbar}{2}\right)$, где s-направление спина, которое в устойчивых состояниях спинах электрона имеет значение +1 и -1. Если $\frac{d\varphi_1}{dt}$ и $\frac{d\varphi_2}{dt}$ - угловые скорости движения электрона до и после переворота спина, то изменение орбитального углового момента электрона при мгновенном перевороте его спина определяется выражением: $m_e r_0^2 \left(\frac{d\phi_1}{dt} - \frac{d\phi_2}{dt}\right) = \frac{2Q\mu}{c_0 r} + \hbar$.

Энергия электрона при движении его в поле заряда

Энергия электрона на орбите (кинетическая +потенциальная) составляет:

$$\varepsilon = \frac{m_e}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{m_e r^2}{2}\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 - \frac{Q^2}{r}$$

На тех участках траектории электрона, на которых спин и магнитный момент не меняют своего направления, эта энергия сохраняется. Существует два устойчивых состояния направления спина электрона. Эти состояния соответствуют направлению спина перпендикулярно плоскости движения электрона. Это связано с тем, что двигаясь в поле электрического заряда электрон испытывается в своей системе координат магнитное поле, которое направлено перпендикулярно скорости движения электрона и радиус-вектору от заряда до электрона. Переворот спина электрона в поперечном магнитном поле, т.е. переход из одного устойчивого состояния в другое, сопровождается выделением или поглощением энергии электромагнитных волн. При перевороте спина в первом приближении можно считать, что положительное тяжелое ядро не изменяет своей кинетической энергии и поэтому выполняется закон сохранения энергии для системы, состоящей из электрона с окружающим электромагнитным полем. Энергия электромагнитного поля в такой системе излучается или поглощается в виде электромагнитных волн на частоте прецессии спина электрона.

Изменение энергии электрона при быстром перевороте его спина в поле заряда

Пусть какой-то точке траектории электрона происходит переворот его магнитного момента так, что за время переворота электрон не успевает существенно сместиться. Рассмотрим этот процесс в системе координат, связанной с центральным зарядом. В этой системе координат отсутствует магнитное поле, создаваемого центральным зарядом, поэтому магнитная потенциальная энергия отсутствует, а электростатическая потенциальная энергия электрона останется той же самой. Скорость же и кинетическая энергия электрона при перевороте спина меняются.

Изменение кинетической энергии электрона (а тем самым и его полной энергии) составляет:

$$\Delta\varepsilon = \frac{m_e r_0^2}{2}\left(\frac{d\varphi_1}{dt}\right)^2 - \frac{m_e r_0^2}{2}\left(\frac{d\varphi_2}{dt}\right)^2 = \left(\frac{Q\mu}{cr_0} + \frac{\hbar}{2}\right)\left(\frac{d\varphi_1}{dt} + \frac{d\varphi_2}{dt}\right)$$

, r_0- растояние от электрона до заряда, на котором происходит мгновенный переворот спина электрона. Поскольку напряженность магнитного поля в системе координат электрона до переворота равна $H_1 = \frac{Q}{cr_0}\frac{d\varphi_1}{dt}$, а после переворота $H_2 = \frac{Q}{cr_0}\frac{d\varphi_2}{dt}$, то спиновое излучение электрона происходит при прецессии спина в этих полях. В результате, изменение кинетической энергии электрона при быстром перевороте его спина в кулоновском поле другой частицы определяется выражением: $\Delta\varepsilon = \left(\mu + \frac{c r_0\hbar}{Q}\right)\left(H_1 + H_2\right)$.

На очень малых расстояниях от ядра вероятность переворота существенно больше, чем на других расстояниях от ядра. Если переворот происходит вблизи ядра (r_0 - мало), то энергия, излучаемая и поглощаемая при перевороте спина электрона в поле заряда ядра определяется как:

$$\Delta\varepsilon = \mu\left(H_1 + H_2\right) \qquad (4.6)$$

Соотношение между частотой и энергией излучения в случае переворота спина электрона на малых расстояниях от центрального заряда

Угловая частота прецессии спина электрона в магнитном поле до переворота спина равна: $\omega_1 = \frac{2\mu H_1}{\hbar}$, а после переворота $\omega_2 = \frac{2\mu H_2}{\hbar}$. Поэтому излучение происходит в диапазоне частот от ω_1 до ω_2. Из (4.6) следует, что изменение кинетической энергии электрона при перевороте его спина в кулоновском поле частицы равно

$$\Delta\varepsilon = \hbar\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}.$$

Если изменение кинетической энергии электрона в азимутальном направлении за время переворота мало по сравнению с его кинетической энергией в момент переворота, то частоты ω_1 и ω_2 совпадают. В этом случае получается известное соотношение между частотой излучения и энергией излучения в атоме $\Delta\varepsilon = ?\omega$. В случае же существенной потери кинетической энергии на излучение электроном спиновое излучение должно происходить в диапазоне частот от ω_1 до ω_2.

4.4 Спектр спинового излучения

Можно определить спектр и интенсивность излучения, возникающего при прохождении электронов через вещество и перевороте их спина. Переворот спина происходит в магнитном поле, испытываемого частицей в результате движения электронов поперек электрического поля ионов.

Тормозное изучение электронов на ионах

Существует проблема тормозного излучения, которое возникает при пролете электронов вблизи тяжелых заряженных частиц. Эта проблема заключается в следующем. При движении электрона в поле заряда происходит излучение с частотами, соответствующими мгновенным частотам вращения электрона при его движении вдоль траектории. Спектр тормозного излучения является непрерывным и этот спектр излучения (крое очень больших частот) хорошо описывается в классическом приближении [В. Коган, А. Кукушкин].

Однако причиной этого излучения не может являться простое классическое (из-за ускорения электрона) излучение электромагнитных волн. Эксперимент показывает, что большинство электронов при столкновении с ионами вообще не теряют энергии. Лишь небольшое количество электронов теряют энергию, причем эти электроны теряют энергию сразу большими порциями. Эти порции энергии связаны с частотой их излучения соотношением (1.3). В результате спектр тормозного излучения является классическим (т.е. описывается ускорением электронов вдоль траектории), а сам механизм излучения квантован, т.е. электроны теряют энергию на излучение только соответствующими порциями.

Данная проблема имеет красивую интерпретация на основе модели излучения, которое происходит из-за переворота спина в магнитном поле. Пусть электрон пролетает в электрическом поле тяжелой заряженной частицы. Тогда в его системе координат на электрон действует внешнее магнитное поле, равное H=E*V/c, где E – электрическое поле тяжелой заряженной частицы. В этом магнитном поле электрон может иметь направление спина вдоль поля или против него. Если направление магнитного поля является невыгодным для электрона, то он в этом поле может поменять направление своего спина на противоположное. В этом случае потенциальная энергия электрона скачком уменьшается на величину (1.2), а избыточная энергия выделяется в виде электромагнитного излучения. Излучение происходит с частотой (1.1). Так как частота (1.1) совпадает с угловой скоростью электрона в этом магнитном поле, то частота спинового излучения совпадает с частотой классического дипольного излучения электрона. В результате спектр излучения из-за переворота спина при столкновениях с ионами совпадает с классическим спектром. В отличие от классического излучения это излучение происходит не из-за движения заряженной частицы по криволинейной траектории, а из-за переворота ее спина в магнитном поле; излучение генерируется квантами (порциями) а не непрерывном образом.

Top Level Intro

This page is printed before a new top-level chapter starts

Part V

5 Обсуждения

Для описания явлений в микромире в настоящее время предлагается разные подходы. Сравнению с ними посвящен раздел "Сравнение с другими подходами" 46.

Наибольшее количество вопросов задаётся в связи с различием представленного здесь метода описания микромира с учебниками по квантовой механике. Описание этих расхождений и обсуждение их сделано на отдельном сайте newkvant.narod.ru/kvant .

Обсуждать и задавать вопросы лучше всего путем сообщений по адресу newkvant@mail.ru. Возможны обсуждения затронутых здесь тем на любом физическом форуме.

К сожалению, имеются объективные факторы, из-за которых многие не понимают изложенного здесь материала и уклоняется от обсуждения. Дело в том, что описание явлений микромира на основе законов классической физики требуют хороших знаний этих законов. В то время как законы Ньютона довольно просты, и большинство их понимает, то другая часть классических законов физики, а именно электродинамика, основу которой составляют уравнения Максвелла, понимается с трудом. А ведь уравнения для электромагнитного поля, которые ввел Максвелл, справедливы и для микромира.

Для применимости уравнений Максвелла пока не найдено ограничений, и на них можно положиться. Если же изучая микромир окажется, что уравнения Максвелла требуют уточнения (например, потребуется учет полей, которые эффективно действуют только на очень малых расстояниях), то это станет большим достижением, сравнимым только разве с самим открытием закономерностей электромагнитного поля, определяемых уравнениями Максвелла.

Второй фактор - это трудности использования аналитических методов при решении задач микромира. Ведь приходится рассчитывать не только элементарные парные столкновения частиц, но и взаимодействия многих частиц между собой. Это очень сложная задача и ее решение доступно в большинстве случаев только для вычислительных методов. Однако люди старшего поколения слабо владеют этими методами, а отсюда появляется некоторое раздражение к получаемой таким способом информации.

Третьим фактором, мешающим развитию физики микромира на основе законов классической физики, является беззаветная вера в принцип неопределенности, которой введен квантовой механикой в качестве самообороны. В соответствии с этим принципом все, кто смеет вычислять траектории частиц с точностью большей, чем позволяет этот принцип, являются носителями ереси и заслуживают кары.

Однако все эти трудности устранимы, особенно если объединить усилия специалистов разных профилей. Специалисты по квантовой механике обычно знают хорошо проблемы микромира, специалисты по классической физике могут грамотно написать уравнения, описывающую любую ситуацию в микромире, а владеющие вычислительными методами решить эти уравнения. Все это приведет к созданию физики микромира, физике, которая будет создана на единой основе и с минимальным количеством постулатов. Одновременно такая физика даст возможность наконец то понять эффекты, которые существуют на атомном уровне.

5.1 Сравнение с другими подходами

Здесь дано сравнение изложенного на данном сайте подхода с другими существующими альтернативными описаниями микромира. Мы готовы здесь дать сравнение и с другими описаниями микромира (присылайте ссылки).

На сайте newkvant.narod.ru/kvant дано сравнение с описанием микромира, основанного на постулатах квантовой механики. Квантовая механика является наиболее распространенным методом описания микромира, и она является альтернативной к описанию, основанному на законах классической физики.

1. Подход к описанию атомной физики М.Грызинским (http://www.gryzinski.com, http://www.iea.cyf.pl/gryzinski/michal.html**)**

Наиболее близким подходом, к представленному здесь, является подход М. Грызинского, изложенный в его лекциях по атомной физике [2]. Представленный здесь подход возник на основе идей Грызинского, но он все же отличается.

а) Во-первых, в работах Грызинского много внимания уделено конкретным явлениям в микромире и классическому описанию их. Количество конкретных примеров значительно больше, чем изложено здесь. Однако описание явлений микромира сделано Грызинским в различных приближениях и не систематизировано по их приближениям. В данном же изложении описание явлений микромира систематизировано по используемым приближениям.

б) Грызинским дана другая трактовка возникновения характерной длины, известной под названием "длина волны де Бройля". В трактовке Грызинского смысл длины волны де Бройля заключается в том, что при движении частицы ее спин вращается вокруг направления своего движения. Это постулат, введенный Грызинским.

В нашей же трактовке не введено нового постулата, а длина волны де Бройля просто есть расстояние, которое в 4π больше Lv. Lv - это расстояние, на котором величина магнитного поля, создаваемая магнитным моментом электрона, становится меньше величины магнитного поля, возникшего из-за движения электрона как заряженной частицы [14,15].

в) В работах Грызинского электромагнитное излучение представляется в виде потока фотонов, т.е. в виде частиц с нулевой массой. В представленном же здесь рассмотрении электромагнитное излучение трактуется в формулировке Планка, т.е. что испускание и поглощение электромагнитных волн квантами присуще не всему электромагнитному излучению, а только излучению в атомным системам.

г) В работах Грызинского отсутствуют описания процессов, приводящих к испусканию и поглощению квантов электромагнитного излучения, в то время как в настоящем изложении эти процессы анализируются.

2. Статистический подход описания в атомной физике (Шаляпин А.Л. http://shal-14.narod.ru, http://s1836.narod.ru, http://s6767.narod.ru**)**

Выводы относительно процессов в микромире на основе статистического подхода, предложенного Шаляпиным А.Л., во многом совпадают с выводами, изложенными здесь. Они совпадают, в частности, в том, что электроны в атоме имеют траектории.

Однако статистический подход во многом отличается от излагаемого здесь подхода, основанного на вычислении траекторий частиц. Для определения траекторий необходим конкретный анализ всех сил, действующих на электрон, что возможно сделать только при рассмотрении на основе уравнений движения электронов в атоме (3.3 Движение в поле заряда 28).

Основное отличие разрабатываемого Шаляпиным подхода от изложенного здесь, заключается в трактовке волновых свойств частиц. Шаляпиным волновые свойства частиц рассматриваются вне зависимости от конкретного вида взаимодействия этих частиц с веществом. В данном же рассмотрении волновые свойства частиц зависят от вида взаимодействия этих частиц с веществом. Например, дифракция электронов при отражении от кристаллов, получается из-за кулоновских взаимодействий электронов с зарядами на поверхности кристаллов (2.1 Кулоновское рассеяние частиц 16), а дифракция нейтронов получается из-за взаимодействия спина нейтронов с зарядами вещества

3. В модели Коновалова В.К. (http://www.new-physics2009.narod.ru) предлагается ввести новое свойство электрона - движение его по винтовой линии, так что орбитальный момент свободного электрона был бы равен *?*. В результате, следуя теории Бора о движении электрона в атоме по круговым орбитам, Коноваловым В.К. объясняется тот факт, что суммарный орбитальный момент импульса электрона в атоме водорода равен нулю.

Однако результаты зондирования атома водорода протонами и сравнение результатов их рассеяния с расчетами свидетельствуют о том, что действительно электрон в атоме водорода движется не по окружности, а преимущественно в радиальном направлении [2,3,4], т.е. с нулевым угловым моментом. Поэтому нет никакого парадокса относительно движения электрона в атоме водорода, и тем самым пропадает необходимость введения еще одного постулата (о винтовом движении свободных электронов) для объяснения нулевого орбитального момента электрона в атоме водорода.

Top Level Intro

This page is printed before a new
top-level chapter starts

Part VI

6 Литература

Литература по классическому описанию поведения частиц микромира

[1] Гринштейн Дж., Зайонц А., Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики. Издательский Дом "Интеллект", 2008 (стр.42-51 из этой работы Greenstein.htm).
[2] Грызинский М. Об атоме точно: Семь лекций по атомной физике // Сер. ``Библиотека конференции", Ред. М.М.Лаврентьев. Вып. 1, Новосибирск: ИМ СО РАН, 2004, 94 с. (http://www.gryzinski.com , http//www.iea.cyf.pl/gryzinski/michal.html).;
[3] Gryzinski M. Two-Particle Collisions. I. General Relations for Collisions in the Laboratory System // Phys. Rev. A138 (1965) 305-321. (Two-partiI.pdf),
[4] Gryzinski M. Two-Particle Collisions. II. Coulomb Collisions in the Laboratory System of Coordinates // Phys. Rev. A138 (1965) 322-335 (Two-partiII.pdf).
[5] Gryzinski M. Classical Theory of Atomic Collisions. I. Theory of Inelastic Collisions // Phys. Rev. A138 (1965) 336-358 (InelasticColl.pdf).
[7] Gryzinski M., Kowalski M., and Wlazlo M. Electron Capture in the p+H Head-on Collisions and Classical Dynamics // Gryzinski M. True and False Achievements of Modern Physics. – Homo-Sapiens, Warsaw, 1996, p.52-59.
[8] Gryzinski M. “Free-fall” solution of the Kepler problem in the presence of the magnetic moment. // Phys. Letters, 41A, 1972, p. 69.
[9] Gryzinski M., Kunc J., and Zgorzelski M. Three-Body Analysis of Electron – Hydrogen Atom Collisions // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 6 (1973) 2292-2302.
[10] Грызинский М. О природе атома // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции, Ред. М.М.Лаврентьев. – Новосибирск: Изд-во ИМ, 2001, с.135-160. – (Избранные труды Третьей сибирской конференции по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2000), Новосибирск, 22-24 июня 2000г.). 16с, (MG.pdf, рисунки для этой статьи в MGfigures.pdf).
[11] Грызинский М. О физической сущности постоянной Планка, электроне и протоне // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции: Избр. труды VI Сибирской междисциплинарной конф. по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2007). Новосибирск, 15-21 июля 2007 г.; вып 6. – Новосибирск: Академическое изд-во "Гео", 2008, с.68-79. MGryzinski.pdf.
[12] Еганова И.А Атомная физика Грызинского и главная цель конференции ФПВ // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции: Избр. труды V Сибирской междисциплинарной конф. по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2004), Новосибирск, 14-20 июля 2004 г.; вып 5. – Новосибирск: Академическое изд-во "Гео", 2006, с.18-36. http://www.gryzinski.com/FPV2004.html.
[13] Блохинцев Д.И., Основы квантовой механики // Издательство "Лань", 2004. - 672 с.
[14] Вихрев В.В. Конфигурация электромагнитного поля движущегося электрона. //

Препринт ИАЭ-6273/6. М., 2003. konfig.doc.
[14a] Вихрев В.В. Конфигурация магнитного поля движущегося электрона. // Прикладная физика, 2004, №5, с.12, konfig2.pdf.
[15] Вихрев В.В. Конфигурация магнитного поля движущегося электрона. // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции: Избр. тр. IV Сибирской конф. по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2002). Новосибирск, 28-31 июля 2002 г. Том 2. – Новосибирск: Ин-т математики СО РАН, 2004, с.39-53. konfig3.pdf.
[16] Вихрев В.В. Движение электронов в поле нескольких зарядов // Препринт ИАЭ-6391/6 М., 2006.12с, kulonpole.pdf.
[17] С.Р. де Гроот, Л.Г. Сатторп, Электродинамика // М.Наука, 1982.
[18] Вихрев В.В. Расширенная классическая механика для описания поведения частиц микромира // Препринт ИАЭ-6455/6 , М., 2007.16с, mechanics.pdf.
[19] Вихрев В.В. Описание поведения частиц микромира на основе законов классической физики // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции: Избр. труды VI Сибирской междисциплинарной конф. по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2007). Новосибирск, 15-21 июля 2007 г.; вып 6. – Новосибирск: Академическое изд-во "Гео", 2008, с.80-93. VVVikhrev.pdf.
[20] Ильин В.И. Механика Ньютона - основа единой физики. М., 1992.
[21] Ильин В.И. Нейтрино и физические основы энергетики будущего. М., 2003.
[22] Шпольский Э.П., Атомная физика, Т.1, М., 1963 (стр.475).
[23] Курс физики: Учебник для вузов Т.2 / Под ред. В.Н.Лозовского, т.2, изд. «Лань», 2001 (стр. 44-47).
[24] Фейнман Р, Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, т 3, Излучение, Волны, Кванты, Изд-во УРСС, 2004.
[25] Фейнман Р, Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям, Изд-во «Мир», М., 1965.
[26] Haken H., Wolf H.C. The physics of atoms and quanta Seventh Edition, Springer 2004.
[27] Dirac P.A.M. Direcction in Physics, John Willey, 1977.(Дирак об изменении квантовой механики, страницы из работы [10] Dirac.pdf).
[28] Гинсбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. - М. Наука, 1987. - 488 с.
[29] Соколов А.А. Тернов И.М. О поляризоционных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения // УФН 165 ?9 (1995) 1083-1094.

Литература по проблемам научного поиска

[30] Tony Leggett Days of quantum mechanics are numbered // Physics World, 2005, August, p.12, leggett.jpg.
[31] Дж. Платт Метод строгих выводов platt.html
[32] Еганова И.А Теоретическая физика: синдром Пигмалиона // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции: Избр. труды VI Сибирской междисциплинарной конф. по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2007). Новосибирск, 15-21 июля 2007 г.; вып 6. – Новосибирск: Академическое изд-во "Гео", 2008, с.94-103. IAEganova.pdf.

[33] Vikhrev V.V. Choice of a research direction, ICCA Journal, no.4, 1996.
[34] Вихрев В.В., Препринт ИАЭ-5885/16, М., 1995.

Вы можете получить материалы данного сайта в виде PDF-файла - mikromir.pdf или в виде электронной книги - mikromir.exe. Электронная книга представляет собой исполняемый файл с именем **mikromir.exe**, содержащий как тексты с этого сайта, так и программу, предназначенную для чтения с экрана при отсутствии соединения с Интернет.

Endnotes 2... (after index)

Back Cover