

И.Г. ЖЕЛЕЗНОВ

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА  
ГРАВИТАЦИИ  
И  
ДРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ



И.Г. ЖЕЛЕЗНОВ

**ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ГРАВИТАЦИИ  
И ДРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**



Москва 2007

Ж50 **Железнов, Игорь Григорьевич**  
**Физическая природа гравитации и других взаимодействий.** – М.: Белые альвы, 2007. – 208 с.: ил.  
ISBN 5-7619-0258-3

Результаты исследований показали, что гравитационных полей не существует, а явление гравитации возникает вследствие асимметричной реакции нуклонов и электронов, входящих в состав взаимодействующих объектов, на те потоки эфира, электромагнитных и звуковых волн, которые создают все материальные тела вселенной в данное время в данной области мирового пространства. Эфир представляет собой разреженный газ, в котором может образовываться и длительное время существовать только один *единственный вихрь*. Этот вихрь имеет инерционную массу, вполне конкретные геометрические размеры и является той самой элементарной частицей (частица Планка), из которой состоят все материальные образования. В эфире волны малого давления (звуковые волны), а также потоки его частиц распространяются со скоростью света. Установлено, что электрических, магнитных и гравитационных зарядов не существует, а все известные силы взаимодействия материальных тел, включая ядерные силы, являются результатом коллективного взаимодействия частиц Планка, расположенных в поверхностных (а точнее, гравитирующих) слоях нуклонов и электронов. Поэтому все взаимодействия имеют одну и ту же природу своего возникновения – механическую.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Предисловие</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1. Основные агрегатные состояния материи</b>	<b>15</b>
§1.1. Основные свойства эфира	15
§1.2. Вихри в эфире	16
§1.3. Материальные образования	19
§1.4. Режимы функционирования протона и электрона	23
<b>Глава 2. Взаимодействие частиц Планка в сотовых структурах вещества</b>	<b>28</b>
§2.1. Предварительные замечания	28
§2.2. Число связей	28
§2.3. Энергия связи двух частиц Планка	31
§2.4. Поле давлений одинокого протона	32
§2.5. Электрическое взаимодействие протонов	35
§2.6. Модели взаимодействия сотовых структур вещества	39
§2.7. Пропускная способность протона (электрона)	41
<b>Глава 3. Электростатические поля</b>	<b>44</b>
§3.1. Уравнения потокового взаимодействия	44
§3.2. Процессы установления режимов работы протонов и электронов	49
§3.3. Силовое и накопительное уравнения. Алгоритм решения	59
§3.4. Сотовый мидель электрона	61
§3.5. Взаимодействие электрона с протоном	65
§ 3.6. Взаимодействие движущихся протонов и электронов	69
<b>Глава 4. Атом водорода</b>	<b>73</b>
§4.1. Существующие модели	73
§4.2. Парциальные излучатели	76
§4.3. Суммарное поле излучателей	80
§4.4. Орбита предельного возбуждения	92
§4.5. Физическая природа излучений	97
<b>Глава 5. Гравитация</b>	<b>99</b>
§5.1. Общие сведения	99
§5.2. Взаимодействие диполей	100

§5.3. Гравитации массивных тел	112
§5.4. Эволюция солнечной системы	119
§5.5. Красное смещение.	
Шкала внегалактических расстояний	124
§5.6. Эволюция вещества во вселенной	128
<b>Глава 6.Сильное взаимодействие</b>	<b>130</b>
§6.1. Энергия связи	130
§6.2. Природа ядерных сил	132
§6.3. Устойчивость элементарных частиц	134
§6.4 Спин электрона	138
§6.5. Параметры эфира	139
§6.6. Диффузия частиц Планка	145
<b>Глава 7. Частные совпадения и предположения</b>	<b>150</b>
§7.1. Сдвиг Лэмба	150
§7.2. Излучение газов	165
§7.3. Структура нейтрона	167
§7.4. Дорожка стабильности ядер	168
§ 7.5. Эксперимент Майкельсона – Морли	171
§ 7.6. Шаровая молния	176
§ 7.7 Сопло с сотовой структурой	180
§ 7.8. Уравнения Максвелла	183
§ 7.9. Энергия эфира и возможности ее использования	186
<b>Заключение</b>	<b>193</b>
<b>Литература</b>	<b>198</b>

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Современная физика гравитационные процессы взаимодействия материальных тел изучает с использованием общей теории относительности (ОТО), разработанной А. Эйнштейном. При создании ОТО А. Эйнштейн полагал, что скорость распространения гравитации и электромагнитных волн одна и та же и равна скорости распространения света в вакууме. Математический аппарат ОТО представляет собой совокупность дифференциальных уравнений в частных производных, записанных в криволинейной системе координат псевдоримановой геометрии. В этой теории движение материальных тел происходит по инерции, по искривленным геодезическим линиям. Указанное искривление пространства – времени происходит автоматически в момент введения в систему уравнений пространственного положения и величин гравитирующих масс. По этой причине гравитационное взаимодействие материальных тел будет происходить мгновенно без задержек с указанного выше момента времени. Экспериментальных данных, подтверждающих ОТО, не существует. Этот вывод является следствием того, что результаты всех опытных проверок общей теории относительности могут быть объяснены с использованием законов классической физики.

Для слабых полей гравитации при условии, что скорости относительного перемещения взаимодействующих тел малы по сравнению со скоростью света, теория ОТО превращается в теорию тяготения И. Ньютона. Основу теории гравитации И. Ньютона составляет всемирный закон тяготения, который для двух материальных тел с массами  $m_1$  и  $m_2$  имеет вид:

$$F = f \frac{m_1 m_2}{r^2}, \text{ где} \quad (1)$$

где  $f$  – гравитационная постоянная;  
 $r$  – расстояние между телами.

В приведенном соотношении отсутствуют члены, которые характеризуют эффекты запаздывания гравитацион-

ного воздействия одного тела на другое. Общепринятым объяснением этого факта считается утверждение о том, что скорость распространения гравитации равна бесконечности. Первые оценки скорости гравитации были найдены Лапласом в 1797 году при расчетах векового ускорения Луны. Им получено, что скорость распространения гравитации должна быть не менее чем в 50 миллионов раз выше скорости света. Однако вывод Лапласа о практически бесконечной скорости гравитации вряд ли можно считать соответствующим действительности, поскольку мгновенность гравитационного взаимодействия рассматриваемых материальных тел предопределена неизменностью полей их гравитации во времени и в пространстве.

По своей сути закон всемирного тяготения представляет собой эмпирическую зависимость, полученную И. Ньютоном на основе соответствующего преобразования 3 закона И. Кеплера. Полное незнание природы изучаемых явлений привело к тому, что в законе появилась размерная константа  $f$ , которая по результатам современных экспериментальных измерений численно равна:

$$f = 6,6745(8) \times 10^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2}.$$

Ньютон неоднократно предпринимал попытки объяснить природу гравитации с использованием эфира, который, по его мнению, представляет газообразную субстанцию « во всех отношениях похожую на воздух, но только значительно более тонкую». Однако, разочаровавшись в поисках природы гравитации, Ньютон пишет:

«Причину же этих свойств тяготения я до сих пор не мог вывести из явлений, гипотез же я не измышляю».

В конечном итоге эти неудачи Ньютона привели к тому, что его последователи совершенно не видят никаких неудобств в существовании размерной константы гравитации  $f$  и, более того, считают гравитацию врожденным свойством материальных тел, передаваемую от одного тела к другому без промежуточной среды. Так называемый принцип «дейст-

вия на расстоянии» стал философским учением, которое считает все попытки установить истинную природу гравитационную не только бессмысленными, но порой и вредными, подлежащими к запрещению в директивном порядке.

Создание в Российской академии наук специальной комиссии по борьбе с лженаукой наглядно продемонстрировало, что научные теории, которые в той или иной мере отвергают специальную теорию относительности, будут изначально отвергнуты как измышления безграмотных авторов. Сейчас было бы интересно узнать, какое количество работ попало с 1964 года под гильотину закрытого Решения секции астрономии и математики АН СССР, в котором открытым текстом запрещалась критика идей А. Эйнштейна.

Современная квантовая теория поля включает в себя механику И. Ньютона, квантовую механику и специальную теорию относительности. С помощью методов этой теории получены уравнения для описания всех видов взаимодействия материальных тел. Однако эти уравнения оказались настолько сложными, что точных решений найти практически невозможно, а использование приближенных методов порой требует такого количества перенормировок, что эти процедуры скорее напоминают подгонку теоретических расчетов под ожидаемые результаты. В этих условиях, используя псевдонаучные доказательства, популизаторам от науки удастся выбивать колоссальные бюджетные средства на реализацию бесплодных проектов таких, как создание «Токамаков» и ускорителей частиц высоких энергий.

Эксперименты на «Токамаках» по созданию управляемого термоядерного синтеза, а также поиски самой элементарной частицы среди осколков разбитой материи на самом мощном ускорителе в г. Протвино продолжаются уже *более 50 лет*. Однако ожидаемых результатов нет, и не предвидится. Тем не менее, ни один физик – теоретик не высказал «мыслителям о судьбах вселенной», что в проводимых экспериментах содержится принципиальная ошибка и поэтому эти эксперименты необходимо прекратить. Причин такого



поведения ученых много, но одна, видимо, состоит в простом нежелании затевать бессмысленные споры с релятивистами, которые изменить привычную для них точку зрения на рассматриваемые явления не могут из-за потери своего научного авторитета и материального положения.

В настоящее время появилось достаточное количество работ, в которых обсуждается необходимость возврата к концепции эфира, как среды, позволяющей не только создавать материальные объекты, но и передавать все виды их взаимодействия.

Так, в работах В.А. Ацюковского [23, 24] созданы вихревые модели для всех устойчивых элементарных частиц и предложены способы конструирования ядер и некоторых молекул. На основе эфиродинамических представлений о причинах возникновения электрического и магнитного полей у протона рассчитаны термодинамические параметры эфира, в том числе:

- плотность эфира  $\rho_3 = 8.85 \times 10^{15} \text{ г/см}^3$  ;

- давление эфира в свободном пространстве

$P_3 = 1,3 \times 10^{36} \text{ Нм}^{-2}$ ;

- скорость распространения продольных возмущений

$V_1 = 4,34 \times 10^{23} \text{ мс}^{-1}$ .

Показано, что гравитационное взаимодействие тел в основном обусловлено термодинамическими процессами охлаждения эфира поверхностными слоями нуклонов, образующих ядра атомов.

Относительно результатов, полученных В.А. Ацюковским с помощью методов эфиродинамики, можно сказать следующее.

Во-первых, нужно отметить, что в земных условиях известен только один процесс образования вихрей в виде фотонов различной частоты. Эти фотоны создаются электронами возбужденных атомов, либо в процессе их тормозного излучения. Экспериментальных данных об условиях образования протонов и других устойчивых элементарных частиц не существует. Ссылки В.А. Ацюковского на возможность рождения протонов в ядрах спиральных галактик вы-

глядят не убедительными. Поэтому трудно поверить в то, что в эфире, практически идеальном газе, может существовать столь большое количество различных механизмов, позволяющих создавать все устойчивые элементарные частицы.

Во-вторых, необычайно высокие значения давления и скорости распространения звуковых волн в эфире приводят к тому, что в одном кубическом сантиметре свободного эфира должно содержаться такое количество энергии  $W_3 = 1.3 \cdot 10^{30} \text{джсм}^{-3}$ , которое выделяется при взрыве 200 тысяч миллиардов мегатонных бомб. Кроме того, из-за непрозрачности элементарных частиц к потокам эфира в плоскостях вращения галактик должны возникать такие разности давлений, которые соизмеримы с величиной давления в свободном эфире. Поскольку в подобных условиях длительное существование вселенной просто невозможно, то найденные оценки термодинамических параметров эфира следует признать не соответствующими реальной действительности.

В-третьих, предложенный способ образования фотонов с помощью стоячих волн, возбуждаемых оболочками электронов, не позволяет достичь свойств их квантованности и локализуемости в пространстве. Не ясна также причина, почему электрон не падает на протон в атоме водорода. Вопросов больше, чем ответов. Поэтому предпринятую лобовую атаку познания законов природы с использованием методов эфиродинамики следует признать весьма интересной, но крайне неудачной.

Суммарная масса водорода  $H$  и гелия  $He$  составляет 99,9% от всей массы вселенной [10]. При этом отношение числа атомов  $He/H$  примерно равно 0,1. Поэтому можно считать, что в гравитационных процессах основную роль играют элементарные диполи, каждый из которых состоит из протона и электрона и может находиться в возбужденном, либо в невозбужденном состояниях.

В связи с этим представляется целесообразным в законе (1) осуществить следующие преобразования:

1. Взаимодействующие массы  $m_1$  и  $m_2$  выразить в виде суммы диполей

$m_1 = n_1 m_d$   $m_2 = n_2 m_d$ , где  $n_1, n_2$  – число диполей в первом и втором телах соответственно;  $m_d$  – масса одного диполя.

2. Перед законом (1) ввести коэффициент  $\frac{1}{2}$ , как признак того, что диполи взаимодействуют друг с другом по аэродинамическим законам.

3. Размерную константу гравитации  $f$  записать в системе CGSE в виде произведения двух констант

$$f_{CGSE} = |f| \cdot 1 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2}.$$

При такой записи постоянная гравитации в системе GSM получается равной:

$$f_{GSM} = |f| \cdot 10^{-3} \times 1 \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ сек}^{-2}.$$

Другими словами размерная единица  $1 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2}$  в системе CGSE превращается в системе GSM в выражение  $10^{-3} \times 1 \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ сек}^{-2}$ , а модуль величины  $f$  при этом остается неизменным.

С учетом сделанных замечаний закон (1) можно записать в виде:

$$F = \frac{1}{2} \frac{(\sqrt{2|f|} n_1 m_d)(\sqrt{2|f|} n_2 m_d)}{r^2} \times 1 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2} \quad (2)$$

Из этого соотношения следует, что диполи взаимодействуют друг с другом перекрестным способом и в этом процессе участвует только небольшая часть массы каждого диполя. Коэффициент, определяющий эту часть массы диполя, равен:

$$G = \sqrt{2|f|}. \quad (3)$$

Эмпирическое значение коэффициента  $f$  таково:

$$f^{\otimes} = 6,6745(8) \times 10^{-8}.$$

Поэтому

$$G^{\otimes} = \sqrt{2|f^{\otimes}|} = 3,65365022956 \times 10^{-4} \quad (4)$$

В дальнейшем величину

$$\Delta m_d = \sqrt{2|f|m_d} \quad (5)$$

будем называть гравитирующей массой каждого диполя.

По аналогии величины

$$\Delta m_1 = \Delta m_d n_1,$$

$$\Delta m_2 = \Delta m_d n_2$$

определим, как гравитирующие массы первого и второго тела соответственно.

В элементарном диполе протон и электрон взаимодействуют друг с другом с помощью своих электростатических полей. В современной электродинамике считается, что заряды протона и электрона одинаковы по величине, но противоположны по знаку. Сила электрического притяжения подобных объектов с высокой точностью может быть рассчитана с использованием закона Кулона:

$$F = \frac{e^2}{r^2},$$

где  $e$  – единичный элементарный заряд;  $r$  – расстояние между протоном и электроном.

По своей форме закон Кулона копирует закон всемирного тяготения. Однако между этими законами существует очень большая разница. Она состоит в том, что если в законе И. Ньютона остается неясным только физический смысл постоянной гравитации  $f$ , то в законе Кулона совершенно непонятны причины, почему при расчетах сил электрического взаимодействия заряды нужно рассматривать как реальную физическую разновидность материи. Более того, Кулон считал, что заряды априори «знают» как взаимодействовать друг с другом на различных расстояниях и в различные моменты времени. Кулон просто не допускал никаких переходных процессов «узнавания» одним зарядом другого заряда, находящегося на определенном расстоянии от первого.

На основе проведенных исследований можно утверждать, что в природе никаких электрических зарядов нет, а реально

существующие материальные образования, находясь в различных агрегатных состояниях, могут взаимодействовать друг с другом в точном соответствии со всеми электрическими законами. По этой причине признание электричества материальной субстанцией является одним из самых главных заблуждений всего современного естествознания.

В настоящее время электрический заряд протона (электрона) определен с точностью до (5-6) знака. Относительную силу сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий обычно характеризуют следующим соотношением  $1: 10^2: 10^{10}: 10^{38}$ . Из него следует, что гравитационное взаимодействие в  $10^{36}$  раз слабее электромагнитного. В совокупности сказанное выше показывает, что в опытах с заряженными частицами установить связь гравитации с электрическими и магнитными полями практически невозможно.

○ По этой причине в данной работе было признано необходимым:

- найти точные уравнения электростатического функционирования элементарного диполя в реальном эфире;
- откалибровать полученные уравнения с использованием известных законов электрических, электромагнитных и сильных взаимодействий;
- определить величину и физический смысл постоянной гравитации  $f$ , после чего решить задачу гравитации для макроскопических тел;
- предложить возможные решения ряда практических задач, связанных с созданием двигателей летательных аппаратов.

По своей сути данная работа является продолжением исследований автора по созданию единой теории поля [28].

Она состоит из предисловия, 7 глав и заключения.

В первой главе охарактеризованы общие свойства эфира. Приведены расчетные соотношения для определения массы и геометрических размеров частицы Планка, являющейся единственной частицей, из которой образуются все сотовые структуры вещества. На основании существующих экспериментальных данных определены режимы функцио-

нирования протонов и электронов под воздействием набегающих на них потоков эфира.

Во второй главе приведены результаты расчетов по определению количества связей между частицами Планка, расположенными как на поверхности, так и внутри тела протона (электрона). Получены соотношения, позволяющие определять энергию связи между двумя взаимодействующими частицами Планка. Установлен механизм возникновения электрических сил при взаимодействии сотовых структур вещества, находящихся в различных агрегатных состояниях и функционирующих в реальном эфире. Введено понятие сотового миделя протона, приведена формула для расчета его величины. Показана связь сотового миделя с гравитирующим слоем протона. Доказано, что электрические силы своим происхождением обязаны неравновесному взаимодействию поверхностных оболочек протонов и электронов, возникающему под воздействием набегающих на них плоских потоков эфира и звуковых волн.

В третьей главе приведены уравнения потокового взаимодействия протонов и электронов. Из условий взаимодействия зарядов различной полярности определено, что электрон должен быть сферической оболочкой с внешним радиусом, меньшим радиуса протона. Получен алгоритм расчета сотового миделя электрона и подтверждено, что потоковое взаимодействие электрона с протоном происходит в точном соответствии с законом Кулона.

В четвертой главе рассчитаны характеристики суммарных полей излучения протонов и электронов. Доказано, что наличие чередующихся зон отталкивания является тем фактором, который исключает возможность падения электрона на протон при их совместной работе в режиме генерации электромагнитных волн. Установлена несостоятельность электродинамической модели Бора для атома водорода. Охарактеризованы возможные траектории движения электрона в атоме водорода при излучении им волн различной частоты.

В пятой главе показано, что гравитационных полей не существует, а гравитация является результатом коллектив-

ного потокового взаимодействия квазинейтральных диполей, входящих в состав атомов материальных тел. Приведен алгоритм расчета постоянной гравитации. Аналитические вычисления показали, что теоретическое значение постоянной гравитации  $|f_g| = 6,674636857 \times 10^{-8}$  с очень высокой точностью совпадает с ее экспериментальной оценкой  $|f| = 6,6745(8) \times 10^{-8}$ . Кроме того, кратко изложены вопросы эволюции солнечной системы и вселенной. Установлена природа красного смещения частоты света от звезд и далеких галактик. Приведен алгоритм расчета постоянной Хаббла.

В шестой главе установлено, что сильное взаимодействие по своей природе имеет аэродинамическое происхождение. Показано, что ядерные силы возникают в результате коллективного взаимодействия частиц Планка, находящихся в поверхностных слоях протонов и электронов. Определены устойчивые формы элементарных частиц и, как следствие, получено решение проблемы квантования электрических зарядов. Рассчитаны основные термодинамические параметры эфира. На конкретном примере произведен расчет дефекта масс при термоядерных реакциях.

В седьмой главе объяснена природа возникновения сдвига Лэмба, доказана несостоятельность постулатов специальной теории относительности, сделанных А. Эйнштейном на основе результатов эксперимента Майкельсона. Кроме того, рассмотрен ряд других вопросов, связанных с излучениями нейтральных газов, существованием дорожки стабильности ядер, природой шаровой молнии, а также возможностью использования разработанной единой теории поля при решении некоторых практических задач.

В заключении кратко изложены результаты проведенных исследований.

Автор надеется, что издание книги будет интересно читателю, который знаком с современными проблемами физики. Автор выражает благодарность всем своим друзьям, принимавшим участие в обсуждении основных идей работы.

## Глава I

### Основные агрегатные состояния материи

#### § 1.1. Основные свойства эфира

Реальные наблюдения показывают, что космическое пространство является изотропным по отношению к направлениям распространения всех известных энергетических полей и возмущений. В связи с этим космический вакуум должен обладать не только малой плотностью и малой вязкостью, но и высокой упругостью, что просто необходимо для передачи воздействий от одного тела к другому с реально наблюдаемыми большими скоростями. В наибольшей степени эти свойства присущи газу, который способен автоматически усреднять свое распределение в пространстве без пустот и дислокаций.

Поэтому под эфиром мы будем понимать газообразную среду, которая заполняет все мировое пространство. Элементами этой среды являются неделимые бесструктурные частицы (амеры), представляющие собой первичную основу для образования всех элементарных частиц и физических полей, известных современной физике.

При этом будем исходить из того, что понятия макро – и микромир лишены всякого физического смысла, а законы, описывающие реальную природу, едины для различных уровней деления материи на части. Кроме того, подчеркнем, что все законы реального мира отображают результат механического взаимодействия частиц эфира и вещества в процессе их относительного перемещения в пространстве и времени.

Поскольку эфир представляет собой газообразную среду, то ему присущи, как и любому газу, четыре основные формы движения: диффузионное, поступательное, вращательное, колебательное, включая различные их комбинации.

По своим физическим свойствам эфир мы будем считать обычным разреженным газом, который при взаимо-



действии с материальными телами оказывает на них давление, а при их обтекании развивает аэродинамические силы.

При рассмотрении процессов распространения малых возмущений в эфире будем считать, что они носят адиабатический характер. По Лапласу это означает, что между давлением  $P$  и его плотностью  $\rho$  существует строгая зависимость  $P/\rho^\gamma = const$ , где  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Скорость звука  $a$  в таком эфире равна:

$$a = \sqrt{\gamma P / \rho} . \quad (1.1.1)$$

При расчетах параметров взаимодействия потоков эфира с различными материальными объектами будем полагать, что скорость передачи малых давлений (скорость звука) в эфире равна скорости света  $c$

$$a = c = 2,99792 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

По нашим представлениям взаимодействие частиц эфира друг с другом происходит контактным способом по законам абсолютно упругого удара. Частицы эфира обладают инерционной массой  $m$ , и геометрическими размерами в виде сферы радиуса  $r$ . Никаких сил гравитации между частицами эфира нет и быть не может.

## § 1.2. Вихри в эфире

При образовании вихрей необходимо затрачивать дополнительную энергию на создание вращательного движения молекул газа, находящихся в его стенках. Поскольку природа не склонна к расточительству своих энергетических возможностей, то мы будем считать, что в эфире при определенных условиях может образовываться и длительное время существовать только одно единственное вихревое образование. По нашим представлениям этот устойчивый вихрь обладает свойствами частицы и представляет собой вихрь Хилла с направлениями движения амеров, изображенными стрелками на рис.1.2.1.

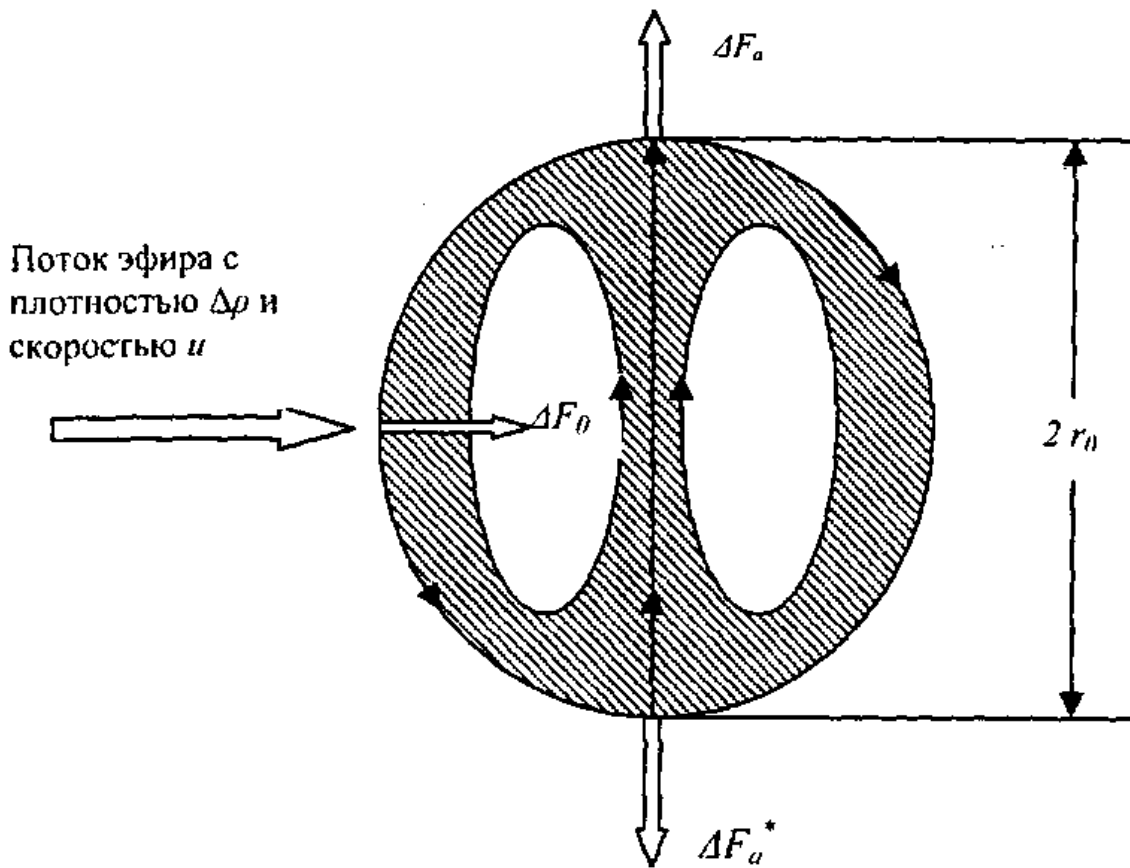


Рис.1.2

Этот вихрь имеет инерционную массу  $m_0$  и геометрические размеры в виде сферы радиуса  $r_0$ . Он непрозрачен для набегающих на него потоков эфира и взаимодействует с ними в точном соответствии с известными законами аэродинамики.

Для нас последнее означает, что силы лобового сопротивления  $\Delta F_0$  и аэродинамические силы  $\Delta F_a, \Delta F_a^*$ , возникающие при обтекании вихря плоскими потоками эфира, должны рассчитываться по формулам:

$$\Delta F_0 = \frac{1}{2} c_x \Delta \rho \cdot u^2 S_0, \quad (1.2.1)$$

$$\Delta F_a = \Delta F_a^* = \frac{1}{2} c_y \Delta \rho \cdot u^2 S_0, \quad (1.2.2)$$

где  $c_x, c_y$  – коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы вихря;

$\Delta\rho, u$  – плотность и скорость набегающих потоков эфира;

$S_0 = \pi r_0^2$  – мидель вихря.

Поскольку силы  $\Delta F_a, \Delta F_a^*$  равны друг другу и действуют в противоположных направлениях, то суммарная аэродинамическая сила воздействия плоского потока на рассматриваемый вихрь будет равна нулю.

Относительно взаимодействия вихрей друг с другом, а также с другими материальными телами скажем, что они происходят по законам абсолютно упругих соударений.

В дальнейшем эти вихри – частицы мы будем называть частицами Планка и считать, что они являются основным строительным материалом для образования всех элементарных частиц реального мира.

При определении массы  $m_0$  частиц Планка будем исходить из следующих соображений.

Известно, что среди элементарных частиц фотон обладает наименьшей массой покоя  $m_\phi$ , которая по опытным данным составляет  $m_\phi < 10^{21} m_e$ , где  $m_e$  – масса электрона [1].

Учитывая этот факт, а также универсальное свойство фотонов сопровождать и участвовать практически во всех известных ядерных реакциях, рассмотрим одну из простейших возможностей интерпретации структуры фотона в виде механической суммы её составляющих элементов.

Впервые квантовая природа электромагнитного излучения была доказана М. Планком в 1900 г. Открытый Планком закон распределения энергии в спектре теплового излучения материальных тел находится в полном согласии с имеющимися экспериментальными данными и свидетельствует о том, что энергия электромагнитного излучения может принимать лишь дискретные значения

$$E_\phi = h \cdot \nu, \quad (1.2.3)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $h = 6,626176 \times 10^{-27}$  эрг·сек;  
 $\nu$  – частота осциллятора.

Прямые доказательства о наличии корпускулярных свойств у квантов были получены А. Комптоном в 1922 г.

в ходе экспериментов по рассеиванию рентгеновских лучей на электронах.

При выводе (1.2.3) Планк считал, что энергия  $E_\phi$  численно равна кинетической энергии осциллятора, излучающего свет с частотой  $\nu$  [2]. По этой причине величину  $E_\phi$  можно трактовать как суммарные энергетические затраты, которые необходимы для образования фотона. Но это означает, что фотон можно рассматривать как некое структурное образование, состоящее из  $n = |\nu|$  одинаковых частиц с полной энергией каждой частицы, равной

$$E_0 = h \cdot \nu \text{сек}^{-1}. \quad (1.2.3)$$

Так как полная энергия  $E_0$  этих частиц в равных пропорциях подразделяется на кинетическую  $E_{ок}$  и потенциальную  $E_{от}$  энергии

$$\begin{aligned} E_0 &= E_{ок} + E_{от}, \\ E_{ок} &= E_{от} = E_0/2, \end{aligned} \quad (1.2.4)$$

то их массу нетрудно найти из соотношения:

$$m_0 = 2 \cdot E_{ок} / c^2 = h / c^2 = 0,73726376244 \cdot 10^{-47} \text{г}.$$

В заключение скажем, что гравитационной массой частицы Планка не обладают, а других действительно элементарных частиц в природе не существует.

### § 1.3. Материальные образования

К числу материальных образований мы будем относить только две действительно стабильные частицы: протон и электрон.

Протон – элементарная частица, ядро атома водорода. Имеет положительный заряд  $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$  СГСЭ единиц заряда. Инерционная масса протона  $m_p = 1,672614 \cdot 10^{-24}$  г. Радиус протона  $r_p = 0,8 \cdot 10^{-13}$  см.

Поскольку протон не излучает электромагнитных волн, то мы его будем представлять в виде сферы радиуса  $r_p$ , кото-

рая плотно заполнена шарами радиуса  $r_0$ . При таком заполнении для образования протона необходимо  $N_n$  частиц Планка

$$N_n = \frac{m_n}{m_0} = 2,2686778914 \times 10^{23}.$$

Зная объем протона  $V_n = \frac{4}{3} \pi \cdot r_n^3$ , нетрудно найти объем частицы Планка

$$V_0 = \frac{V_n}{bN_n},$$

где  $b$  – коэффициент, учитывающий объемные пустоты в теле протона. Значение коэффициента  $b$  было рассчитано для куба, заполненного шарами, при условии, что его объем стремится к бесконечности:  $b = 9/2\pi = 1,4323957$ .

Так как  $V_0 = 0,65996720655 \times 10^{-62} \text{ см}^3$ , то радиус частицы Планка получается равным:

$$r_0 = \sqrt[3]{\frac{3V_0}{4\pi}} = 1,16362051 \times 10^{-21} \text{ см}.$$

Площадь миделя частицы Планка

$$S_0 = \pi r_0^2 = 4,25375273 \times 10^{-42} \text{ см}^2.$$

Площадь поверхности протона

$$S_n^{нов} = 4\pi \cdot r_n^2 = 8,0424704 \times 10^{-26} \text{ см}^2.$$

Число частиц Планка на поверхности протона

$$N_n^{нов} = S_n^{нов} / a \cdot S_0,$$

где  $a = 2\sqrt{3} / \pi = 1,1026587222$  – коэффициент, учитывающий пустоты ее заполнения кругами с радиусом  $r_0$ .

Расчеты дают следующую оценку:

$$N_n^{нов} = 1,7146524845 \times 10^{16}.$$

Для определения числа отверстий на поверхности протона рассмотрим её фрагмент, образованный тремя соседними частицами Планка (рис. 1.3.1).

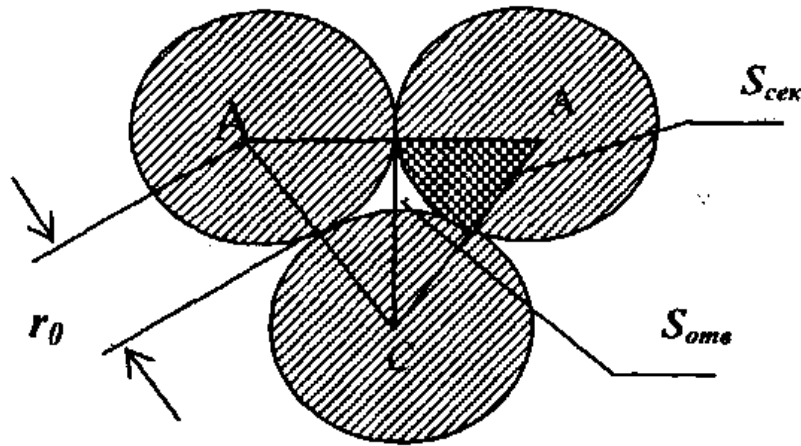


Рис. 1.3.1.

Из рисунка видно, что площадь одного отверстия  $S_{отв}$  равна

$$S_{отв} = S_{ABC} - 3 S_{сек},$$

где  $S_{ABC}$  - площадь треугольника  $S_{ABC} = \sqrt{3}r_0^2$ ,

$S_{сек}$  - площадь дважды заштрихованного сектора ДВЕ:

$$S_{сек} = \pi r_0^2 / 6$$

Следовательно,

$$S_{отв} = (\sqrt{3} - \pi / 2) r_0^2.$$

Суммарная площадь всех отверстий на поверхности протона равна:

$$S_n^{отв} = S_n^{пов} - N_n^{пов} \cdot S_0 = (a - 1) \cdot N_n^{пов} \cdot S_0.$$

Поэтому

$$N_n^{отв} = \frac{S_n^{отв}}{S_{отв}} = \frac{(a - 1)\pi}{\sqrt{3} - \pi / 2} N_n^{пов} = 2N_n^{пов}.$$

Из сказанного следует, что с внешней сферической поверхности протон представляет собой сотовую структуру, через поверхностные отверстия которой втекает и вытекает эфир. Входящий поток эфира - диффузионный, а выходящий должен обладать свойствами центральной сферической симметрии. Последнее свойство является простым

следствием опытных данных, свидетельствующих о том, что в свободном пространстве протон создает вокруг себя сферически симметричное электростатическое поле. Это свойство протона носит общий характер, а поэтому оно должно выполняться и при механической интерпретации природы электрических явлений.

Указанное требование равносильно тому, что внутреннее строение протона должно обеспечивать преобразование входящего в него диффузионного потока частиц эфира в выходящий поток, расходимость которого строго соответствует свойствам центральной сферической симметрии.

Пространственную структуру протона по отношению к набегаящим потокам эфира можно рассматривать, как объемную рассеивающую линзу, работающую без потерь энергии в точном соответствии с первым законом термодинамики. При этом глубина проникновения потоков, набегаящих на протон с одной стороны, должна соответствовать условиям их полного торможения. Поэтому за объемным поверхностным слоем внутри протона, видимо, существует область, в которой частицы эфира всегда движутся хаотически.

По мнению автора, потоки эфира, циркулирующие в поверхностном слое протона, за счет обтекания частиц Планка развивают аэродинамические силы, которые создают поверхностное натяжение, обеспечивающее высокую стабильность протона, как частицы.

Если объемно рассмотреть поверхностные полости протона, то можно сделать вывод о том, что они по форме напоминают природой созданные сопла Лавалья. Это означает, что при определенных условиях протон может генерировать звуковые волны.

Относительно электрона известно, что это стабильная элементарная частица с инерционной массой  $m_e = 9,110 \cdot 10^{-28}$  г. По экспериментальным данным радиус электрона не установлен. Заряд частицы отрицательный  $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$  единиц заряда в системе СГСЭ. В свободном простран-

стве электрон создает вокруг себя симметричное сферическое электростатическое поле.

Для образования электрона необходимо следующее число частиц Планка:

$$N_e = \frac{m_e}{m_0} = 1,23565004332 \times 10^{20}.$$

Известно, что ускоренно движущийся электрон излучает кванты электромагнитного поля. Поэтому электрон мы будем представлять в виде накопительного резервуара (сферического кольца), во внутренней полости которого при определенных условиях могут накапливаться и образовываться устойчивые вихревые образования. По нашим представлениям такие условия возникают тогда, когда внутренние сопла электрона начинают работать в режиме генераций звуковых волн. Физика этих процессов, скорее всего, состоит в том, что потоки этих звуковых волн, многократно отражаясь от внутренней поверхности электрона, создают на границе своего соприкосновения условия, которые необходимы сначала для возникновения турбулентности, а затем ее быстрого перехода в нелинейную стадию с образованием больших вихрей.

Электрон, также как и протон, мы будем представлять составной частицей, высокая стабильность которой объясняется силами, возникающими в ее поверхностном слое.

#### **§ 1.4. Режимы функционирования протона и электрона**

Сначала рассмотрим процессы преобразования потоков эфира, которые входят во внутренние полости протона.

Из общих соображений ясно, что входящие потоки эфира внутри тела протона многократно проходят стадии адиабатического сжатия и расширения. По существу эти процессы являются процессами дросселирования, которые естественным образом протекают с дозвуковыми скоростями истечения газов. Наружу в первичный эфир эти потоки



выходят через поверхностные отверстия протона. По форме эти отверстия напоминают сопла Лавалья, но с очень высокой степенью расширения выходного раstra. Из этого следует, что поверхностные отверстия работают как обычные коноидальные сопла в двух режимах: в дозвуковой и сверхзвуковой областях истечения газов с числом Маха, близким к единице.

При работе сопел в дозвуковой области входящий в протон поток эфира выходит наружу без качественных изменений в виде обычного газа (режим «газ»).

Во втором режиме работы некоторая часть эфира  $\Theta_{nn}$  преобразуется в кванты звуковых волн, а другая часть  $(1-\Theta_{nn})$  не претерпевает каких-либо структурных изменений (режим «звук»).

Поверхностные и внутренние отверстия в теле электрона по своей форме идентичны поверхностным отверстиям протона. Поэтому при одних и тех же условиях естественно ожидать, что режимы их работы совпадают, а процессы истечения из них потоков эфира и звуковых волн могут быть изучены с помощью известных методов термодинамики.

Из теории известно, что режим работы сопел Лавалья определяется величиной параметра управления, который можно рассчитать из соотношения:

$$\beta = P_2 / P_1 , \quad (1.4.1)$$

где  $P_2$  – давление в окружающей среде, куда происходит истечение газов;  $P_1$  – давление в первичной камере сопла.

Величина параметра управления  $\beta$  и давление в устье сопла  $P_2$ , соответствующие переходу работы сопел в сверхзвуковую область истечения газов, называются критическими и обозначаются  $\beta_{кр}$  и  $P_{кр}$  соответственно. При работе в этих условиях скорость истечения и секундный расход сопла будут оставаться постоянными величинами вне зависимости от дальнейшего уменьшения параметра  $\beta < \beta_{кр}$ . Необходимо отметить, что переход режимов работы этих сопел из сверх-

звуковой области в дозвуковую область и наоборот происходит при бесконечно малых изменениях параметра управления  $\beta$  около его критического значения  $\beta_{кр}$

Из этих объяснений следует, что сотовые структуры вещества способны мгновенно изменять свои агрегатные состояния, имитируя тем самым режимы притяжения и отталкивания, возникающие при взаимодействиях заряженных тел различной полярности.

Таким образом, при объяснении природы взаимодействия протонов и электронов можно считать, что основными режимами их работы являются:

### 1. Режим «газ»

В этом режиме ( $\beta > \beta_{кр}$ ) протон и электрон не способны генерировать звуковые волны по той простой причине, что все их сопла работают в дозвуковой области истечения газов. В реальных условиях эта ситуация возникает при взаимодействиях протона с протоном ( $\Theta_{mm}$ ) и электрона с электроном ( $\Theta_{ee}$ ). Поскольку протоны и электроны в этих условиях не излучают звуковых волн, то мы будем считать

$$\Theta_{mm} = \Theta_{ee} = 0. \quad (1.4.2)$$

По своей сути это равенство является необходимым условием, которое гарантирует при заданной плотности эфира максимально возможную интенсивность взаимодействия объектов с сотовой структурой.

Находясь в этом агрегатном состоянии, протон и электрон должны отталкиваться друг от друга и естественным образом отталкивать себе подобные объекты с кулоновскими силами.

### 2. Режим «звук»

Этот режим работы возникает при условии  $\beta < \beta_{кр}$ , означающем, что сопла протона (поверхностные) и электрона (поверхностные или внутренние) работают в сверхзвуковой области истечения газов и генерируют звуковые волны определенной интенсивности. По нашим представлениям наиболее часто подобные условия возникают при взаимо-

действия протона с электроном ( $\Theta_{ne}$ ) и электрона с протоном ( $\Theta_{en}$ ).

В общем случае будем считать, что

$$\Theta_{en} \neq \Theta_{ne} \neq 0. \quad (1.4.3)$$

Поскольку выполнение равенства  $\Theta_{nn} = \Theta_{ee} = 0$  является необходимым условием, то определение параметров  $\Theta_{en}$  и  $\Theta_{ne}$  мы будем относить к числу основных задач нашего последующего исследования.

Если протон и электрон находятся в этом агрегатном состоянии, то они будут притягиваться друг к другу вне зависимости от того, являются ли взаимодействующие частицами протонами или электронами. Это означает, что при рассмотрении взаимодействия двух протонов (электронов) один из них можно считать протоном (электроном), а другой антипротоном (позитроном).

### 3. Режим генерации квантов электромагнитного поля

Для генерации частиц Планка сопла, расположенные на внутренней поверхности электрона, должны работать в режиме звуковых волн ( $\Theta_{en}$ ). В этом режиме звуковые волны, возникающие во внутренней полости электрона, не могут полностью ее покинуть за время генерации одной частицы потому, что выходные отверстия внутренней полости составляют меньшую часть от ее общей площади. По этой причине звуковые волны начинают многократно отражаться от внутренней поверхности электрона, обеспечивая тем самым аккумуляцию их энергии в указанном выше объеме. С течением времени давление во внутренней полости электрона возрастает, достигает некоторых критических значений, после чего дальнейшее развитие анализируемого процесса возможно в двух направлениях.

а) силы поверхностного натяжения электрона из-за воздействия внешних сил не в состоянии удержать сгусток энергии звуковых волн, и он выходит наружу в виде сферического вихря, превращаясь в конечном итоге в частицу Планка. Такая ситуация возможна только в тех случаях, ко-

гда электрон движется с ускорением под воздействием внешних сил.

б) давление во внутренней полости электрона с учетом выхода определенной части энергии звуковых волн через отверстия на его внутренней поверхности устанавливается таким образом, что  $\beta > \beta_{кр}$  и возникает как бы эффект подзапирания внутренних сопел указанным выше давлением. В этом состоянии электроны из-за отсутствия внешних сил движутся без ускорения и потому не могут как бы «вытряхнуть» вихревые образования звуковых волн из своей внутренней полости.

## Глава 2

### Взаимодействие частиц Планка в сотовых структурах вещества

#### § 2.1. Предварительные замечания

Для оценки интенсивности коллективного взаимодействия частиц Планка в сотовых структурах вещества необходимо:

1. Определить количество связей, которые возникают между частицами Планка, расположенными как на поверхности ( $n_{св}^{нов}$ ), так и внутри ( $n_{св}^{ин}$ ) тела протона (электрона).

2. Рассчитать энергию связи  $\Delta E_{св}^o$ , которую необходимо затратить при разрыве одной связи между двумя взаимодействующими частицами Планка.

3. Установить механизм возникновения электрических сил при взаимодействии сотовых структур вещества.

4. Разработать алгоритмы расчета сил взаимодействия сотовых структур вещества, находящихся в различных агрегатных состояниях и функционирующих в реальном эфире.

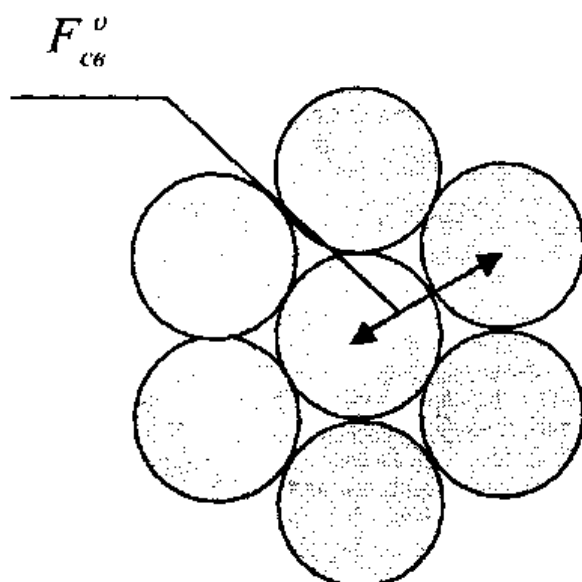
При решении указанных выше задач будем полагать, что протон и тело электрона плотно упакованы частицами Планка. Кроме того, будем считать, что плотность  $\rho$  и показатель адиабаты  $\gamma$  нам известны:

$$\rho = 0,301728674617 \times 10^{-16} \text{ г/см}^3, \quad \gamma = 3/2.$$

#### § 2.2. Число связей

Плотная упаковка предусматривает, что каждая частица Планка на поверхности протона (электрона) будет взаимодействовать с 6 соседними частицами и 3 частицами, расположенными внутри его тела (рис.2.2.1).

а) 1 группа сил



б) 2 группа сил

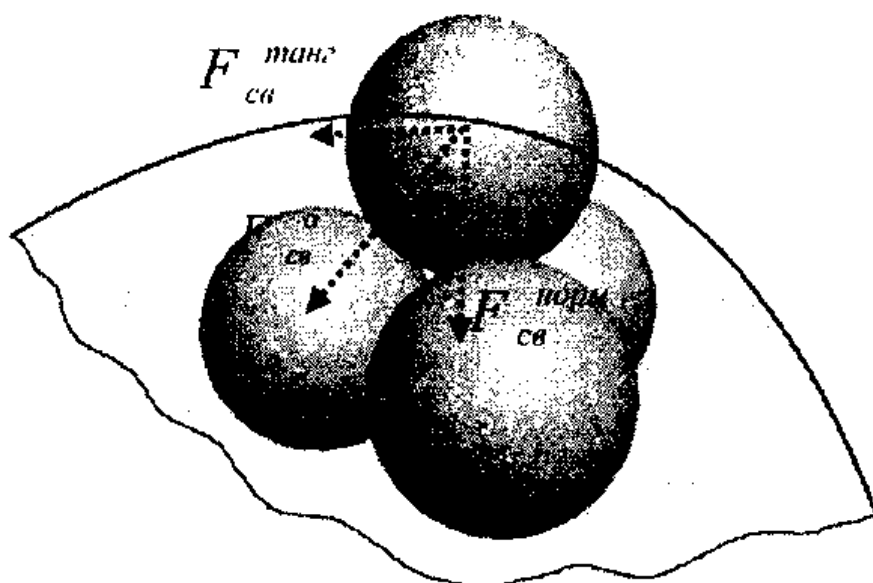


Рис.2.2.1

Первую группу сил образуют 6 сил, которые действуют вдоль поверхности протона и создают часть его поверхностного натяжения.

Вторая группа сил характеризует силы взаимодействия частиц Планка поверхностного слоя с частицами, расположенными в нижележащем слое. Эти силы будем называть наклонными силами. Каждую наклонную силу  $F_{св}^0$  можно разложить на нормальную  $F_{св}^{норм}$  и тангенсальную  $F_{св}^{танг}$ .

составляющие рис.2.2.1.б). Для этих сил нетрудно получить следующие выражения:

$$\text{а) для нормальных составляющих} \\ F_{св}^{норм} = \sqrt{\frac{2}{3}} F_{св} \quad (2.2.1)$$

$$\text{б) для тангенсальных составляющих} \\ F_{св}^{танг} = \frac{\sqrt{3}}{3} F_{св}. \quad (2.2.2)$$

Далее, суммируя тангенсальные составляющие, находим, что каждая частица Планка участвует в формировании поверхностного натяжения протона с силой:

$$F_{танг} = 6F_{св}^o + 3F_{св}^{танг} = 7,7320508075\ 688 \times F_{св}^o. \quad (2.2.3)$$

Поэтому центростремительная сила, действующая на каждую частицу Планка, получается равной:

$$F_{ц}^{нов} = F_{нов} + 3F_{св}^{норм} = 10,1815405503\ 51978 \times F_{св}^o. \quad (2.2.4)$$

Отсюда следует, что каждая частица Планка, расположенная на поверхности протона, имеет следующее число связей:

$$n_{св}^{нов} = \frac{F_{ц}^{нов}}{F_{св}^o} = 10,181540550351978. \quad (2.2.5)$$

Внутри тела электрона, каждая частица Планка взаимодействует с 12 соседками, а поэтому центростремительную силу можно рассчитать так:

$$F_{ц}^{вн} = 6F_{св}^o + 6F_{св}^{танг} + 6F_{св}^{норм} = 14,363081100704 \times F_{св}^o. \quad (2.2.6)$$

Откуда

$$n_{св}^{вн} = \frac{F_{св}^{вн}}{F_{св}^o} = 14,363081100704. \quad (2.2.7)$$

### § 2.3. Энергия связи двух частиц Планка

С целью определения энергии связи  $\Delta E_{св}^o$  двух частиц Планка рассмотрим процессы их взаимодействия для условий, когда протон работает в режиме «газ» (рис. 2.3.1).

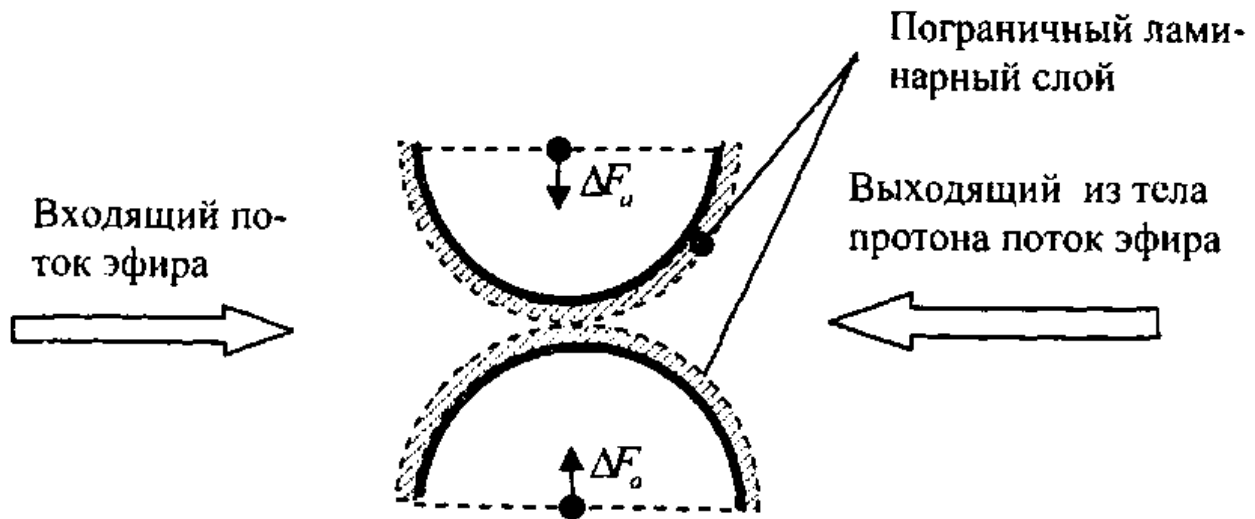


Рис.2.3.1

Поскольку входной и выходной потоки эфира имеют одинаковую интенсивность  $\rho/2$  и набегают на рассматриваемые объекты с противоположных сторон, то аэродинамическую силу, создаваемую этими потоками на каждой полусфере можно определить по формуле:

$$\Delta F_a = 2\left(\frac{1}{2}c_y \frac{\rho}{2} c^2 S_o\right) = 0,5c_y \rho \cdot c^2 S_o, \quad (2.3.1)$$

где  $\rho$  – плотность эфира;  $c_y$  – коэффициент подъемной силы полусферы, усредненный по всем возможным углам атаки набегающих потоков эфира;  $S_o$  – обычный мидель частицы Планка.

Так как указанные выше силы  $\Delta F_a$  действуют навстречу друг другу, то сила взаимодействия частиц Планка по одной связи получается равной:

$$F_{св}^o = 2\Delta F_a = 1,15353002955 \times 10^{37} \cdot c_y. \quad (2.3.2)$$

Интуитивные соображения подсказывают, что



$$F_{св}^o = \frac{h}{2c} 1сек^{-2} , \quad (2.3.3)$$

а поэтому

$$c_y = 0,95804084944.$$

По определению сила  $F$  есть производная импульса  $J = mi$  по времени  $t$ . При  $m = const$  можно записать:

$$dJ / dt = mdu/dt = F .$$

При  $F = const$ ,  $u = const$  и  $t = 1сек$  имеем  $J = mi = = F \cdot 1сек$ . Поскольку полная энергия  $E$  движущегося тела со скоростью  $u$  равна  $E = m u^2$ , то нетрудно получить:

$$E = F u \times 1сек . \quad (2.3.4)$$

Отсюда следует, что с точки зрения передачи энергии  $E$  или импульса  $J$  некоторому телу воздействие на него постоянной силы  $F$  оказывается эквивалентным акту единичного воздействия на то же самое тело другого тела с массой  $m$  и скоростью  $u$ . Другими словами, импульс, сообщаемый телу в единицу времени ( $dt = 1сек.$ ), равен силе, действующей на него.

В нашем случае должны выполняться следующие соотношения:

$$u = c; m = \Delta E_{св}^o / c^2; F = F_{св}^o.$$

С учетом этих условий из (2.3.3) и (2.3.4) нетрудно получить:

$$\Delta E_{св}^o = F_{св}^o c 1сек. = 0,5h 1сек^{-1}. \quad (2.3.5)$$

## §2.4. Поле давлений одинокого протона

Рассмотрим ситуацию, когда в пространстве находится один протон, который набегающие на него диффузионные потоки эфира преобразует в отраженные таким образом, что они приобретают свойства центральной сферической симметрии. Важность изучения этой ситуации была обусловлена тем обстоятельством, что аналогичные условия возникают при работе протона в режиме «газ».

С целью оценки интенсивности отраженных потоков выделим на поверхности протона тонкий сферический слой  $A$  толщиной  $dr$  (рис. 2.4.1).

Тогда на основании закона сохранения энергии можно утверждать, что количество падающей и отраженной от протона энергии за один и тот же промежуток времени  $dt$  должно быть одним и тем же. Поэтому в слое  $A$  толщиной  $dr$  количество отраженной энергии  $dE_A(r_n, dr)$  должно быть равным:

$$dE_A(r_n, dr) = 0,5 \rho c^2 4\pi r_n^2 dr. \quad (2.4.1)$$

Очевидно, что по истечении отрезка времени  $\Delta t = r/c$  слой  $A$  расширится и займет в пространстве положение, соответствующее слою  $B$ .

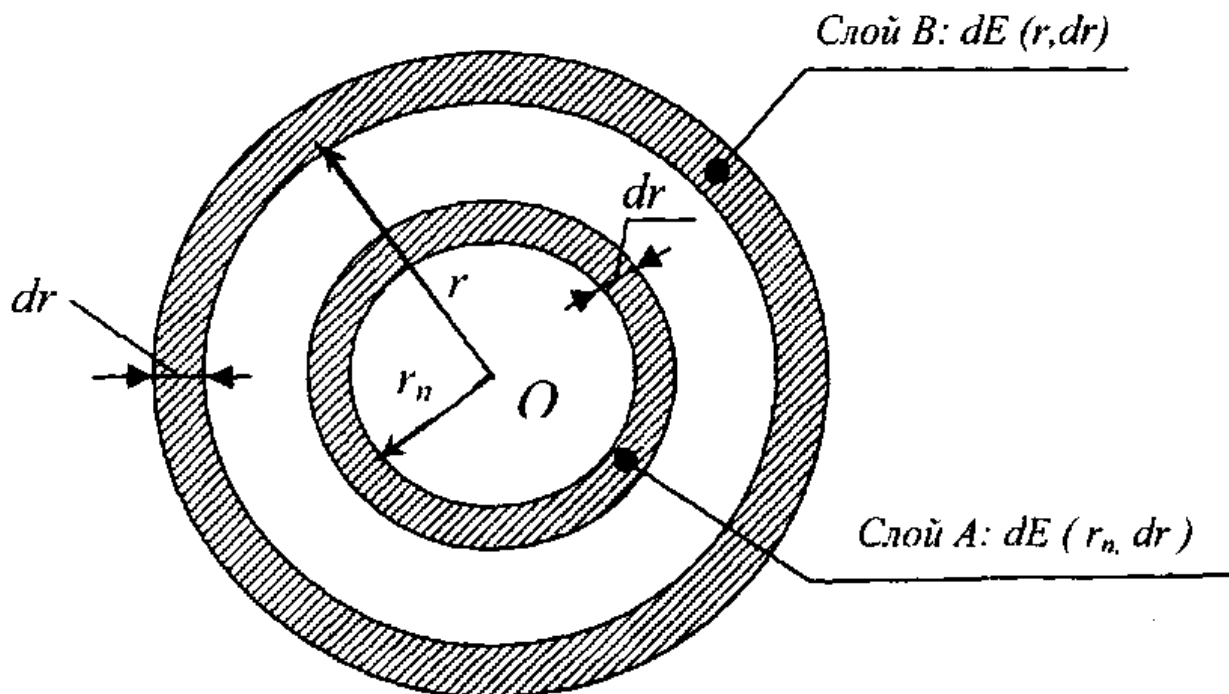


Рис 2.4.1

Поскольку при таком расширении количество энергии в любом слое толщиной  $dr$  не должно изменяться, то получаем:

$$dE_B(r, dr) = \rho_B(r) c^2 4\pi r^2 dr = 0,5 \rho c^2 4\pi r_n^2 dr, \quad (2.4.2)$$

где  $\rho_B(r)$  – плотность отраженных потоков эфира в слое  $B$ .

Для сферически расходящихся потоков эфира ( $dr = c dt$ ) соотношение (2.4.2) может быть записано в эквивалентной форме:

$$dE_B(r, dr) = 0,5 \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_n^2 dt, \quad (2.4.3)$$

Из (2.4.2) нетрудно найти

$$\rho_B(r) = \rho r_n^2 / 2r^2$$

и показать, что преобразованные потоки на сфере радиуса  $r$  могут создавать давление следующей величины:

$$P_n(r) = \rho(r)c^2 = \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{2r^2}. \quad (2.4.4)$$

По определению кинетическая энергия хаотического движения одного и того количества частиц эфира меньше кинетической энергии их направленного движения. Поэтому если отраженные частицы эфира заставить в слое  $B$  двигаться в соответствии с законами адиабатического газа, то энергию  $dE^*(r, dr)$  их беспорядочного перемещения можно определять так:

$$dE^*(r, dr) = \frac{dE_B(r, dr)}{\gamma}. \quad (2.4.5)$$

Давление  $P^*(r)$  этих частиц на внутреннюю поверхность сферы радиуса  $r$  равно:

$$P^*(r) = \frac{1}{\gamma} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{2r^2}. \quad (2.4.6)$$

В этом случае разность

$$\Delta P_n(r) = P_n(r) - P^*(r) = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{2r^2} \quad (2.4.7)$$

будет характеризовать величину избыточного давления, которое создает вокруг себя одинокий протон, преобразующий диффузионные потоки эфира в потоки со свойствами центральной сферической симметрии.

## § 2.5. Электрическое взаимодействие протонов

Если следовать существующей точке зрения на природу электрических явлений, то силу воздействия одного протона на другой можно определить из соотношения:

$$\Delta F_n''(r) = \Delta P(r) S_n = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{2r^2} S_n, \quad (2.5.1)$$

где  $\rho$ ,  $\gamma$  – плотность и показатель адиабаты эфира;  $r_n$ ,  $S_n$  – радиус и мидель протона;  $r$  – расстояние между протонами.

Очевидно, что эта сила  $\Delta F_n''(r)$  должна быть равной кулоновской силе

$$F_0(r) = \frac{e^2}{r^2}. \quad (2.5.2)$$

Поэтому из равенства  $\Delta F_n''(r) = F_0(r)$  нетрудно найти:

$$\rho = \frac{2e^2}{\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) c^2 \pi \cdot r_n^4}. \quad (2.5.3)$$

Полагая эфир одноатомным газом  $\gamma=1,67$ , получаем  $\rho \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> и убеждаемся в том, что для описания взаимодействия электрических зарядов эфир должен обладать ядерной плотностью. Такое заключение делали и продолжают делать все исследователи электрических явлений.

Однако этот очевидный вывод является глубочайшим заблуждением потому, что потоки эфира проникают внутрь сотовой структуры второго протона, а поэтому взаимодействуют с гораздо большим числом  $N_n^{com}$  частиц Планка, нежели их расположено на его обдуваемой поверхности  $N_n^{nov}/2$ . По мнению автора, величина  $N_n^{com}$  численно равна количеству частиц Планка, находящихся в гравитирующем слое протона. Поэтому ее можно определить из соотношения:

$$N_n^{com} = \sqrt{2|f|} N_n \gg N_n^{nov}. \quad (2.5.4)$$

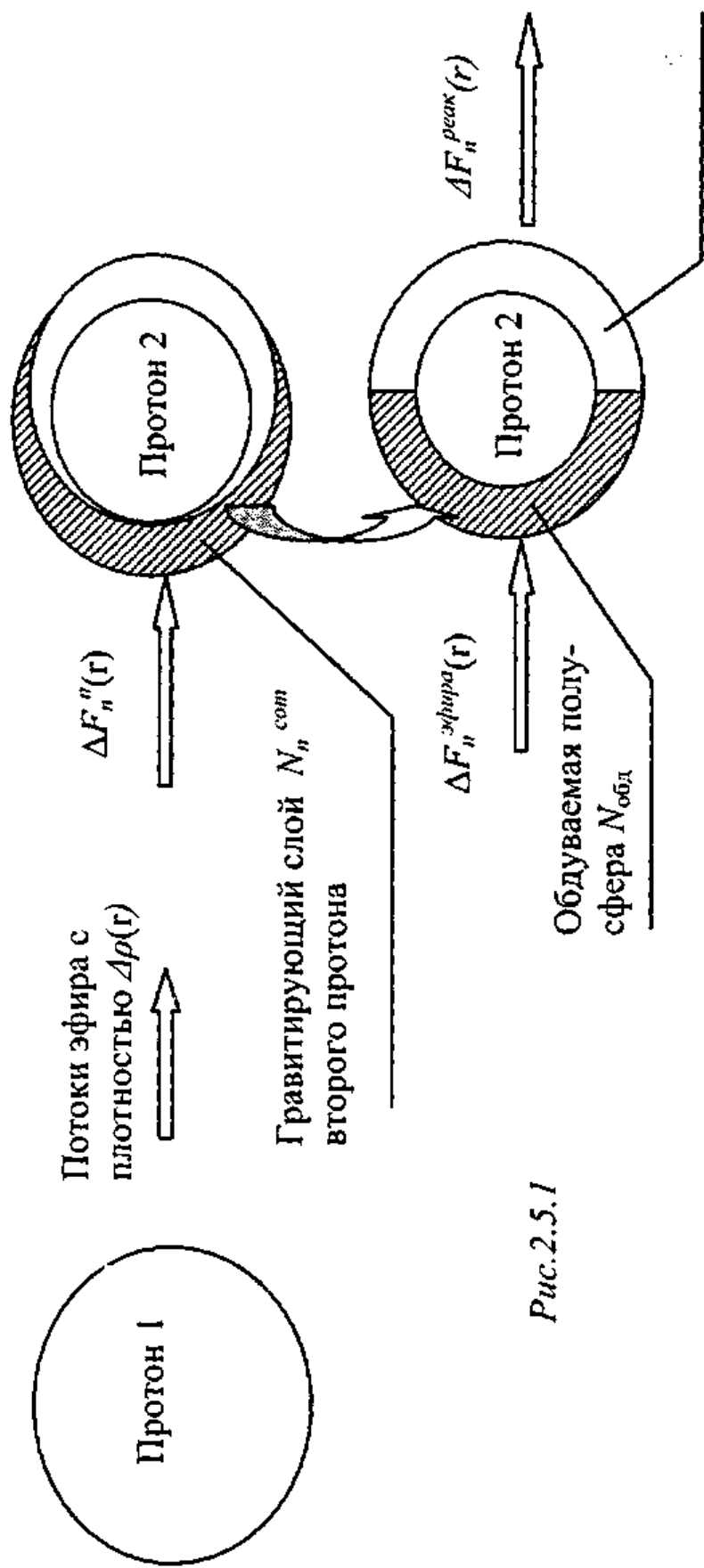


Рис. 2.5.1

В дальнейшем объемный характер взаимодействия протона с плоскими потоками эфира будем учитывать с помощью сотового миделя:

$$S_n^{com} = \frac{1}{2} c_x N_n^{com} S_0 \gg S_n, \quad (2.5.5)$$

где  $c_x$  – коэффициент лобового сопротивления частицы Планка;  $S_0$  – мидель частицы Планка;  $N_n^{com}$  – число частиц Планка в сотовом миделе протона;  $S_n = \pi r_n^2$  – мидель протона.

Условия объемного взаимодействия протона с плоскими потоками эфира схематично изображены на рис.2.5.1.

Понятно, что потоки эфира ( $\Delta P(r) > 0$ ), набегаящие на второй протон, создадут между частицами Планка, находящимися в области его гравитирующего слоя, дополнительное поверхностное натяжение  $\Delta\sigma_n(r)$ . Поэтому в теле второго протона возникнут неравновесные силы поверхностного натяжения, которые приведут к механическому взаимодействию его поверхностной оболочки. Автор считает, что именно эти силы и определяют природу электрического взаимодействия протонов.

Алгоритм расчета указанных сил  $\Delta F_n''(r)$  можно найти следующим образом.

Если изменение внутренней энергии, накапливаемой в гравитирующем слое второго протона, эквивалентно перенести в тело его обдуваемой полусферы ( $N_{обд} = N_n^{com}$ ), то оценку величины  $\Delta F_n''(r)$  можно найти из соотношения:

$$\Delta F_n''(r) \approx \Delta F_n^{эфир} (r) + \Delta F_n^{реак} (r),$$

где  $\Delta F_n^{эфир} (r)$  – силы, развиваемые в теле обдуваемой полусферы за счет изменения в ней поверхностного натяжения под воздействием набегających потоков эфира;

$\Delta F_n^{реак} (r)$  – реактивные силы, возникающие в теле 2 полусферы протона из-за изменения поверхностного натяжения в его обдуваемой полусфере.

Так как  $\Delta F_n^{эфир} (r) = \Delta F_n^{реак} (r)$ , а протон представляет собой плотно упакованное тело, то можно записать:

$$\Delta F_n^*(r) = 2\Delta F_n^{\text{эфира}}(r) = 2[\Delta\sigma_n^*(r) \times 2\pi \cdot r_n], \quad (2.5.6)$$

где  $\Delta\sigma_n^*(r)$  – дополнительное поверхностное натяжение в обдуваемой полусфере, создаваемое плоским потоком эфира.

По определению

$$\Delta\sigma_n^*(r) = \frac{\Delta E_{св}(r)}{2\pi \cdot r_n^2}, \quad (2.5.7)$$

где  $\Delta E_{св}(r)$  – изменение энергии связи в теле обдуваемой полусферы второго протона.

Если воспользоваться результатами § 2.3, то можно записать:

$$\Delta E_{св} = N_n^{\text{com}} n_{св}^{\text{ан}} \Delta E_{св}(r) = N_n^{\text{com}} n_{св}^{\text{ан}} \Delta F_{св}(r) c \text{сек}, \quad (2.5.8)$$

где  $\Delta E_{св}(r)$ ,  $\Delta F_{св}(r)$  где изменение энергии и силы связи между двумя соседними частицами Планка;

$n_{св}^{\text{ан}}$  – число связей одной частицы Планка в теле протона;

Так как

$$\Delta F_{св}(r) = 2c_y \Delta\rho(r) c^2 S_0, \quad (2.5.9)$$

то получаем

$$\Delta F_n^*(r) = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_n^{\text{com}} \frac{c_y 8\pi \cdot n_{св}^{\text{ан}} c r_n \text{сек}}{c_x \sigma_0}, (\sigma_0 = 1 \text{см}^2) \quad (2.5.10)$$

При обтекании частиц Планка околосвуковыми потоками эфира ожидаемые значения коэффициентов таковы:

$$c_x \approx 0,91; c_y \approx 0,96; n_{св}^{\text{ан}} \approx 14,363.$$

Поэтому

$$K_{сф} = \frac{c_y 8\pi \cdot n_{св}^{\text{ан}} c r_n \text{сек}}{c_x \sigma_0} \approx 0,91. \quad (2.5.11)$$

Для условий взаимодействия протона с электроном этот коэффициент по своей величине оказывается практически равным единице (§3.5).

Полагая  $K_{эф} = 1$ , получаем:

$$\Delta F_n''(r) = (1 - 1/\gamma) \cdot 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_n^{com}. \quad (2.5.12)$$

Так как сила  $\Delta F_n''(r)$  должна быть равна кулоновской силе, то из равенства

$$\Delta F_n''(r) = \frac{e^2}{r^2}$$

находим выражение для расчета плотности эфира:

$$\rho = \frac{2\pi \cdot e^2}{(1 - 1/\gamma) \cdot c^2 \sigma_0 S_n^{com}}. \quad (2.5.13)$$

При  $\gamma = 3/2$ ,  $S_n^{com} = 0,16035024124 \times 10^{-21} \text{ см}^2$  величина плотности эфира получается равной:

$$\rho = 0,301728674617 \times 10^{-16} \text{ г/см}^3.$$

Полученная оценка плотности эфира на 30 порядков меньше той, которая была получена с использованием соотношения (2.5.3). Результат этого сравнения свидетельствует о том, что электрическое взаимодействие протонов своим происхождением обязано объемной реакции их со-товых оболочек на плоские потоки эфира, испускаемые каждым протоном.

## § 2.6. Модели взаимодействия сотовых структур вещества

В параграфе 1.4 было указано, что устойчивые структуры вещества (протон и электрон) могут находиться в двух агрегатных состояниях: режиме «газ» и режиме «звук». Если предположить, что эти режимы работы автоматически устанавливаются в зависимости от интенсивности потоков эфира и звуковых волн, излучаемых взаимодействующими объектами, то потоковые модели для про-



тона и электрона можно получить на основании нижеследующих рассуждений.

В режиме «звук» часть потоков эфира преобразуется в звуковые волны  $\Theta_{**}$ . Поэтому силы воздействия плоских потоков эфира на объекты с сотовой структурой можно определить с помощью соотношения:

$$\Delta F_*^{*com}(r) = (1 - \Theta_{**} - \frac{1}{\gamma}) 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_*^{com}, \quad (2.6.1)$$

где  $S_*^{com}$  – сотовый мидель рассматриваемого объекта.

Звуковые волны не проникают внутрь протонов и электронов и взаимодействуют с ними по законам абсолютно упругих соударений. В структуре преобразованных потоков доля звуковых волн равна параметру  $\Theta_{**}$ . Из этого следует, что силу их воздействия на рассматриваемые объекты необходимо определять по формуле:

$$\Delta F_*^{*звук}(r) = \frac{1}{2} \Theta_{**} 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_{*,i}, \quad (2.6.2)$$

где  $S_*$  – обычный мидель аэродинамического сопротивления объекта.

Таким образом, в режиме «звук» результирующая сила взаимодействия объектов с сотовой структурой должна рассчитываться по формуле

$$\Delta F_*^*(r) = \Delta F_*^{*com}(r) + \Delta F_*^{*звук}(r), \quad (2.6.3)$$

а в режиме «газ» она равна

$$\Delta F_*^*(r) = \Delta F_*^{*com}(r). \quad (2.6.4)$$

В конечном итоге полученные результаты позволили потоковые модели протонов и электронов представлять в виде генератора скоростного напора с интенсивностью

$$q = 2\rho \cdot c^2. \quad (2.6.5)$$

## § 2.7. Пропускная способность протона (электрона)

Раньше в разделе 1.4 мы отмечали, что поверхностные сопла протона (электрона) из-за высокой расходимости рас-тра выходного сопла работают как обычные коноидальные сопла, для которых окружающая среда наступает практически сразу после критического сечения. Последнее заме-чание означает, что при проведении термодинамических расчетов подобных сопел нужно осуществлять соответст-вующий пересчет давлений с поверхности протона (элек-трона) на его критическое сечение.

Теория истечения газов из коноидальных сопел как в до звуковой, так и в сверхзвуковой областях истечения га-зов хорошо разработана. А потому мы можем ею восполь-зоваться при оценке максимальной пропускной способно-сти протона в режиме «звук».

С этой целью произведем следующие расчеты:

1. Определим общую площадь отверстий на поверхно-сти протона

$$S_n^{отв} = S_n^{нов} - \frac{S_n^{нов}}{a} = S_n^{нов} \frac{(a-1)}{a}, \quad (2.7.1)$$

$$S_n^{нов} = 4\pi r_n^2; \quad a = 1,1026587222.$$

2. Найдем давление в критическом сечении  $P_2$  с учетом того, что эфир набегаёт на протон с одной стороны и созда-ет в этом сечении критическое давление  $P_{2кр}$ :

$$P_2 = P_{2кр} = P_0 S_n^{нов} / 2 S_n^{отв}, \quad (2.7.2)$$

где  $P_0$  – давление в эфире.

3. Критическое значение параметра управления

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} = 0,512. \quad (2.7.3)$$

4. Давление во внутренней полости сопла (в первичной камере)

$$P_{1кр} = \frac{P_{2кр}}{\beta_{кр}} = \frac{\rho \cdot c^2 a}{2\gamma\beta_{кр}(a-1)}. \quad (2.7.4)$$

5. Объемная плотность газа во внутренней полости сопла

$$\rho_{1кр} = \frac{\alpha^2 P_{1кр}}{c^2}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1}}. \quad (2.7.5)$$

6. Критический расход газа всеми соплами, расположенными на поверхности протона

$$M_{кр} = S_n^{отв} \Psi \sqrt{P_{1кр} \rho_{1кр}}, \quad (2.7.6)$$

$$\Psi = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{1/(\gamma-1)} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1}}.$$

Подставляя (2.7.5) и далее (2.7.4) в (2.7.6), нетрудно записать:

$$M_n^{кр} = S_n^{отв} \Psi \frac{P_{1кр} \alpha}{c} = S_n^{отв} \frac{\rho \cdot c}{2} \frac{\Psi \alpha}{\gamma\beta_{кр}} \frac{a}{a-1}. \quad (2.7.7)$$

Так как величина  $\frac{\Psi \alpha}{\gamma\beta_{кр}} = 1$ , то из (2.7.7) с учетом (2.7.1)

получаем, что в энергетических единицах максимальный расход газа за время  $dt$  равен

$$E_n^{кр}(dt) = E_{\max}(dt) = \frac{\rho \cdot c^3}{2} 4\pi \cdot r_n^2 dt. \quad (2.7.8)$$

Из (2.4.3) при подстановке в него  $dt = 1$  сек. следует, что

$$dE_n^{кр}(dt=1\text{сек}) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_n^2 1\text{сек}.$$

Так как  $E_n^{кр}(dt=1\text{сек}) = dE_n^{кр}(dt=1\text{сек})$ , то пропускную способность протона в режиме «звуковые волны» можно принять за единицу.

Для коноидальных сопел расчетные соотношения, описывающие динамику до звукового и сверхзвукового исте-

чения газа при  $\beta = \beta_{кр}$ , дают одно и тоже значение  $M = M_{кр}$ . Поэтому функция  $M(\beta)$  в точке  $\beta = \beta_{кр}$  не терпит разрывов, а следовательно бесконечно малому увеличению  $\Delta\beta$  параметра  $\beta > \beta_{кр}$  должно соответствовать такое же уменьшение  $\Delta M$  секундного расхода  $M < M_{кр}$ .

В дальней зоне ожидаемое увеличение параметра  $\beta$  (приближенная оценка) для взаимодействий протона с протоном можно найти на основании (2.4.7), если учесть, что  $P_2(r) = P_0/2 + \Delta P_n(r)$ , где  $\Delta P_n(r)$  – избыточное давление в режиме «газ»

$$\Delta P_n(r) = (1 - 1/\gamma) \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2}.$$

В результате получаем:

$$\Delta\beta^n(r) = (\gamma - 1) \frac{r_n^2}{r^2} \beta_{кр} \frac{a - 1}{a}.$$

Так как  $r \gg r_n$ , то из-за малости величин  $\Delta\beta$ ,  $\Delta M$  мы можем утверждать, что пропускная способность протона в режиме «газ» также близка к единице. Если для электрона выполнить те же самые выкладки, то и для него, как для подобной протону сотовой структуры, нетрудно получить аналогичные заключения.

## Глава 3

### Электростатические поля

#### § 3.1. Уравнения потокового взаимодействия

При создании моделей протонов и электронов мы будем исходить из условий достижения полного совпадения их энергетических и силовых свойств со свойствами электростатического поля. Наши дальнейшие рассуждения будем строить на основе предположения о том, что процессы сжатия и расширения эфира в указанных объектах происходят без потерь энергии. Принятие этого предположения в качестве рабочей гипотезы обусловлено необходимостью выполнения первого закона термодинамики.

С целью получения уравнений в унифицированной форме будем считать, что рассматриваемые объекты во всех режимах работы часть энергии набегающих потоков затрачивают на образование звуковых волн ( $\Theta_{ee} \neq 0$ ,  $\Theta_{mm} \neq 0$ ). Кроме того, будем полагать, что некоторая часть  $\eta$  тех же самых потоков не попадает в их внутренние полости, а сразу зеркально отражается обратно в первичный эфир.

После этих замечаний рассмотрим процессы силового воздействия протона на протон для условий, когда расстояние  $r$  между этими объектами значительно превосходит их линейные размеры.

Так как параметры  $\Theta_{ee} \neq 0$ ,  $\Theta_{mm} \neq 0$  и  $\eta \neq 0$ , то на основании соотношений (2.6.1 -2.6.3) нетрудно получить:

$$\Delta F_n''(r) = \left( \alpha_n^n - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{2\rho \cdot c^2 \sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_n^{com} > 0. \quad (3.1.1)$$

$$\alpha_n^n = \eta + \frac{\Theta_{mm}(1-\eta)S_n}{2S_n^{com}} + (1-\Theta_{mm})(1-\eta), \quad (3.1.2)$$

где  $\Delta F_n''(r)$  – суммарная сила отталкивания двух протонов, удаленных друг от друга на расстояние  $r \gg r_n$ .

Аналогичные рассуждения при рассмотрении воздействий протона на электрон (режим  $\Theta_{ne}$ ) приводят к следующим соотношениям:

$$\Delta F_n^e(r) = \left(\alpha_n^e - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{2\rho \cdot c^2 \sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_e^{com} < 0, \quad (3.1.3)$$

$$\alpha_n^e = \eta + \frac{\Theta_{ne}(1-\eta)S_e}{2S_e^{com}} + (1-\Theta_{ne})(1-\eta), \quad (3.1.4)$$

где  $S_e^{com}$  – сотовый мидель электрона,  $\Delta F_n^e(r)$  – сила притяжения, с которой электрон реагирует на потоки эфира, создаваемые протоном, удаленным от электрона на расстояние  $r \gg r_n$ .

В уравнениях (3.1.3) и (3.1.4) параметр  $\Theta_{ne}$  характеризует ту часть энергии выходящих из протона потоков эфира, которая полностью идет на образование звуковых волн.

Зависимости, определяющие силы воздействия электрона на электрон, таковы:

$$\Delta F_e^e(r) = \left(\alpha_e^e - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{2\rho \cdot c^2 \sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_e^{com} > 0, \quad (3.1.5)$$

$$\alpha_e^e = \eta + \frac{\Theta_{ee}(1-\eta)S_e}{2S_e^{com}} + (1-\Theta_{ee})(1-\eta), \quad (3.1.6)$$

где  $\Delta F_e^e(r)$  – сила отталкивания двух электронов как функция расстояния между ними.

Сила воздействия электрона на протон равна:

$$\Delta F_e^n(r) = \left(\alpha_e^n - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{2\rho \cdot c^2 \sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_n^{com} < 0 \quad (3.1.7)$$

$$\alpha_e^n = \eta + \frac{\Theta_{en}(1-\eta)S_n}{2S_n^{com}} + (1-\Theta_{en})(1-\eta), \quad (3.1.8)$$

где  $\Delta F_e^n(r)$  – сила притяжения протона к электрону, расположенному на расстоянии  $r$  от протона.

В уравнениях (3.1.7) и (3.1.8) параметр  $\Theta_{en}$  определяет ту суммарную энергию, которая расходуется электроном на

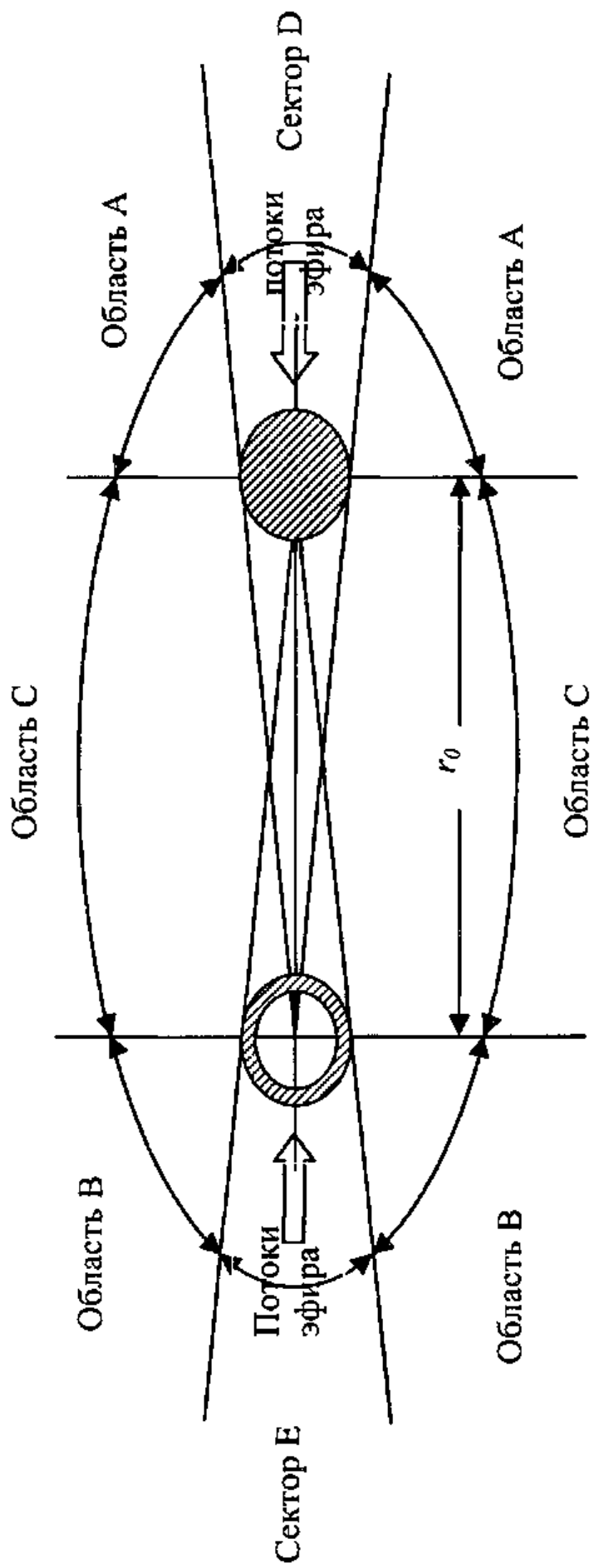


Рис.3.1.1

образование, как звуковых волн, так и квантов электромагнитного поля.

Кроме того, при записи этих уравнений считалось, что звуковые волны и кванты электромагнитного поля взаимодействуют с материальными телами одинаково по законам абсолютно упругого удара.

Опытные данные свидетельствуют о том, что силы взаимодействия протонов и электронов должны удовлетворять следующим условиям:

$$\Delta F_n^n(r) = \Delta F_e^e(r); \quad (3.1.9)$$

$$\Delta F_n^n(r) = -\Delta F_e^e(r); \quad (3.1.10)$$

$$\Delta F_e^e(r) = -\Delta F_n^n(r). \quad (3.1.11)$$

По своему физическому смыслу уравнения (2.1.10) и (2.1.11) эквивалентны условиям нейтральности невозбужденного атома водорода в областях  $A$  и  $B$  на расстояниях  $r$ , которые значительно превосходят его линейные размеры (рис.3.1.1).

В области  $C$  условия нейтральности атома водорода можно выразить в такой форме:

$$\alpha_{ne} + \alpha_{en} - \frac{1}{\gamma} = 0 \quad (3.1.12)$$

При  $\Theta_{ee} = \Theta_{nn} = 0$ ,  $\eta = 0$  определение параметров  $\Theta_{en}$  и  $\Theta_{ne}$  не представляет серьезных затруднений.

Так из равенства  $\Delta F_n^n(r) = \Delta F_e^e(r)$  следует  $\alpha_n^n = \alpha_e^e$ , что с учетом  $\Theta_{nn} = \Theta_{ee} = 0$  нам дает

$$S_e^{com} = S_n^{com}. \quad (3.1.13)$$

Приравняв  $\Delta F_e^e(r) = \Delta F_n^n(r)$ , получаем

$$\frac{\Theta_{ne}}{2} \frac{S_e}{S_e^{com}} + (1 - \Theta_{ne}) = \frac{\Theta_{ne}}{2} \frac{S_e}{S_n^{com}} + (1 - \Theta_{ne}), \quad (3.1.14)$$

Далее из равенств (3.1.11) и (3.1.12) находим

$$a) \left( \alpha_n^n - \frac{1}{\gamma} \right) = - \left( \alpha_e^e - \frac{1}{\gamma} \right),$$



$$\Theta_{en} \left( \frac{S_n}{2S_n^{com}} - 1 \right) - \frac{2}{\gamma} = -2. \quad (3.1.15)$$

$$\text{б) } \left( \alpha_e^e - \frac{1}{\gamma} \right) = - \left( \alpha_n^e - \frac{1}{\gamma} \right),$$

$$\Theta_{ne} \left( \frac{S_e}{2S_e^{com}} - 1 \right) - \frac{2}{\gamma} = -2. \quad (3.1.16)$$

И наконец, из условия (3.1.12) получаем, что с учетом (3.1.14) нам даст

$$\text{а) } 2\alpha_n^e - \frac{1}{\gamma} = 0,$$

$$2 \frac{\Theta_{ne}}{2} \frac{S_e}{S_e^{com}} + 2(1 - \Theta_{ne}) - \frac{1}{\gamma} = 0, \quad (3.1.17)$$

$$\text{б) } 2\alpha_e^n - \frac{1}{\gamma} = 0,$$

$$2 \frac{\Theta_{en}}{2} \frac{S_n}{S_n^{com}} + 2(1 - \Theta_{en}) - \frac{1}{\gamma} = 0. \quad (3.1.18)$$

Сочетая попарно уравнения (3.1.15) с (3.1.18) и (3.1.16) с (3.1.17), нетрудно найти их решения:

$$\Theta_{en} = \frac{2}{3} \frac{1}{1 - S_n / 2S_n^{com}}. \quad (3.1.19)$$

$$\Theta_{ne} = \frac{2}{3} \frac{1}{1 - S_e / 2S_e^{com}}. \quad (3.1.20)$$

$$\gamma = \frac{3}{2}. \quad (3.1.21)$$

Если эфир обладает конечной текучестью  $\eta \neq 0$ , то при  $\Theta_{ee} = \Theta_{nn} = 0$  искомые решения будут выглядеть так:

$$\Theta_{en} = \frac{2}{3} \frac{1}{1 - \eta} \frac{1}{1 - S_n / 2S_n^{com}};$$

$$\Theta_{ne} = \frac{2}{3} \frac{1}{1-\eta} \frac{1}{1-S_e/2S_e^{com}} ;$$

$$\gamma = \frac{3}{2} .$$

Анализ полученных зависимостей показывает, что при  $\eta > 1/3$  совместных решений для изучаемых уравнений не существует, так как  $\Theta_{en}$  и  $\Theta_{ne}$  должны быть больше 1, что физически невозможно.

В целом полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Показатель адиабаты эфира  $\gamma=1,5$ .
2. Сотовые мидели протона и электрона должны быть равны друг другу

$$S_n^{com} = S_p^{com} .$$

3. Для достижения максимально возможного уровня взаимодействия протонов и электронов необходимо  $\Theta_{nn} = \Theta_{ee} = 0$ .

4. Поскольку  $S_n \ll S_n^{com}$ ,  $S_p \ll S_p^{com}$ , то в режиме притяжения  $\Theta_{ne} \approx \Theta_{en}$  с возможным диапазоном изменения значений  $\in (2/3, 1)$ .

### **§ 3.2. Процессы установления режимов работы протонов и электронов**

Потоковые уравнения, приведенные в предыдущем параграфе, позволяют определять силы воздействия протонов и электронов друг на друга в том случае, когда режимы их функционирования известны и неизменны во времени. Однако в данной констатации содержится ряд глубоких вопросов. Они состоят в том, что не ясно: «Каким образом протоны и электроны “узнают” друг друга, почему они всегда устанавливают свои режимы работы так, как это предопределено характером взаимодействия зарядов различной полярности». При решении этих вопросов мы будем исходить из того, что одинокий в пространстве протон (элек-



трон) может преобразовывать набегавшие на него диффузионные потоки эфира только в режиме «газ» и не в состоянии без внешних воздействий генерировать звуковые волны.

Считая это предположение выполненным, рассмотрим процессы, возникающие при взаимодействии протона с протоном.

Взаимное расположение протонов и характеристика их агрегатного состояния приведены на рис. 3.2.1.

Значение  $\beta_0^n$  соответствует агрегатному состоянию одиночного протона, когда давление на его поверхности  $P_{2внеш}$  равно давлению в свободном эфире  $P_0/2$ .

Пропускная способность протона в режиме «газ» равна:

$$E_n^{sp}(t) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_n^2 dt. \quad (3.2.1)$$

Давление, которое создает одинокий протон на сфере радиуса  $r$ , можно определить из соотношения:

$$P_n(r) = \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{2r^2}.$$

Поэтому в телесном угле  $\Delta\Omega^n$  ( $\Delta\Omega^n / 4\pi = r_n^2 / 4r^2$ ) протон излучает следующее количество энергии:

$$\Delta E_n(r, dt) = P_n(r) \times \Delta V(dt),$$

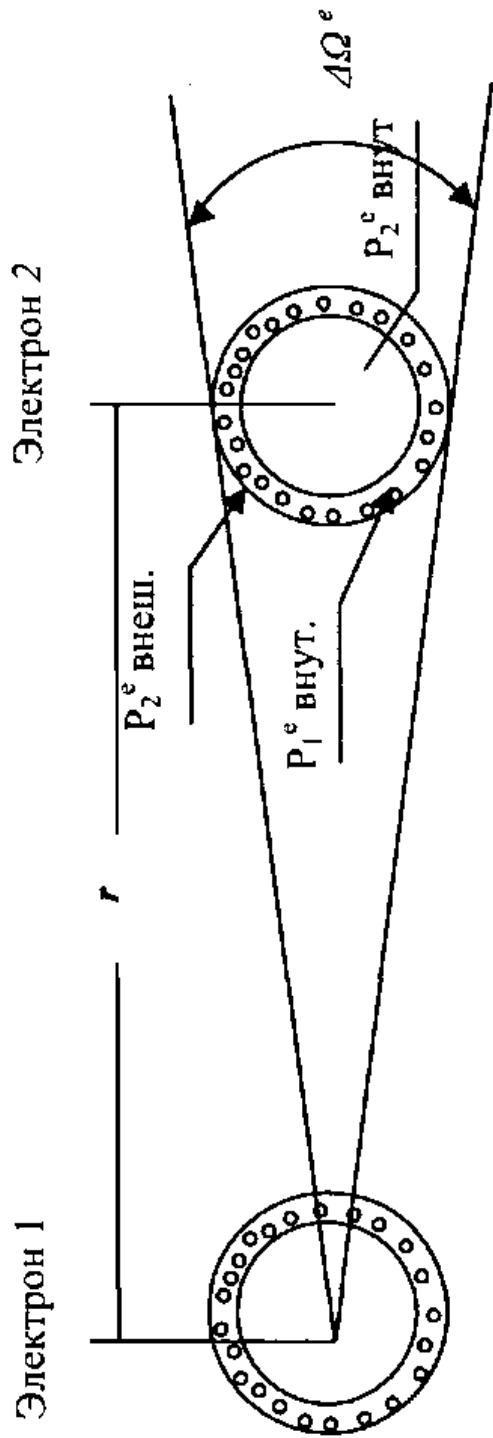
где  $\Delta V(dt)$  – объем эфира, проходящего через протон за время  $dt$

$$\Delta V(dt) = S_n c dt = \pi r_n^2 c dt.$$

Если учесть эффекты затенения протона протоном, то расходы эфира для каждого протона в энергетических единицах за время  $dt$  получаются равными:

$$E_n(r, dt) = E_n^{sp}(dt)(1 - \Delta\Omega^n / 4\pi) + \Delta E_n(r, dt) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_n^2 dt. \quad (3.2.2)$$

Отсюда следует, что количество энергии, проходящей через каждый протон после начала их взаимодействия, по величине не отличается от того количества, которое проте-



$\Delta\Omega^e$  - телесный угол затенения потоков эфира

Рис. 3.2.2

кает через одинокий протон, находящийся в свободном эфире. Поэтому при данном виде взаимодействия давление внутри протонов  $P_{1\text{внут}}(r)$  остается постоянным, не зависящим от расстояния  $r$ .

Так как избыточное давление на поверхности  $\Delta P_2^{\text{внеш}} > 0$ , то цепочка причинно-следственных отношений получается следующей:  $r = \text{var}$ ,  $P_{1\text{внут}}^n = \text{const}$ ,  $\Delta P_2^{\text{внеш}} > 0$ ,  $\beta^n(r) > \beta_0^n$ .

Но это означает, что при изменении  $r$  нет причин, способных изменить начальное состояние протонов, а поэтому они продолжают работу в режиме «газ», а следовательно будут отгалкиваться друг от друга с кулоновскими силами.

Основные параметры, с помощью которых можно охарактеризовать агрегатное состояние взаимодействующих электронов, приведено на рис. 3.2.2.

В §1.4 указывалось, что внутренние сопла электрона при его работе в «тлеющем» режиме часть  $\Delta\Theta_e \ll 1$  потоков эфира преобразуют в звуковые волны. По своей сути эти процессы направлены на динамическую компенсацию эффекта утечки звуковых волн из внутренней полости электрона через его внутренние и внешние отверстия. Необходимо отметить, что восполнение энергии звуковых волн происходят непрерывно за счет тех внутренних сопел, для которых в данный момент времени выполняется соотношение  $\beta^e < \beta_{\text{кр}}$ .

Полагая  $A_e = 1 - \Delta\Theta_e / 2$ , нетрудно показать, что в момент начала взаимодействия электронов избыточное давление на их поверхности будет равным:

$$\Delta P_{2\text{внеш}}^e(r) = \Delta P_{\text{изб}}^e(r) = (A_e - 1/\gamma)\rho \cdot c^2 \frac{r_e^2}{r^2}, \quad (3.2.3)$$

где  $A_e$  – коэффициент, учитывающий доленое уменьшение плотности энергии потоков эфира, выходящих из электрона при его работе в тлеющем режиме.

Поскольку мы ожидаем, что  $A_e > 1/\gamma$ , то при  $P_{1\text{внут}}^e = \text{const}$  получаем  $\Delta P_{\text{изб}}^e(r) > 0$ ,  $\beta_{\text{внеш}}^e > \beta_0^{\text{внеш}} > \beta_{\text{кр}}^e$ , а следовательно внешние сопла электронов по крайней мере

в начальный момент времени продолжат работу в режиме «газ».

Для более детального выяснения условий работы внутренних сопел электронов рассмотрим диаграмму секундного расхода газа в зависимости от параметра управления  $\beta$  (рис.3.2.3)

На этом рисунке величина  $\beta_{\text{раб}}^e$  характеризует рабочую точку внутренних сопел электрона в режиме «газ», которая согласно гипотезе о недостаточной интенсивности потоков свободного эфира на бесконечно малую величину больше  $\beta_{\text{кр}}$ , т.е.  $\beta_{\text{раб}}^e > \beta_{\text{кр}}$ .

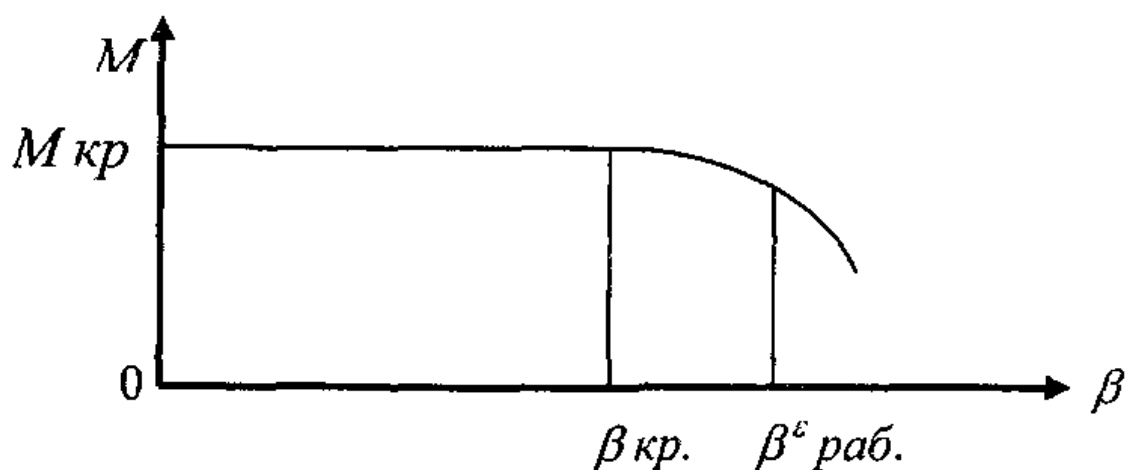


Рис.3.2.3

В момент начала взаимодействия электронов скачкообразное изменение избыточного давления  $\Delta P_{\text{изб}}^e(r) > 0$  вызовет внутри электрона волну малого давления, которое приведет к повышению  $P_1^e \text{ внут}(r)$ . По этой причине параметр управления  $\beta$  станет меньше  $\beta_{\text{кр}}$ , и сопла перейдут в режим генерации звуковых волн. По истечении некоторого промежутка времени за счет накопления энергии звуковых волн давление во внутренние полости электрона  $P_2^e \text{ внут}(r)$  повысится,  $\beta$  станет больше  $\beta_{\text{кр}}$ . В этом случае сопла автоматически подзапрутся, чем и завершат возврат в исходное тлеющее состояние, когда основная масса сопел работают в режиме «газ», а другая незначительная их часть эпизодически переходит в режим «звук» для компенсации

утечки энергии звуковых волн из внутренней полости электрона.

Принципиально важным моментом данной трактовки рассматриваемых явлений является тот факт, что избыточное давление  $\Delta P_{изб}^e(r) > 0$  способно как бы «поджечь» внутренние сопла электрона и перевести их на некоторое время в режим генерации звуковых волн.

В связи с этим возникает вопрос: почему этот механизм поджига не срабатывает по отношению к внешним соплам электрона? Для получения ответа на этот вопрос предположим обратное и скажем, что энергии входящих потоков вполне достаточно как для перевода внешних сопел электрона в режим «звук», так и для поддержания условий работы его внутренних сопел в тлеющем режиме.

Поскольку затраты эфира на образование звуковых волн определяются параметром  $\Theta_{ee}$ , то для определения возможности одновременной работы электронов в режиме «звук» необходимо выполнить следующий цикл расчетов:

1. Найти энергию входящих потоков в каждый электрон

$$E_{ee}^{вх}(r) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_e^2 dt \left[ 1 - \frac{\Delta\Omega^e}{4\pi} \right] + \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_e^2}{r^2} (1 - \Theta_{ee}) A_e S_e c dt =$$

$$\frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_e^2 dt - \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 \frac{r_e^2}{r^2} \left[ \Theta_{ee} + \frac{\Delta\Theta_e}{2} - \frac{\Delta\Theta_e}{2} \Theta_{ee} \right] S_e dt$$
(3.2.4)

2. Оценить выходную энергию, участвующую в формировании внутреннего давления в теле электронов

$$E_{ee}^{вых}(r) = A_e E_{ee}^{вх}(r). \quad (3.2.5)$$

Для реальных условий, когда  $r_e^2 / r^2 \ll 1$ , то с высокой точностью можно считать, что энергия выходящих потоков эфира равна:

$$E_{ee}^{вых}(r) = A_e \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_e^2 dt. \quad (3.2.6)$$



3. Полагая величину  $E_{ee}^{в\ddot{y}л}(r) / dt = 1 \text{сек.}$  секундным критическим расходом энергии, на основании (2.7.7) получаем:

$$P_{\text{внут}}^e(r) = \frac{M_{\text{кр}}^{\text{в\ddot{y}л}} c}{S_e^{\text{отв}} \Psi \alpha} = \frac{A_e E_{ee}^{\text{к\ddot{y}}}(r) | dt = 1 \text{сек}}{S_e^{\text{отв}} \Psi \alpha \cdot c}. \quad (3.2.7)$$

Так как давление в критическом сечении внешних сопл на поверхности электронов равно

$$P_{\text{2внеш}}^e(r) = \left\{ \frac{1}{2} \frac{\rho \cdot c^2}{\gamma} + \frac{1}{2} [(1 - \Theta_{ee}/2) A_e - 1/\gamma] \rho \cdot c^2 \frac{r_e^2}{r^2} \right\} \frac{a}{a-1}, \quad (3.2.8)$$

то нетрудно записать

$$\beta^e = \frac{P_{\text{2внеш}}^e(r)}{P_{\text{внут}}^e(r)} = \frac{\left\{ 1 + \gamma [(1 - \Theta_{ee}/2) A_e - 1/\gamma] \frac{r_e^2}{r^2} \right\} \Psi \alpha}{A_e \gamma} \quad (3.2.9)$$

или

$$\frac{\beta^e}{\beta_{\text{кр}}} = \frac{\left\{ 1 + \gamma [(1 - \Theta_{ee}/2) A_e - 1/\gamma] \frac{r_e^2}{r^2} \right\} \Psi \alpha}{A_e \beta_{\text{кр}} \gamma} = \frac{1 + [(1 - \Theta_{ee}/2) A_e - 1/\gamma] \frac{r_e^2}{r^2}}{A_e} \quad (3.2.10)$$

В реальных условиях электроны всегда отталкиваются друг от друга, а поэтому должно выполняться соотношение  $\beta^e / \beta_{\text{кр}} > 1$ , которое сводится к эквивалентному неравенству

$$A_e < \frac{1 - \frac{r_e^2}{r^2}}{1 - \gamma (1 - \Theta_{ee}/2) \frac{r_e^2}{r^2}}. \quad (3.2.11)$$

В результате мы приходим к выводу о том, что при выполнении неравенства (3.2.11) потоки эфира, излучаемые электроном в режиме «звук», не в состоянии обеспечить условия, которые необходимы для удержания внешних со-

пел другого электрона в сверхзвуковой области истечения газов.

Анализ взаимодействий протона с электроном в режиме «звук» показывает, что давление на поверхности электрона в критическом сечении равно:

$$P_{2внеш}^e(r) = \left[ \frac{1}{2} \frac{\rho \cdot c^2}{\gamma} + \frac{1}{2} (1 - \Theta_{ne} / 2 - 1/\gamma) \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} \right] \frac{a}{a-1}. \quad (3.2.12)$$

По аналогии с (3.2.9) запишем:

$$\beta^e = \frac{P_{2внеш}^e(r)}{P_{1внут}^e(r)} = \frac{\left[ 1 + \gamma (1 - \Theta_{ne} / 2 - 1/\gamma) \frac{r_n^2}{r^2} \right] \Psi \alpha}{A_e \gamma}. \quad (3.2.13)$$

$$\frac{\beta^e}{\beta_{кр}} = \frac{1 + \gamma (1 - \Theta_{ne} / 2 - 1/\gamma) \frac{r_n^2}{r^2}}{A_e}. \quad (3.2.14)$$

Так как в режиме «звук»  $(\beta^e / \beta_{кр}) < 1$ , то нетрудно найти

$$\frac{\beta^e}{\beta_{кр}} = \frac{1 + \gamma (1 - \Theta_{ne} / 2 - 1/\gamma) \frac{r_n^2}{r^2}}{A^e} < 1 \quad (3.2.15)$$

и записать

$$A^e > 1 + \gamma (1 - \Theta_{ne} / 2 - 1/\gamma) \frac{r_n^2}{r^2}. \quad (3.2.16)$$

Отсюда следует, что при выполнении неравенства (3.2.16) внешние сопла электрона могут работать в режиме «звук», если протон находится в том же режиме работы.

Поэтому в начальный момент взаимодействия протона и электрона цепочка «поджига» поверхностных сопел протона получается следующей. Избыточное давление протона  $\Delta P_{изб}^n(r) > 0$  вызовет волну малого давления в теле электрона. Поэтому его внутреннее давление  $P_{1внут}^e(r)$  повысится,  $\beta_{внут}^e < \beta_{кр}$ , внутренние сопла перейдут в режим «звук» и за счет генерации звуковых волн как бы переведут часть эфира в другую

форму материи. Это явление приведет к тому, что избыточное давление на поверхности протона понизится ( $\Delta P_{\text{исб}}^e < 0$ ), а поэтому параметр  $\beta^i$  ( $P_i^n = \text{const}$ ) станет меньше  $\beta_{\text{кр}}$ , что и будет означать переход внешних сопел протона в сверхзвуковую область истечения газов. После этого момента протон и электрон будут притягиваться друг к другу с кулоновскими силами.

Так как неравенства (3.2.11) и (3.2.16) характеризуют всю гамму электрических взаимодействий протонов и электронов, то можно говорить о том, что они являются теми условиями, которые видимо и предопределяют реально наблюдаемую униполярность нашего материального мира (отсутствие антивещества).

Приравняв неравенства (3.2.11) и (3.2.16) друг к другу с учетом  $\Theta_{ee} \approx \Theta_{ne} \approx \Theta$ , получаем, что геометрические размеры протона и электрона должны удовлетворять соотношению:

$$r_e^2 = \frac{r_n^2}{1 + \gamma(1 - \Theta/2)r_n^2 / r^2}. \quad (3.2.17)$$

При выводе (3.2.17) нужно иметь в виду, что точное значение выражения

$$1 - \frac{\Theta}{2} - \frac{1}{\gamma} \neq 0.$$

Из (3.2.17) следует ( $\Theta < 1$ ), что для имитации сил притяжения и отталкивания, существующих между зарядами различной полярности, необходимо и достаточно, чтобы внешний радиус электрона был меньше соответствующего радиуса протона:

$$r_e < r_n. \quad (3.2.18)$$

Так как это условие неизбежно влечет за собой неравенства

$$S_e < S_n; \quad \Theta_{ne} < \Theta_{en}, \quad (3.2.19)$$

то мы приходим к весьма важному выводу о том, что сила притяжения электрона к протону оказывается больше силы притяжения протона к электрону, т.е.

$$F_n^e(r) > F_e^n(r). \quad (3.2.20)$$

Для достаточно больших значений  $r \gg r_n$  (например, для невозмущенной боровской орбиты  $r = a_0 = 0,529 * 10^{-8} \text{ см}$ ) оценка величины радиуса электрона получается равной:

$$r_e = 0,99999999988 r_n.$$

Такая близость значений  $r_e$  и  $r_n$  позволяет при рассмотрении электрических явлений параметры  $\Theta_{en}$  и  $\Theta_{ne}$  считать практически совпадающими величинами:

$$\Theta = \Theta_{en} = \Theta_{ne}. \quad (3.2.21)$$

### § 3.3. Силовое и накопительное уравнения.

#### Алгоритм решения

Анализ итогов предыдущих параграфов показывает, что для получения замкнутой системы уравнений потокового взаимодействия протонов и электронов нам необходимо их дополнить двумя уравнениями, связывающими плотность эфира  $\rho$  и значения сотовых миделей  $S_e^{com} = S_n^{com}$ .

По мнению автора, такими уравнениями могут служить:

а) силовое уравнение ( $\Theta_{nn} = 0, \quad \eta = 0$ )

$$\Delta F_n''(r) = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{2\rho \cdot c^2 \sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_n^{com} = \frac{e^2}{r^2}. \quad (3.3.1)$$

б) накопительное уравнение ( $dt = 1 \text{ сек}$ ):

$$\Theta_{en} \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_n^2 1 \text{ сек} = hcR. \quad (3.3.2)$$

Физический смысл силового уравнения заключается в простой констатации известного факта, заключающегося в том, что воздействие протонов друг на друга происходит с кулоновскими силами.

Накопительное уравнение определяет ту часть общей энергии, которая в течении  $1 \text{ сек}$  преобразуется электроном в кванты электромагнитного поля (частицы Планка) максимально возможной частоты  $\nu_{max} = cR$ . Поэтому правая

часть накопительного уравнения численно равна энергии ионизации атома водорода  $E_{ион} = hcR$ .

Совместное решение всех уравнений потокового взаимодействия предусматривает реализацию следующих операций.

Сначала на основании (3.3.1) и (3.3.2) были записаны выражения:

$$\rho \cdot S_n^{com} = \frac{2\pi \cdot e^2}{(1-1/\gamma)c^2 \sigma_0}, \quad (3.3.3)$$

$$\rho \cdot \Theta_{en} = \frac{2hcR}{c^3 4\pi \cdot r_e^2 1сек}. \quad (3.3.4)$$

Так как энергия ионизации атома водорода равна

$$E_{ион} = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = 2,17957842762 \times 10^{-11} \text{ эрг},$$

то для значений  $h = 6,626176 \times 10^{-27} \text{ эрг} \times \text{сек}$ ,  $e = 4,803 \times 10^{10}$ ,  
 $r_e = 0,8 \times 10^{13} \text{ см}$ ,  $c = 2,99792 \times 10^{10} \text{ см/сек}$ ,  
 $\pi = 3,14159254693$ ,  $m_e = 9,11 \times 10^{-28} \text{ гр}$   
 нетрудно получить:

$$\rho S_n^{com} = 0,48382265764 \times 10^{-38}. \quad (3.3.5)$$

$$\rho \Theta_{en} = 0,2011650617 \times 10^{-16}. \quad (3.3.6)$$

$$S_n^{com} = 0,24051028223 \times 10^{-21} \cdot \Theta_{en}. \quad (3.3.7)$$

Подставляя (3.3.7) в (3.1.19), находим

$$\Theta_{en} = 0,66670846568.$$

Из (3.3.7) следует

$$S_n^{com} = 0,16035024124 \times 10^{-21} \text{ см}^2$$

Подстановка значения  $S_n^{com}$  в (3.3.1) дает

$$\rho = \frac{2\pi \cdot e^2}{(1-1/\gamma)c^2 \sigma_0 S_n^{com}} = 0,301728674617 \times 10^{-16} \text{ г/см}^3 \quad (3.3.8)$$

Так как значения  $\Theta_{ne} = \Theta_{en}$ ,  $S_e^{com} = S_n^{com}$ , то весь цикл расчетов можно считать завершенным. Близость  $\Theta_{ne} = \Theta_{en} \approx 2/3$  созвучна с гипотезой, принятой в теории кварков, о том, что

электрические заряды кратны величине  $1/3 e$ , где  $e$  – элементарный электрический заряд.

### § 3.4. Сотовый мидель электрона

С целью определения величины сотового миделя электрона рассмотрим процессы его взаимодействия с потоками эфира, которые являются плоскими и набегают на электрон с одной стороны (рис.3.4.1).

Из рисунка видно, что входной поток  $\Phi_{вх}$  будет взаимодействовать с частицами Планка, которые находятся в заштрихованной части тела электрона. Нетрудно догадаться, что число этих частиц равно:

$$N_l = 0,5 N_e + \Delta N_e .$$

Где  $\Delta N_e$  – число частиц в теле кольца с дважды заштрихованным сечением  $S_k$ .

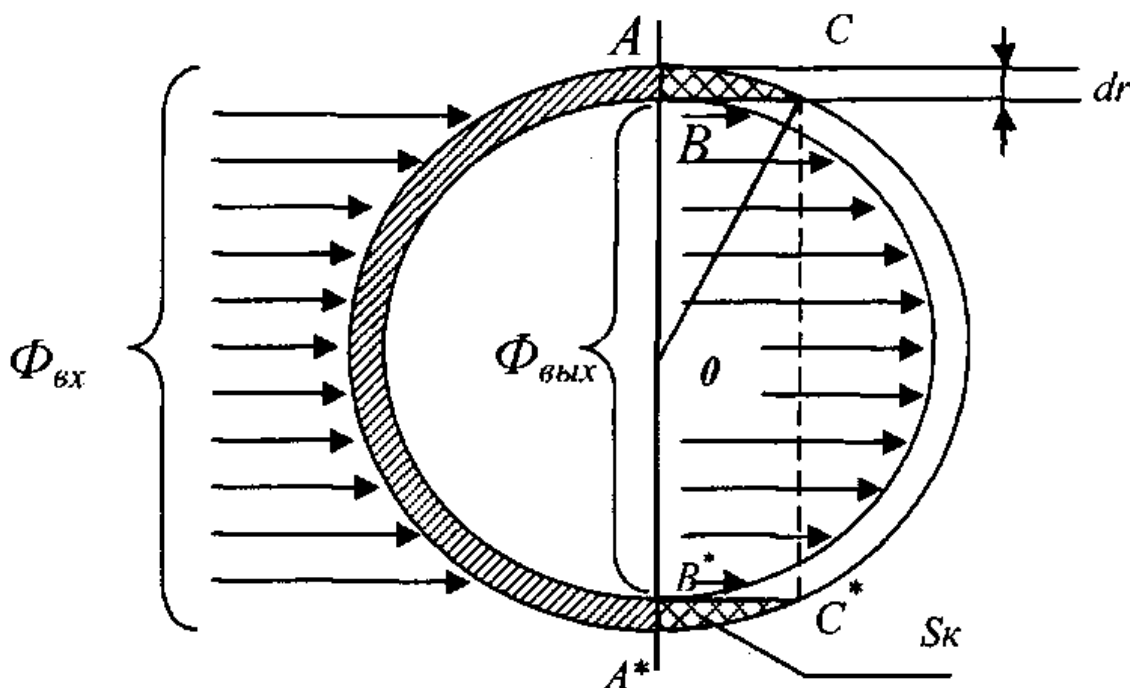


Рис.3.4.1

Значение  $\Delta N_e$  можно рассчитать с помощью следующего алгоритма.

Так как  $\Delta r \ll r_e$ , то для определения толщины тела электрона можно использовать соотношение:

$$\Delta r = \frac{N_e V_0 b}{4\pi \cdot r_e^2} = 0,1452416019 \times 10^{-16} \text{ см.}$$

Из треугольника ОВС следует:

$$BC^2 = OC^2 - OB^2; \quad BC = 0,01524353863 \times 10^{-13} \text{ см.}$$

Поскольку дважды заштрихованное сечение представляет собой половину сегмента, то его площадь получается равной

$$S_k = \frac{2}{3} AB \times BC = 0,0014759973 \times 10^{-29} \text{ см}^2.$$

Полагая радиус кольца, равным

$$r_k = r_e - \Delta r/2 = 0,7999273792 \cdot 10^{-13} \text{ см,}$$

нетрудно рассчитать объем кольца

$$V_k = 2\pi r_k \cdot S_k = 0,0074184979 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3,$$

а потом вычислить искомую величину:

$$\Delta N_e = \frac{V_k}{bV_0} = 0,00784748714 \times 10^{20}.$$

Из геометрических соображений ясно, что поток эфира  $\Phi_{вн}$ , действующий на левой половине внутренней области электрона, обладает интенсивностью:

$$\Phi_{вн} = \frac{2\pi(r_e - \Delta r)^2}{2\pi \cdot r_e^2} \Phi_{вх}$$

Так как часть этого потока  $\Phi_{вн}$  внутренние сопла электрона в режиме «звук» преобразуют в звуковые волны, то нетрудно доказать, что интенсивность выходного потока  $\Phi_{вых}$  должна быть равной:

$$\Phi_{вых} = (1 - \Theta_{ен}) \Phi_{вн} = \frac{(r_e - \Delta r)^2}{r_e^2} (1 - \Theta_{ен}) \Phi_{вх}.$$

По условиям рассматриваемого примера поток  $\Phi_{вых}$  взаимодействует с теми частицами Планка, которые нахо-

дятся в не заштрихованной части тела электрона. Число этих частиц равно

$$N_2^* = 1/2N_e - \Delta N_e.$$

Однако поток  $\Phi_{\text{вых}}$  по своей интенсивности меньше входного потока  $\Phi_{\text{вх}}$ . При пересчете  $N_2^*$  на интенсивность входного потока  $\Phi_{\text{вх}}$  получаем, что не заштрихованная область электрона взаимодействует с этим потоком так, как будто в ней находится следующее число частиц:

$$N_2 = \frac{(r_e - \Delta r)^2}{r_e^2} (1 - \Theta_{en})(0,5N_e - \Delta N_e). \quad (3.4.1)$$

Сказанное выше показывает, что эквивалентное число частиц электрона, которые как бы в полной мере участвуют во взаимодействиях с набегающими потоками эфира, равно:

$$N_e^{\text{com}} = N_1 + N_2 = (0,5N_e + \Delta N_e) + \frac{(r_e - \Delta r)^2}{r_e^2} (1 - \Theta_{en})(0,5N_e - \Delta N_e) \quad (3.4.2)$$

Подставляя в (3.4.2) расчетные значения

$$\begin{aligned} \theta_{en} &= 0,66670846568, \\ N_e &= 1,23565004322 \times 10^{20}, \\ r_e &= 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \end{aligned}$$

получаем

$$N_e^{\text{com}} = 0,82889904464 \times 10^{20}.$$

Точность расчета  $N_e^{\text{com}}$  можно увеличить, если принять во внимание, что объемная фигура  $ACCA^*$  представляет собой шаровой слой, внутри которого размещен цилиндр  $BCC^*B$  (рис.3.4.1).

С учетом этих замечаний объем шарового кольца  $ABC \leftrightarrow A^*B^*C^*$  получается равным:

$$V_k = \frac{\pi}{6} BC (3AO^2 + 3OB^2 + BC^2) - \pi OB^2 BC^2;$$

$$BC = \sqrt{OC^2 - OB^2} = 0,0152435386 \cdot 3 \times 10^{-13} \text{ см};$$



$$AO = r_c = 0,8 \times 10^{-13} \text{ см};$$

$$OB = r_c - \Delta r = 0,7998547585 \times 10^{-13} \text{ см};$$

$$V_k = 0,00741855 \times 10^{-42} \text{ см}^3.$$

Отсюда

$$\Delta N_c = V_k / bV_0 = 0,00784754225 \times 10^{20}$$

и как результат из (3.4.2) следует:

$$N_c^{com} = 0,82889908139 \times 10^{20}. \quad (3.4.3)$$

Если составить отношение

$$G = \sqrt{2|f_s|} \frac{N_n}{N_c^{com}}, \quad (3.4.4)$$

то нетрудно убедиться в том, что при постоянной гравитации  $|f| = 6,674636857 \times 10^{-8}$  его значение строго равно 1.

По современным данным [9, с. 772], постоянная гравитации  $f$  имеет следующее значение:

$$f = 6,6745(8) \times 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^2 / \text{г}^2.$$

Близость значений  $f_s$  и  $f$  позволила единое выражение для сотовых миделей электрона и протона записать в следующем виде:

$$S_c^{com} = S_n^{com} = \sqrt{2|f|} N_n S_0 c_x / 2, \quad (3.4.5)$$

где  $f$  – гравитационная постоянная;  $N_n$  – число частиц Планка в протоне;  $S_0, c_x$  – мидель и коэффициент лобового сопротивления частицы Планка.

Полученные результаты показывают, что между электрическими и гравитационными явлениями существует глубокая взаимосвязь, а коэффициент  $\varepsilon$ , численно равный значению

$$\varepsilon = \sqrt{2|f|},$$

можно считать параметром, который характеризует глубину проникновения потоков эфира во внутренние полости протона.

Из соотношения (3.4.5) нетрудно найти коэффициент лобового сопротивления

$$c_x = 0,90954819028, \quad (3.4.6)$$

при котором удастся непротиворечиво описать процессы функционирования электрона в атоме водорода.

Существующие результаты продувок показывают, что при околосзвуковом обтекании сферических тел подобные значения  $c_x$  реализуются как в классе стоксовских описаний течений вязкого газа, так и с помощью моделей, соответствующих течениям с большими значениями чисел Рейнольдса [3].

Так как найденное выше расчетное значение  $c_x$  не противоречит его экспериментальным оценкам, то возникла уверенность в том, что эфир является обычным газом, а найденные значения сотовых миделей

$$S_e^{com} = S_n^{com} = 0,16035024124 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2,$$

можно использовать при анализе как электрических, так и гравитационных взаимодействий.

### § 3.5. Взаимодействие электрона с протоном

По мнению автора, потоки эфира и звуковых волн, излучаемые электронами и протонами, управляют не только режимами их работы, но и изменяют внутреннюю энергию в их сотовых миделях. Поскольку поверхностное натяжение с наветренной и подветренной сторон рассматриваемых объектов в этом случае оказывается различным, то взаимодействие их поверхностных оболочек нами идентифицируется, как силы электрического происхождения.

Для окончательной проверки этой гипотезы определим силы, которые будут воздействовать на электрон при его совместной работе с протоном в режиме «звук». В этом режиме работы на поверхности электрона избыточное давление будет создаваться как потоками эфира  $\Delta\rho_{ne}(r)$ , так и потоками звуковых волн  $\Delta\rho_{ne}^{3B}(r)$ , излучаемых протоном.

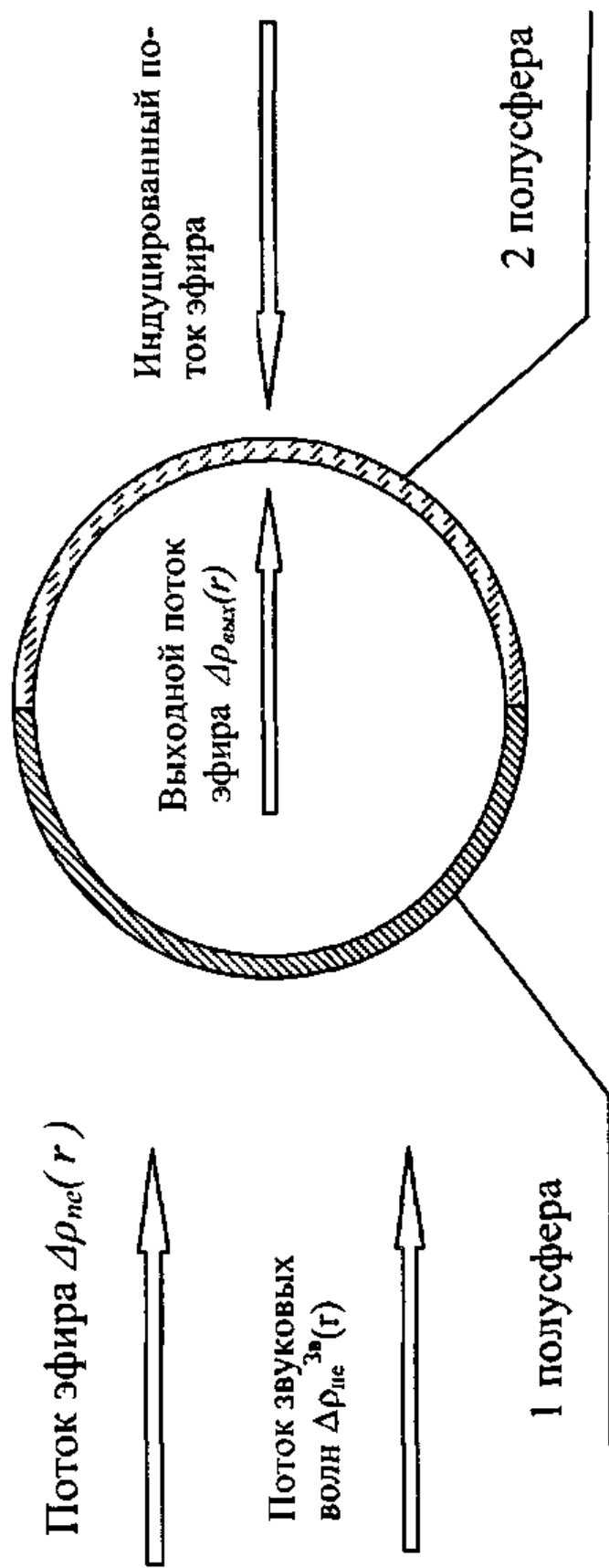


Рис. 3.5.1

Плотности этих потоков таковы:

$$\Delta\rho_{ne}(r) = (1 - \Theta_{ne} - 1/\gamma)\rho \cdot c^2 r_n^2 / 2r^2. \quad (3.5.1)$$

$$\Delta\rho_{ne}^{3\theta}(r) = \Theta_{ne}\rho \cdot c^2 r_n^2 / 2r^2. \quad (3.5.2)$$

Более полная характеристика действующих потоков с учетом особенностей их прохождения через тело электрона приведена на рис.3.5.1

Силу воздействия на электрон звуковых волн, испускаемых протоном, при  $\eta = 0$  нетрудно получить из соотношений (3.1.3 и 3.1.4):

$$\Delta F_{ne}^{3\theta}(r) = \frac{1}{2}\Theta_{ne} 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_e, \quad (3.5.3)$$

где  $S_e$  – мидель электрона.

Для первой полусферы уменьшение сил взаимодействия частиц Планка по одной связи равно:

$$\Delta F_{ce}^1(r) = 2c_y(1 - \Theta_{ne} - 1/\gamma)\rho \cdot c^2 r_n^2 S_o / 2r^2. \quad (3.5.4)$$

В связи с этим изменение энергии связи  $\Delta E_{ce}^1(r)$  для первой полусферы электрона под воздействием потоков эфира с плотностью  $\Delta\rho_{ne}(r)$  можно найти из соотношения:

$$\Delta E_{ce}^1(r) = 0,5N_e n_{ce}^{6H} \Delta F_{ce}^1(r) c l_{сек}, \quad (3.5.5)$$

где  $N_e$  – число частиц Планка в электроне;  $n_{ce}^{6H}$  – число связей частиц Планка внутри тела электрона

$$n_{ce}^{6H} = 14,3630811007.$$

Поскольку электрон непрозрачен для звуковых волн, а его внутренние сопла работают в режиме «звук», то на вторую полусферу электрона будет воздействовать поток эфира с плотностью

$$\Delta\rho_{вых}(r) = (1 - \Theta_{en})\Delta\rho_{ne}(r). \quad (3.5.6)$$

Воздействие этого потока на вторую полусферу приведет к следующим изменениям ее внутренней энергии связи:

$$\Delta E_{cv}^{11}(r) = (1 - \Theta_{en}) \Delta E_{cv}^1(r). \quad (3.5.7)$$

Отсюда разность энергий связи первой и второй полусфер электрона по входному потоку эфира  $\Delta\rho_{ne}(r)$  получается равной:

$$\Delta E_{cv}^3(r) = \Delta E_{cv}^1(r) - \Delta E_{cv}^{11}(r). \quad (3.5.8)$$

Индукцированный поток должен вызывать аналогичные изменения энергии связи в теле электрона. Поэтому разность поверхностных напряжений, возникающую в нем из-за разности давлений с наветренной и подветренной сторонах, можно определить по формуле:

$$\Delta\sigma^3(r) = \frac{2a\Delta E_{cv}^3(r)}{2\pi \cdot r_e^2}. \quad (3.5.14)$$

Так как электрон представляет собой тонкую сферическую оболочку, то силу взаимодействия его полусфер можно рассчитать с помощью соотношения:

$$\Delta F_{ne}^3(r) = \Delta\sigma^3(r)4\pi \cdot r_e.$$

Отсюда результирующая сила воздействия протона на электрон получается равной

$$\Delta F_{ne}(r) = \Delta F_{ne}^3(r) + \Delta F_{ne}^{3B}(r). \quad (3.5.15)$$

Поскольку все константы, входящие в приведенный выше алгоритм, нам известны, то нетрудно выполнить следующие расчеты:

1.  $\Delta\rho_{ne}(r) = -0.28929427774 \times 10^{-22} / r^2$
2.  $\Delta F_{cv}^1(r) = -2.35790393427 \times 10^{-64} / r^2$
3.  $\Delta E_{cv}^1(r) = -62,7276838914 \times 10^{-34} / r^2$
4.  $\Delta E_{cv}^{11}(r) = -20,9066060085 \times 10^{-34} / r^2$
5.  $\Delta E_{cv}^3(r) = -41,8210778829 \times 10^{-34} / r^2$
6.  $\Delta F_{ne}^3(r) = -23,0571881495 \times 10^{-20} / r^2$
7.  $\Delta\rho_{ne}^{3B}(r) = 0,0057855228344 \times 10^{-20} / r^2$
8.  $\Delta F_{ne}^{3B}(r) = 0,00289276141 \times 10^{-20} / r^2$
9.  $\Delta F_{ne}(r) = -23,0568988734 \times 10^{-20} / r^2$

В соответствии с законом Кулона сила воздействия протона на электрон равна:

$$\Delta F(r) = -e^2 / r^2 = (-4,803 \times 10^{-10})^2 / r^2 = \\ = -23,068809 \times 10^{-20} / r^2.$$

Поскольку отношение

$$\Delta F_{ne}(r) / \Delta F(r) = 0,99948371298.$$

оказывается близким к единице, то справедливость ранее высказанной гипотезы о происхождении электрических сил можно считать подтвержденным фактом.

По этой причине можно сформулировать следующие выводы:

1. Электрические силы проявляются как результат аэродинамического взаимодействия частиц Планка, расположенных в сотовых миделях протонов и электронов, с потоками эфира и звуковых волн, существующих в данный момент времени в данной точке пространства.

2. Электрические силы будут действовать только тогда, когда из-за разности давлений на противоположных сторонах протонов и электронов возникают поверхностные натяжения такие, которые приводят к неравновесному взаимодействию их поверхностных оболочек.

3. Под воздействием потоков эфира и звуковых волн протоны и электроны изменяют свои агрегатные состояния в полном соответствии с законами взаимодействия зарядов различной полярности.

### **§ 3.6. Взаимодействие движущихся протонов и электронов**

В предыдущем параграфе было доказано поле, что потоковые уравнения с высокой точностью описывают электростатическое взаимодействие протонов и электронов. Поэтому, искусственно сохраняя понятия заряда  $q$ , напряженностей электрического  $E$  и магнитного  $B$  полей, динамику взаимодействия протонов и электронов можно описать следующим образом.

Опытные данные показывают, что движущиеся заряды  $q$  создают вокруг себя электрическое и магнитное поля с напряженностями  $E$  и  $B$  соответственно. Величину напряженности магнитного поля  $B$  можно найти из соотношения:

$$B = \frac{q}{cr^3} [ur], \quad (3.6.1)$$

где  $u$  - скорость движения заряда  $q$ ;  $r$  - радиус-вектор, проведенный от заряда  $q$  к точке наблюдения.

Если в точку наблюдения поместить другой точечный заряд  $q^*$ , то на него будет действовать суммарная сила  $F$ , равная силе Лоренца:

$$F = F_e + F_m = q^* \left( E + \frac{1}{c} [uB] \right). \quad (3.6.2)$$

При записи соотношения (3.6.2) учитывалось, что в электрическом поле  $E = q/r^2$  на заряд  $q^*$  действует сила

$$F_e = q^* E, \quad (3.6.3)$$

а сила  $F_m$ , определяющая воздействие магнитного поля  $B$  на тот же самый заряд, численно равна:

$$F_m = \frac{q^*}{c} [uB]. \quad (3.6.4)$$

Для условий, когда заряды  $q$  и  $q^*$  движутся со скоростями  $u$  и  $u^*$ , которые параллельны, одинаково направлены и перпендикулярны к вектору  $r_{12}$ , соединяющему заряды, то силы магнитного взаимодействия указанных зарядов получаются равными:

$$F_{m,12} = F_{m,21} = \frac{qq^*}{r_{12}^2} \frac{uu^*}{c^2} \quad (3.6.5)$$

В случае одноименных зарядов (рис. 3.6.1) силы  $F_{m,12}$  и  $F_{m,21}$  будут силами притяжения, а в случае разноименных - силами отталкивания.

При  $u = u^*$  и  $q = q^*$  имеем:

$$F_{m,12} = F_{m,21} = \frac{q^2}{r_{12}^2} \frac{u^2}{c^2}. \quad (3.6.6)$$

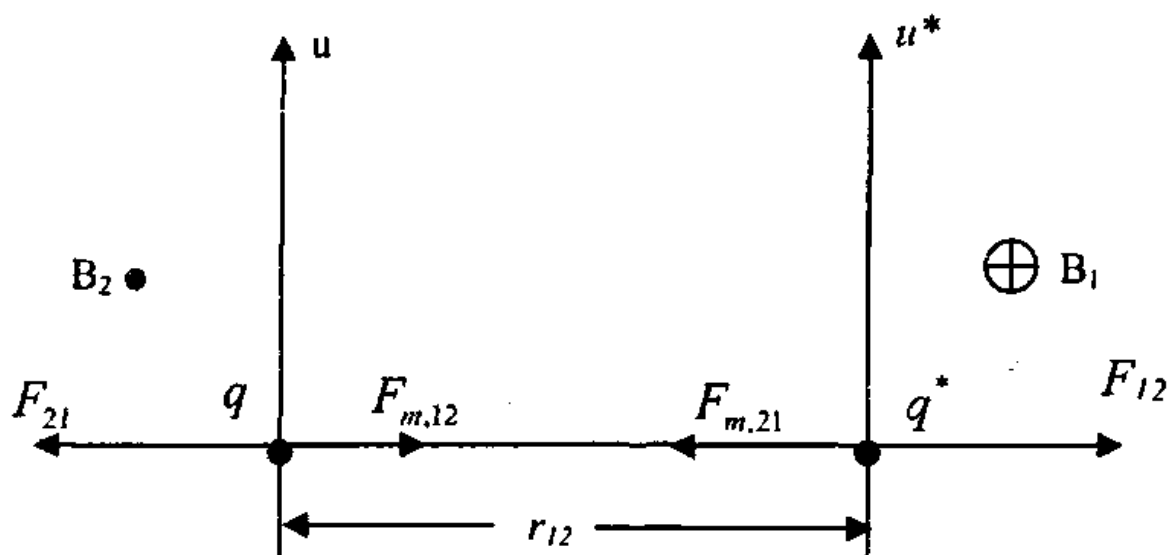


Рис.3.6.1.

Полагая  $q = e^+$ , получаем выражение для полной силы Лоренца, характеризующей взаимодействие движущихся протонов:

$$F = \frac{e^2}{r^2} - \frac{e^2}{r^2} \frac{u^2}{c^2}. \quad (3.6.7)$$

По определению механические аналоги электрических зарядов взаимодействуют друг с другом полевым способом и поэтому развитие ситуации, изображенной на рис. 3.6.1, должно происходить следующим образом.

Итак, пусть в качестве зарядов выступают два протона, которые находятся в режиме работы «газ». Кроме того, пусть в начальный момент времени  $t = 0$  они начали не только свое движение, но и стали переизлучать потоки эфира в окружающее пространство.

Анализ этих условий показывает, что из-за конечной скорости распространения потоков эфира взаимодействие протонов начнется через некоторое время  $\Delta t$  тогда, когда они будут находиться во 2 положении (рис.3.6.2).

По вполне понятным причинам сила этого взаимодействия по величине будет кулоновской силой отталкивания

$$F_{12} = \frac{e^2}{r_{12}^2},$$



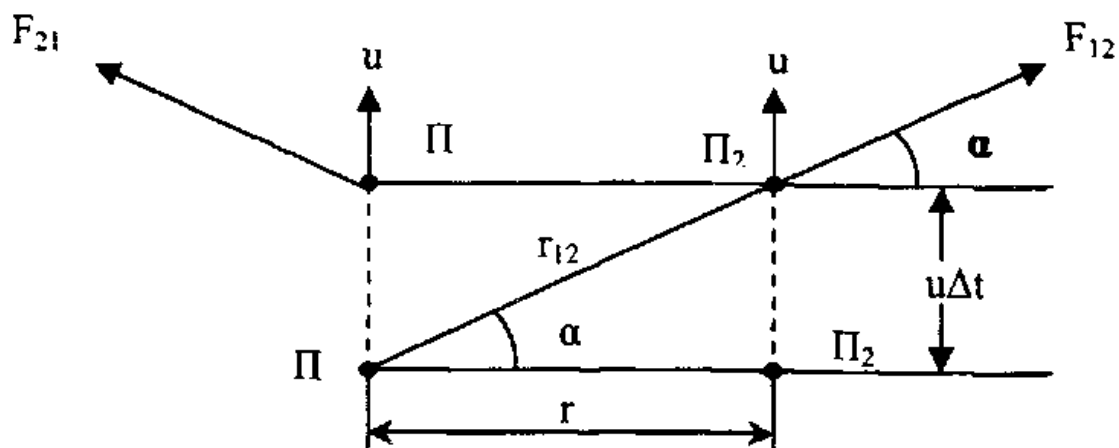


Рис. 3.6.2.

По вполне понятным причинам сила этого взаимодействия по величине будет кулоновской силой отталкивания

$$F_{12} = \frac{e^2}{r_{12}^2},$$

направленной по вектору  $r_{12}$ .

Так как

$$r_{12} = \sqrt{r^2 - (u\Delta t)^2} = c\Delta t, \quad (3.6.8)$$

то несложные вычисления дают оценку

$$F_{12}(r) = F_{21}(r) = F_0(r) + F_{m,12}(r) = \frac{e^2}{r^2} \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right), \quad (3.6.9)$$

которая совпадает с величиной полной силы Лоренца, рассчитанной с использованием соотношения (3.6.7).

Из рис.3.6.2 видно, что силы  $F_{12}(r)$  и  $F_{21}(r)$  направлены не в точки мгновенного расположения протонов, а в те точки, в которых они находились раньше, когда излучали потоки эфира, воздействующие на них в данный момент времени.

Поскольку силы  $F_{12}(r)$  и  $F_{21}(r)$  определяют величину и направление действия на протоны полных сил Лоренца, то для отдельных зарядов можно утверждать, что силы их магнитного взаимодействия своим происхождением обязаны изменениям кулоновских сил в процессе относительного перемещения рассматриваемых объектов.

Полученное соотношение справедливо для зарядов различной полярности и скоростей их движения, удовлетворяющих неравенству  $u < c$ .

## Глава 4 Атом водорода

### § 4.1. Существующие модели

Электродинамическая модель атома водорода была предложена Бором в 1913 году. В этой модели электрон и протон рассматриваются как классические точечные материальные объекты с массами  $m_e$  и  $m_n$  соответственно.

Движение электрона около массивного протона ( $m_e \ll m_n$ ) осуществляется под действием центробежных и кулоновских сил. Первые силы являются силами отталкивания, а вторые силами притяжения.

В простейшем случае уравнение движения электрона под действием названных сил можно записать в виде:

$$\frac{m_e u_e^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}, \quad (4.1.1)$$

где  $u_e$  – линейная скорость движения электрона по орбите радиуса  $r$ .

Так как траектория движения электрона по орбите является кривой второго порядка, то из первого закона Кеплера следует, что его секториальная скорость  $u_e^c$  равна постоянной величине:

$$u_e^c = r^2 \omega_e = u_e r = const, \quad (4.1.2)$$

где  $\omega_e$  – угловая скорость вращения электрона по орбите радиуса  $r$ .

Если умножить левую и правую части уравнения (4.1.2) на  $m_e = const$ , то нетрудно получить:

$$m_e u_e r = const. \quad (4.1.3)$$

Отсюда следует, что постоянство момента количества движения является следствием применения классических законов механики для описания динамики движения тел по кривым второго порядка.

При разработке электродинамической модели Бор также прекрасно знал, что электрон, равноускоренно двигаясь

по орбите, должен излучать кванты электромагнитного поля, а, следовательно, через небольшой промежуток времени должен упасть на протон, чем и завершить время существования атома водорода.

Однако в реальной природе такого явления не наблюдается и Бор выдвигает гипотезу, которая находится в явном противоречии с законами классической физики (первый постулат).

Суть этой гипотезы состоит в том, что в атоме водорода существуют такие стационарные состояния, находясь в которых ускоренно движущийся электрон не излучает электромагнитной энергии.

Развивая эту мысль, он считал, что в этих состояниях момент количества движения электрона должен быть кратен постоянной Планка:

$$m_e u_e r = n \hbar, \quad (4.1.4)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots; \quad \hbar = h / 2\pi$$

Сочетая уравнения (4.1.4) и (4.1.1), Бор получил, что энергия электрона и радиусы «разрешенных» орбит могут принимать следующие дискретные значения:

а) радиус  $n$  – орбиты

$$r_n = a_0 n^2, \quad (4.1.5)$$

где  $a_0$  – боровский радиус электрона,

$$a_0 = \hbar^2 / m_e c^2 \approx 0,529 \times 10^{-8} \text{ см}. \quad (4.1.6)$$

б) полная энергия электрона на той же орбите:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \quad (4.1.7)$$

В основном состоянии ( $n = 1$ ) электрон не излучает, а при  $n = 2, 3, \dots$  спонтанно реализуются переходы из возбужденных состояний в состояния, соответствующие меньшим значениям полной энергии (второй постулат). Причем при  $E_n > E_m$  происходит испускание фотонов с частотой, равной:

$$\nu_{n,m} = \frac{E_n - E_m}{\hbar} = cR \left\{ \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right\}, n \geq m, \quad (4.1.8)$$

где  $R$  – постоянная Ридберга,  $c$  – скорость света.

Если осуществляется обратный переход  $E_m \rightarrow E_n$ , то электрон поглощает фотон той же самой частоты  $\nu_{nm}$ . Точное совпадение теоретически полученного выражения (4.1.8) с эмпирической формулой, найденной ранее Ридбергом при обработке реальных спектров водорода, показывает, что созданный Бором осциллятор с высокой точностью описывает внешнюю сторону процессов излучения и поглощения квантов электромагнитного поля.

В квантовой механике простейшим генератором электромагнитных волн является гармонический осциллятор, который представляет собой электрон, совершающий одномерное движение под действием квазиупругой силы:

$$F = -kx, \quad k = \text{const.} \quad (4.1.9)$$

Для этого осциллятора уравнение Шредингера относительно искомой функции  $\psi(x)$  имеет вид:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} [E - U(x)]\Psi = 0, \quad (4.1.10)$$

где  $E$  – полная энергия осциллятора,  $U(x)$  – его потенциальная энергия,

$$U(x) = k x^2 / 2. \quad (4.1.11)$$

Так как собственная частота осциллятора равна

$$\omega = \sqrt{k/m_e}, \quad (4.1.12)$$

то нетрудно получить

$$U(x) = m_e \omega^2 x^2 / 2. \quad (4.1.13)$$

Относительно решений уравнения (4.1.10) известно, что они существуют, обладают свойствами конечности, однозначности и непрерывности, если

$$E = E_n = (n + 1/2) \hbar \omega, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.1.14)$$

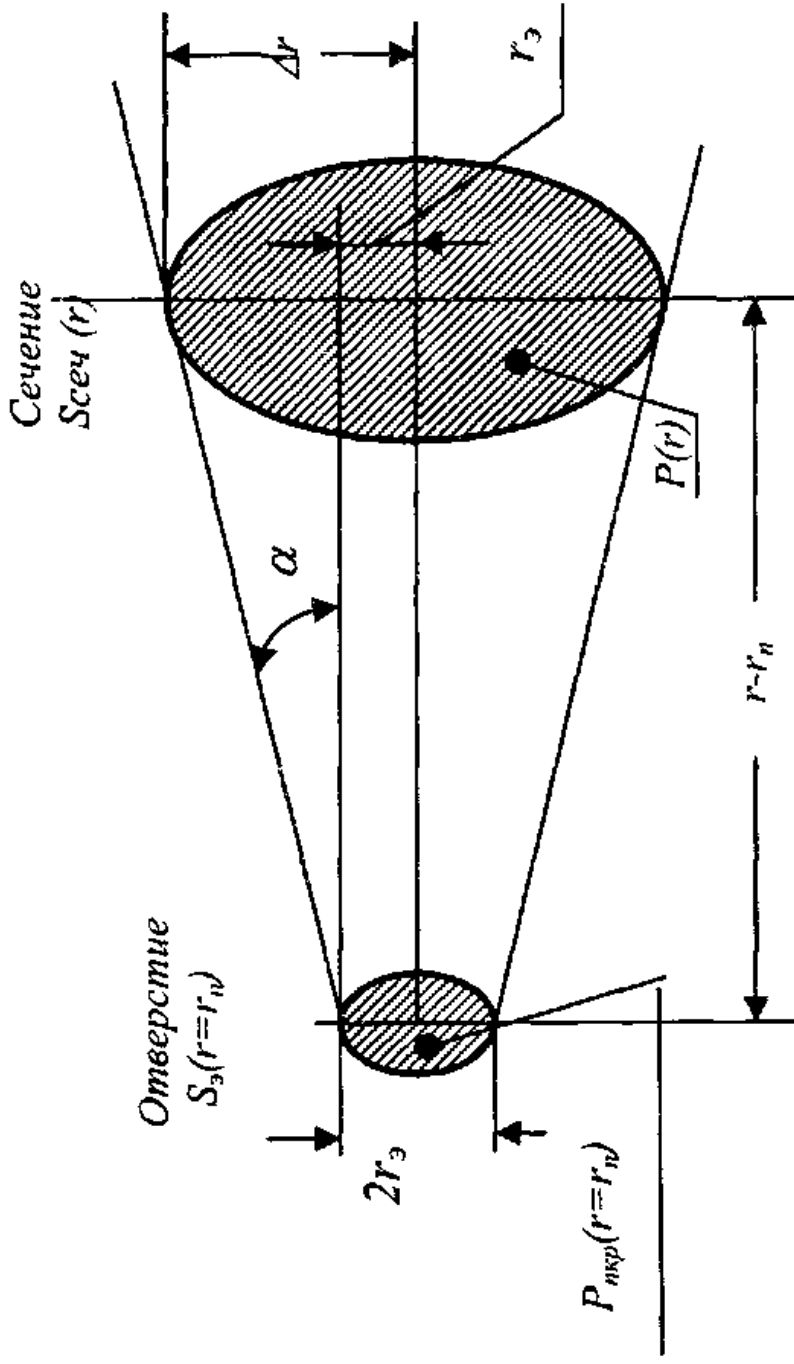


Рис.4.2.1

Знание решений уравнения (4.1.10) позволяет вычислять вероятности переходов электрона из одного состояния в другое. Так как для гармонического осциллятора возможны переходы только между соседними уровнями, то из этого следует, что энергия электрона может изменяться порциями, равными  $\hbar\omega$ . В квантовой механике данный результат оценивается весьма высоко, ибо он как бы естественным образом характеризует квантовую природу лучеиспускания абсолютно черного тела.

Достоинства и недостатки рассмотренных выше моделей общеизвестны. Поэтому возможности их использования при механической интерпретации электрических явлений будут изучаться в ходе исследований, к изложению которых мы и приступим в следующих параграфах.

#### § 4.2. Парциальные излучатели

Парциальными излучателями мы будем называть те сопла у протона, которые расположены на его поверхности и могут работать в режимах «звук» и «газ».

При работе сопел в режиме «газ» давление в их критическом сечении, создаваемое выходными потоками эфира, можно определить по формуле:

$$P_{n,кр}^{газ}(r = r_n) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{a}{a-1}, \quad (4.2.1)$$

где  $a$  – коэффициент, численно равный отношению следующих площадей:

$$a = \frac{4\pi \cdot r_n^2}{N_n^{нов} S_0} = 1,1026587222. \quad (4.2.2)$$

Если каждое критическое сечение заменить эквивалентным (по площади) круглым отверстием, а угол расходимости потоков эфира обозначить через  $\alpha$ , то для расчета давления, создаваемого одним излучателем на произвольном расстоянии от центра протона, нетрудно получить достаточно простое аналитическое выражение (рис.4.2.1).

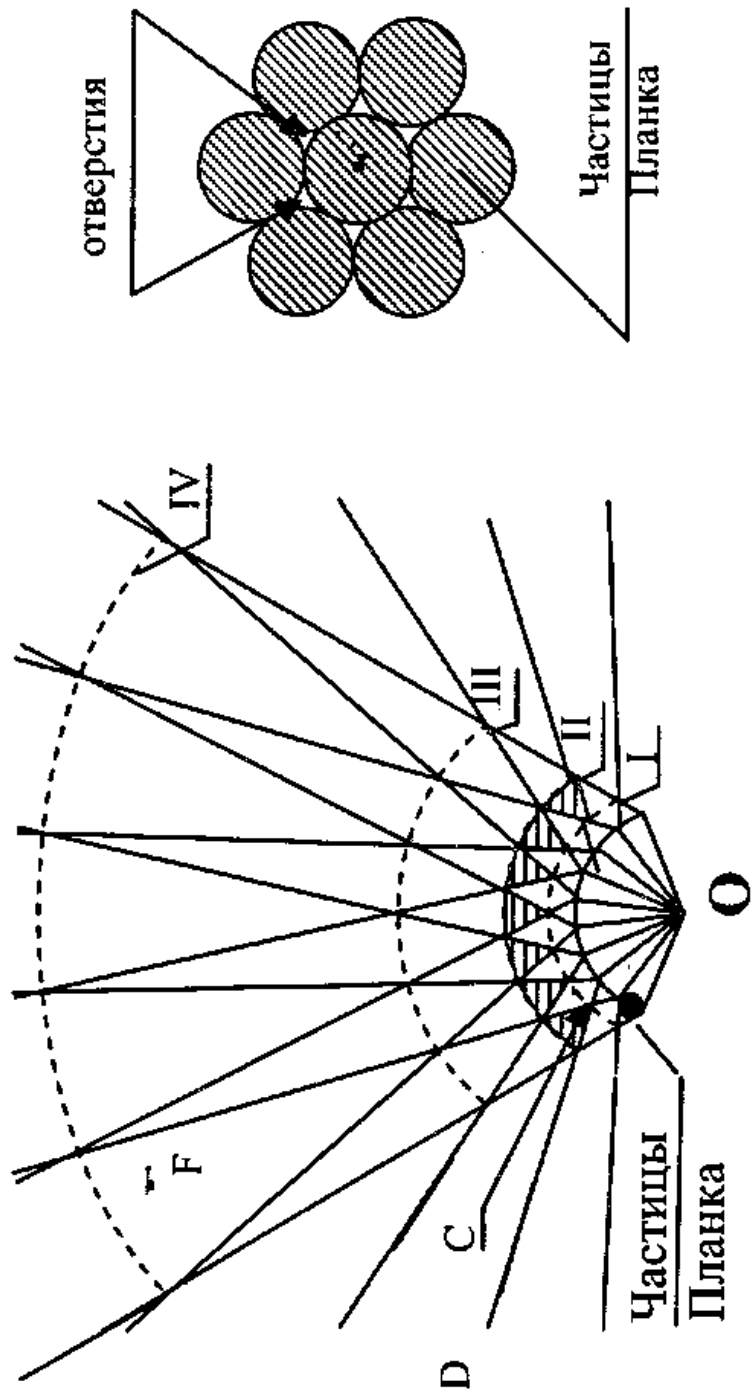


Рис.4.2.2

Данная аппроксимация была выбрана потому, что структура поля суммарного давления определяется коническими поверхностями типа DCF, которые зарождаются на сфере I, соответствующей первому пересечению соседних лучей (рис.4.2.2).

По определению давление в сечении  $S_{сеч}(r)$  равно:

$$P_n^{газ}(r) = \frac{P_{n,кр}^{газ}(r=r_n) \times S_3(r=r_0)}{S_{сеч}(r)}. \quad (4.2.3)$$

Так как

$$S_{сеч}(r) = \pi \Delta r^2 = \pi [(r-r_n)\alpha + r_3]^2,$$

$$S_3(r=r_n) = \frac{(a-1)4\pi \cdot r_n^2}{aN_n^{омв}},$$

то для расчета режима «газ» получаем:

$$P_n^{газ}(r) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} K_n^{газ}(r, \alpha), \quad (4.2.4)$$

$$K_n^{газ}(r, \alpha) = \frac{4r^2}{[(r-r_n)\alpha + r_3]^2 N_n^{омв}}. \quad (4.2.5)$$

Для расстояний  $r \gg r_3$ ,

$$r_3 = r_0 \sqrt{\frac{\sqrt{3} - \pi/2}{\pi}} = 0,22656 \times r_0,$$

справедливо соотношение:

$$K_n^{газ} = \frac{4r^2}{N_n^{омв} (r-r_n)^2 \alpha^2}. \quad (4.2.6)$$

При работе поверхностных сопел протона в режиме “звук” некоторая часть  $\Theta = \Theta_{ен}$  выходящих потоков эфира преобразуется в звуковые волны. Поэтому в критическом сечении каждого сопла давление получается равным:

$$P_{n,кр}^{звк}(r=r_n) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{a}{a-1} (1-\Theta) + \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{a}{a-1} \frac{\Theta}{2} = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{a}{a-1} (1-\frac{\Theta}{2}) \quad (4.2.7)$$



Если подставить (4.2.7) в (4.2.3), то нетрудно найти:

$$P_n^{\text{звук}}(r, \alpha) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} K_n^{\text{звук}}(r, \alpha), \quad (4.2.8)$$

$$K_n^{\text{звук}}(r, \alpha) = K_n^{\text{газ}}(r, \alpha) \left(1 - \frac{\Theta}{2}\right). \quad (4.2.9)$$

По определению избыточное давление, создаваемое одним парциальным излучателем в пределах одного парциального луча, равно:

$$K_n^{\text{звук}}(r, \alpha) = K_n^{\text{газ}}(r, \alpha) \left(1 - \frac{\Theta}{2}\right). \quad (4.2.10)$$

Если пренебречь эффектами утечки звуковых волн из внутренней полости электрона, то для определения  $P_e^{\text{звук}}(r, \alpha)$ ,  $K_e^{\text{звук}}(r, \alpha)$ ,  $\Delta P_e^{\text{звук}}(r, \alpha)$  можно использовать аналогичные соотношения в том случае, когда он находится в основном невозмущенном состоянии.

Находясь в возбужденном состоянии, электрон на интервале накопления энергии звуковых волн в своей внутренней полости излучает в окружающее пространство только ослабленные потоки эфира. В этом режиме работы коэффициент  $K_e^{\text{звук}}(r, \alpha)$  следует принимать равным:

$$K_e^{\text{звук}}(r, \alpha) = K_e^{\text{газ}}(r, \alpha) (1 - \Theta). \quad (4.2.11)$$

После накопления энергии звуковых волн во внутренней полости внешние сопла электрона перейдут в «тлеющий» режим работы, а его внешние сопла начнут функционировать в режиме «звук». В этом режиме работы коэффициент  $K_e^{\text{звук}}(r, \alpha)$  будет определяться соотношением (4.2.10).

### § 4.3. Суммарное поле излучателей

Конечная цель данного исследования состоит в нахождении аналитического выражения, позволяющего рассчитывать суммарное давление в окружающей среде от воздействия различного числа парциальных излучателей. Так как геометрические размеры и параметры функционирования для электрона и протона практически одинаковы, то

решение поставленной задачи мы сначала выполним для протона, а потом, основываясь на полученных результатах, введем при необходимости соответствующие корректировки таким образом, чтобы адекватно описать динамику работы электрона.

Для протона соотношения, определяющие суммарное поле давления, будем искать в виде алгоритма:

$$P_{\Sigma_n}^{\text{звук}}(r, \alpha, \ell) = P_n^{\text{звук}}(r, \alpha) N(r, \ell) \quad (4.3.1)$$

$$P_{\Sigma_n}^{\text{газ}}(r, \alpha, \ell) = P_{\Sigma_n}^{\text{звук}}(r, \alpha, \ell) / \theta = 0, \quad (4.3.2)$$

где  $N(r, \ell)$  – коэффициент, определяющий число парциальных излучателей, участвующих в формировании суммарного поля давлений в данной точке пространства;

$\ell$  – некоторый дискретный индекс рассматриваемой точки пространства.

Если ввести обозначения

$$K_{\Sigma_n}^{\text{газ}}(r, \alpha, \ell) = K_n^{\text{газ}}(r, \alpha) N(r, \ell), \quad (4.3.3)$$

$$K_{\Sigma_n}^{\text{звук}}(r, \alpha, \ell) = K_n^{\text{газ}}(r, \alpha, \ell) (1 - \theta/2), \quad (4.3.4)$$

то приведенные выше уравнения с учетом (4.2.4) и (4.2.7) можно переписать следующим образом:

$$P_{\Sigma_n}^{\text{газ}}(r, \alpha, \ell) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} K_{\Sigma_n}^{\text{газ}}(r, \alpha, \ell), \quad (4.3.5)$$

$$P_{\Sigma_n}^{\text{звук}}(r, \alpha, \ell) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} K_{\Sigma_n}^{\text{звук}}(r, \alpha, \ell). \quad (4.3.6)$$

Для нахождения зависимости  $N(r, \ell)$  мысленно представим себе фантастическую картину взаимного пересечения полей всего множества парциальных излучателей. Несмотря на определенную сложность такого воображения, нетрудно понять, что при фиксированном угле  $\alpha$  из-за кривизны поверхности протона наступает момент, когда лучи

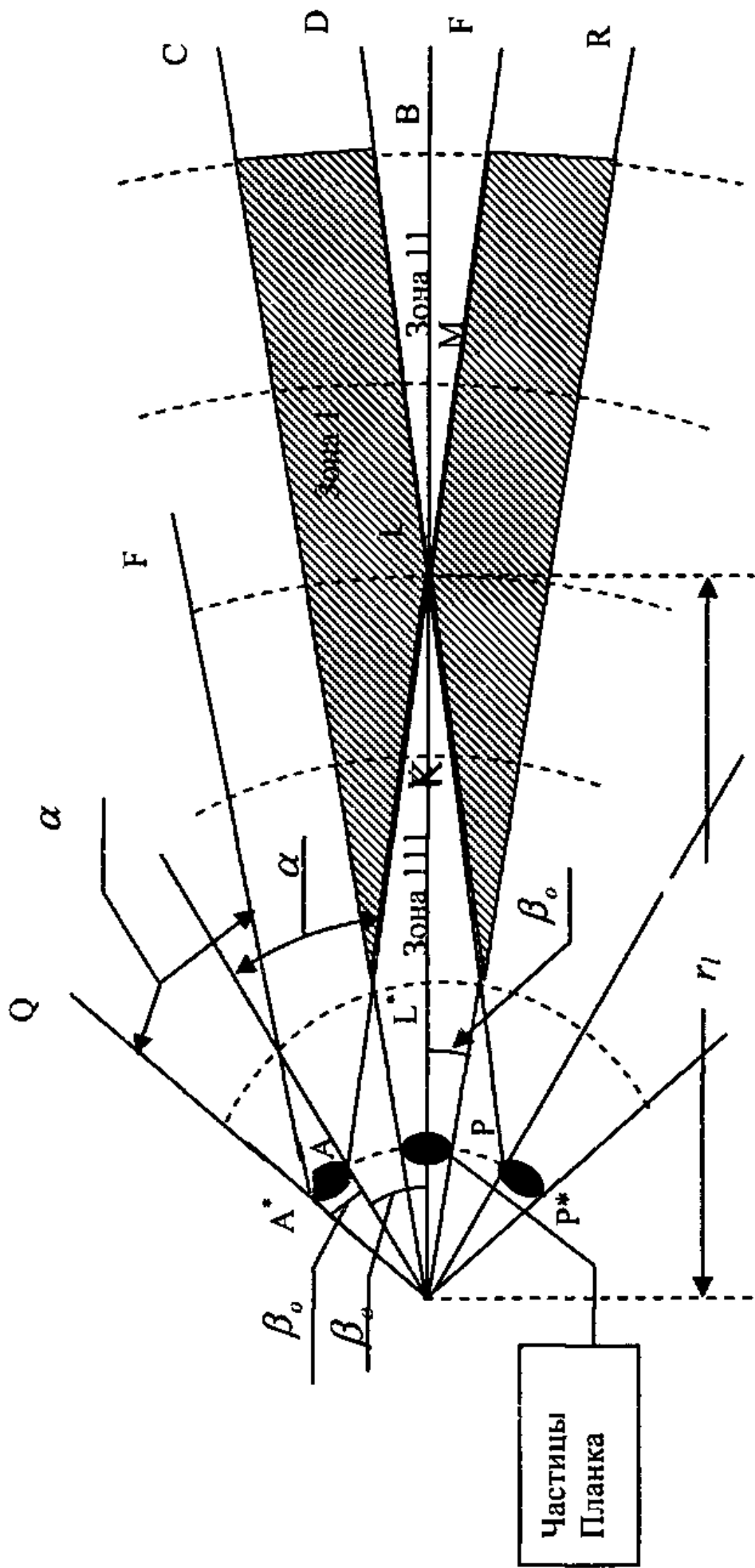


Рис.4.3.1

парциальных излучателей, отстоящих друг от друга на определенное расстояние, перестают пересекаться. Ситуация, соответствующая последнему пересечению лучей для нечетного значения индекса  $l$ , схематично изображена на рис.4.3.1.

При переходе к большему нечетному значению индекса на дуге  $A^*P^*$  должно уместиться  $(l + 2)$  частицы Планка. Поэтому условие не пересечения прямой  $A^*F$  луча COR будет выполненным, если

$$\alpha = \angle Q A^*F \leq \angle QOC. \quad (4.3.7)$$

Из рис. 4.3.1 видно, что максимально возможное значение угла  $\alpha$  соответствует ситуации, когда линии  $A^*F$  и  $OC$  оказываются параллельными прямыми. В этом случае получаем:

$$\alpha = (\beta_l - \beta_0) + 2\beta_0 = (l + 1)\beta_0. \quad (4.3.8)$$

При таком выборе  $\alpha$  для точек пересечения с произвольными, но меньшими значениями индекса  $l + k$ , имеем:

$$\begin{aligned} \beta_{l-k} &= \beta_0(l - k), \\ \gamma_{l-k} &= \beta_0(k + 1), \\ r_{l-k} &= \frac{r_n(l + 1)}{k + 1}, \end{aligned} \quad (4.3.9)$$

$$k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Для частного случая  $k = 0$  справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} \gamma_l &= \beta_0, \\ r_l &= (l + 1)r_n. \end{aligned} \quad (4.3.10)$$

Используя полученные соотношения, определим свойства суммарного поля давления в окрестности  $L$  – поверхности в режиме «звук».

Так как индекс на  $L$  – поверхности равен  $l$ , то нетрудно доказать, что число парциальных излучателей, участвующих в формировании давления на этой поверхности, равно числу отверстий на круге радиуса

$$R_\ell = AP/2 = \beta_\ell r_n = \beta_0 \ell r_n,$$

$$\beta_0 = r_0 / r_n.$$

Отсюда следует, что для  $L$  – поверхности

$$N(r, \ell) = \frac{\pi R_\ell^2}{4\pi r_n^2} N_n^{отв} = \frac{\beta_0^2 \ell^2}{4} N_n^{отв} \quad (4.3.11)$$

Подставляя (4.2.6) и (4.3.11) в (4.3.3), получаем

$$K_{\Sigma_n}^{зв} (r, \alpha, \ell) = \frac{r^2 \beta_0^2 \ell^2}{(r - r_n)^2 \alpha^2} \quad (4.3.12)$$

Откуда

$$K_{\Sigma_n}^{звук} (r, \alpha, \ell) = \frac{r^2 \beta_0^2 \ell^2}{(r - r_n)^2 \alpha^2} \left(1 - \frac{\Theta}{2}\right) \quad (4.3.13)$$

Для  $L$  – поверхности  $r = r_\ell = (\ell + 1)r_n$ , а поэтому

$$K_{\Sigma_n}^{зв} (r, \alpha, \ell) = 1 \text{ (условие юстировки);}$$

$$K_{\Sigma_n}^{звук} (r, \alpha, \ell) = 1 - \Theta/2.$$

Так как  $(1 - \Theta/2) < 1/\gamma$ , то на  $L$  – поверхности все сопла электрона, обращенные к протону, будут работать в режиме «звук», а значит, протон и электрон должны притягиваться друг к другу с кулоновскими силами.

На  $L$  – поверхности зарождается луч DLF с числом каналов  $(\ell + 1)$ . Для этого луча на  $L$  – поверхности имеем:

$$N(r, \ell + 1) = \frac{\beta_0^2 (\ell + 1)^2}{4} N_n^{отв},$$

а значит,

$$K_{\Sigma_n}^{звук} (r, \alpha, \ell + 1) = \frac{r^2}{(r - r_n)^2} \left(1 - \frac{\Theta}{2}\right) = \frac{(\ell + 1)^2}{\ell^2} \left(1 - \frac{\Theta}{2}\right). \quad (4.3.14)$$

При нахождении электрона в этом луче режим его отталкивания протоном будет происходить в том случае, если

$$K_{\Sigma_n}^{звук} (r, \alpha, \ell + 1) > 1/\gamma.$$

Отсюда следует, что

$$\frac{\ell + 1}{\ell} \geq \sqrt{\frac{1}{\gamma(1 - \Theta/2)}}.$$

Обозначив

$$Z = \sqrt{\frac{1}{\gamma(1 - \Theta/2)}},$$

получаем верхнюю оценку

$$\ell < 1 / (Z - 1) \approx 63795,8939.$$

В первой зоне индекс равен  $l$ . В этой зоне режим отталкивания электрона на расстояниях  $r \leq r_l$  будет в том случае, если

$$K_{\Sigma n}^{\text{звук}}(r = r_l, \alpha, \ell) > 1/\gamma.$$

После несложных преобразований получаем

$$\frac{\ell^2}{(\ell - 1)^2} \frac{\ell^2}{(\ell + 1)^2} \geq Z^2.$$

Отсюда

$$\ell \leq \sqrt{\frac{Z}{Z - 1}} = 252,580470283.$$

Так как  $\ell$  должно быть целым числом, то примем

$$l = 253. \quad (4.3.15)$$

В зоне III индекс равен  $(l - 1)$ , а следовательно в этой зоне электрон должен притягиваться к протону. Справедливость этого утверждения нетрудно проверить в точке  $L$ :

$$K_{\Sigma n}^{\text{звук}}(r, \alpha, \ell - 1) = \frac{(\ell - 1)^2}{\ell^2} (1 - \Theta/2) \leq \frac{1}{\gamma}. \quad (4.3.16)$$

и установить, что при всех  $\ell > 0$  неравенство (4.3.16) выполняется.

В зонах I и II силы воздействия на электрон направлены в противоположные стороны. Очевидная тенденция изменения размеров этих зон подсказывает, что должна существовать  $M$  – поверхность (рис. 4.3.1), на которой суммарная сила воз-

действия на электрон должна равняться нулю. Так как зона II в пространстве может быть представлена конусом, то его пересечение со сферой произвольного радиуса  $r$  есть круг с диаметром

$$d_{сеч}(r) = 2(r - r_\ell) \beta_0$$

и далее

$$S_{сеч}(r) = \pi d_{сеч}^2(r)/4.$$

Так как на поверхности находится  $N_n^{нов}$  частиц Планка, то суммарная поверхность сечений равна

$$S_{\Sigma сеч}(r) = \pi (r - r_\ell)^2 \beta_0^2 N_n^{нов} \quad (4.3.17)$$

Приравняв (4.3.17) половине поверхности радиуса  $r$ , получаем

$$\pi (r - r_\ell)^2 \beta_0^2 N_n^{нов} = 2\pi r^2. \quad (4.3.18)$$

Учитывая, что

$$S_n^{нов} = a N_n^{нов} S_0 = 4\pi r_n^2, \\ (a = 1,1026587222,)$$

находим

$$2(r - r_\ell)^2/a = r^2.$$

Откуда следует, радиус  $M$  – поверхности равен

$$r_m = \frac{r_\ell}{1 - \sqrt{a/2}} = 3,88372987162 \times r_\ell \quad (4.3.19)$$

По аналогии для зон I и III получаем

$$r_k = \frac{r_\ell}{1 + \sqrt{a/2}} = 0,57388296627 \times r_\ell \quad (4.3.20)$$

И наконец, поставим вопрос: при каком значении  $r$  силы, действующие в зоне II, меняют свой знак на противоположный и становятся силами притяжения?

Такое положение оказывается действительно возможным, если доказать, что

$$K_{\Sigma r}^{звук}(r, \alpha, \ell + 1) < 1/\gamma. \quad (4.3.21)$$

Раскрывая (4.3.21), получаем

$$K_{\Sigma n}^{myk}(r, \alpha, \ell + 1) = \frac{r_0^2}{(r_0 - r_n)^2} (1 - \Theta/2) \leq \frac{1}{\gamma}$$

Отсюда

$$r_0^2 / (r_0 - r_n)^2 < Z^2,$$

а следовательно,

$$r_0 \geq \frac{Z}{Z-1} r_n = 63796,89396 \times r_n = 0,510375151748 \times 10^{-8} \text{ см} \quad (4.3.22)$$

Так как найденное значение  $r_0$  достаточно близко к боровскому радиусу невозмущенного движения электрона

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529203462 \times 10^{-8} \text{ см},$$

то поверхность с этим радиусом  $r_0$  мы будем называть  $B$  – поверхностью Бора.

Полученное выше неравенство (4.3.22) свидетельствует о том, что на расстояниях  $r > r_0$  протон, работающий в режиме “звук”, будет притягивать к себе электрон с кулоновскими силами. В интервале  $r_m < r < r_0$  протон, находясь в том же агрегатном состоянии, будет отталкивать электрон с силами, изменяющимися от нуля в точке  $r = r_m$  до значений  $F(r = r_0 - \xi)$ , где  $\xi$  – бесконечно малая величина.

Величину этой силы  $F(r=r_0-\xi)$  можно найти из следующих соображений.

Нам известно, что в луче DLF действуют силы отталкивания. Сечение этого луча поверхностью радиуса  $r$  равно:

$$S(r) = \pi \beta_0^2 (r - r_l)^2 \quad (4.3.23)$$

Суммарную площадь лучей, которые направлены в сторону электрона, можно определить по формуле:

$$S_{\Sigma}(r) = \pi \beta_0^2 (r - r_l)^2 N_n^{нов} / 2, \quad (4.3.24)$$

где  $N_n^{нов}$  – число частиц Планка на поверхности протона.



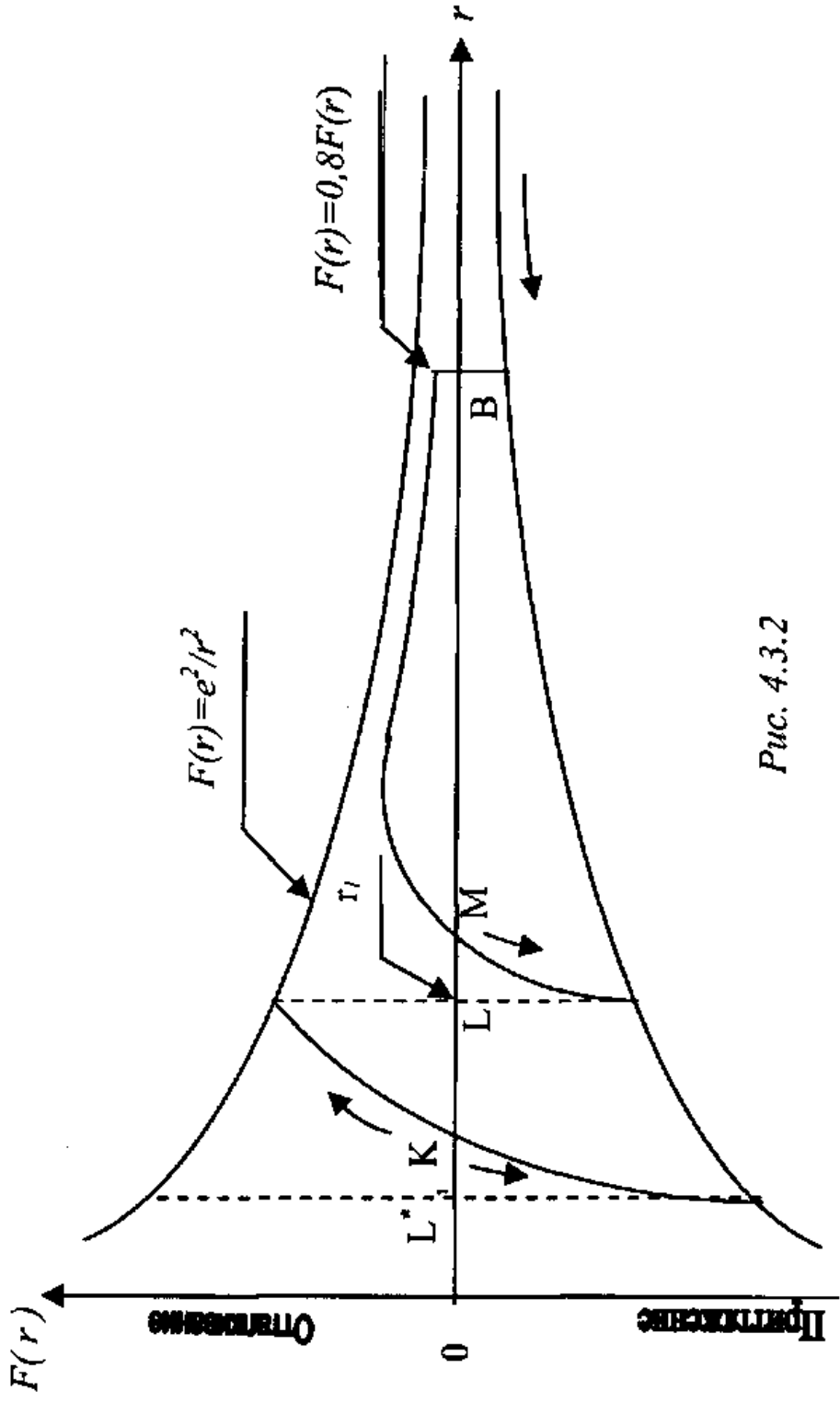


Рис. 4.3.2

Так как на оставшейся площади рассматриваемой полусферы радиуса  $r$  действуют силы притяжения, то искомая сила отталкивания  $F(r)$  получается равной:

$$F(r) = \left[ \frac{2S_{\Sigma}(r)}{2\pi r^2} - 1 \right] \times F_0(r) = \left[ \frac{2(r - r_t)^2}{ar^2} - 1 \right] \times F_0(r),$$

$$(a S_0 N_n = 4\pi r_n^2) \quad (4.3.25)$$

где  $F_0(r)$  – сила кулоновского взаимодействия двух элементарных зарядов.

Поставляя в (4.3.25) известные значения ( $a = 1,1026587222$ ;  $r = r_a$ ;  $l = 253$ ), нетрудно рассчитать:

$$F(r = r_a - \xi) / F_0(r = r_a - \xi) = 0,7993837283. \quad (4.3.26)$$

Если выполнить расчеты для различных  $l$ , то эпюру сил воздействия протона на электрон можно изобразить следующим образом (рис.4.3.2).

Полученные результаты показывают, что наличие чередующихся зон отталкивания является тем фактором, который исключает возможность падения электрона на протон при их совместной работе в режиме генерации электромагнитных волн.

Так как значения  $\Theta_{en}$  и  $\Theta_{ne}$  совпадают с высокой точностью, то нетрудно убедиться в том, что расчеты по уточнению геометрических размеров поля электрона лишены всякого смысла. Воздействие квантов звуковых волн и частиц Планка на материальные тела происходит одинаково, по законам абсолютно упругого удара. В возмущенном состоянии электрон на формирование частиц Планка затрачивает такое количество энергии, какое за этот же период времени протон излучает в виде звуковых волн. Поэтому с точки зрения интегральных воздействий на объекты сотовой структуры суммарные поля протона и электрона при их работе в режиме «звук» будут иметь одни и те же пространственные и энергетические характеристики.

С целью оценки точности полученных соотношений откажемся от аппроксимации выходных сечений сопел эк-

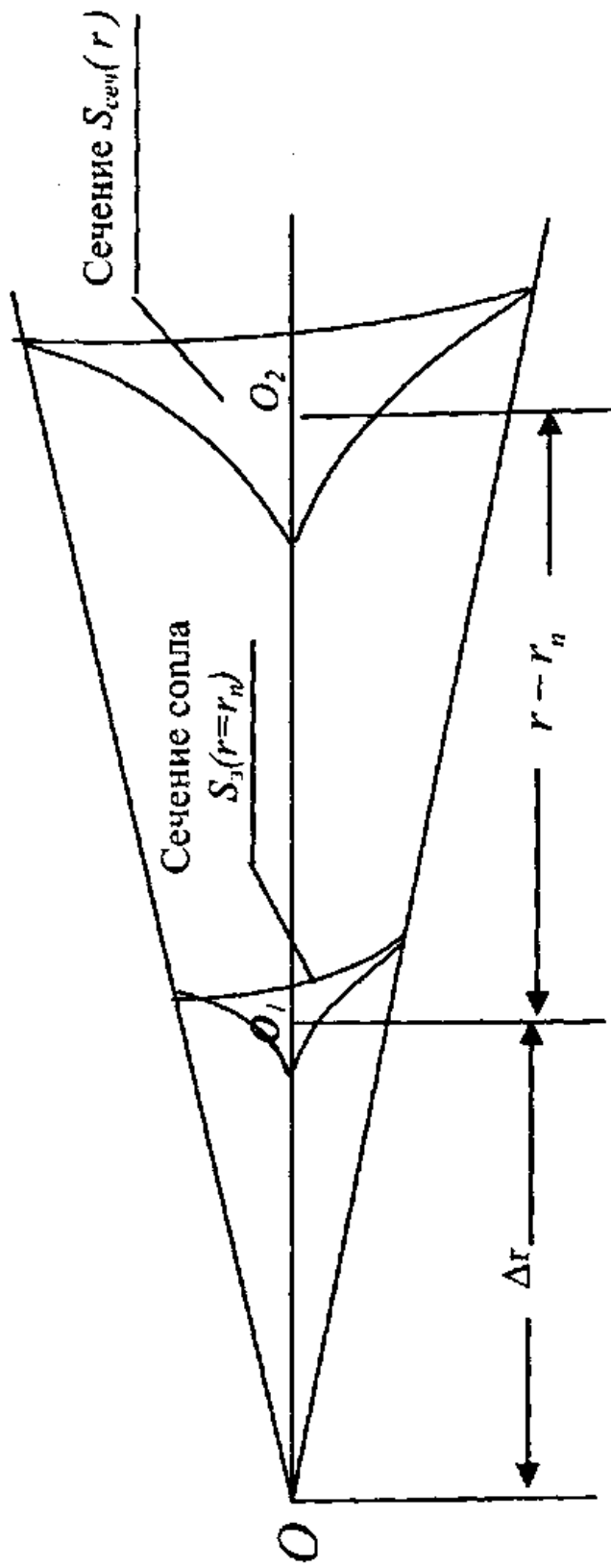


Рис. 4.3.3

вивалентными отверстиями и осуществим вывод выражения для  $K_{\Sigma_n}^{zaz}(r, \alpha, \ell)$  на основании известной теоремы подобия (рис. 4.3.3).

Так как

$$S_0(r = r_n) = \frac{(a-1) 4\pi \cdot r_n^2}{a N_n^{oms}}, \quad (4.3.27)$$

то нетрудно найти

$$S_{сеч}(r) = \frac{(a-1)4\pi \cdot r_n^2 (r - r_n - \Delta r)^2}{aN_n^{oms} \Delta r^2}. \quad (4.3.28)$$

Полагая

$$\alpha = (\ell + 1) \beta_0;$$

$$N(r, \ell) = \frac{\beta_0^2 \ell^2}{4} N_n^{oms},$$

получаем

$$K_{\Sigma_n}^{zaz}(r, \alpha, \ell) = \frac{r^2 a \Delta r^2 \beta_0^2 \ell^2 N_n^{oms}}{4(r - r_n - \Delta r)^2 (a-1)r_n^2}. \quad (4.3.29)$$

Из условия юстировки на  $L$  – поверхности

$$K_{\Sigma_n}^{zaz}(r, \alpha, \ell) \approx 1$$

можно найти

$$\Delta r = \frac{\ell r_n}{(\ell + 1) \ell \sqrt{2/(a-1) + 1}},$$

что при  $\ell = 253$  дает  $\Delta r = 0,71357178 \cdot 10^{-16}$  см.

Из-за малости величины  $\Delta r$  оценки коэффициента  $K_{\Sigma_n}^{zaz}(r, \alpha, \ell)$ , рассчитанные по формулам (4.3.12) и (4.3.29), совпадают с такой высокой точностью, что при проведении последующих расчетов мы будем пользоваться упрощенным выражением (4.3.12).

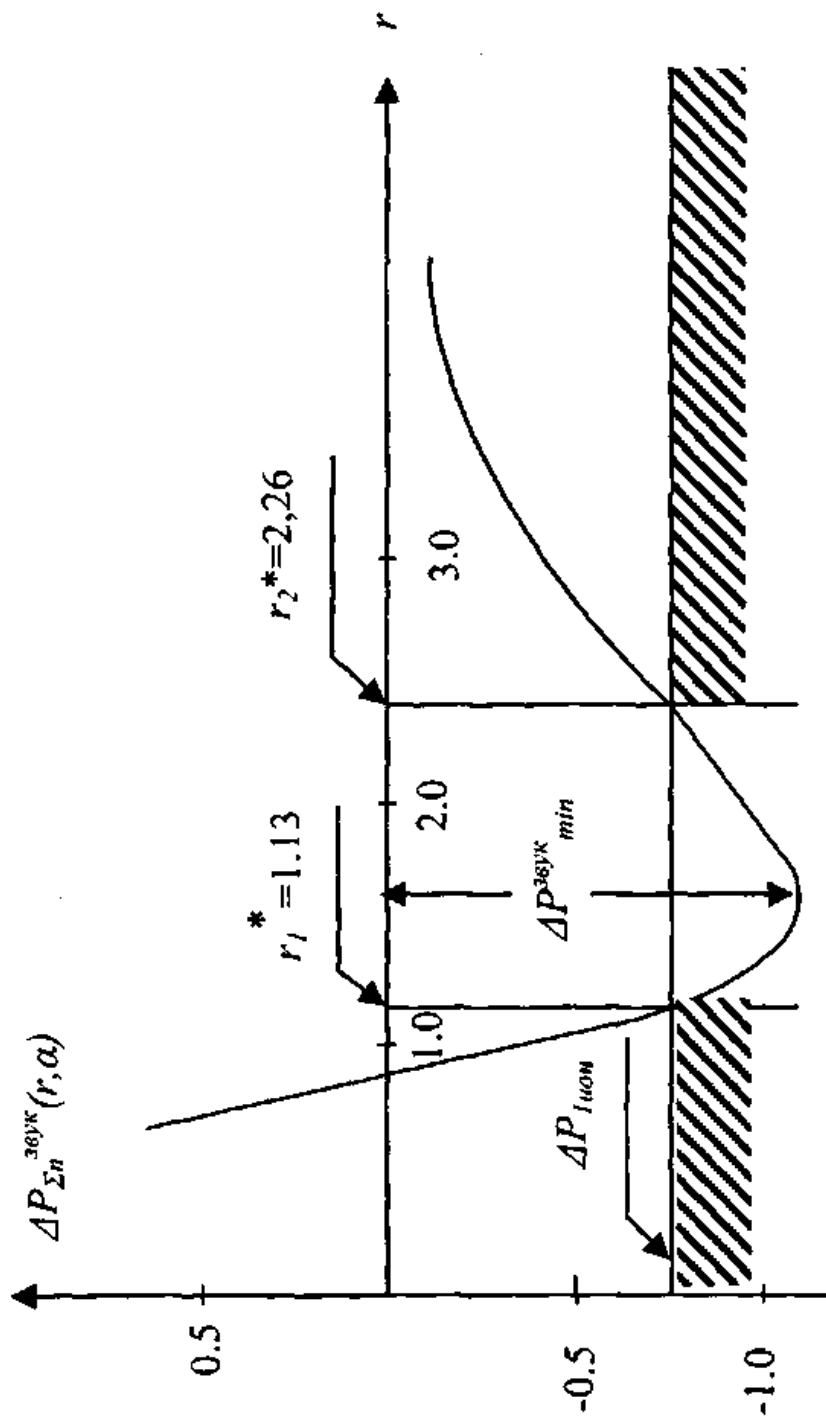


Рис.4.4.1

## § 4.4. Орбита предельного возбуждения

С целью определения максимально возможного отклонения электрона от равновесного положения, соответствующего его невозмущенному состоянию, рассмотрим процессы генерации атомом водорода электромагнитного излучения произвольной частоты  $\nu$ .

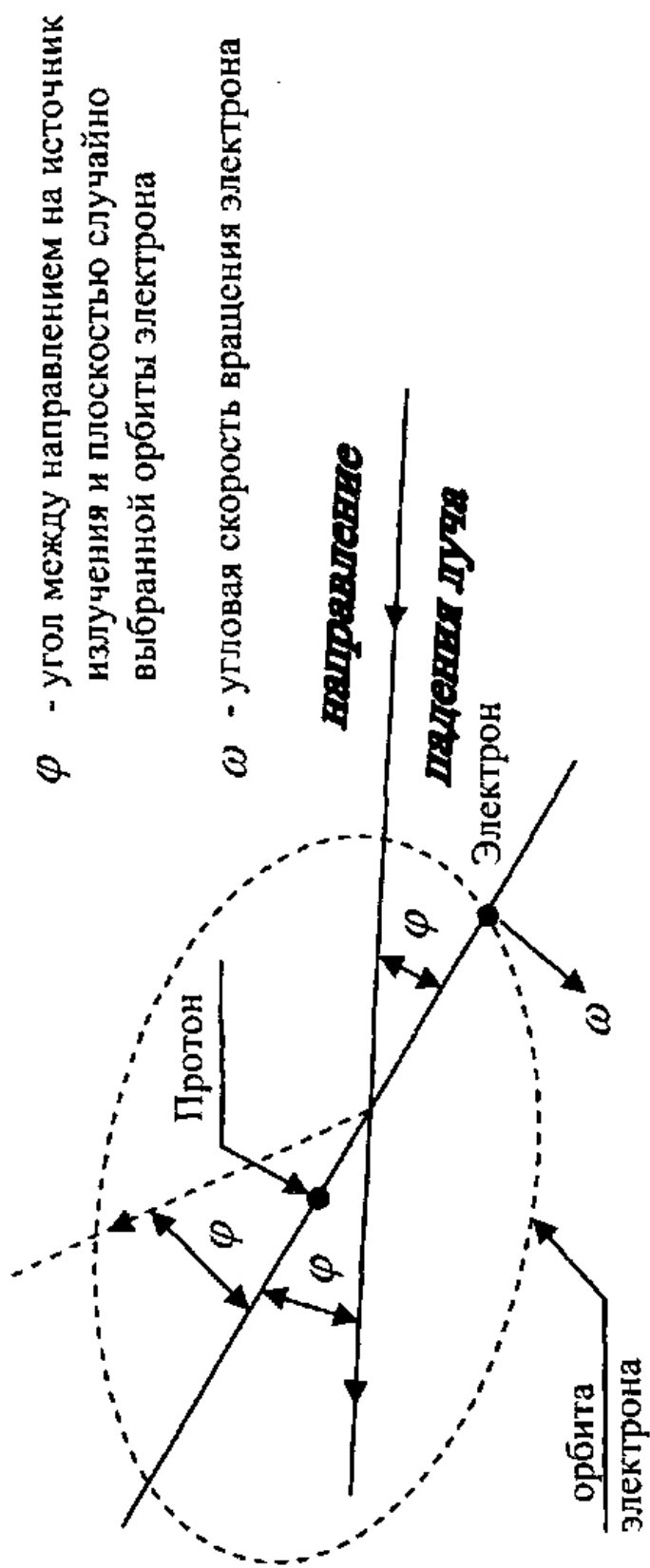
Для решения этой задачи сначала получим зависимость, позволяющую рассчитывать величину избыточного давления  $\Delta P_{\Sigma n}^{3\text{вук}}(r, \alpha, \ell + 1)$ , создаваемого потоками протона в режиме «звук» на расстояниях  $r > r_B$ . На основании (2.4.6) и (4.3.6) имеем:

$$\begin{aligned} \Delta P_{\Sigma n}^{3\text{вук}}(r, \alpha, \ell + 1) &= P_{\Sigma n}^{3\text{вук}}(r, \alpha, \ell + 1) - P_n(r) = \\ &= \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} \left[ K_{\Sigma n}^{3\text{вук}}(r, \alpha, \ell + 1) - \frac{1}{\gamma} \right] = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} \left[ \frac{r^2}{(r - r_n)^2} (1 - \Theta/2) - \frac{1}{\gamma} \right] \end{aligned} \quad (4.4.1)$$

Значения  $\Delta P_{\Sigma n}^{3\text{вук}}(r, \alpha, \ell + 1)$  для различных расстояний  $r > r_B$  приведены в таблице 4.4.1 и на рис. 4.4.1.

Таблица 3.4.1

$r^* = r/a_0$	Значения $\Delta P_{\Sigma n}^{3\text{вук}}(r, \alpha, l+1)$
1,0	- 0,230416 · 10 <sup>-11</sup>
1,1	- 0,659665 · 10 <sup>-11</sup>
1,25	- 0,946895 · 10 <sup>-11</sup>
1,5	- 1,027670 · 10 <sup>-11</sup>
1,75	- 0,949247 · 10 <sup>-11</sup>
2,0	- 0,838293 · 10 <sup>-11</sup>
2,25	- 0,730892 · 10 <sup>-11</sup>
3,0	- 0,488231 · 10 <sup>-11</sup>



$\varphi$  - угол между направлением на источник излучения и плоскостью случайно выбранной орбиты электрона

$\omega$  - угловая скорость вращения электрона

Рис.4.4.2

Для нахождения давления  $\Delta P(\nu)$ , возникающего внутри атома водорода, предположим, что монохроматический луч с частотой  $\nu$  в данный конкретный момент времени создает пространственную ситуацию, соответствующую либо сквозному прохождению, либо зеркальному отражению квантов от плоскости орбиты электрона (рис.4.4.2).

Принимая во внимание случайность остановленного мгновения и учитывая, что импульсы проходящего и отраженного квантов остаются без изменений, то нетрудно понять, что рассматриваемые условия оказываются подобными тем, которые обычно постулируются при определении давления, развиваемого молекулами газа при их абсолютно упругих ударах о стенки сосуда. Эта аналогия сразу позволяет записать, что искомое давление  $\Delta P(\nu)$  равно:

$$\Delta P(\nu) = \frac{2}{3} |\nu| \cdot W_{кин},$$

где  $W_{кин}$  – кинетическая энергия квантов электромагнитного поля.

Так как

$$W_{кин} = \frac{m_0 c^2}{2} = \frac{h \nu_{сек}}{2},$$

то

$$\Delta P(\nu) = \frac{h \nu}{3}.$$

Энергию ионизации атома водорода можно найти из соотношения:

$$E_{ион} = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = -2,17957842 \times 10^{-11} \text{ эрг}, \quad \hbar = h/2\pi.$$

Поэтому ионизирующее излучение будет создавать внутри атома водорода давление равное:

$$\Delta P(\nu_{ион}) = 0,726526 \times 10^{-11}.$$

Из условий пересечения этого уровня  $\Delta P_{ион}$  с функцией  $\Delta P_{\Sigma_l}^{завук}(r, \alpha)$  следует, что при воздействии ионизирующего



излучения в заштрихованных областях должны действовать силы отталкивания. Поэтому величина  $r_2(\nu_{ион}) = r_2^*(\nu_{ион}) a_0$  будет определять максимально возможное расстояние между протоном и электроном, когда об этой возбужденной системе можно еще говорить как о единой системе с названием «атом водорода».

Из рис. 4.4.1 видно, что большая полуось эллипса  $a(\nu_{ион})$  равна:

$$a(\nu_{ион}) = AE/2 = (r_2^*(\nu_{ион}) a_0 + r_e)/2 = 1,6122 a_0.$$

В модели Бора период обращения электрона в невозмущенном состоянии равен:

$$T_e = \frac{2\pi \cdot m_e (a_0)^2}{\hbar} = 0,152005908834 \times 10^{-15} \text{ сек.}$$

По нашим оценкам, минимально возможный период обращения электрона  $T_{min}$  не может быть меньше интервала, необходимого для накопления энергии и рождения одной частицы Планка, т.е.

$$T_{min} \geq T^* = 1/cR = 0,304011817887 \times 10^{-15} \text{ сек.}$$

На основании этих исходных данных большую полуось эллипса, соответствующую предельному возбуждению электрона, нетрудно найти с помощью третьего закона Кеплера:

$$a(T_{min}) = \sqrt[3]{\frac{T_{min}^2}{T_e^2}} a_0 = \sqrt[3]{4} a_0 = 1,5874 \times a_0.$$

Оценки  $a(T_{min})$  и  $a(\nu_{ион})$  весьма близки друг к другу. Поэтому соотношение (4.4.1) можно использовать при расчетах элементов орбиты электрона для различных частот  $\nu$ .

Поскольку левая граница ионизации атома водорода  $r_2(\nu_{ион})$  получается меньше радиуса первой орбиты возмущенного движения электрона  $r_1 = 4a_0$ , то мы вынуждены признать, что уравнения электродинамической модели Бора не соответствуют физике изучаемых явлений. В связи с

этим из них нужно оставить только одно уравнение (4.1.3), которое является простым следствием первого закона Кеплера. При таком решении межатомные боровские блуждания электрона исчезают, а динамические процессы генерации квантов электромагнитного излучения становятся понятными и естественными с физической точки зрения.

#### § 4.5. Физическая природа излучений

Из рассмотрения приведенных выше результатов следует, что в возбужденном состоянии осциллятор атома водорода излучает потоки эфира, звуковые волны и рождающиеся частицы Планка.

Так как потоки эфира ассоциируются с поступательным движением частиц газа, то для описания динамики их движения можно использовать известные уравнения гидродинамики, в том числе уравнение Бернулли, уравнение состояния и уравнение Навье – Стокса. При поступательном движении отсутствует вращение элементов газа, но наблюдаются эффекты, связанные с деформацией объемов газа при перемещении его частиц в пространстве.

Возможные способы упрощения возникающих задач основаны на применении уравнений Эйлера вместо уравнений Навье – Стокса, а также в изучении возможностей пренебрежения вязкостью и сжимаемостью газа.

По своей сути звуковые волны представляют собой продольное колебательное движение частиц газа, которое возникает при появлении в нем малого избыточного давления. Скорость распространения этого давления равна скорости распространения звука в данной среде. Обычно для описания этих колебаний используют скалярные волновые уравнения, которые для сферически расходящихся волн имеют известное достаточно простое выражение. При записи этих уравнений нет необходимости в использовании основного постулата Максвелла, утверждающего о том, что в среде переменные магнитные поля могут порождаться переменными электрическими полями и наоборот. Это прин-

ципиально важное положение является простым следствием того, что потоки звуковых волн, излучаемые протонами и электронами, при перемещении в эфире могут изменять только плотности и скорости своего движения.

Относительно частиц Планка скажем, что они непрозрачны для потоков эфира, а поэтому динамику их движения в пространстве под воздействием потоков эфира и квантов звуковых волн можно описать с помощью известных законов Ньютона.

Так как поля, генерируемые в возбужденных состояниях электроном и протоном, представляют собой суперпозицию поперечных волн эфира и звуковых волн с вкрапленными в них частицами Планка, то корпускулярно-волновая природа света становится просто очевидным фактом. Поэтому с использованием этой конструкции поля можно не только понять результаты опыта Боте, но и объяснить реально наблюдаемые явления дифракции и интерференции электромагнитных излучений. При этом поляризацию излучений можно отождествлять с преимущественным испусканием частиц Планка по направлениям, совпадающим с вектором ускорения электрона, который при отсутствии возмущений лежит в плоскости орбиты его движения

# Глава V

## Гравитация

### § 5.1. Общие сведения

Существующие теории не в состоянии объяснить физическую природу гравитации. Попытки создания единой теории поля с использованием идей суперструн, суперсимметрии, включая идеи и методы общей теории относительности, не приближают, а удаляют от понимания существа реально наблюдаемых явлений.

Поэтому точка зрения автора на природу возникновения электрических и гравитационных сил очень проста и состоит в том, что материальные тела находятся в естественной среде обитания (эфире) и взаимодействуют с ней по известным законам механики и газодинамики. Для атома водорода эквивалентность этих явлений вытекает из соотношения (3.4.5), которое как бы воедино связывает постоянную гравитации с параметрами режима работы и массами протона и электрона. Практическое использование этой зависимости позволило ввести понятие сотового миделя и с его помощью записать основные уравнения электрического взаимодействия заряженных тел в традиционной аэродинамической форме.

В этих уравнениях безразмерные параметры  $\alpha_n^n$ ,  $\alpha_n^e$ ,  $\alpha_e^n$ ,  $\alpha_e^e$  являются весовыми коэффициентами такими, которые позволяют определять интенсивности воздействия на объекты сотовой структуры реальных потоков, состоящих из частиц эфира, частиц Планка и квантов звуковых волн.

Однако при изучении полученной системы уравнений выяснилось, что для описания взаимодействия протонов и электронов необходимо выполнение следующих причинно-следственных соотношений:

$$r_e \prec r_n; \Rightarrow S_e \prec S_n; \Rightarrow \Theta_{ne} \prec \Theta_{en}.$$

Несложные рассуждения убеждают в том, что эти соотношения являются теми условиями, которые определяют неравенство сил взаимодействия единичных зарядов различной полярности, а следовательно и электрическую квазинейтральность атомов, состоящих из нейтронов, протонов и электронов. Известно, что все материальные тела состоят из некоторой совокупности подобных атомов. Поэтому, говоря об электрической нейтральности физических объектов, нужно всегда иметь в виду их квазинейтральность во взаимодействиях друг с другом. Расчеты показывают, что именно эти свойства квазинейтральности физических объектов являются той причиной, которая определяет природу их гравитационного взаимодействия. Сказанное фактически означает, что гравитационных полей не существует, а гравитация является реакцией сотовых структур вещества на реальные потоки эфира, частиц Планка и звуковых волн.

В дальнейшем с целью упрощения аналитических исследований мы будем полагать, что все нейтральные атомы можно представить в виде некоторой совокупности электрических диполей. Данное предположение позволяет найти достаточно компактные соотношения для определения сил гравитационного взаимодействия между массивными телами.

Изложению этих результатов посвящены практически все параграфы данной главы.

## **§ 5.2. Взаимодействие диполей**

С целью получения аналитического решения этой задачи сначала в качестве диполя выберем атом водорода, который находится в основном невозбужденном энергетическом состоянии. При таком выборе поле излучений одинокого диполя нетрудно рассчитать, если учесть, что поверхностные сопла протона и электрона будут находиться в следующих режимах работы (рис.5.2.1):

1. В области А: сопла электрона - «звук», протона - «газ».
2. В области С: сопла электрона - «звук», протона - «звук».
3. В области В: сопла электрона - «газ», протона - «звук».
4. В секторе D сопла протона - «газ».
5. В секторе E сопла электрона - газ.

В дальнейшем при решении рассматриваемой задачи будем считать, что второй диполь, расположенный в точке  $M$ , удален от первого диполя на такие большие расстояния, при которых величиной  $\sin \alpha$  по сравнению с 1 можно пренебречь без нарушения требуемой точности расчетов.

Поскольку при полевом взаимодействии диполей принцип равенства действия и противодействия не выполняется, то силы взаимодействия излучений первого диполя на второй и наоборот в общем случае будут отличаться друг от друга и зависеть от того положения, которое они занимают в пространстве в данный момент времени. Анализ множества этих положений показывает, что среди них наиболее частыми являются ситуации общего типа, когда протоны и электроны диполей взаимодействуют без эффектов их взаимной экранировки.

Для этих условий силы воздействия первого диполя на второй диполь, расположенный в точке  $M$  области  $A$ , получаются равными (ситуации общего типа - 1):

$$F_A^{(1)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(1)}, \quad r \gg a_0, \quad (5.2.1)$$

$$K_A^{(1)} = (1 - \frac{1}{\gamma})S_e^{com} + (1 - \frac{1}{\gamma})S_n^{com} + (1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en}S_e}{2S_e^{com}} - \frac{1}{\gamma})S_e^{com} + (1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en}S_n}{2S_n^{com}} - \frac{1}{\gamma})S_n^{com}.$$

Так как

$$\Theta_{en} = \frac{2}{3} \frac{1}{1 - S_n / 2S_n^{com}},$$

то после несложных преобразований находим:

$$K_A^{(1)} = \Theta_{en} \frac{(S_e - S_n)}{2} < 0. \quad (5.2.2)$$

Поскольку  $K_A^{(1)} < 0$ , то атомы водорода в данных условиях будут притягиваться друг к другу с силой  $F_A^{(1)}(r)$ .

По аналогии получаем:

а) для области В (ситуации общего типа-2):

$$F_n^{(2)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_n^{(2)}, \quad r \gg a_0, \quad (5.2.3)$$

$$K_n^{(2)} = (1 - \frac{1}{\gamma})S_e^{com} + (1 - \frac{1}{\gamma})S_n^{com} + (1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne}S_e}{2S_e^{com}} - \frac{1}{\gamma}) + (1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne}S_n}{2S_n^{com}} - \frac{1}{\gamma})S_n^{com},$$

$$\Theta_{ne} = \frac{2}{3} \frac{1}{1 - S_e / 2S_e^{com}};$$

$$K_n^{(2)} = \Theta_{ne} \left( \frac{S_n - S_e}{2} \right) > 0. \quad (5.2.4)$$

Следовательно,  $F_B^{(2)}(r)$  будет силой отталкивания диполей.

б) для области С (ситуации общего типа-3)

$$F_C^{(3)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_C^{(3)}, \quad r \gg a_0, \quad (5.2.5)$$

$$K_C^{(3)} = (1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en}S_e}{2S_e^{com}} + 1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne}S_e}{2S_e^{com}} - \frac{1}{\gamma})S_e^{com} + (1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en}S_n}{2S_n^{com}} - \frac{1}{\gamma})S_n^{com}$$

$$= (\Theta_{en} - \Theta_{ne}) \frac{(S_e - S_n)}{2} < 0$$

(5.2.6)

Поскольку  $\Theta_{en} > \Theta_{ne}$ , то  $F_C^{(3)}(r)$  будет силой притяжения атомов водорода.

В секторах *Е* и *Д* поверхностные сопла одиночного диполя работают в режиме «газ». Поэтому возникает необходимость анализа следующих ситуаций:

1. В области А:

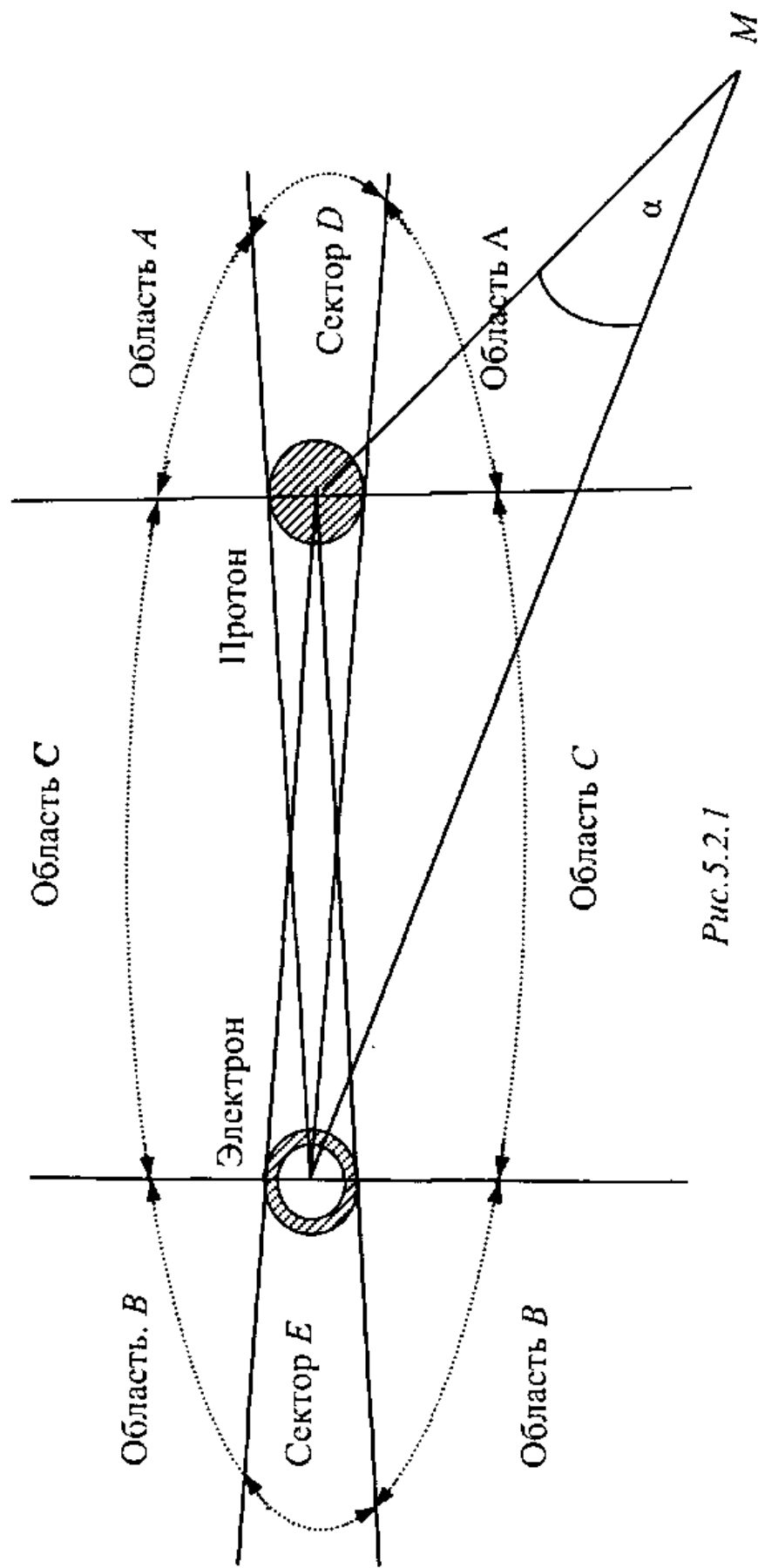


Рис. 5.2.1



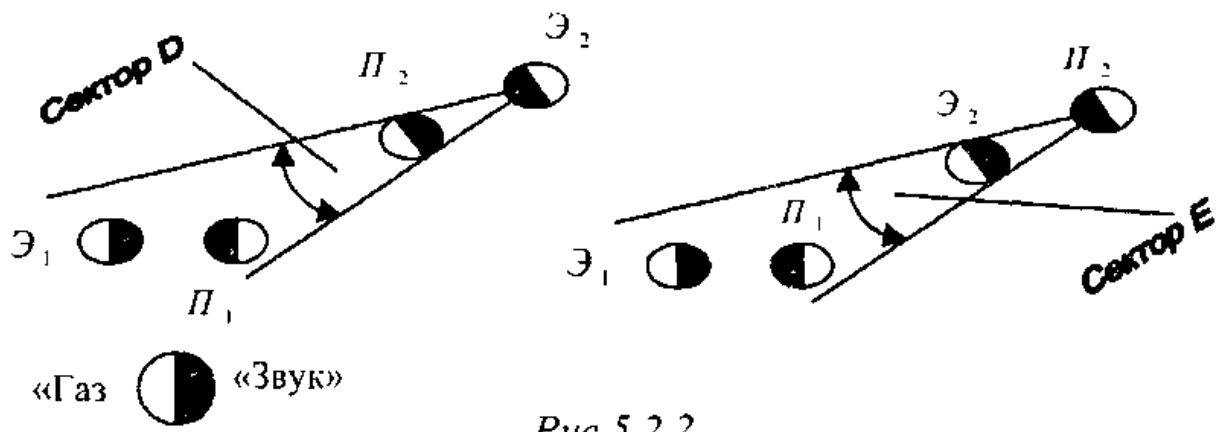


Рис.5.2.2

2. В области В:

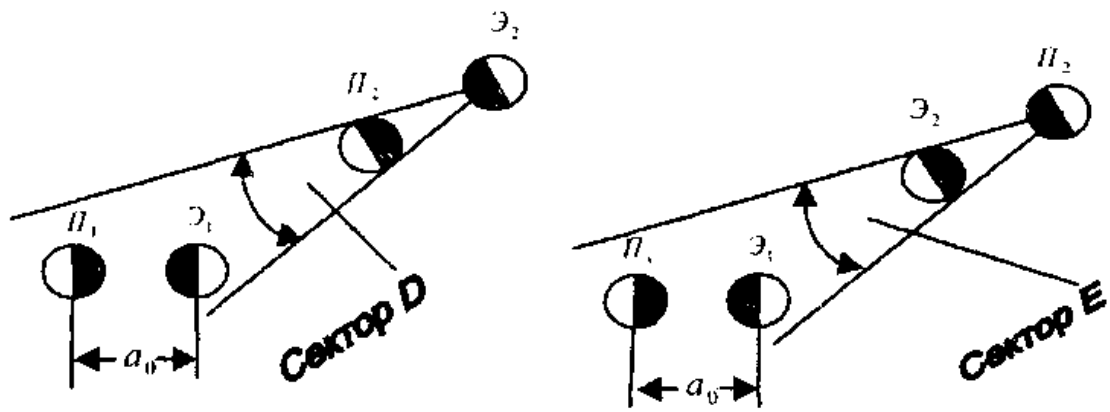


Рис.5.2.3

3. В области С

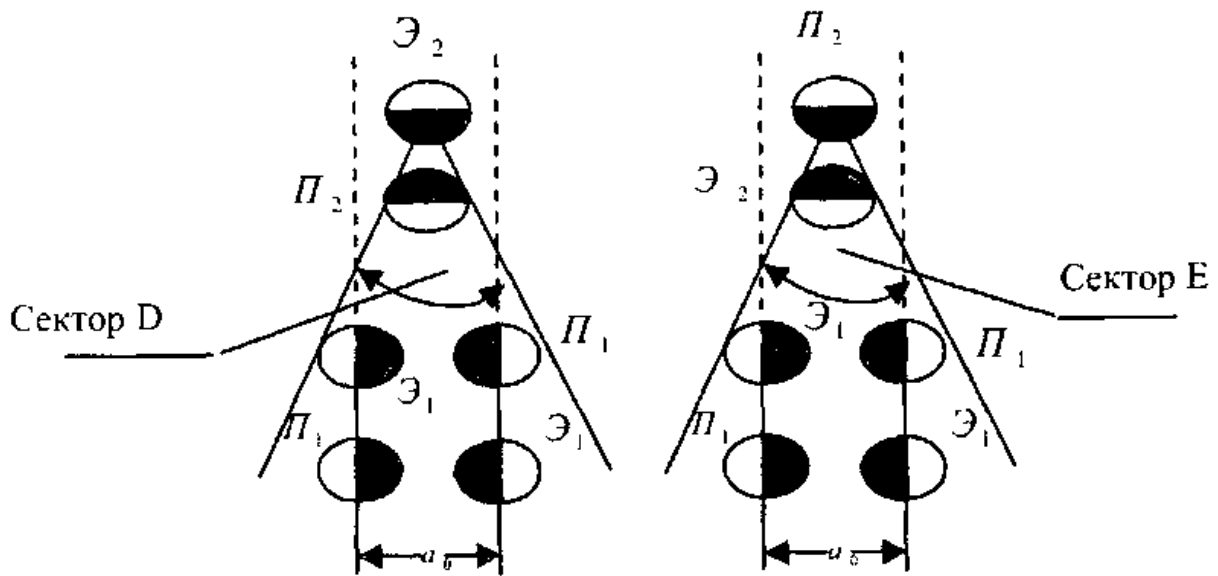


Рис.5.2.4

Несложные вычисления дают следующие результаты:

1. Для области А:

а) в этой ситуации второй диполь по отношению к первому выполняет роль пробного тела типа «протон». Поэтому в момент начала взаимодействия диполей получаем

$$F_A^{(4)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(4)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(4)} = S_n^{com} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) + \left(1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en} S_n}{2S_n^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_n^{com} = 0.$$

Поскольку при  $K_A^{(4)} = 0$  изменений в режимах работы протонов  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  не происходит, то в данном случае реально существующее индукционное взаимодействие диполей приведет к незначительному расширению области, в которой поверхностные сопла электрона  $\mathcal{E}_1$  будут работать в режиме «звук» (рис. 5.2.5)

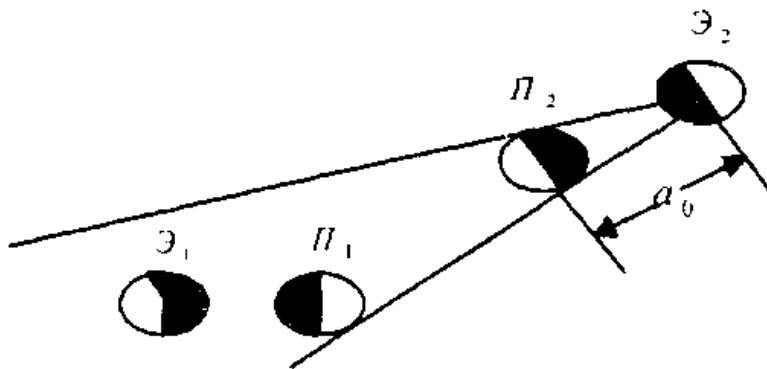


Рис.5.2.5

Однако такие изменения не окажут влияния на величину силы воздействия первого диполя на второй, т.е.  $F_A^{(4)}(r) = 0$ .

б) пробное тело – электрон.

В начальный момент времени имеем:

$$F_A^{(5)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(5)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(5)} = S_e^{com} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) + \left(1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en} S_e}{2S_e^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_e^{com} = \Theta_{en} \frac{(S_e - S_n)}{2} < 0.$$

Поскольку давление на поверхности электрона  $\mathcal{E}_2$  будет пониженным ( $K_A^{(5)} < 0$ ), то его сопла, расположенные в секторе  $E$ , перейдут в режим «звук». Для межатомных расстояний  $r_{12} \sim 10^{-8}$  см. нетрудно показать, что время нахождения первого диполя в секторе  $E$  будет примерно на два порядка больше времени распространения звуковых волн от электрона  $\mathcal{E}_2$  до протона  $\Pi_1$ . Поэтому с учетом эффектов взаимной индукции (см. рис.5.2.6) взаимодействие диполей в данной ситуации будет происходить при следующих условиях:

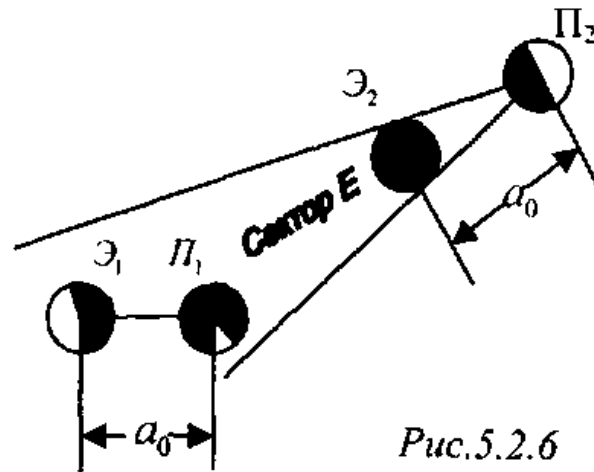


Рис.5.2.6

Для этих условий

$$F_A^{(5)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(5)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(5)} = \left(1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en} S_e}{2S_e^{com}} + 1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{en} S_e}{2S_e^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_e^{com} = \Theta_{en} \left(\frac{S_e - S_n}{2}\right) < 0$$

Это означает, что силы воздействия первого диполя на второй до и после их индукционного взаимодействия оказываются равными одной и той же величине.

2. Для области В.

а) пробное тело – протон.

В начальный момент времени:

$$F_A^{(6)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(6)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(6)} = S_n^{com} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) + \left(1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne} S_n}{2S_n^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_n^{com} = \Theta_{ne} \frac{(S_n - S_e)}{2} > 0.$$

Если учесть эффекты взаимной индукции протонов и электронов, то условия взаимодействия диполей можно отобразить так:

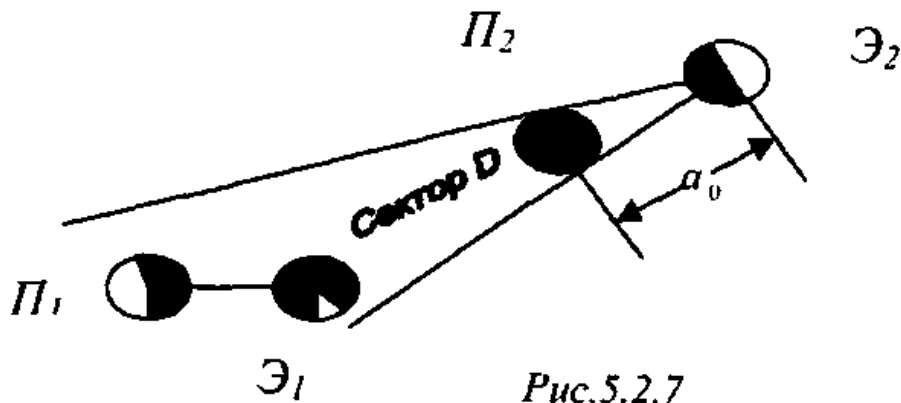


Рис.5.2.7

Для этих условий сила воздействия первого диполя на второй

$$F_A^{(6)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(6)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(6)} = \left(1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne} S_n}{2S_n^{com}} + 1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en} S_n}{2S_n^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_n^{com} = \Theta_{ne} \left(\frac{S_n - S_e}{2}\right) > 0$$

остаётся прежней.

б) пробное тело – электрон

В данной ситуации изменений в режимах работы диполей не происходит, а поэтому

$$F_A^{(7)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(7)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(7)} = S_e^{com} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) + \left(1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne} S_e}{2S_e^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_e^{com} = 0.$$

3. Для области С.

а) пробное тело - протон

Сила воздействия первого диполя на второй равна:

$$F_A^{(8)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(8)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(8)} = \left(1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en} S_n}{2S_n^{com}} + 1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne} S_n}{2S_n^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_n^{com} = \Theta_{ne} \left(\frac{S_n - S_e}{2}\right) > 0$$

Изменения в режимах работы  $\mathcal{E}_1$  отображены на рис. 5.2.8.

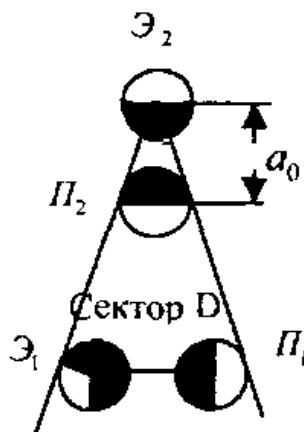


Рис.5.2.8

б) пробное тело – электрон

В данном случае сила воздействия первого диполя на второй получается равной:

$$F_A^{(9)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} K_A^{(9)}, \quad r \gg a_0,$$

$$K_A^{(9)} = \left(1 - \Theta_{en} + \frac{\Theta_{en} S_e}{2S_e^{com}} + 1 - \Theta_{ne} + \frac{\Theta_{ne} S_e}{2S_e^{com}} - \frac{1}{\gamma}\right) S_e^{com} = \Theta_{en} \left(\frac{S_e - S_n}{2}\right) < 0$$

Изменения в режимах работы диполей отображены на рис. 5.2.9.

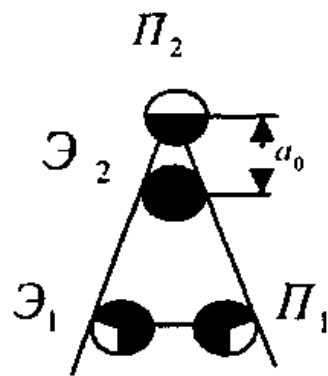


Рис.5.2.9

Кроме рассмотренных ситуаций, возможны случаи, когда второй диполь в течение некоторого времени полностью находится в поле одного из секторов первого диполя. С учетом индукционного взаимодействия условия функционирования диполей получаются следующими (рис. 5.2.10 – 5.2.11).

Анализ этих случаев показывает, что воздействия первого диполя на второй по величине будут сопоставимы с кулоновскими силами  $F_0(r)$ , а по характеру воздействия изменяться от сил притяжения до сил отталкивания.

Таким образом, все множество взаимных положений для двух диполей состоит из 17 типовых ситуаций. Среди них 3 ситуации общего типа, 6 частных ситуаций и 8 особых случаев. Для каждой «*i*» ситуации получен алгоритм, позволяющий рассчитать силу  $F_i(r)$  взаимодействия диполей. Например, для первой ситуации общего типа  $F_i(r)$  нетрудно найти по формуле (5.2.1).

Так как силовые уравнения (3.1.1-3.1.9) в режиме генерации квантов электромагнитного поля не претерпевают изменений, то полученные выше результаты будут справедливыми и в том случае, когда атомы водорода находятся в возбужденном состоянии.

Поскольку других вариантов пространственного положения для двух диполей не существует, то на этом исследовании по определению сил их взаимодействия можно считать законченными.

1. Для области A

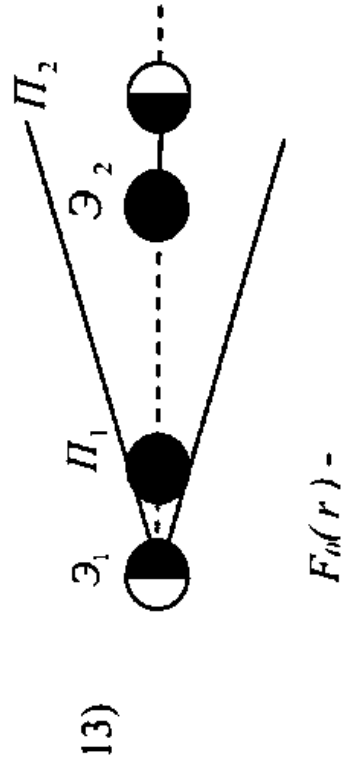
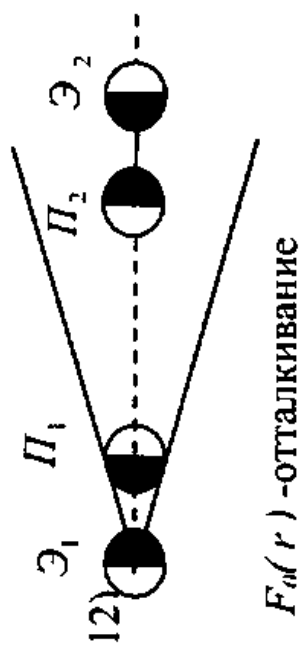
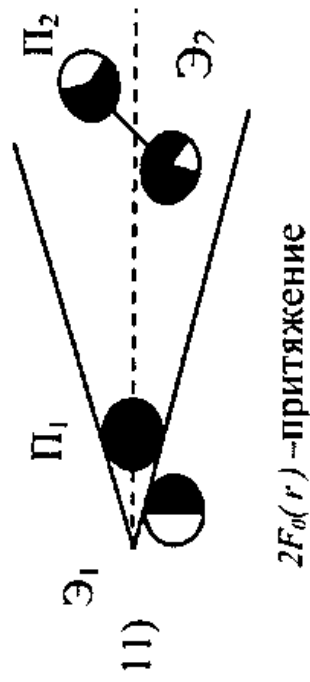
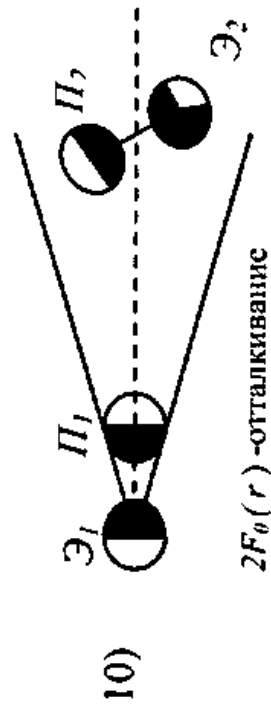


Рис.5.2.10

1. Для области В

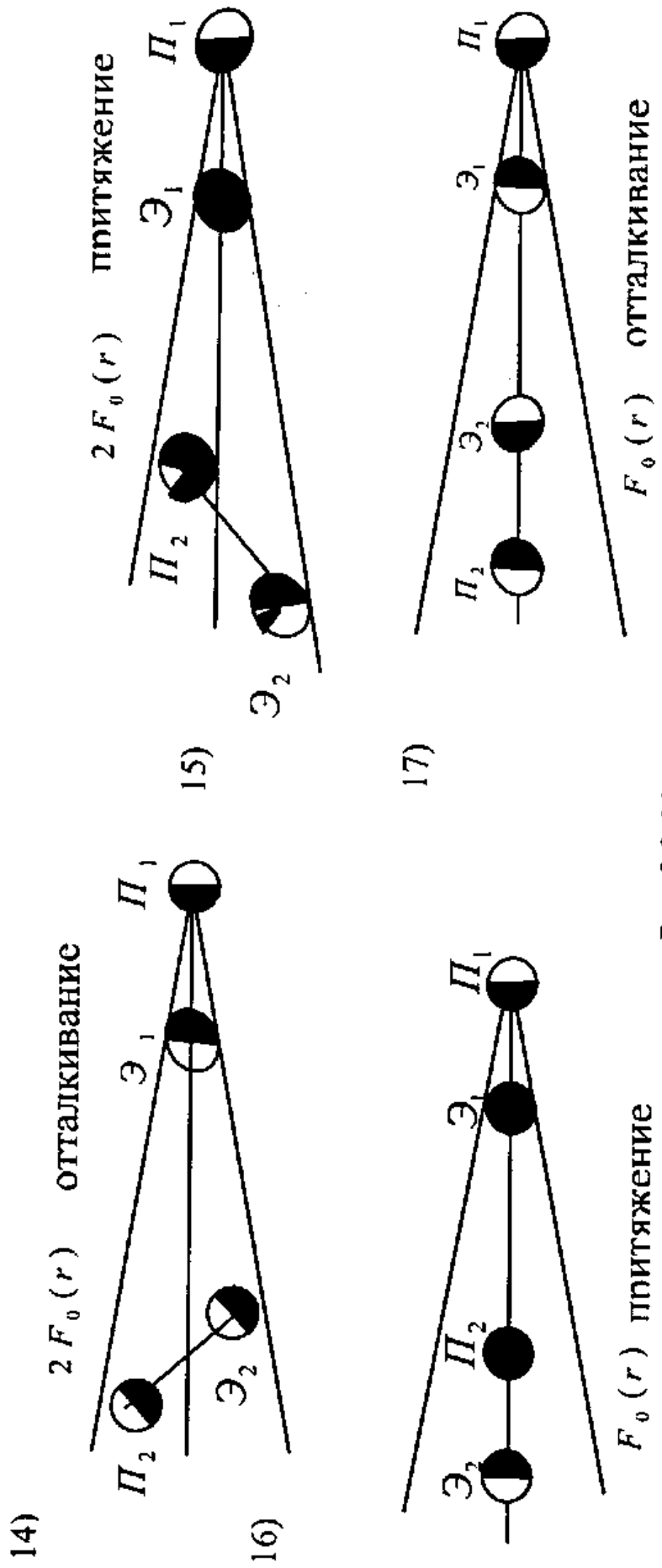


Рис.5.2.11



### § 5.3. Гравитация массивных тел

Итак, пусть в пространстве, заполненном эфиром, находятся два тела с массами  $M_1$  и  $M_2$ . Элементами этих тел являются атомы водорода, которые пребывают в нормальном или возбужденном состоянии и функционируют в полном соответствии с законами электрических явлений.

Геометрические размеры и пространственное положение взаимодействующих тел приведены на рис. 5.3.1.

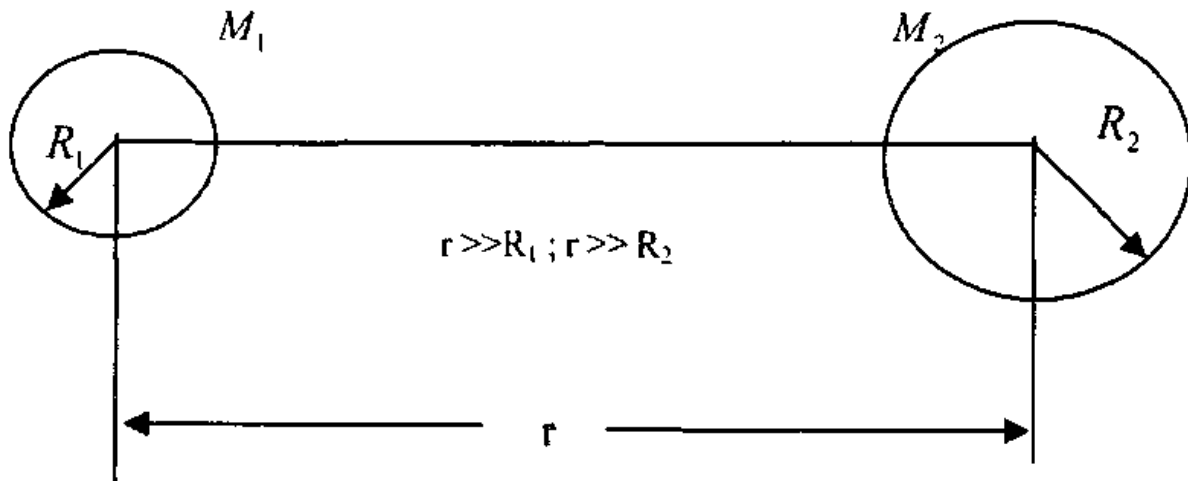


Рис.5.3.1

При изучении явления гравитации будем исходить из того, что эффекты индукционного взаимодействия диполей проявляются только в ограниченных областях, соизмеримых с так называемыми сферами Дебая радиусом  $r_D$  ( $r_D$  - радиус экранировки электрических зарядов). В нашем случае  $r \gg r_D$ , а поэтому можно считать, что диполи второго тела не влияют на режимы работы первого и наоборот.

Для этих условий получаем, что взаимодействие рассматриваемых тел должно происходить с силой, численно равной суперпозиции ее парциальных составляющих, возникающих в каждый момент времени между диполями первого и второго тела. Поскольку все множество взаимных положений подразделяется на 9 основных ситуаций, то с целью определения этой силы необходимо выполнить следующие операции:

1. Остановить и зафиксировать на мгновение пространственную конфигурацию диполей как первого, так и второго тела.

2. Далее соотнести все диполи к той или иной типовой ситуации и по результатам этого классификационного анализа составить следующую таблицу.

Таблица 5.3.1

Ситуация	Число диполей первого тела	Число диполей второго тела
1	$N_{11}$	$N_{21}$
2	$N_{12}$	$N_{22}$
⋮	⋮	⋮
$i$	$N_{1i}$	$N_{2i}$
⋮	⋮	⋮

После этого силу воздействия первого тела на второе можно определить по формуле:

$$F_{\Sigma}(r) = \sum_{i=1}^{17} F_i(r) N_{1i} N_{2i};$$

$$\sum_{i=1}^{17} N_{1i} = N_1; \quad (5.3.1)$$

$$\sum_{i=1}^{17} N_{2i} = N_2,$$

где  $N_1, N_2$  – общее число диполей в рассматриваемых телах.

Известно, что кулоновские силы  $F_0(r)$  взаимного притяжения протона и электрона по порядку величин в  $10^{38}$  раз превосходят силы их гравитационного взаимодействия. Поэтому заполнение таблицы 5.3.1 начнем с определения сил, которые возникают при взаимодействиях одного множества диполей с другим в ситуациях, изображенных на рис. 5.2.10 в состояниях 10 и 11.

Поскольку  $r \gg r_D$ , то состояния 10 и 11 можно объединить (рис. 5.3.2).

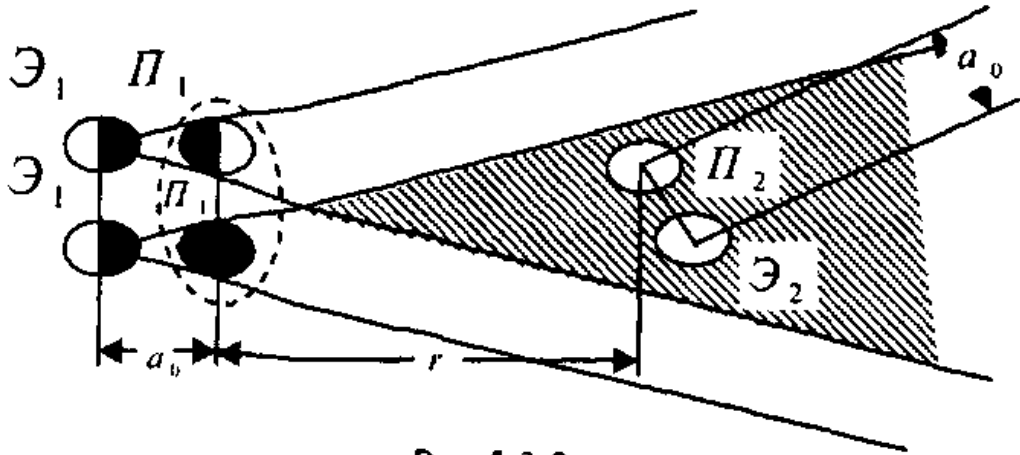


Рис.5.3.2

и, рассматривая пару протонов  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  как единое целое, рассчитать силу суммарного воздействия на диполь, находящийся в заштрихованной области.

Несложные вычисления дают следующий результат:

$$F_A^{(10,11)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \Theta_{ne} \frac{(S_n - S_e)}{2} > 0. \quad (5.3.2)$$

При тех же предпосылках объединение состояний 12 и 13 на рис. 5.2.10 приводит к той же самой оценке:

$$F_A^{(10,11)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \Theta_{ne} \frac{(S_n - S_e)}{2} > 0 \quad (5.3.3)$$

Если изложенную выше методику применить при анализе ситуаций, изображенных на рис. 5.2.11, то нетрудно получить:

$$F_B^{(14,15)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \Theta_{ne} \frac{(S_e - S_n)}{2} < 0; \quad (5.3.4)$$

$$F_B^{(16,17)}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \Theta_{en} \frac{(S_e - S_n)}{2} < 0. \quad (5.3.5)$$

Поскольку для массивных тел

$$\begin{aligned} N_1^{(10)} &= N_1^{(11)} = N_1^{(14)} = N_1^{(15)} = N_1^{(15)} = N_1^{(12)} = N_1^{(13)} \\ &= N_1^{(16)} = N_1^{(17)}; \\ N_2^{(10)} &= N_2^{(11)} = N_2^{(14)} = N_2^{(15)}; \end{aligned}$$

$$N_2^{(12)} = N_2^{(13)} = N_2^{(16)} = N_2^{(17)},$$

то суммарная сила воздействия диполей первого тела, находящихся в состояниях (10) ÷ (17), на второе тело получается равной:

$$\Delta F_{\Sigma}^{(111)} = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} (\Theta_{en} - \Theta_{ne}) \frac{(S_e - S_n)}{2} N_1^{(10)} (N_2^{(10)} + N_2^{(11)} + N_2^{(12)} + N_2^{(13)}) \quad (5.3.6)$$

На основании физического смысла нетрудно получить следующие оценки:

$$\text{а) } N_1^{(10)} = \frac{N_1}{4} \frac{\pi R_2^2}{2\pi \cdot r^2};$$

$$\text{б) } N_2^{(10)} + N_2^{(11)} + N_2^{(12)} + N_2^{(13)} = N_2 \Delta V_2 / V_2$$

Максимально возможное значение отношения  $\Delta V_2 / V_2$  равно:

$$\frac{\Delta V_2}{V_2} = \frac{3r_n^2 r^2}{2a_0^2 R_2^2}.$$

Подставляя найденные оценки в (5.3.6), получаем:

$$\Delta F_{\Sigma}^{(111)} = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} (\Theta_{en} - \Theta_{ne}) \frac{(S_e - S_n)}{2} N_1 N_2 \frac{3r_n^2}{16a_0^2} < 0 \quad (5.3.7)$$

Аналогичные исследования для состояний (4) ÷ (9) дают следующие результаты:

$$\begin{aligned} \Delta F_{\Sigma}^{(II)}(r) = 2\rho c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \{ & N_1^{(5)} N_2^{(5)} \Theta_{en} \frac{(S_e - S_n)}{2} + \\ & + N_1^{(6)} N_2^{(6)} \Theta_{ne} \frac{(S_n - S_e)}{2} + \\ & + 2N_1^{(8)} N_2^{(8)} \Theta_{ne} \frac{(S_n - S_e)}{2} + \\ & + 2N_1^{(9)} N_2^{(9)} \Theta_{en} \frac{(S_n - S_e)}{2} \} \end{aligned}$$

Так как

$$N_1^{(5)} + 2N_1^{(9)} = N_1^{(6)} + 2N_1^{(8)} = \frac{N_1 3r_n^2 r^2}{4a_0^2 R_2^2};$$

$$N_2^{(5)} = N_2^{(6)} = N_2^{(8)} = N_2^{(9)} = \frac{N_2}{2} \frac{\pi R_1^2}{2\pi \cdot r^2},$$

то нетрудно записать

$$\Delta F_{\Sigma}^{(III)}(r) = 2\rho c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} (\Theta_{en} - \Theta_{ne}) \frac{(S_e - S_n)}{2} N_1 N_2 \frac{3r_n^2}{16a_0^2} < 0. \quad (5.3.8)$$

Число взаимодействующих пар диполей в 3 ситуации общего типа равно:

$$N_1^{(3)} N_2^{(3)} = N_1 \frac{2R_2}{2\pi \cdot r} N_2 \frac{3\pi R_2^2 a_0}{4\pi R_2^3} = N_1 N_2 \frac{3a_0}{4\pi \cdot r}.$$

Для первой и второй ситуации общего типа аналогичные оценки таковы:

$$N_1^{(1)} N_2^{(1)} = N_1^{(2)} N_2^{(2)} = \frac{1}{2} N_1 N_2 \left(1 - \frac{3r_n^2}{4a_0^2}\right).$$

Полученные результаты позволяют записать:

$$\Delta F_{\Sigma}^{(I)}(r) = 2\rho c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} (\Theta_{en} - \Theta_{ne}) \frac{(S_e - S_n)}{2} N_1 N_2 \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3r_n^2}{4a_0^2} + \frac{3a_0}{2\pi \cdot r}\right). \quad (5.3.9)$$

Суммируя выражения (5.3.7), (5.3.8) и (5.3.9), получаем:

$$\begin{aligned} F_{\Sigma}(r) &= \Delta F_{\Sigma}^{(I)}(r) + \Delta F_{\Sigma}^{(II)}(r) + \Delta F_{\Sigma}^{(III)}(r) = \\ &= 2\rho c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} (\Theta_{en} - \Theta_{ne}) \frac{(S_e - S_n)}{2} N_1 N_2 \left(1 + \frac{3a_0}{2\pi \cdot r}\right) < 0. \end{aligned} \quad (5.3.10)$$

Из этого выражения следует, что тела, состоящие из диполей, будут всегда притягиваться друг к другу с силой  $F_{\Sigma}(r) < 0$ , которую мы вправе считать той гравитацией, ко-

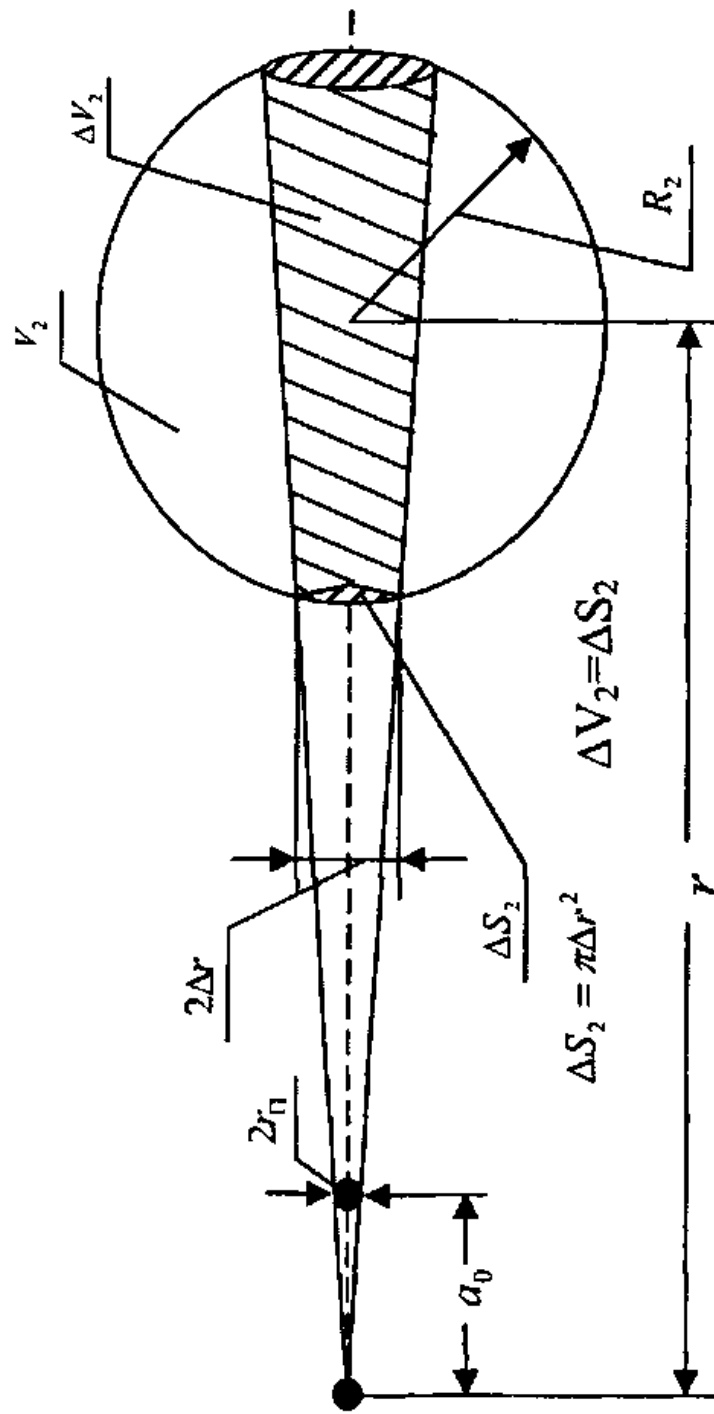


Рис. 5.33

торая всегда возникает между массивными телами. Так как погрешности, допущенные при определении числа взаимодействующих диполей, входят в полученные выражения не только с очень малым весом (пропорциональным отношению  $r_n^2/a_0^2 \sim 10^{-10}$ ), но и за счет эффектов взаимной индукции как бы полностью компенсируются, то формулу (5.3.10) нужно признать весьма точным расчетным соотношением.

Поскольку

$$\Theta_{en} \approx \frac{2}{3} \left( 1 + \frac{S_n}{2S_n^{com}} \right),$$

$$\Theta_{ne} \approx \frac{2}{3} \left( 1 + \frac{S_e}{2S_e^{com}} \right),$$

то при достаточно больших  $r$  ( $3a_0/2\pi r \ll 1$ ) соотношение (5.3.10) можно преобразовать к виду ( $S_n^{com} = S_e^{com}$ ):

$$F_{\Sigma}(r) = 2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \frac{(S_n - S_e)(S_e - S_n) N_1 N_2}{3S_n^{com} \cdot 2 \cdot 2} < 0. \quad (5.3.11)$$

Сопоставляя (5.3.11) с (5.5.1), нетрудно получить (без учета знаков):

$$2\rho \cdot c^2 \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \frac{(S_n - S_e)^2 N_1 N_2}{12S_n^{com}} = \frac{fN_1 N_2 (m_n + m_e)^2}{r^2}$$

Отсюда следует

$$(S_n - S_e)^2 = \frac{24\pi \cdot f(m_n + m_e)^2 S_n^{com}}{\rho \cdot c^2 \sigma_0} \approx 8,325119 \times 10^{-80}$$

Поэтому

$$r_e^2 / r_n^2 = 1 - 1,435045 \cdot 10^{-14},$$

что не противоречит ранее найденной оценке (3.2.17).

В заключение скажем, что силы гравитации, как мера интенсивности электрического взаимодействия диполей, действительно существуют и удовлетворяют закону Ньютона в той области, когда расстояния между объектами значительно превосходят их линейные размеры. На меньших расстояниях, включая межатомные, при расчетах парциальных сил  $F_i(r)$  нужно учитывать величину угла  $\alpha$  (см. 5.2.1) и считаться с тем, что характер изменения результирующей силы  $F_{\Sigma}(r)$  будет отличаться от кривой, пропорциональной  $1/r^2$ .

## § 5.4. Эволюция солнечной системы

Эволюция окружающего нас мира в значительной степени определяется термодинамическими процессами, протекающими на Солнце. Полагают, что термоядерные реакции, происходящие в недрах Солнца, являются тем источником, который пополняет потери энергии, как на излучение, так и на поддержание высокой температуры его конвективной зоны. В настоящее время для моделирования высокотемпературной плазмы Солнца используются математические модели различной степени сложности. Однако все эти модели имеют один общий недостаток, состоящий в том, что при их создании используются гипотезы о внутреннем строении Солнца, которые, как правило, невозможно проверить на основании экспериментальных данных. По этой причине наши сведения об эволюции солнечной системы носят характер вероятностного прогноза, неутешительный исход которого (выгорание массы Солнца) в известной степени затушевывается и как бы реально не воспринимается человечеством из-за чрезвычайной отдаленности этого события.

Следует признать, что оценки времени наступления этого события различны. Однако сам факт выгорания массы Солнца за счет излучений, возникающих при термоядерных реакциях (в основном, pp-цикл), происходящих на



нем, считается доказанным с достаточно высокой вероятностью. Теория считает, что существующее расхождение (в 3 раза !) в оценках наблюдаемых и расчетных интенсивностей потоков нейтрино не является серьезным возражением о взглядах на явления, происходящих на Солнце.

С целью формирования дополнительной точки зрения на эти процессы автор предлагает выполнить следующие расчеты и на основании полученных результатов сделать соответствующие выводы.

Известно, что протон и электрон воздействуют друг на друга с одинаковой кулоновской силой притяжения  $F_0(r) = e^2 / r^2$ . Этот факт установлен на основании многочисленных экспериментов и выполняется на практике с высокой степенью точности.

При механической интерпретации электрических явлений данный факт был записан в форме соотношения (3.4.4), которое при  $G = 1$  предполагает, что сотовые модели протона  $S_n^{com}$  и электрона  $S_e^{com}$  равны одной и той же величине.

Поскольку из равенства  $S_n^{com} = S_e^{com}$  вытекает равенство сил взаимодействия протона и электрона, то нетрудно понять, что постоянная гравитации  $f_g$  должна удовлетворять условию:

$$f_g = \frac{1}{2} \left( \frac{N_e^{com}}{N_n} \right)^2. \quad (5.4.1)$$

Общепринято, что закон Планка  $E_\phi = h\nu$  определяет величину полной энергии фотона, а поэтому для реально достигнутых точностей определения  $m_n = 1,672614(14) \cdot 10^{-24}$  г и  $h = 6,626176(36) \cdot 10^{-27}$  эрг  $\cdot$  с<sup>-1</sup>, значение  $N_n = 2,26867789414 \times 10^{-23}$  можно считать найденным с такой же высокой точностью.

В п.3.4 величина  $N_e^{com}$  первоначально была вычислена с использованием приближенной методики расчета. После этого точность определения  $N_e^{com}$  была увеличена за счет учета того факта, что объемная фигура АСС\*А\* представля-

ет собой шаровой слой, внутри которого размещен цилиндр ВСС\*В (рис. 3.4.1).

Практическое использование этой более точной аппроксимации позволило найти следующую оценку величины сотового миделя электрона

$$N_e^{com} = 0,82889908139 \cdot 10^{20}. \quad (5.4.3)$$

Подставляя  $N_e^{com}$  в (5.4.1), получаем, что постоянная гравитации  $f_s$ , как мера адекватности реакций механических аналогов протона и электрона на потоки одинаковой интенсивности должна быть равной:

$$|f_s| = 6,674636857 \cdot 10^{-8}.$$

По современным данным [9, стр. 772] постоянная гравитации  $f$  имеет следующее значение:

$$|f| = 6,6745(8) \cdot 10^{-8}.$$

Поскольку энергия электромагнитного излучения Солнца по нашим взглядам участвует в формировании поля его гравитации, то нетрудно понять, что на Солнце должно конденсироваться в вещество следующее количество энергии:

$$\Delta E_{конд} = E_c(1 - f/f_s) - E_{св}, \quad (5.4.4)$$

где  $E_c$  – энергия потоков эфира, набегающих на Солнце за 1 сек.;

$E_{св}$  – энергия, уносимая частицами солнечного ветра за 1 сек.

По определению величина  $E_c$  равна:

$$E_c = 0,5 \rho c^3 4\pi R_c^2 \cdot 1 \text{ сек.} = 2,47442922393 \times 10^{37} \text{ эрг/сек},$$

где  $R_c$  – радиус Солнца.

$$R_c = 6,96 \times 10^{10} \text{ см.}$$

В [10, т. 24 – 1, с. 148] указано, что в зависимости от состояния солнечной активности поток протонов на орбите Земли  $R_3^{orb} = 1,496 \times 10^{13}$  см меняется от  $\Delta N_{св} = 5 \times 10^7$  до  $\Delta N_{св} = 5 \times 10^8$  протон/см<sup>2</sup> сек.

Так как

$$E_{св} = \Delta N_{св} m_p c^2 4\pi (R_3^{orb})^2,$$

то диапазон изменения энергии солнечного ветра получается равным:

$$E_{св} \in [2,1 \cdot 10^{32} \div 2,1 \times 10^{33}] \text{ эрг/сек.}$$

Подставляя найденные значения в (5.4.4), нетрудно рассчитать:

$$\Delta E_{конд} \in [0 \div 1,9 \times 10^{33}] \text{ эрг/сек,}$$

что в материальном эквиваленте составляет:

$$\Delta M_{конд} \in [0 \div -0,2 \times 10^{13}] \text{ г/сек.}$$

Поэтому можно утверждать, что Солнце, находясь в спокойном состоянии, за счет конденсации эфира сохраняет свою массу практически неизменной, а в периоды повышенной активности теряет ее несколько пониженными темпами. Достоверность этой оценки зависит от точности определения параметров  $f$ ,  $f_{\nu}$ ,  $\Delta N_{св}$ , входящих в уравнение (5.4.4).

Судя по данным, опубликованным в [1, 9, 10], диапазон возможных значений  $\Delta N_{св}$  за последние 20 лет не изменился, а величина  $f$ , принятая на 1980 г., была равной:

$$|f| = 6,6720(41) \times 10^{-8}.$$

Если подставить это значение в (5.4.4), то нетрудно получить:

$$\Delta E_{конд} \in [+9,4 \times 10^{33} \div +7,5 \times 10^{33}] \text{ эрг/сек,}$$

что в явной форме свидетельствует о весьма активных процессах конденсации эфира в недрах Солнца.

Корреляция этого факта с существованием звезд на ночном небосклоне очевидна, а поэтому автор до сих пор считает, что значения постоянных гравитации для массивных тел и для микрообъектов различны.

Оценивая современные знания о величине  $|f| = 6,6745(8) \times 10^{-8}$ , нужно сказать, что данное значение видимо получено в земных условиях с использованием динамического метода, позволяющего определять изменение периода колебаний крутильных весов при взаимном приближении небольших гравитационных масс.

Если эта точка зрения верна, то при увеличении точности постановки указанных выше опытов следует ожидать, что экспериментальная оценка  $f$  будет неуклонно приближаться к теоретическому значению  $f_0$ . Поскольку такое событие представляется наиболее вероятным, то соотношение (5.4.1) можно рассматривать как весьма важное достижение в раскрытии тайн гравитации.

Для получения ответа на вопрос об интенсивности процессов конденсации эфира в макротелах необходимо знать не только конкретные реализации изменения  $\Delta N_{ce}$  во времени, но и весьма важно определить величину постоянной гравитации на основании прямых локационных измерений траектории движения Земли около Солнца. Логика этого предложения очевидна, но возможности достижения требуемых точностей расчета  $f$  по локационным измерениям априори неизвестны.

Если же эти опыты покажут, что конденсации эфира на Солнце нет, то решение проблемы гравитации в форме соотношения (5.4.1) можно будет признать окончательным. Сейчас отношение экспериментальной оценки  $f$  к теоретическому значению  $f_0$  равно:

$$f / f_0 = 0,99999148163.$$

В противном случае следует отказаться от существующей гипотезы об эволюции Вселенной и сказать, что Солнце с течением времени за счет конденсации эфира разгорается все ярче и ярче. Признав этот факт, человечеству нужно объединить свои усилия и начать подготовку сначала к перелету на Марс, а потом, предварительно завершив строительство планеты, и на Фазтон, считая его последним приютом землян в солнечной системе. В связи с этим нам нужно с глубокой благодарностью относиться к своим предшественникам, которые начали гигантские работы в солнечной системе, но не завершили их по пока непонятным космическим причинам.

## § 5.5. Красное смещение.

### Шкала внегалактических расстояний

По определению частица Планка непрозрачна для набегающих на нее потоков эфира и звуковых волн. В момент своего рождения на частицу Планка, находящуюся вблизи поверхности электрона, работающего в этот момент времени в режиме «звук», будет действовать избыточное давление:

$$\Delta P_{\text{изб}}^{\text{звук}}(r = r_e) = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\Theta}{2} - \frac{1}{\gamma} \right) \rho \cdot c^2.$$

Под действием этого давления частица Планка может развить ускорение

$$\Delta W(r = r_e) = \frac{\Delta P_{\text{изб}}^{\text{звук}}(r = r_e) S_0}{m_0} \approx 10^5 \text{ см/сек}^2.$$

Если предположить, что вылетающая частица будет двигаться и дальше с этим ускорением, то время ее разгона до скорости света составит несколько десятков секунд, что естественным образом не согласуется с существующими теоретическими оценками времени рождения фотона  $\sim 10^{-8}$  сек.

В связи с этим избыточное давление  $\Delta P_{изб}^{звук} (r = r_e)$ , существующее на поверхности электрона в режиме «звук», не может рассматриваться в качестве того единственного фактора, который обеспечивает разгонный этап движения частиц Планка. По этой причине при записи накопительного уравнения (3.4.9) предполагалось, что половина энергии звуковых волн внутри электрона идет на образование частицы Планка, а вторая половина на создание избыточного давления, необходимого для разблокирования оболочки электрона и последующего разгона частиц Планка до скорости света.

Если сферический вихрь в виде частицы Планка образуется во внутренней полости электрона, то избыточное давление в ней получается равным:

$$\Delta P_{изб}^{внутр} \approx \frac{hI_{сек}^{-1}}{2V_e}, \quad (5.5.1)$$

где  $V_e$  – объем электрона.

Поскольку выброс энергии звуковых волн видимо происходит в некотором телесном угле  $\Delta\Omega$ , то на частицу Планка, удаленную на некоторое расстояние  $r$  от точки своего рождения, избыточное давление  $\Delta P_{изб}^{внутр}$  будет действовать с силой:

$$F(r) = \frac{2\pi}{\Delta\Omega} \Delta P_{изб}^{внутр} \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} S_0. \quad (5.5.2)$$

Кроме того, на эту же частицу будет действовать тормозящая сила лобового сопротивления от набегающих потоков свободного эфира:

$$F_0^{лоб} = \frac{1}{2} c_{хо} \rho \cdot c^2 S_0. \quad (5.5.3)$$

Очевидно, что до тех пор, пока выполняется условие

$$F(r) \geq F_0^{лоб}, \quad (5.5.4)$$

частица Планка будет двигаться с постоянной скоростью, равной скорости света. На расстояниях  $r > r_{торм}$ , когда

$F_0^{доб} \geq F(r \geq r_{\text{торм}})$ , частица Планка начнет тормозиться с ускорением:

$$W(r \geq r_{\text{торм}}) = \frac{F_0^{доб} - F(r \geq r_{\text{торм}})}{m_0}. \quad (5.5.5)$$

Для наблюдателя, находящегося на удалениях  $r > r_{\text{торм}}$  от точки рождения частиц Планка, указанный выше процесс торможения будет восприниматься как эффект красного смещения спектров наблюдаемых излучений.

Технику расчета  $r_{\text{торм}}$  для массивных звезд продемонстрируем на примере нашего Солнца.

Известно, что энергия излучения Солнца составляет  $3,8 \times 10^{33}$  эргов в секунду. Тогда общее число частиц Планка, излучаемых Солнцем в одну секунду, получается равным:

$$N_c = E_c / h. \quad (5.5.6)$$

При  $\Delta\Omega = 2\pi$  разгонную звуковую волну, выходящую из электрона в момент его разблокирования, можно представлять полусферой с толщиной  $\Delta r = c\Delta t_u$  где  $\Delta t_u$  – время истечения звуковых волн из внутренней полости электрона.

Для рассматриваемых условий справедлива оценка:

$$\Delta t_u = \frac{2r_e}{3\eta c},$$

где  $\eta$  – коэффициент, численно равный отношению площади выходного отверстия для звуковых волн к общей площади поверхности электрона  $S_e^{нов} = 4\pi r^2$ .

Из физического смысла следует, что суммарное давление  $\Delta P_c(r)$  разгонных волн образуется не всеми излучателями Солнца, а только теми, волны которых в данный момент времени действуют в данной точке пространства.

Поэтому получаем:

$$\Delta P_c(r) = \frac{E_c}{h} \Delta t_u \Delta P_{\text{изб}}^{\text{внутр}} \frac{\sigma_0}{4\pi \cdot r^2} \quad (5.5.7)$$

и, как результат, при  $\Delta t_u \sim 10^{-23}$  сек ( $\eta = 0,2$ ) имеем:

$$F_c(r) = \Delta P(r) S_0 \sim 10^{48} S_0 / r^2, \quad (5.5.8)$$

где  $F_c(r)$  – сила воздействия звуковых волн на каждую частицу Планка.

Сопоставляя  $F_c(r)$  с  $F_0^{доб}$ , нетрудно определить, что с расстояний

$$r \geq r_{\text{торм}}^c \sim 0,64 \times 10^{22} \text{ см}, \quad (5.5.9)$$

лучи Солнца начнут тормозиться под воздействием набегающих на них потоков свободного эфира.

Количество звезд в нашей галактике превышает сто миллиардов и поэтому сопоставимо с величиной  $N_z \sim 10^{12}$  [16]. Поскольку Солнце в ней является рядовой звездой, то свет от галактики будет виден на расстоянии

$$r \leq r_{\text{торм}}^z = \sqrt{N_z} r_{\text{торм}}^c \sim 10^{28} \text{ см}, \quad (5.5.10)$$

которое совпадает с современными оценками размеров вселенной:

$$R \sim \frac{c}{H} \sim 10^{28} \text{ см}, \quad (5.5.11)$$

где  $H$  – постоянная Хаббла,  $H = 3 \times 10^{-18}$  1/сек.

Однако между полученными выше результатами существует принципиальное отличие. Оно состоит в том, что оценка (5.5.10) характеризует размеры видимой части стационарной вселенной, а величина  $R$  связана со временем  $T = 1/H \sim 3,3 \times 10^{17}$  сек  $\sim 10^{10}$  лет, истекшим от момента Большого взрыва нашей метагалактики.

В пользу первой точки зрения следует отнести тот факт, что близкие к нам звезды, как правило, не обладают красным смещением. Приведенный выше алгоритм расчета величин  $r_{\text{торм}}^c, r_{\text{торм}}^z$  можно рассматривать как дополнительную шкалу расстояний, позволяющую по светимости объектов находить области их видимости для стороннего наблюдателя. В заключении скажем, что при  $\eta = 1$  оценки размеров вселенной будут совпадать с теми, которые первоначально были получены самим Хабблом.



## § 5.6. Эволюция вещества во Вселенной

По нашим представлениям все материальные тела состоят из элементарных частиц, которые обладают сотовой структурой и могут быть построены с использованием одной единственной частицы Планка. Сама частица Планка является сферическим вихрем, который возникает при соударениях встречных струй потоков звуковых волн во внутренней полости электрона. Относительно процессов аннигиляции этих частиц известно, что они протекают внутри атомов, при пониженном внутриатомном давлении. Если придерживаться этих взглядов на возникновение и распад вещества, то модель преобразования эфира и его производных в масштабах всей Вселенной можно описать следующим образом.

В настоящее время постоянная гравитации  $f$ , найденная экспериментальным путем, оказывается меньше теоретического значения  $f_0$ , которое получено из потоковых уравнений, соответствующих закону Кулона. Так как  $f < f_0$ , то все массивные тела будут конденсировать эфир в своих недрах. Поэтому масса этих тел будет возрастать, и они с большими гравитационными силами начнут притягиваться к ядру галактики. При увеличении скопления масс вещества в центре галактики из-за эффектов экранировки потоков эфира следует ожидать уменьшения его плотности. В свою очередь уменьшение плотности эфира приведет к уменьшению действующих сил между протонами и электронами (см. силовое уравнение 3.3.1) а также к увеличению времени накопления энергии, необходимой для рождения частиц Планка (см. накопительное уравнение 3.3.2). При уменьшении плотности эфира до некоторых критических значений начнутся процессы аннигиляции вещества. В зависимости от интенсивности эти процессы могут иметь характер взрывов «сверхновых» звезд, а также термоядерных реакций, связанных с частичным распадом вещества в относительно небольших локальных областях пространства.

Поскольку эти процессы связаны с высвобождением большого количества энергии, то из ядер галактик должны

вылетать протоны, уцелевшие атомы водорода, а также излучения различных видов. По современным данным общее количество вещества, испускаемого ядром нашей галактики, составляет примерно *1-1,5 массы Солнца в год*. Начальная скорость движения частиц газа равна *~50 км/сек*, а в окрестностях Солнца составляет *~7 км/сек*.

Из изложенного следует, что звезды всех галактик должны иметь поступательное движение от периферии к ее центру и, что важно, в процессе движения должны увеличивать свою массу за счет конденсации эфира. Этот вывод не согласуется с существующими взглядами на жизненный цикл звезд, хотя и не противоречит основной идеи диаграммы Герцшпрунга – Рассела.

Наша галактика и ряд других галактик имеют спиралеобразное строение. Существуют различные гипотезы о природе возникновения спиральных рукавов. По нашему мнению наличие этих рукавов свидетельствует о почтенном возрасте таких галактик. Более того, их конфигурация, видимо, является решением грандиозной задачи, связанной с гравитационным взаимодействием большого числа распределенных в пространстве материальных тел. Если это предположение верно, то спиральные рукава галактик будут выполнять роль своеобразных гравитационных щупалец, которые притягивают вещество из межгалактического пространства и направляют его в центр галактики.

Так как легкие тела будут притягиваться к ядру галактики с большими силами ( $f < f_0$ ), то в пределах этих рукавов более быстрое движение протонов относительно наблюдателя должно восприниматься как магнитное поле этих рукавов. Надо сказать, что этот процесс наблюдается в действительности. Впервые он был обнаружен Холлом и Хилтнером в 1949 г. [17]. В устойчивых галактиках кругооборот вещества и эфира должен происходить постоянно, и, как считал Л. Больцман, суммарная энтропия Вселенной должна оставаться всегда величиной постоянной.

# Глава VI

## Сильное взаимодействие

### § 6.1. Энергия связи

По определению энергия связи равна работе, которую необходимо совершить для разделения и последующего удаления частиц атома на такие расстояния, когда их взаимодействием друг на друга можно пренебречь. При реализации обратного процесса, предусматривающего объединение разлетающихся осколков, энергия связи должна выделяться в тех же количествах.

Известно, что при термоядерной реакции слияния дейтрона с тритием выход энергии в пересчете на один нуклон получается равным [10, с.758]:

$$E_{св}^{экс} = 3,52 \times 10^6 \text{ эв} = 5,6392864 \times 10^6 \text{ эрг.} \quad (6.1.1)$$

Поскольку величина  $E_{св}^{экс}$  значительно превышает (на 5 порядков) критический расход газа поверхностными соплами протона (см. §2.7), то был сделан вывод о том, что при соединении двух нуклонов происходят процессы разрушения (сублимации) их поверхностных слоев с излучением частиц Планка, участвующих в образовании сотовых миделей.

Так как

$$N_n^{com} = \sqrt{2|f|} N_n, \quad (6.1.2)$$

а на разгон каждой частицы Планка до скорости света тратится энергия

$$E_0^k = \frac{h}{2} 1сек^{-1},$$

то выражение для энергии связи двух нуклонов было записано в виде:

$$E_{св}^{мер} = 2N_n^{com} \left( n_{св}^{суб} \Delta E_{св}^0 + \frac{h \times 1сек^{-1}}{2} \right), \quad (6.1.3)$$

где  $n_{св}^{суб}$  – число связей, подлежащих разрушению при удалении каждой частицы Планка из зоны сублимации;

$\Delta E_{св}^0$  – минимальная энергия, которую необходимо затратить при разрыве одной связи между двумя взаимодействующими частицами Планка.

Поскольку  $\Delta E_{св}^0 = \frac{h}{2} 1сек^{-1}$ , то из соотношений (6.1.3)

и (6.1.1) следует:

$$n_{св}^{суб} = \frac{E_{св}^{экс}}{N_n^{com} h \times 1сек^{-1}} - 1 = 9,2673774056. \quad (6.1.4)$$

Фактически полученный результат свидетельствует о том, что процессы сублимации частиц Планка взаимодействующих нуклонов происходят с их поверхностных слоев при условии, что одна связь уже разрушена  $n_{св}^{нов} = 10,181540550351978$ .

Аналогичные оценки можно получить, если рассмотреть процессы взрыва атомной бомбы на уране-235. По результатам натуральных испытаний определено, что выход энергии на один атом урана составляет  $E_U = 187$  МэВ. Поскольку в каждом атоме урана в реакцию вступают (53-54) нейтрона, то на каждый нуклон приходится следующее количество энергии

$$\Delta E_U \approx (3,5283 - 3,4629) \text{ МэВ.}$$

Близость значений  $E_{св}^{экс} \sim \Delta E_U$  подтверждает сделанные выше выводы.

В совокупности проведенные расчеты показывают, что сильное взаимодействие по своей природе имеет аэродинамическое происхождение, а истина об его интенсивности может быть установлена с использованием более адекватного описания процессов сублимации, так и за счет усовершенствования методик, используемых при обработке экспериментальных данных.

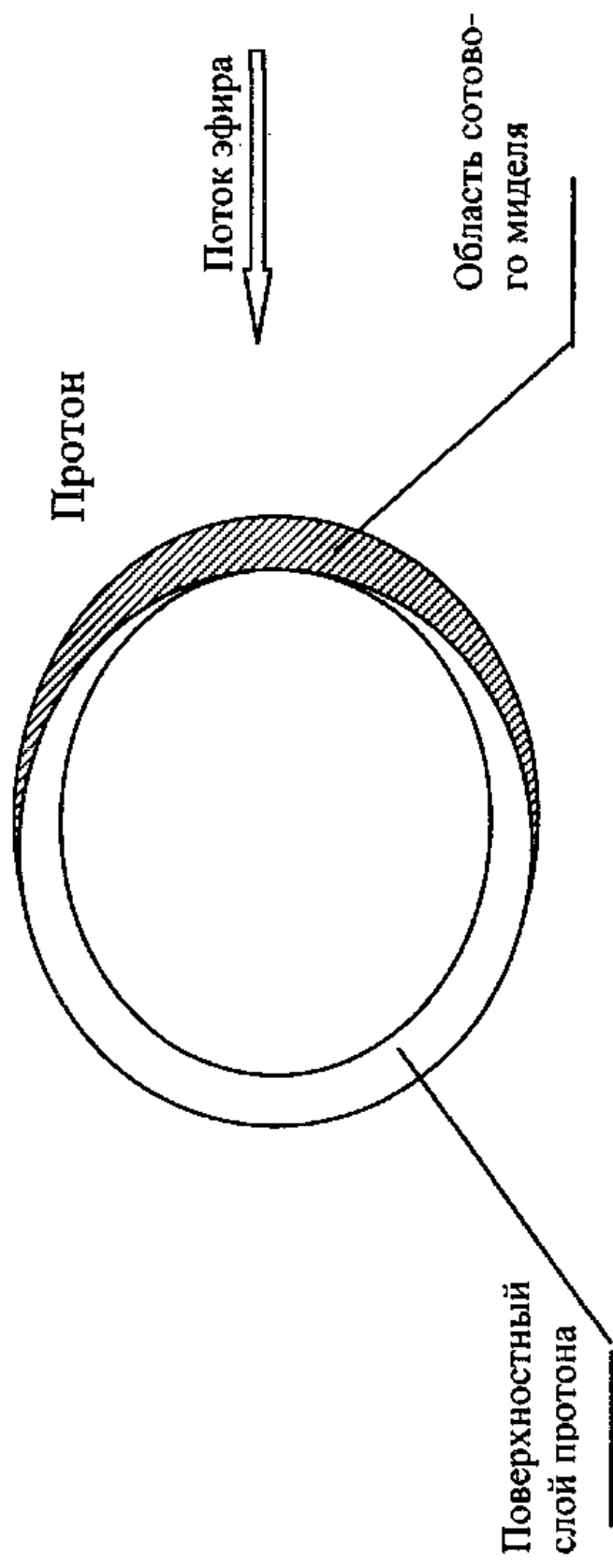


Рис. 6.2.1

## § 6.2 Природа ядерных сил

При объемном обтекании протона невозмущенными потоками эфира вполне естественно ожидать, что в его поверхностном слое из-за аэродинамического взаимодействия частиц Планка возникнет поверхностное натяжение определенной величины  $\sigma_n$ . Анализ показывает, что в этом поверхностном слое находится такое число частиц Планка, которое более чем в два раза превосходит  $N_n^{com}$  (рис.6.2.1).

По этой причине величину  $E_{св}^{экс}$ , определенную соотношением (6.1.1), можно рассматривать как приближенную оценку половины величины энергии связи протона  $E_{св}^n$  для условий, когда на него со всех сторон набегают невозмущенные потоки эфира ( $E_{св}^n \approx 2E_{св}^{экс}$ ).

Если теперь протон рассечь диаметральной плоскостью, то для расчета силы взаимного притяжения образовавшихся полусфер можно использовать формулу:

$$F^*(r_n) = 2\pi r_n \sigma_n, \quad (6.2.1)$$

где  $\sigma_n$  – поверхностное натяжение протона.

По своему смыслу эта сила  $F^*(r_n)$  определяет ядерные силы, которые возникают и действуют в протоне в результате коллективного взаимодействия частиц Планка, находящихся в его поверхностном слое.

Так как

$$\sigma_n = \frac{E_{св}^n}{4\pi \cdot r_n^2}, \quad (6.2.2)$$

то находим

$$F^*(r_n) = E_{св}^n / 2 r_n = 7,049108 \times 10^7 \text{ дин.}$$

В отличие от электрических сил ядерные силы действуют всегда. Область их действия определяется глубиной проникновения потоков эфира в тела протонов и электронов, как объектов имеющих сотовую структуру вещества. Под воздействием потоков эфира в поверхностном слое

протона и в теле электрона происходят процессы изменения их внутренней энергии такие, которые приводят не только к изменениям сил объемного сжатия, но и к установлению их агрегатных состояний.

### § 6.3. Устойчивость элементарных частиц

В настоящее время известно более 350 элементарных частиц. Однако среди них действительно устойчивыми являются только три частицы: фотон, протон и электрон. Существующие теории не могут объяснить этот факт, и поэтому эксперименты по обнаружению новых частиц продолжают по сей день. Основная цель этих экспериментов состоит в том, чтобы найти такую бесструктурную частицу, с помощью которой можно было бы синтезировать все известные материальные образования.

В данной работе предполагается, что все элементарные частицы обладают сотовой структурой и созданы с использованием одной единственной частицы Планка, представляющей собой сферический вихрь из действительно неделимых частиц эфира. Поскольку такая конструкция вещества позволяет с достаточно высокой точностью описать все известные виды взаимодействий, то возникает вопрос об определении таких устойчивых материальных образований из частиц Планка, которые возникают и могут длительное время существовать в силовых полях, действующих в поверхностном слое протонов и электронов.

С целью решения этой задачи представим протон капелькой жидкости с ядерной плотностью

$$\rho_n = \frac{m_n}{V_n} = \frac{m_0}{bV_0}, \quad (6.3.1)$$

где  $m_n, V_n$  – масса и объем протона;

$m_0, V_0$  – масса и объем частицы Планка;

$b$  – коэффициент межсферной полости протона.

Избыточное давление  $\Delta P_n^{нов}$  на поверхности такой частицы можно выразить так:

$$\Delta P_n^{нов} = \frac{2\sigma_n^0}{r_n}, \quad (6.3.2)$$

где  $\sigma_n^0$  – поверхностное натяжение протона в слое толщиной в одну частицу Планка.

В процессе сублимации поверхностного слоя протона при отрыве каждой частицы Планка разрушается определенное число связей  $n_{св}^{суб} = 9,2673774056$  и на разгон каждой частицы до скорости света затрачивается энергия

$$E_0^k = \frac{h}{2} \text{лсек}^{-1}.$$

Для этих условий энергию связи одной частицы Планка  $E_{св}^0$  можно выразить так (см. §6.1):

$$E_{св}^0 = \frac{E_{св}^m}{2N_n^{сот}} - E_0^k = n_{св}^{суб} \frac{h}{2} \text{лсек}^{-1}. \quad (6.3.3)$$

По определению энергия связи  $E_{св}^0$  и поверхностное натяжение  $\sigma_n^0$  связаны зависимостью:

$$\sigma_n^0 = \frac{E_{св}^0}{4\pi \cdot r_n^2} = \frac{n_{св}^{суб} h \text{лсек}^{-1}}{2 \times 4\pi \cdot r^2}. \quad (6.3.4)$$

Из соотношений (6.1.6) и (6.1.10) центробежная сила, действующая на каждую частицу Планка, получается равной:

$$\Delta F_{ц} = n_{св}^{суб} \Delta F_{св} = \frac{n_{св}^{суб} h \text{лсек}^{-2}}{2c}. \quad (6.3.5)$$

Поэтому для расчета ускорения, развиваемого частицами Планка на поверхности протона, можно использовать формулу:

$$g_n = \frac{\Delta F_{ц}}{m_0} = \frac{n_{св}^{суб} h \text{лсек}^{-2}}{2ct_0}, \quad \text{где} \quad (6.3.6)$$

где  $m_0$  – масса частицы Планка.



Если протон рассечь плоскостью на две полусферы, то каждую из них можно представить выпуклым мениском в цилиндрическом капилляре радиусом  $r = r_m$ , в который налита несмачивающаяся жидкость с ядерной плотностью.

Известно, что уровень жидкости  $h$  в таких капиллярах под воздействием сил гравитации и сил поверхностного натяжения устанавливается на следующей отметке:

$$-h = \frac{2\sigma \cos \nu}{rg\rho}, \quad (6.3.7)$$

где  $\sigma$  – поверхностное натяжение жидкости;

$\nu$  – краевой угол смачивания;

$\rho$  – плотность жидкости;

$g$  – ускорение силы тяжести.

Так как наша конечная цель состоит в создании капельки с размерами и плотностью протона, то необходимо принять:  $\nu = 180^\circ$ ,  $h = r = r_m$ ,  $g = g_m$ ,  $\rho = \rho_n$ . Для этих условий нетрудно получить ( $b=9/2\pi$ ):

$$r_n^+ = \sqrt[4]{\frac{9V_0 c l \text{сек}}{4\pi^2}}. \quad (6.3.8)$$

Подставляя в (6.3.8) численные значения  $V_0 = 0,65996720655 \times 10^{-62} \text{ см}^3$ ,  $c = 2,99792 \times 10^{10} \text{ см}$ , находим:

$$r_n^* = 0,81951385339 \times 10^{-13} \text{ см}.$$

Поскольку при выводе соотношения (6.3.8) радиус протона  $r_n$  считался свободно варьируемой величиной, то значение  $r_n^*$  будет определять те единственно возможные размеры материальных образований, которые могут не только возникать при объединении частиц Планка в сотовые структуры, но и длительное время существовать под воздействием реальных потоков эфира. Превышение найденного значения  $r_n^*$  над значением  $r_n = 0,8 \times 10^{-13} \text{ см}$ , используемым в работе, можно объяснить тем, что принятая модель образования протона (радиус протона  $r_n$  равен уровню  $h$  и радиусу  $h$  цилиндрического капилляра) не в полной мере соответствует реальным условиям.

С целью решения рассматриваемой задачи можно воспользоваться известным алгоритмом определения размеров капель дождя  $r_k$ , формируемых под воздействием гравитационного поля Земли ( $g$ - ускорение сил гравитации). В соответствии с этим алгоритмом необходимо давление в капле воды, создаваемое ее поверхностным натяжением  $P(\sigma)$ , приравнять к величине давления  $P(g)$ , которое оказывает капля на не смачиваемую поверхность под действием сил гравитации.

Так как

$$P(\sigma) = 2\sigma / r_k,$$

$$P(g) = \rho r_k g,$$

то для условий  $g = g_n$ ,  $\rho = \rho_n$ ;  $\sigma = \sigma_n$ ;  $r = r_k$  из равенства давлений

$$P(\sigma) = P(g)$$

следует, что капля с ядерной плотностью будет устойчивой, если ее размеры будут иметь следующие размеры ( $b = 9/2\pi$ ):

$$r_n^{++} = \sqrt[4]{\frac{9V_0 c l \text{сек}}{4\pi^2}}.$$

Поскольку оценки  $r_n^+ = r_n^{++}$  совпадают, то ранее сделанный вывод о размерах устойчивых материальных образований из частиц Планка можно считать подтвержденным в еще большей степени.

Таким образом, образование протонов может происходить в силовых полях

$$F = n_{св}^{суб} \Delta F_{св} \sim 10^{-36} \text{ дин/см},$$

в которых частицы Планка способны развивать ускорения  $g_n \sim 10^{11} \text{ см/сек}^2$ . Поверхностное натяжение, которое создается одним слоем частиц Планка на поверхности протона, равно  $\sigma_n^0 \sim 0,4 \text{ дин/см}$ . Суммарное натяжение всего поверхностного слоя протона можно найти из соотношения (6.2.2):  $\sigma_n \sim 0,7 \times 10^{20} \text{ дин/см}$ .

В совокупности полученные результаты показывают, что продолжение экспериментальных исследований, связанных с пополнением ряда резонансов за счет осколков разбитой материи, является бесперспективным занятием.

## § 6.4. Спин электрона

По определению спин характеризует собственный момент количества движения элементарных частиц. В квантовой механике спин измеряется в единицах постоянной Планка  $\hbar = h/2\pi$  и для электрона он равен

$$L_e = \hbar/2. \quad (6.4.1)$$

Если электрон представить тонкой сферической оболочкой радиуса  $r_e$ , то момент инерции этого тела будет таким:

$$I_e = \frac{2}{3} m_e r_e^2. \quad (6.4.2)$$

Так как  $L_e = I_e \omega_e$ , то угловая скорость вращения электрона  $\omega_e$  получается равной:

$$\omega_e^* = \frac{3\hbar}{4m_e r_e} = 0,1356 \times 10^{26} \text{ 1/см}. \quad (6.4.3)$$

Отсюда следует, что всякая материальная точка, расположенная на поверхности электрона, должна двигаться со скоростью

$$v_e^* = \frac{3\hbar}{4m_e r_e^2} = 1,085 \times 10^{13} \text{ см/сек},$$

которая значительно превышает скорость света  $c$ . Поскольку такая ситуация запрещена постулатом специальной теории относительности, то видимо по этой причине спин в квантовой механике объявлен внутренним свойством электрона, физический смысл которого не подлежит обсуждению.

При механической интерпретации электрических явлений на каждую частицу Планка действует центостремительная сила  $F_u$ , равная (см. §6.1):

$$F_u = n_{ce} F_{ce}, \quad n_{ce} = 9,251 \dots, \quad F_{ce} = \hbar/2c.$$

Если электрон вращается с угловой скоростью  $\omega_e$ , то частицы Планка, расположенные на ее поверхности, будут действовать центостремительная сила:

$$F_n = \frac{m_0 v_e^2}{r_e} = m_0 r_e \omega_e.$$

Из равенства  $F_{ц} = F_n$  находим

$$\omega_e^{**} = \sqrt{\frac{n_{св} F_{св}}{m_0 r_e}} = 1,3 \times 10^{12} 1/сек. \quad (6.4.4)$$

Таким образом, при частоте вращения  $\omega_e > \omega_e^{**}$  частицы Планка под действием центробежных сил начнут покидать поверхность электрона, вызывая тем самым его полное механическое разрушение. Так как  $\omega_e^* > \omega_e^{**}$ , то спин, предписываемый электрону квантовой механикой, следует признать в рамках обсуждаемой теории физически нереализуемой величиной.

## § 6.5 Параметры эфира

Эксперименты показывают, что искусственно созданные вихри представляют собой вращающиеся трубки, у которых внутренняя полость имеет существенно меньшую плотность, нежели их стенки. Однако такие тонкие вихревые нити в сжимаемом газе являются неустойчивыми материальными образованиями. Поэтому упрощенную модель частицы Планка было решено представлять в виде торoidalного газового вихря, который по форме совпадает со сферическим вихрем Хилла (рис.6.5.1). При расчетах из-за отсутствия опытных данных относительно плотности  $\rho_0$  вихря предполагалось, что она находится в следующем интервале значений:

$$\rho_0 \leq \rho_3 \leq 10 \rho_0, \quad (6.5.1)$$

где  $\rho_0$  – средняя плотность частицы Планка

$$\rho_0 = m_0/V_0 = 1,1171218132 \times 10^{15} \text{ г/с}.$$

Для такой модели вихря на каждую частицу эфира, движущуюся по его внешней поверхности, действует цен-

требужная сила и разность внешнего и внутреннего давлений так, что суммарная сила  $F_s$ , получается равной:

$$F_s = (P - P^*) S_s - \omega r_0 m_s, \quad (6.5.2)$$

где  $m_s$  – масса,  $S_s = \pi r_s^2$  – мидель,  $r_s$  – радиус и  $\omega$  – мгновенная угловая скорость вращения рассматриваемой частицы эфира.

Из условий стационарного вращения вихря ( $F_s = 0$ ) следует:

$$(P - P^*) S_s = u^2 m_s / r_0. \quad (6.5.3)$$

Так как

$$u = c, \quad m_s = 4/3 \pi r_s^3 \rho_s,$$

то соотношение (6.5.3) нетрудно преобразовать к виду:

$$r_s = \frac{3(P - P^*) r_0}{4c^2 \rho_s}. \quad (6.5.4)$$

Очевидно, что максимум величины  $r_s$  можно получить в том случае, если принять  $P^* = 0$ .

Для этих условий справедливы следующие оценки:

1. Радиус и объем частиц эфира:

$$r_s = 0,157143735 \times (10^{52} - 10^{53}) \text{ см.}$$

$$V_s = 0,0162547186 \times (10^{156} - 10^{159}) \text{ см}^3.$$

2. Масса частицы эфира

$$m_s = \rho_s V_s = 0,01815850071 \times (10^{141} - 10^{143}) \text{ см}$$

3. Число частиц эфира в единице объема

$$n_0 = \rho / m_s = 16,6163869373 \times (10^{125} - 10^{127}).$$

Для определения средней длины свободного пробега  $\lambda$  можно воспользоваться известным соотношением

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi 4 r_s^2 n_0} = 0,13713388075 \times 10^{-21} \text{ см.}$$

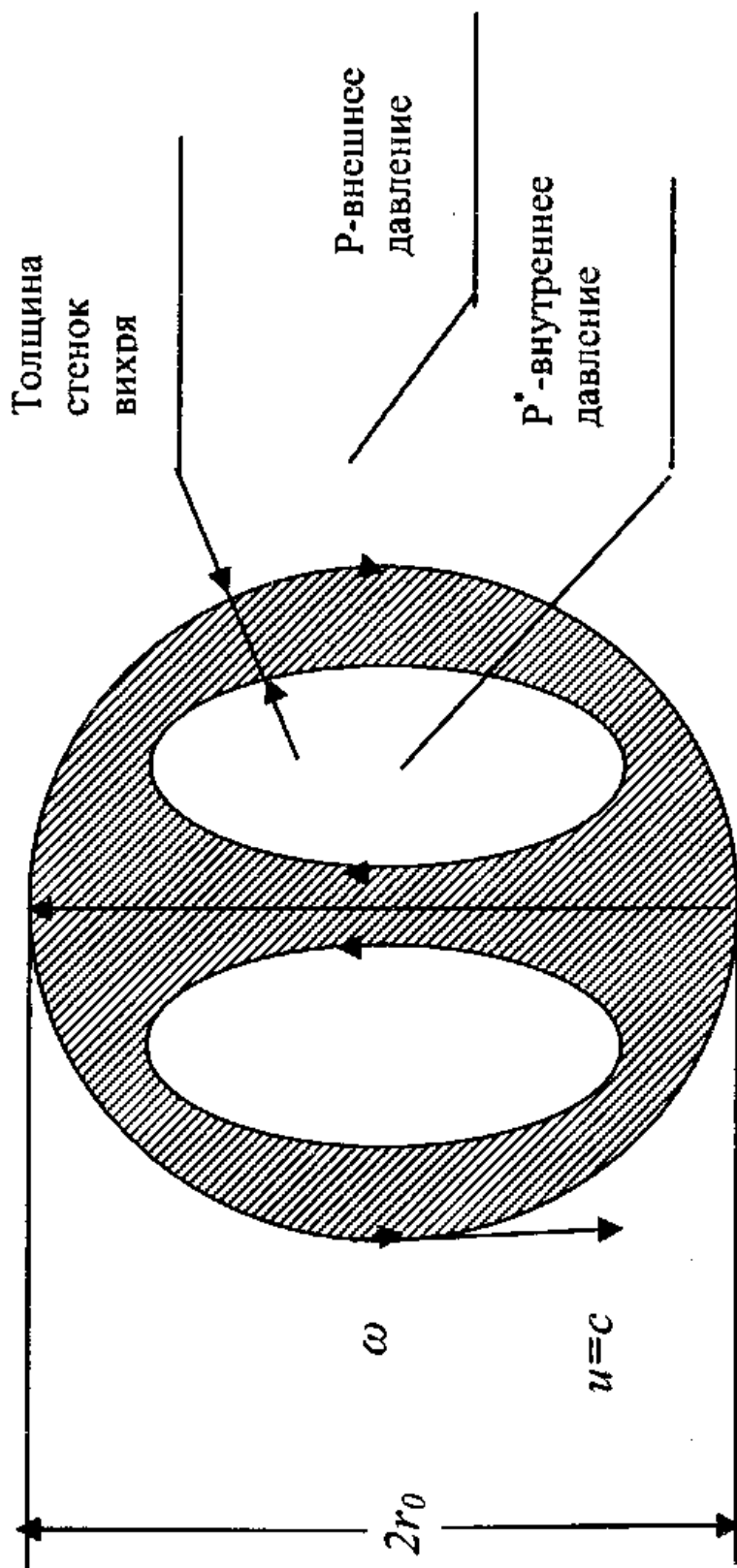


Рис.6.5.1

и убедиться в том, что она не зависит от плотности частиц эфира  $\rho$ .

Поскольку эфир является газом, то коэффициент его диффузии  $\chi$  равен кинематической вязкости:

$$\chi = \lambda c / 3 = 0,13703880124 \times 10^{-11} \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Отсюда коэффициент Рейнольдса

$$R_e^* = \frac{2r_0 c}{\chi} = 50,9117296381.$$

Температуру эфира можно определить из соотношения

$$T_3 = \frac{m_3 u^2}{3k},$$

где  $u$  – средняя скорость теплового движения частиц эфира;  $k$  – постоянная Больцмана ( $k = 1,380662 \times 10^{-16}$  эрг/град).

Так как  $u = c$ , то получаем:

$$T_3 = 0,71573 \times (10^{-108} - 10^{-110}) \text{ град}.$$

Полученные результаты означают, что требуемое согласно закона Кулона значение коэффициента лобового сопротивления частиц Планка  $c_{xo} = 0,90954819028$  существует и реализуется в классе ламинарных вязких течений эфира, описываемых уравнениями Стокса [12].

По Стоксу, сила лобового сопротивления шара равна:

$$F = \frac{3\pi}{R_e} \rho \cdot c^2 d^2, \quad (6.5.5)$$

где  $d$  – диаметр шара.

В данной работе для расчета сил воздействия потоков эфира на частицу Планка использовалось соотношение:

$$F_0 = \frac{1}{2} c_{xo} \rho \cdot c^2 S_0, \quad (6.5.6)$$

где  $S_0 = \pi r_0^2$  – мидель частицы Планка.

Сопоставляя (6.5.5) с (6.5.6), нетрудно получить:

$$R_e^{**} = \frac{24}{c_{xo}} \approx 26,4.$$

Близость оценок  $R_e^*$  и  $R_e^{**}$  свидетельствует о том, что принятая гипотеза  $P^* = 0$  является правдоподобной и поэтому скорее всего соответствует действительности.

С целью достижения большей уверенности в справедливости высказанного утверждения были проведены расчеты следующего содержания.

Из соотношения (6.5.2) видно, что при  $F_s > 0$  вихрь в виде частицы Планка будет сжиматься внешним давлением  $P$  до тех пор пока  $F_s$  не станет равной нулю. Обратный процесс диффузии возможен в том случае, когда  $F_s < 0$ . Поскольку последние условия наблюдаются при поглощении квантов электромагнитного поля внутри атома водорода, то рассматриваемые процессы поглощения, скорее всего происходят под воздействием избыточного давления, создаваемого электроном:

$$\Delta P_{\Sigma e}^{3mk}(r) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_e^2}{r^2} \left[ 1 - \Theta - \frac{1}{\gamma} \right] \quad (6.5.7)$$

Известно, что частота, фаза, поляризация и направление распространения вынужденного излучения полностью совпадают с соответствующими характеристиками внешней волны. Так как по нашим представлениям частицы Планка испускает электрон, то практическое отсутствие задержек в индуцированном излучении можно достичь только в том случае, когда диффузия указанных частиц будет происходить в непосредственной близости к электрону. В этом нетрудно убедиться следующим образом.

В квантовой механике энергия возбужденных состояний не является точно определенной величиной. Обычно мерой этой неопределенности служит ширина спектральных линий  $\Gamma$ , вычисляемая по формуле:

$$\Gamma \approx \frac{\hbar}{\tau_{ki}},$$

где  $\tau_{ki}$  — время жизни рассматриваемого состояния.

Характерные времена возбужденных состояний атомов водорода таковы:



$$\tau_{ki} = \frac{1}{A_{ki}} \approx (10^{-7} - 10^{-8}) \text{сек},$$

$A_{ki}$  – коэффициенты Эйнштейна.

Интервал частот  $\delta\omega$  связан с интервалом длин волн  $\delta\lambda$  зависимостью:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi \cdot c} \delta\omega$$

Для видимого света  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  нетрудно получить:

$$\delta\omega \approx \frac{1}{\tau_{ki}} = (10^7 - 10^8) \text{сек}^{-1}, \delta\lambda \approx (10^{-5} - 10^{-4}) \text{ \AA}.$$

Отождествляя  $\delta\lambda$  с расстоянием  $r^*$  от электрона до точки начала разрушения частицы Планка, находим:

$$\Delta P_{\Sigma e}^{\text{звук}}(r^*) \approx \frac{1}{6} \rho \cdot c^2 (1 - 10^{-2}) \approx (10^4 - 10^2) \text{дин} / \text{см}^2$$

Поэтому на частицы эфира ( $r_3 = 0,157 \times 10^{-52} \text{ см}$ ,  $m_3 = 0,018 \times 10^{-141} \text{ г}$ ), расположенные на внешней поверхности диффундирующей частицы Планка, будет действовать ускорение:

$$W = \frac{\Delta P_{\Sigma e}^{\text{звук}}(r^*)}{m_3} S_3 \approx 4 \times (10^{41} - 10^{39}) \text{см} / \text{сек}^2.$$

Следовательно, внешний радиус частицы Планка увеличится в 2 раза за время:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2r_0}{W}} \approx (10^{-31} - 10^{-30}) \text{сек}.$$

Известно, что вязкая диффузия бесконечно тонкой вихревой нити с циркуляцией  $B$  происходит в соответствии с законом:

$$v(r, t) = \frac{B}{4\pi \cdot r} (1 - e^{-\xi^2}), \xi^2 = \frac{r}{2\sqrt{\chi \cdot t}},$$

где  $r$  – радиус вихря;

$v$  – скорость движения частиц;

$\chi$  – кинематическая вязкость эфира.

Из приведенного соотношения следует, что

$$\chi \approx 0,36 \frac{r_0^2}{\tau},$$

где  $\tau$  – время, в течении которого радиус вихря увеличивается вдвое.

Полагая  $\tau = \Delta t = (10^{31} - 10^{30})$  сек, находим

$$\chi \sim 0,5(10^{11} - 10^{12}).$$

Отсюда число Рейнольдса :

$$R_e = \frac{2r_0 c}{\chi} \sim (14 - 140). \quad (6.5.8)$$

Безусловно, процессы диффузии цилиндрической нити и сферического вихря Хилла отличаются друг от друга. Однако характеристики скорости расширения одинаковых тонких тороидальных колец, выделенных в указанных вихрях, под действием одинаковых сил будут иметь скорее близкие, нежели значительно отличающиеся значения. Поэтому из соотношения (6.5.8) следует утвердительный вывод о том, что в эфире, видимо, существуют только ламинарные течения.

## § 6.6. Диффузия частиц Планка

В реальных условиях в состоянии термодинамического равновесия система, состоящая из некоторой совокупности атомов водорода, функционирует так, что число актов поглощения квантов электромагнитного поля превышает число переходов, сопровождающихся индуцированным излучением. С целью изучения единичных актов поглощения квантов и последующего возбуждения атома водорода рассмотрим процессы динамического взаимодействия трех тел: протона, электрона и пролетающей между ними частицы Планка (рис. 6.6.1.).

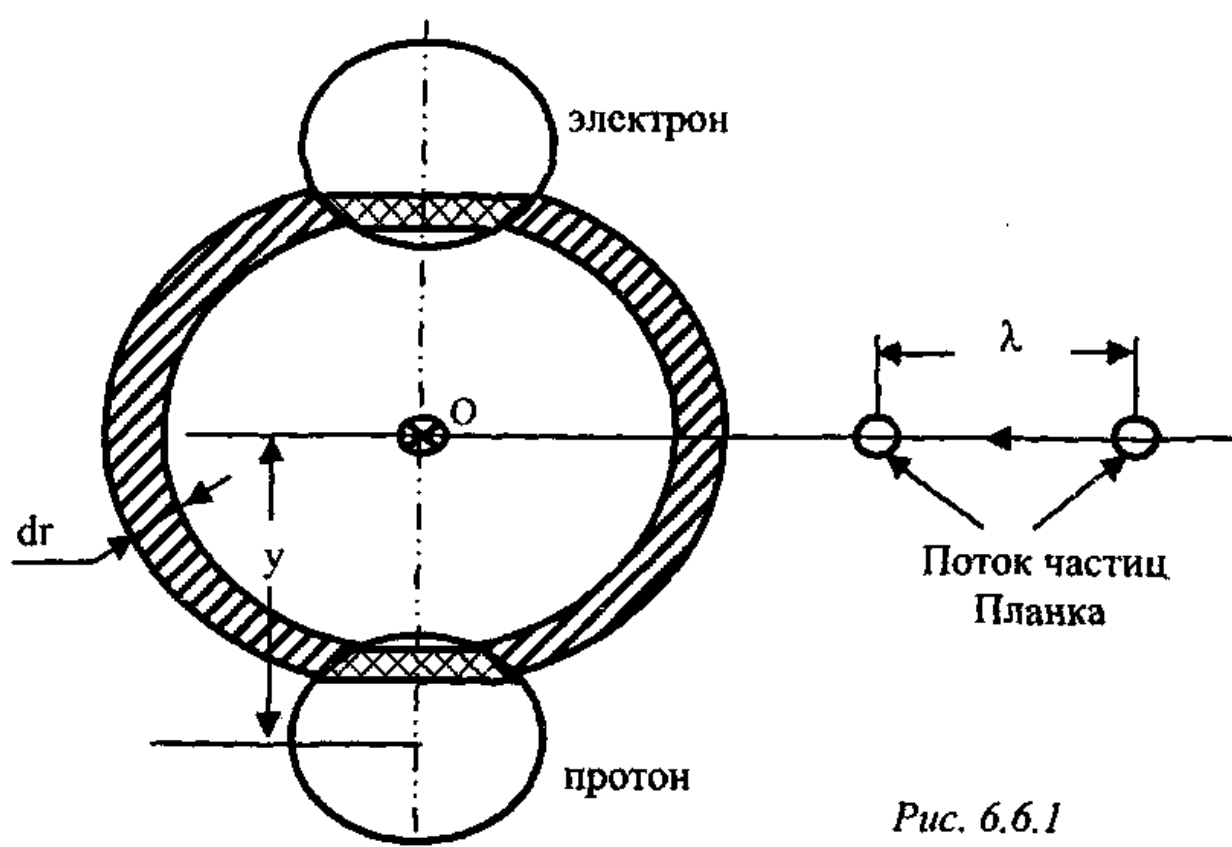


Рис. 6.6.1

При анализе этих процессов основное внимание уделим двум полярно противоположным способам поглощения квантов.

Первый способ предусматривает простое разрушение частиц Планка под воздействием суммарного поля, образованного излучениями протона и электрона в режиме «звук». Этот сравнительно медленный процесс диффузии сферических вихрей, какими являются кванты электромагнитного поля, по идее должен равномерно заполнять весь диапазон скоростей движения частиц эфира. Считая эту гипотезу справедливой, избыточное давление  $\Delta P(r)$ , создаваемое этими потоками эфира, можно рассчитать по формуле:

$$\Delta P(r) = \frac{3hlc \text{сек}^{-1}}{4\pi \cdot r^3}, \quad (6.6.1)$$

где  $r$  – расстояние до точки физического разрушения частицы Планка.

Так как после каждого акта поглощения на отрезке времени  $t \in [t, t + \Delta t]$

$$\Delta t = \frac{1}{c} \sqrt[3]{\frac{3hI \text{сек}^{-1}}{4\pi \cdot \Delta P_{\min}^{\text{звук}}}} \approx 0,829575 \times 10^{-15} \text{сек}. \quad (6.6.2)$$

избыточное давление  $\Delta P(r) > \Delta P_{\min}^{\text{звук}}$ , то становится понятным, что в этом случае внешние сопла протона и электрона должны работать в режиме «газ», а поэтому протон и электрон будут отталкиваться друг от друга с кулоновскими силами. Длительность этого участка такова, что можно говорить о полном разрушении атома водорода. Поскольку подобные факты на практике не наблюдаются, то вывод очевиден: медленные процессы диффузии не могут лежать в основе изучаемых явлений.

Второй способ основан на том, что частица Планка аннигилирует, создавая около точки своего поглощения, шарообразный фронт ударной волны с толщиной тела ее образующего сферического вихря  $dr$ . С целью получения количественных оценок мы будем считать, что  $dr = r_0$ . Так как в заштрихованном слое полное количество энергии равно  $h \cdot I \text{сек}$ , то во фронте этой волны при ее столкновениях с материальными телами (по аналогии со звуковыми волнами) избыточное давление получается равным:

$$\Delta P(r) = \frac{1}{2} \frac{hI \text{сек}^{-1}}{4\pi \cdot r^2 r_0}. \quad (6.6.3)$$

Длительность единичного воздействия на протон такова

$$\Delta t_0 = \frac{r_0}{c} = 0,26685168383 \times 10^{-23} \text{сек}.$$

По вполне понятным причинам реакция электрона и протона на эти волны будет зависеть как от величины расстояния  $u$ , так и того агрегатного состояния, в котором в данный момент находятся протон и электрон.

С целью познания физики этих взаимодействий рассмотрим следующие ситуации.

Ситуация 1. Внутренние сопла электрона работают в режиме «звук». В этом режиме электрон не излучает звуковых волн, а накапливает их энергию в своей внутренней полости.

Поэтому на этом интервале времени потенциальный барьер для протона будет определяться зависимостью:

$$\Delta P_{\Sigma e}^{\text{звук}}(r, \alpha) = \frac{1}{2} \rho \cdot c^2 \frac{r_n^2}{r^2} \left[ \frac{r^2}{(r-r_0)^2} (1-\Theta) - \frac{1}{\gamma} \right]. \quad (6.6.4)$$

При  $r = a_0$  справедливо:

$$\Delta P_{\Sigma e}^{\text{звук}}(a_0, \alpha) = -1,03295490531 \times 10^{-6}. \quad (6.6.5)$$

Сопоставляя (6.6.5) с (6.6.3), получаем, что для всех

$$y \leq \sqrt{\frac{h \text{лсек}^{-1}}{8\pi \cdot r_0 \Delta P_{\Sigma e}^{\text{звук}}(r, \alpha)}} = 0,46834425378 \text{ см}. \quad (6.6.6)$$

давление во фронте ударной волны будет по модулю превосходить  $\Delta P_{\Sigma e}^{\text{звук}}(a_0, \alpha)$  и поэтому все сопла протона, которые в данный момент времени оказались в области повышенного давления (*кольцо Д*), будут переведены в режим «газ». Из сказанного следует, что при воздействии каждой ударной волны на интервале времени  $t \in [t, t+\Delta t]$  в области, определенной соотношением (6.6.6), сила притяжения электрона к протону получается равной:

$$F_n(r) = F_0(r) \left[ 1 - \frac{2S_k(\nu, t)}{S_0} \right], \quad (6.6.7)$$

где  $S_k(\nu, t)$  – площадь *кольца Д* при фиксированных значениях  $\nu$  и  $t$ ;

$F_0(r)$  – сила кулоновского взаимодействия двух элементарных зарядов.

В тех же самых условиях повышение давления на внешней оболочке электрона (*кольцо С*) приведет к некоторому повышению его внутреннего давления, и как результат, к сохранению прежнего режима работы его внутренних сопел.

Ситуация 2. Внешние сопла электрона и протона, ориентированные внутрь атома водорода, работают в режиме «звук». Во внутренней полости электрона накоплена энергия, которая достаточна при соответствующих внешних воздействиях для образования одной частицы Планка. Внутренние сопла электрона функционируют в «тлеющем» режиме. В этом случае для всех

$$y \leq \sqrt{\frac{h \text{сек}^{-1}}{8\pi \cdot r_0 \Delta P_{\min}^{\text{звук}}}} = 1,484837878 \times 10^2 \text{ см.} \quad (6.6.8)$$

следует ожидать, что сопла протона, расположенные в *кольце Д*, перейдут в режим «газ» и поэтому результирующая сила воздействия протона на электрон будет также определяться соотношением (6.6.7).

Значительные размеры областей возбуждения, которые определены соотношениями (6.6.6) и (6.6.8), свидетельствуют о том, что в исходном множестве атомов водорода благодаря воздействиям ударных волн будут происходить процессы, связанные с установлением в подобной системе вполне определенного теплового динамического равновесия. Поскольку эти процессы наблюдаются в реальной действительности, то мы еще раз убеждаемся в правоте наших взглядов на динамику функционирования рассматриваемых объектов. Кроме того, для нас важно подчеркнуть, что процессы диффузии частиц Планка как прообразы термоядерного синтеза происходят внутри атома водорода

## Глава 7

### Частные совпадения и предположения

#### § 7.1. Сдвиг Лэмба

Рассматриваемый квантовый эффект характеризует отклонение тонкой структуры уровней энергии водородоподобных атомов от предсказаний релятивистской квантовой механики, основанных на использовании решений уравнения Дирака. Согласно этому уравнению, в атоме водорода вырожденные уровни  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  должны иметь одну и ту же частоту излучения.

Однако измерения У. Лэмба и Р. Резерфорда показали, что между указанными выше гармониками существует частотный сдвиг, равный  $\Delta\nu_L = 1057,86$  мГц. Квантовая электродинамика лэмбовский сдвиг уровней объясняет своеобразными эффектами дрожания электрона, возникающими из-за его взаимодействия с неоднородным электромагнитным вакуумом, существующим внутри атома водорода [21]. Расчеты показывают, что принятие этого предположения действительно приводит к увеличению потенциала взаимодействия между протоном и электроном на величину, которая с высокой точностью совпадает с результатами реальных измерений.

Однако, по мнению автора, предложенное объяснение не раскрывает природу рассматриваемого явления и не связано с физикой испускания электроном квантов электромагнитного поля в процессе тормозного излучения. По этой причине автор предлагает изучить основные закономерности динамики движения электрона в водородоподобных атомах и, опираясь на них, сформулировать логически ясную гипотезу о причинах возникновения сдвига Лэмба.

Согласно теории Бора внутренняя энергия подобных атомов равна сумме кинетической и потенциальной энергий движущегося электрона:

$$E = \frac{m_e u^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} \quad (7.1.1)$$

( $Z$ -заряд ядра атома).

Для стационарных орбит справедливо:

$$E = -\frac{e^2 Z}{2a} \quad (7.1.2)$$

( $a$  - большая полуось орбиты).

Подставляя (7.1.2) в (7.1.1), получаем зависимости, которые хорошо известны в небесной механике:

$$u^2 = \mu(Z) \left\{ \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right\}, \mu(Z) = \frac{e^2 Z}{m_e}. \quad (7.1.3)$$

На основании этих соотношений взаимосвязь вариаций между  $u$  и  $a$  можно выразить в следующей форме:

$$2u\Delta u = \mu(Z) \frac{\Delta a}{a^2} \quad \text{или}$$
$$\Delta a = \frac{2a^2 u \Delta u}{\mu(Z)}. \quad (7.1.4)$$

Из (7.1.4) видно, что мгновенное изменение скорости  $u$  на величину импульса  $\Delta u$  приводит к мгновенному переходу электрона на другую орбиту с полуосью:

$$a^* = a + \Delta a^*. \quad (7.1.5)$$

Так как

$$a^* = \frac{n^2 a_0}{Z^*}; a = \frac{n^2 a_0}{Z}; a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2},$$

то нетрудно получить

$$\Delta Z^* = Z^* - Z \approx -\frac{Z^2}{n^2 a_0} \Delta a^*. \quad (7.1.6)$$

По нашим представлениям продолжительность полета электрона по дуге орбиты с полуосью  $a^*$  строго фиксирована и равна времени накопления энергии звуковых волн в его внутренней полости:

$$\Delta t_{\text{нак}} = \frac{1}{cR}.$$



Для рассматриваемых условий отношение  $\Delta t_{\text{нак}}$  к периоду излучения фотонов  $T_{\text{изл}}(n, Z)$  таково:

$$\frac{\Delta t_{\text{нак}}}{T_{\text{изл}}(n, Z)} = \frac{Z}{n^2}. \quad (7.1.7)$$

В связи с этим изменение внутренней энергии атома за счет воздействия импульса скорости  $\Delta u$  оказывается равным:

$$\Delta W \approx \frac{\Delta t_{\text{нак}}}{T_{\text{изл}}(n, Z)} \{W(n, Z) - W(n, Z^*)\} \approx \frac{Z^2}{n^2} \frac{e^2 Z}{n^2 a_0} \Delta Z^*. \quad (7.1.8)$$

Поскольку мы хотим отождествить величину  $\Delta W$  с энергией лэмбовского сдвига  $W_L = h\nu_L$ , то алгоритм расчета входящих переменных получается следующим:

$$\begin{aligned} \Delta Z^* &= \frac{n^4 a_0}{e^2 Z^3} W_L; \\ \Delta a^* &= -\frac{n^2 a_0}{Z^2} \Delta Z^*; \end{aligned} \quad (7.1.9)$$

$$\Delta u = \frac{\mu(Z)}{2a^2 u} \Delta a^* = -\frac{n^3 W_L}{2m_e \alpha \cdot c Z^3},$$

где  $u$  — скорость движения электрона по боровской орбите,

$$u = \frac{\alpha \cdot c Z}{n}; \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}.$$

Значения импульса торможения  $\Delta u$ , которые необходимы для достижения абсолютно точной имитации лэмбовского сдвига в атомах водорода, гелия и лития, приведены в таблице 7.1.1:

Таблица 7.1.1

Атом	$Z$	$n$	$\nu_L, \text{гц}$	$\Delta u \text{ см/сек}$
H	1	2	$1,05786 \times 10^9$	-140,68486
	1	3	$3,136 \times 10^8$	-140,75667
	1	4	$1,33 \times 10^8$	-141,50142

$H_e$	2	2	$1,40454 \times 10^{10}$	-233,48732
	2	3	$4,1824 \times 10^9$	-234,65431
	2	4	$1,768 \times 10^9$	-237,52024
$L_i$	3	2	$6,2765 \times 10^{10}$	-309,152628

Анализ этих данных показывает, что в рассматриваемых атомах при переходе электронов из одного возбужденного состояния в другое скорее всего срабатывает некий регулярно действующий механизм, который генерирует практически постоянные импульсы торможения. Однако в рамках теории Бора объяснить эти факты не удастся по многим причинам.

Поэтому мы предлагаем рассмотреть те же самые вопросы для модели, которая соответствует нашим представлениям о динамике движения электронов в водородоподобных атомах. Суть этой модели состоит в том, что электрон в точном соответствии с излучаемой частотой периодически входит в сферу отталкивания ядра радиуса  $r < r_0$ , тормозится в ней и в результате рождает частицу Планка. В рамках этой модели орбитальный полет электрона можно подразделить на три характерных участка (рис. 7.1.1):

1. Этап тормозного излучения электроном частиц Планка (участок АВ).

2. Этап накопления энергии звуковых волн во внутренней полости электрона (участок ВС).

3. Этап обычного движения электрона в кулоновском поле притяжения ядра с зарядом  $Z$  (участок СА).

Краткая характеристика процессов, происходящих на этих этапах, такова.

На этапе тормозного излучения при пересечении электроном сферы радиуса  $r < r_0$  давление потоков эфира и звуковых волн будет таким, что поверхностные сопла электрона перейдут в режим работы «газ» и электрон в течение некоторого времени  $\Delta t_m$  будет отталкиваться от ядра с силой (см. § 4.3):

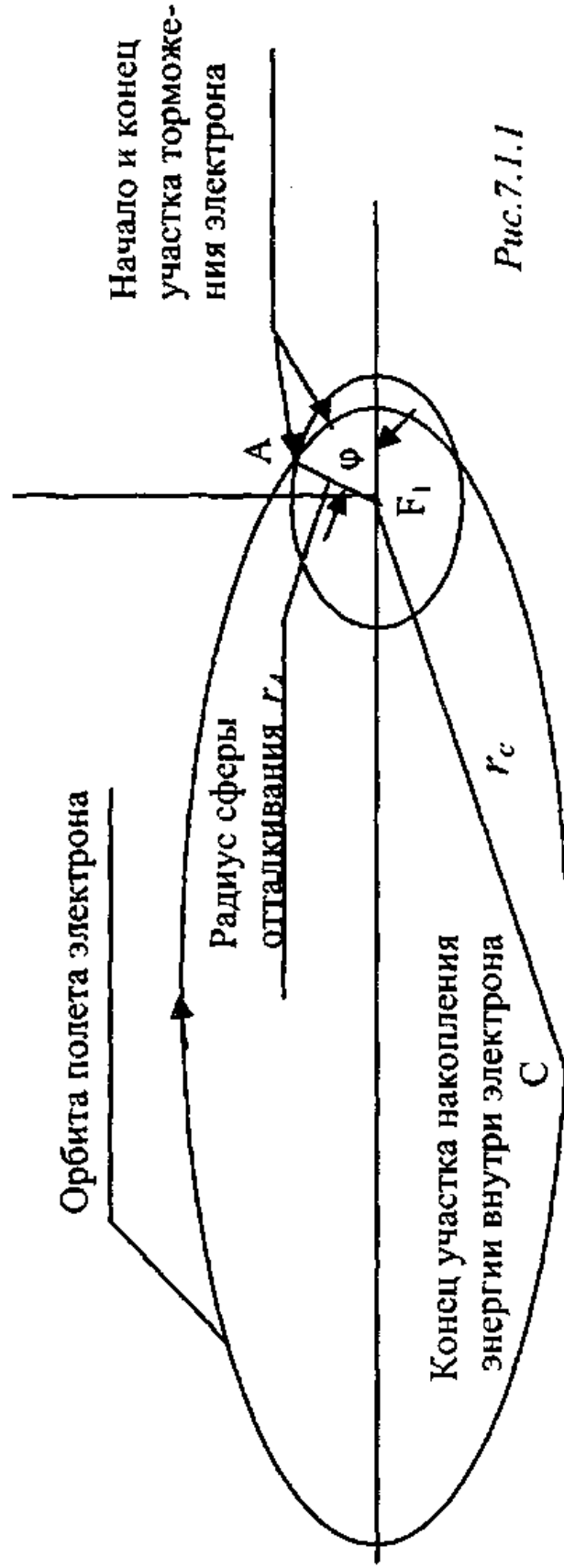


Рис.7.1.1

$$F_{om}(r) \approx 0.8 \frac{e^2 Z}{r^2}. \quad (7.1.10)$$

После излучения частицы Планка (в точке В) внутренние сопла электрона опять переходят в режим «звук», и поэтому с этого момента времени начинается новый процесс аккумуляции энергии звуковых волн во внутренней полости электрона. В соответствии с накопительным уравнением длительность этого процесса строго фиксирована и равна  $\tau_{\text{нак}} = l/cR$ .

На участке СА движение электрона происходит под воздействием начальных условий, сложившихся в точке С, и воздействием сил притяжения ядра с зарядом  $Z$ .

При таком описании орбитального полета электрона исходную задачу, предусматривающую определение сдвига Лэмба, можно сформулировать как задачу нахождения реальной длительности полета электрона около водородоподобного атома, когда заряд  $Z$ , а также главное  $n$  и азимутальное  $n_\varphi$  квантовые числа заданы.

Для этих условий в качестве начального приближения к искомой орбите естественно принять эллипс

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{a(Z, n)} \frac{1 + \varepsilon(Z, n) \cos \varphi}{1 - \varepsilon^2(Z, n)}$$

с параметрами

а) большая полуось

$$a(Z, n) = n^2 \frac{\hbar^2}{m_e e^2 Z};$$

б) малая полуось

$$b(Z, n) = a(Z, n) \frac{n_\varphi}{n};$$

с) эксцентриситет

$$\varepsilon(Z, n) = \sqrt{1 - \frac{n_\varphi^2}{n^2}};$$



d) частота обращения электрона на рассматриваемых орбитах

$$\nu(Z, n) = \frac{RcZ^2}{n^2}; \quad (R - \text{постоянная Ридберга}).$$

Если сдвиг Лэмба  $\Delta\nu_L(Z, n)$  нам известен, то соответствующее уменьшение периода обращения электрона на данной фиксированной орбите должно быть равным:

$$\Delta t_L(Z, n) = \frac{1}{\nu(Z, n)} - \frac{1}{\nu(Z, n) + \Delta\nu_L(Z, n)} \approx \frac{\Delta\nu_L(Z, n)}{\nu^2(Z, n)}$$

Поскольку мы ожидаем, что  $\Delta t_m \ll \Delta t_L(Z, n)$ , то было решено точки начала А и конца В тормозного излучения изображать совмещенными с одним и тем же значением полярного угла  $\varphi_A$ . Значение этого угла нетрудно найти из соотношения

$$\cos\varphi_A = \left[ \frac{a_0}{r_A} - 1 \right] \frac{1}{\varepsilon(Z, n)},$$

где  $r_A$  – радиус сферы отталкивания ядра.

С целью конкретизации проводимых расчетов примем  $Z=1$ ,  $n=2$ ,  $n_\varphi=1$  и будем считать, что длительность тормозного участка нам известна и равна  $\Delta t_m = 1,04202683996 \times 10^{-23}$  сек. Чертеж с соблюдением качественных закономерностей, характеризующих динамику такого полета электрона, представлен на рис. 7.1.2.

Для этих условий имеем:

$$\text{большая полуось } a = 2,116813848 \times 10^8 \text{ см,}$$

$$\text{малая полуось } b = 1,058406924 \times 10^8 \text{ см,}$$

$$\text{эксцентриситет } \varepsilon = \frac{\sqrt{2}}{3},$$

полярный угол точки А  $\cos\varphi(A) = 0,04259819452$ , скорость движения электрона  $u_A = 2,95412284128 \times 10^8$  см/сек,

$$\text{радиус сферы отталкивания } r_A = r_B = 0,510375151748 \times 10^8 \text{ см.}$$

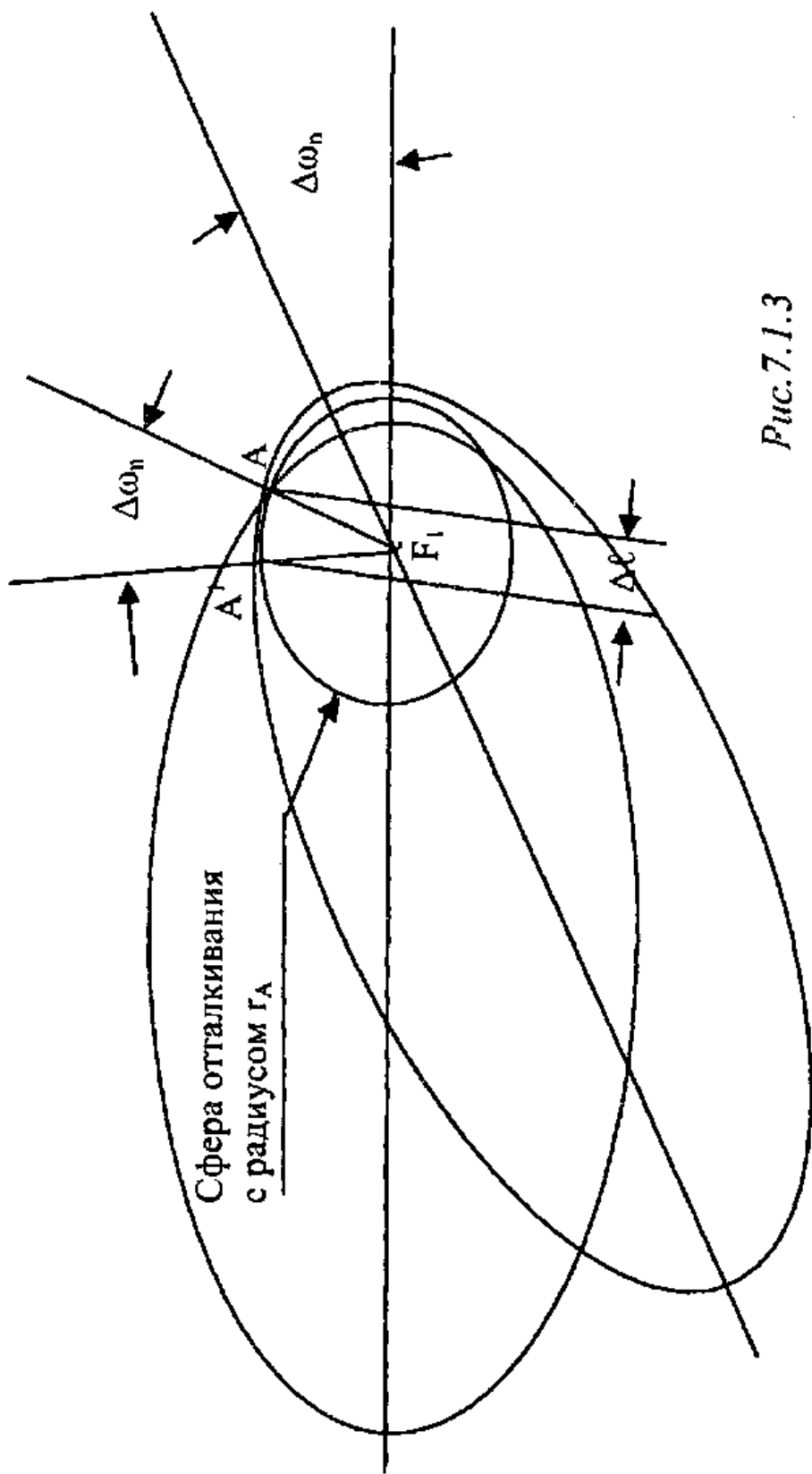


Рис. 7.1.3

Сила торможения  $F_{om}(r)$  создаст в точке А импульс торможения  $\Delta u_A$  следующей величины:

$$\Delta u_A = -\frac{F_{om}(r_A)}{m_e} \Delta t_m = -81,0394798103 \text{ см/сек.}$$

Составляющие этого вектора таковы:

- тангенсальная

$$\Delta u_A^r = \Delta u_A \cos \Psi_A = -52,0921776221 \text{ см/сек};$$

- нормальная

$$\Delta u_A^n = \Delta u_A \sin \Psi_A = -62,0762415346 \text{ см/сек.}$$

Известно, что нормальный импульс малой величины ( $\Delta u_A^n \ll \Delta u_A$ ) не изменяет пространственную ориентацию плоскости орбиты и слабо влияет на ее большую полуось. Однако этот импульс изменит аргумент перигея (рис. 7.1.3) и за счет этого пересечение орбиты электрона со сферой отталкивания будет происходить с упреждающим эффектом в точке А<sup>1</sup>.

Величину угла упреждения  $\Delta \omega_n$  можно найти так [19]:

$$\text{tg} \Delta \omega_n = \frac{2\epsilon a + r_A \cos \varphi_A}{(\epsilon a u_A - r_A \sin \varphi_A \Delta u_A^n)} \Delta u_A.$$

Если учесть, что  $\cos \varphi_A \ll 1, \Delta u_A^n \ll u_A$ , то нетрудно получить:

$$\Delta \omega_n \approx \frac{2\Delta u_A^n}{u_A} = 0,420268518742 \times 10^{-6}.$$

Отсюда время упреждения

$$\Delta t_y = \frac{\Delta \ell}{u_A} = 0,7260856116 \times 10^{-25} \text{ сек.}$$

Поскольку  $\Delta t_y \ll \Delta t_L(n, Z)$ , то влиянием воздействия нормального импульса  $\Delta u_A^n$  на траекторию полета мы будем пренебрегать.



Под воздействием тангенсального импульса торможения  $\Delta u_A^r$  электрон изменит не только большую полуось орбиты, но и аргумент ее перигея.

Взаимосвязь между величинами  $\Delta u_A^r$  и  $\Delta a^*$  нетрудно установить из соотношения (7.1.4):

$$\Delta a^* = \frac{2a^2 u_A m_e}{e^2} \Delta u_A^r.$$

Для рассматриваемых условий имеем:

$$\Delta a^* = -0,544615 \times 10^{13} \text{ см.}$$

Влияние  $\Delta u_A^r$  на аргумент перигея можно определить из соотношения [19]:

$$\text{tg} \Delta \omega_e = \frac{\sin \varphi_A \frac{\Delta u_A^r}{u_A}}{\varepsilon + \left[ \frac{2\varepsilon}{1-\varepsilon^2} (1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi_A) + \cos \varphi_A \right] \frac{2\Delta u_A^r}{u_A}}.$$

Так как в точке А  $\cos \varphi \ll 1$ ,  $\Delta u_A^r \ll u_A$ , то находим:

$$\Delta \omega_r \approx \frac{\sin \varphi_A}{\varepsilon} \frac{\Delta u_A^r}{u_A} = 0,203431843995 \times 10^{-6}.$$

Поскольку  $\Delta \omega_r < \Delta \omega_n$ , то по аналогии предположение о не существенности влияния  $\Delta \omega_r$  на период обращения электрона по орбите можно считать подтвержденным фактом.

Таким образом, мы приходим к выводу о том, что на участке накопления энергии звуковых волн во внутренней полости электрона (участок ВС) траектория его движения является кеплеровым эллипсом с большой полуосью  $a^* = a - \Delta a^* = 2,11680840185 \times 10^{-8} \text{ см}$  и эксцентриситетом  $\varepsilon^*$ , который нетрудно рассчитать из условий непрерывности орбиты в точке А. В нашем случае расчет величины  $\varepsilon^*$  сводится к решению уравнения:

$$\varepsilon^{*2} + \varepsilon^* \frac{\cos \varphi_A r_A}{a^*} + \frac{r_A - a^*}{a^*} = 0; \quad \varepsilon^* = 0,86607044134.$$

По своему физическому смыслу орбита с параметрами  $(a^*, \varepsilon^*)$  представляет собой траекторию движения электрона в поле протона с эквивалентным зарядом, равным:

$$Z^* = \frac{a}{a^*} = 1 + 2,5728119726 \times 10^{-6}; \Delta Z^* = 2,5728119726 \times 10^{-6}.$$

Обратный переход электрона на траекторию с параметрами  $(a, \varepsilon)$  происходит в точке  $C^*$  (рис.7.1.4).

Приближенную оценку условий этого перехода можно найти следующим образом. Сначала выразим площадь сектора  $F_1AC$ , предполагая, что электрон движется по дуге эллипса с параметрами  $(a, \varepsilon)$ :

$$S(\varphi_A, \varphi_C) = \frac{1}{2} \int_{\varphi_A}^{\varphi_C} r^2(\varphi) d\varphi = \frac{a^2(1-\varepsilon^2)}{2} \left\{ \frac{-\varepsilon \sin \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi} + \frac{2}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} \operatorname{arctg} \frac{(1-\varepsilon) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} \right\}.$$

Поскольку полет электрона по этой дуге при  $n=2$  происходит за одну четверть от периода обращения по орбите, то можно записать

$$S(\varphi_A, \varphi_C) = \frac{1}{n^2} \pi ab = \frac{1}{4} \pi ab$$

и из полученного соотношения рассчитать неизвестный параметр  $\varphi_C$ . Расчеты показывают, что в первом приближении справедливо  $\cos \varphi_C \approx -\varepsilon$  и поэтому  $r(\varphi_C) = a$ . С учетом этих сведений нетрудно получить

$$u_C^2(Z^*) - u_C^2(Z) = -\frac{e^2 \Delta Z^{*2}}{m_e a} \approx 2 \Delta u_C u_C \quad (7.1.12).$$

Полагая  $\varphi_{C^*} \sim \varphi_C$ , находим, что в точке  $C^*$  воздействие тангенсального импульса  $\Delta u_C^r \approx \Delta u_C$  приводит к такому незначительному уменьшению большой полуоси  $\Delta a^* = -a \Delta Z^{*2} = -6,61936144635 \times 10^{-12} a$ , что мы этой величиной будем пренебрегать.

Сказанное выше фактически означает, что приращение энергии  $\Delta W_L(n, Z^*)$  за счет сдвига Лэмба должно быть равным:

$$\Delta W_L(n, Z^*) = \frac{\Delta \tau_{\text{нак}}}{\tau(n, Z)} [W(n, Z) - W(n, Z^*)] \quad (7.1.13)$$

где  $\Delta \tau_{\text{нак}}$  – интервал накопления энергии звуковых волн во внутренней полости электрона;  $\tau(n, Z)$  – период обращения электрона по орбите;  $W(n, Z)$  – полная энергия электрона для заданных  $n, Z$ .

В рассматриваемом случае при  $Z=1$  и  $n=2$  имеем:

$$\tau(n, Z) = \frac{4}{cR};$$

$$W(n, Z) = -\frac{e^2}{2a};$$

$$W(n, Z^*) = -\frac{e^2(1 + \Delta Z^*)^2}{2a}.$$

Подставляя эти данные в (7.1.13), находим:

$$\Delta W(n=2, Z^* = 1 + \Delta Z^*) = \frac{e^2}{8a} [(1 + \Delta Z^*)^2 - 1] = 7,00956586178 \times 10^{-18} \text{ эрг.}$$

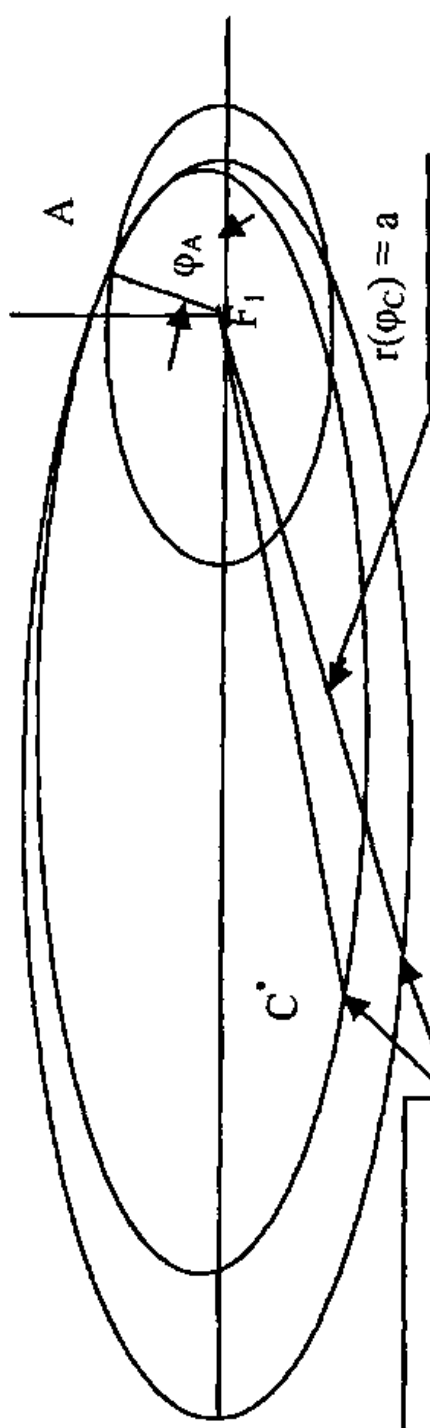
Откуда следует, что частота сдвига Лэмба должна быть равной

$$\Delta \nu_L(n=2, Z=1) = \Delta W(n=2, Z^* = 1 + \Delta Z^*) / h = 1,05785989713 \times 10^9 \text{ гц.}$$

Экспериментальное значение этой величины таково:

$$\Delta \nu_L^? = 1,05786(2) \times 10^9 \text{ гц.}$$

Сводные данные для водорода и гелия представлены в таблице 7.1.2.



Точки конца участка накопления энергии внутри электрона

Рис.7.1.4

Таблица 7.1.2

Атом	Z	N	$v_L \cdot 10^9$ , гц	$\Delta a^* \cdot 10^{13}$ , см	$\Delta Z^* \cdot 10^6$	$\Delta t_m \cdot 10^{-23}$ сек
H	1	2	1,05786	- 0,5446150	2,57281197	1,042026838
	1	3	0,3136	- 1,83902117	3,86119929	0,64059933
	1	4	0,133	- 4,38222564	5 5,17549718	0,4703309
He	2	2	3,40454	- 0,22596816	4,26996758	1,439600578
	2	3	4,1824	-	6,43696382	0,803529245
	2	4	1,768	0,776645429 - 1,82043584	8,59988630	0,572241522

Из физических соображений следует, что длительность тормозного участка  $\Delta t_m$  определяется продолжительностью выброса частиц Планка из внутренней полости электрона под воздействием избыточного давления, создаваемого в ней к данному моменту времени. Поскольку зависимость этого давления от условий входа электрона в сферу отталкивания является очевидным фактом, то эмпирическую связь  $\Delta t_m$  с независимыми переменными можно выразить в следующей форме:

а) для водорода ( $Z=1$ )

$$\Delta t_m = \frac{3,95574463 \times 10^{-15}}{nv_A \cos \Psi_A};$$

б) для гелия ( $Z=2$ )

$$\Delta t = \frac{6,567967079 \times 10^{-15}}{nv_A \cos \Psi_A}.$$

Диапазон и характер изменения  $\Delta t_m$  свидетельствуют как о физической непротиворечивости рассматриваемой модели орбитального полета электрона, так и о возможности расчета сдвига Лэмба на основе известных законов небесной механики. По этим причинам выдвинутую гипотезу о том, что сдвиг Лэмба является простым следствием условий, возникающих в момент торможения электрона, можно признать весьма правдоподобным суждением.

## § 7.2. Излучение газов

Накопительное уравнение (3.3.2) можно записать в следующей эквивалентной форме:

$$J_\nu = \frac{1}{2} \rho \cdot c^3 4\pi \cdot r_e^2 dt_\nu = \frac{h\nu}{\Theta_{en}}, \quad (7.2.1)$$

$$dt_\nu = \frac{\nu}{\nu_H} \text{сек}, \quad \nu_H = cR,$$

где  $\nu$  – частота, излучаемая диполем.

Исходя из физического смысла величину  $J_\nu$  следует отождествить с той энергией, которую нужно каждую секунду дополнительно подводить к каждому осциллятору для непрерывного генерирования им квантов электромагнитного поля частоты  $\nu$ .

В соответствии с законами классической молекулярной физики величина энергии  $J_\nu$  должна удовлетворять соотношению:

$$J_\nu = \frac{3}{2} kT, \quad (7.2.2)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана

$$k = 1,380662(44) \times 10^{-16} \text{ эрг/град};$$

$T$  – температура в окрестности осциллятора по шкале Кельвина.

Сочетая (7.2.1) с (7.2.2), нетрудно получить:

$$\Theta_{en} \frac{3}{2} kT = h\nu. \quad (7.2.3)$$

Поскольку  $\Theta_{en} \sim 2/3$ , то для одноосцилляторных газов должно наблюдаться следующее примерное равенство:

$$kT \approx h\nu. \quad (7.2.4)$$

Экспериментальные данные о частотах излучения некоторых газов [20], находящихся в нормальных условиях ( $T = 273^0$ ), приведены в таблице 7.2.1.

Таблица 7.2.1

Газ	Частота излучения $\nu$ , $10^{12}$ гц	Энергия $h\nu$ , $10^{-14}$ эрг
Водород	5,6949466	3,7735718
Гелий	5,6938881	3,7728704
Метан	5,683051	3,7656896
Аммиак	5,6088683	3,7165348
Неон	5,6910586	3,7709955
Азот	5,6881303	3,7690552
Окись углерода	5,6881223	3,7690499
Воздух	5,6896867	3,7700865
Кислород	5,6860487	3,7676759
Фтор	5,6989509	3,7762251
Аргон	5,6862943	3,7678386
Двуокись углерода	5,6524874	3,7454376
Хлор	5,6019842	3,7119733
Криптон	5,7386411	3,8025245
Ксенон	5,6982225	3,7757425

Для этих условий величина  $kT = 3,76920726 \times 10^{-14}$  эрг/град. Если сравнить результаты третьей колонки с величиной  $kT$ , то становится очевидным, что соотношение (7.2.4) выполняется с достаточно высокой точностью, а поэтому накопительное уравнение (3.3.2) можно считать той закономерностью, которая определяет энергетические возможности водородоподобных атомов в возбужденных состояниях. Кроме того, из соотношения (7.2.4) следует, что шкала в диапазоне температур

$$T \in \left[ 0 \div T_H = \frac{\nu_H h}{k} \approx 1,58 \times 10^5 \text{ град} \right]$$

линейна, а частоты  $\nu > \nu_H = cR$  не могут излучаться одиночными осцилляторами. Поэтому весь спектр излучения  $\nu > \nu_H$  нужно рассматривать как результат синхронного коллективного излучения электронов в поле зарядов с  $Z > 1$ .

### § 7.3. Структура нейтрона

Нейтрон является электрически нейтральной частицей, которая устойчива только в составе стабильных атомных ядер. Время жизни в свободном состоянии в среднем равно 15,3 мин. Масса этой частицы  $m_N$  несколько превышает массу протона  $m_p < m_N = 1,675 \times 10^{-24} \text{ г}$ .

Если принять  $\eta = 0$  и считать, что сотовые мидели протона и нейтрона равны друг другу  $S_N^{com} = S_n^{com}$ , то из основных уравнений теории нетрудно получить

$$\Theta_{Nn} = \Theta_{Ne} = \frac{\Theta_{ne}}{2}.$$

В теории истечения газов из сопел Лавалья считается, что сопла, перешедшие в режим работы «звук» весь газ излучают в виде звуковых волн, представляющих собой чередующиеся области повышенного и пониженного давления. Если в области пониженного давления давление считать близким к нулю, то параметры  $\Theta_{en}$  и  $\Theta_{ne}$  для протона и электрона мы вынуждены принять равными единице, т.е.  $\Theta_{en}^* = \Theta_{ne}^* = 1$ .

Поскольку отраженные потоки эфира в дальней зоне  $r \gg r_n \sim r_e$  обладают свойствами центральной сферической симметрии, то коэффициент текучести (отражения частиц) газа  $\eta^*$  можно рассчитывать по формуле:

$$\eta^* = 1 - \Theta_{en},$$

где  $\Theta_{en}$  – параметр, полученный при  $\eta = 0$ .

При такой интерпретации процессов плотность эфира должна быть равной:

$$\rho^* = \rho / \eta^*. \quad (7.3.1)$$

Для нейтрона, если сохранить величину  $\eta^* = 1 - \Theta_{en}$ , то нетрудно получить

$$\Theta_{Nn} = \Theta_{Ne} = \frac{1}{2}. \quad (7.3.2)$$



Нейтрон

Внешнее давление

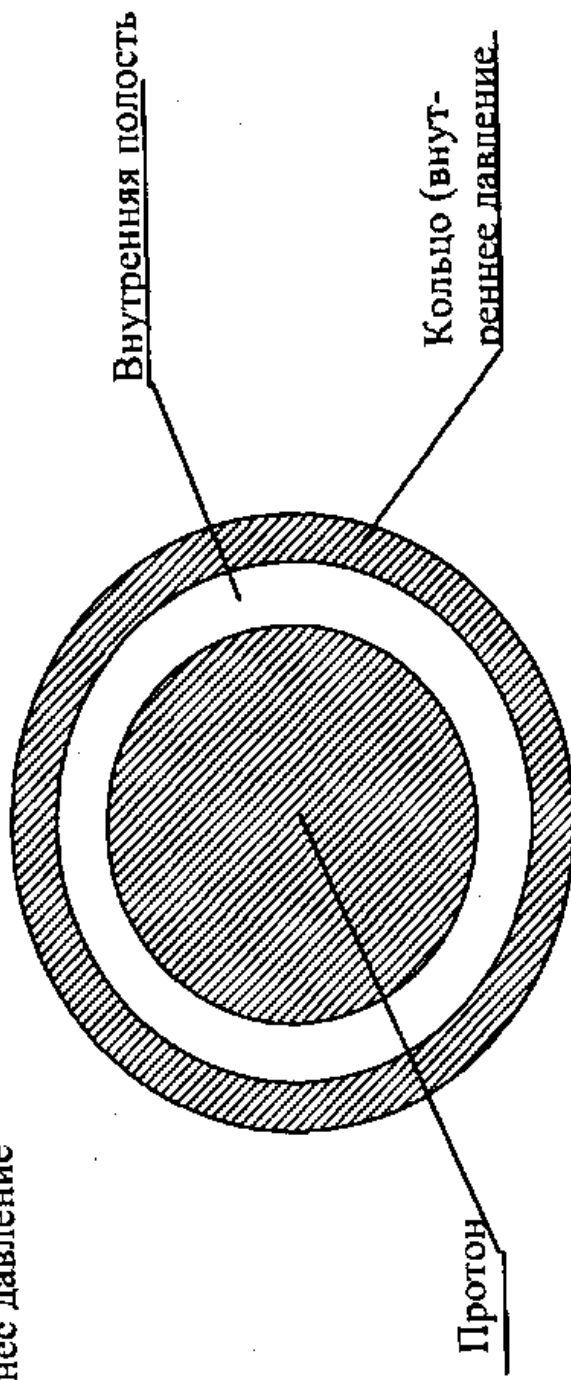


Рис. 7.3.1

Для нейтрона условия (7.3.2) фактически означают, что половина внешних сопел должна работать в режиме «звук»  $\Theta_{Ne}^* = \Theta_{Nn}^* = 1$ , а вторая половина в режиме «газ»

$$\Theta_{Ne}^* = \Theta_{Nn}^* = 0.$$

Анализ показывает, что для нейтрона подобные условия работы можно достичь, если считать, что он состоит из протона, сферической оболочки, состоящей из частиц Планка, и полости, в которой находится эфир и распространяющиеся в нем стоячие звуковые волны (7.3.1)

Выбором этой конструкции нейтрона автор хотел показать, что стоячая звуковая волна, образующаяся в во внутренней полости, способна за счет модуляции внутреннего давления в сферическом кольце  $p_1$  обеспечить условия, при которых усредненные значения параметров  $\Theta_{Nn}$  и  $\Theta_{Ne}$  будут удовлетворять соотношению (7.3.2). Проведение более глубоких термодинамических расчетов подобной конструкции нейтрона не входило в планы автора.

#### § 7.4. Дорожка стабильности ядер

Для стабильных и долгоживущих ядер зависимость между числом нейтронов  $N$  и числом протонов  $Z$  носит название дорожки стабильности (рис. 7.4.1) [22].

При этом для легких стабильных ядер  $N \sim Z$ , а для тяжелых  $N > Z$ . В физике ядра принято считать, что за такой ход линии стабильности отвечает кулоновское взаимодействие. Без него в стабильных ядрах должно быть  $N \sim Z$ .

В рамках созданной теории поля наблюдаемую  $NZ$  – диаграмму можно объяснить на основании следующих соображений.

Из экспериментальных данных следует, что радиус ядра  $r(N, Z)$  выражается следующим приближенным соотношением:

$$r(N, Z) \approx [1,2 \cdot \sqrt[3]{N+Z} - 0,5] \times 10^{-13} \text{ см.} \quad (7.4.1)$$

В свободном пространстве поток эфира, проходящий через сферу радиуса  $r(N, Z)$  за 1 сек, равен:

$$\Phi\{r(N, Z)\} = \frac{1}{2} 4\pi \cdot r^2(N, Z) \rho \cdot c^3 \text{ 1сек} . \quad (7.4.2)$$

В тех же условиях через протон проходит поток эфира следующей величины:

$$\Phi\{r_n\} = \frac{1}{2} 4\pi \cdot r_n^2 \rho \cdot c^3 \text{ 1сек} . \quad (7.4.3)$$

Если найти отношение

$$Z^* = \frac{\Phi\{r(N, Z)\}}{\Phi\{r_n\}} = \frac{r^2(N, Z)}{r_n^2}, \quad (7.4.4)$$

то можно говорить о том, что в ядре с радиусом  $r(N, Z)$  нормально функционирующих протонов должно быть равным  $Z^*$ , т.е.

$$Z = Z^* . \quad (7.4.5)$$

Кривая изменения  $Z^*$  как функция  $N$  и  $Z$  при  $r_n = 0,8 \times 10^{-13}$  см практически совпадает с дорожкой стабильности.

Таким образом, мы приходим к очень простому выводу, что в устойчивых ядрах число протонов определяется величиной потока эфира, протекающего через сферу ядра с радиусом  $r(N, Z)$ , а число нейтронов равно  $N = A - Z$ , где  $A$  – массовое число ядра. Кроме того, необходимо отметить, что все протоны расположены на поверхности ядра, а поэтому нейтроны в ядре функционируют под воздействием потоков эфира меньшей интенсивности. В связи с этим в центре ядра, скорее всего, существует область пониженного давления.

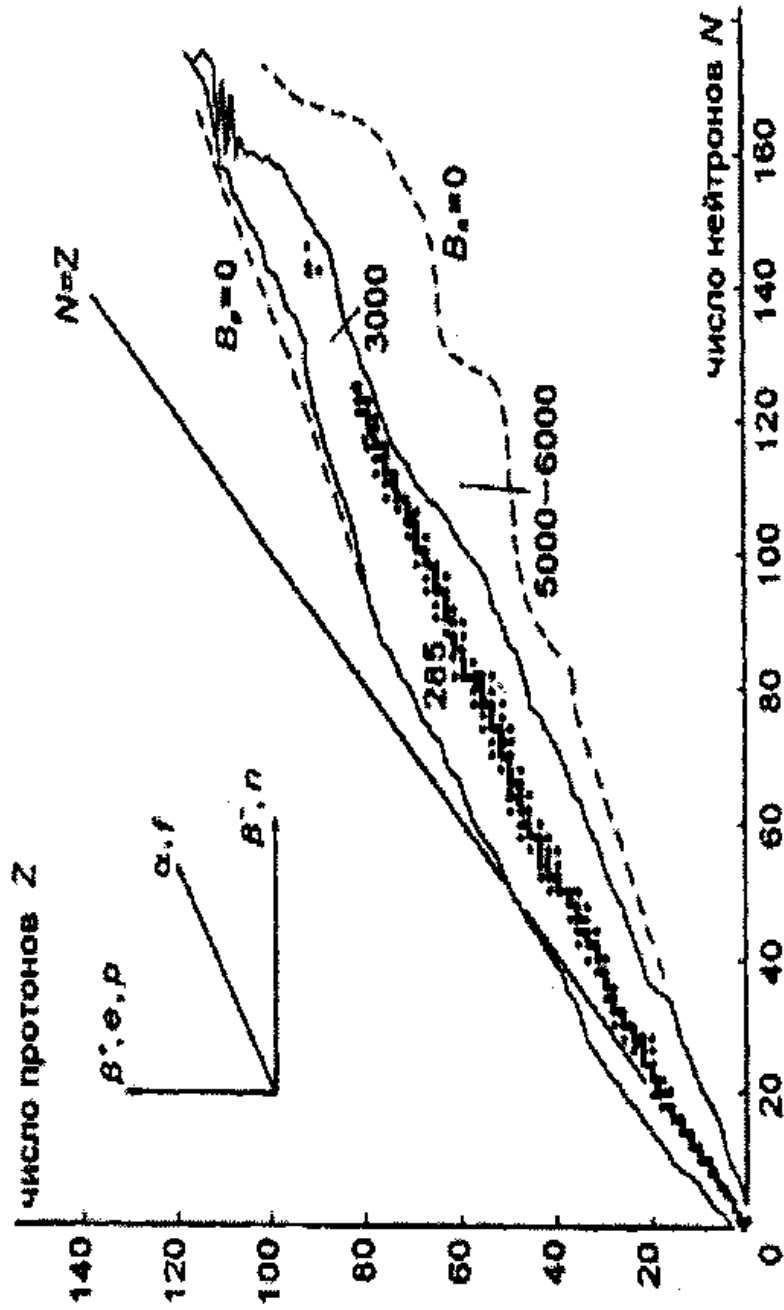


Рис. 7.4.1

## § 7.5. Эксперимент Майкельсона – Морли

Последние тридцать лет своей жизни А.Эйнштейн посвятил созданию единой теории электромагнитных и гравитационных явлений. В основу этих исследований были положены идеи и методы специальной и общей теории относительности. По признанию Эйнштейна [11], его взгляды на реальный мир сложились в результате развития теории электромагнетизма Максвелла для условий, когда в окружающем пространстве эфира нет, а математические преобразования Лоренца-Фитцджеральда полностью характеризуют все многообразие взаимодействий и движений материальных тел.

Однако на этих принципах создать объединенную теорию рассматриваемых явлений Эйнштейну не удалось.

По мнению автора, наиболее вероятная причина этой неудачи состоит в том, что, отрицая эфир, А. Эйнштейн фактически исключил всякую возможность построения физических полей и элементарных частиц из материи некоего первичного начала. К отрицанию эфира А. Эйнштейн пришел на основании анализа результатов известного опыта Майкельсона – Морли (рис.7.5.1).

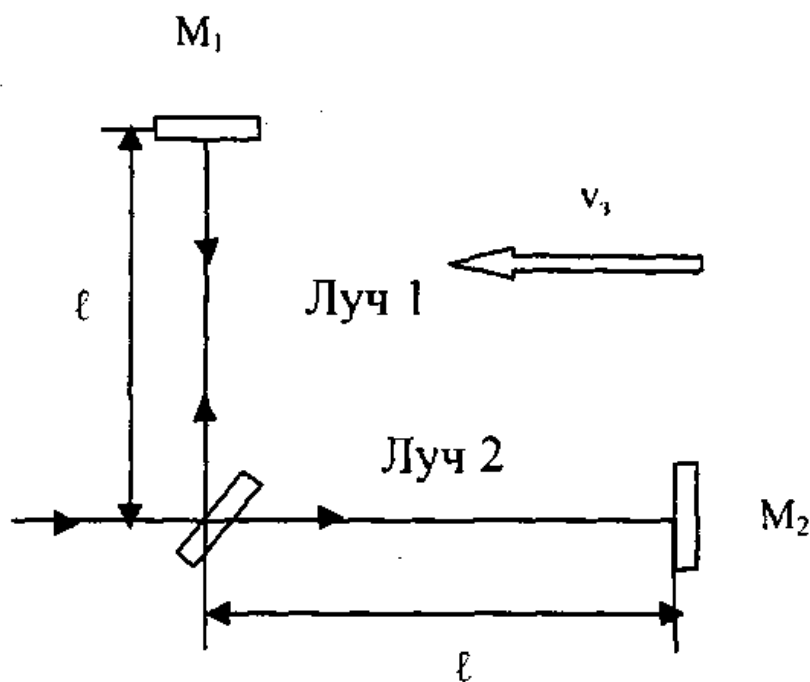


Рис.7.5.1

При постановке опыта Майкельсон считал, что свет представляет собой поток *корпускул*, которые движутся с постоянной скоростью и при этом не испытывают аэродинамического сопротивления со стороны эфира. В явной форме это предположение выразилось в том, что он абсолютную скорость движения корпускул сквозь эфир всегда вычислял как геометрическую сумму скоростей света и Земли. По оценкам Майкельсона разность хода лучей 1 и 2 должна быть равной:

$$\Delta t^* = \frac{\ell}{c} \frac{u_{\text{Земли}}^2}{c^2} \approx \frac{\ell}{c} \times 10^{-8}. \quad (7.5.1)$$

Ожидалось, что при длине плеча интерферометра  $\ell = 11$  м и длине волны  $\lambda = 0,59$  мкм смещение интерференционной картинке между лучами 1 и 2 будет составлять не менее *0,4 полосы*. Предельная чувствительность созданного Майкельсоном интерферометра позволяла фиксировать изменения в *0,01 полосы*. Однако в опытах, производимых многократно в различное время года, смещения интерференционных полос никогда не наблюдалось.

На основании этих данных А. Эйнштейн сделал вывод о том, что эфира нет, а скорость света в вакууме одинакова во всех инерциальных системах отсчета и не зависит от движения источников и приемников света.

Однако если к опыту Майкельсона подходить с учетом *волновой* природы света, то неизменность интерференционной картинке можно объяснить тем, что кванты света движутся на гребне звуковых волн, которые при своем образовании приобретают в среде скорость, зависящую от направления и скорости движения Земли. При движении интерферометра в такой среде процессы взаимодействия лучей света в нем будут происходить следующим образом.

Итак, пусть излучающий электрон зеркала Р в начальный момент времени направил два луча: первый в сторону зеркала М<sub>1</sub>, а второй в сторону зеркала М<sub>2</sub> (рис. 7.5.2).

Очевидно, что при выбранном направлении скорости движения Земли луч 2 излучен в область пониженного дав-

ления, т.е.  $p_2^{(2)} < p_2^{(1)}$ . Из общих соображений также ясно, что величина давлений  $p_2^{(1)}$ ,  $p_2^{(2)}$  в этих средах будет определяться как хаотическим движением частиц эфира, так и организованным их движением, обусловленным скоростью и направлением перемещения Земли в пространстве.

Если на выбранный излучающий элемент натянуть замкнутую оболочку, то нетрудно показать, что количество утекающего в нее эфира будет величиной постоянной и не-

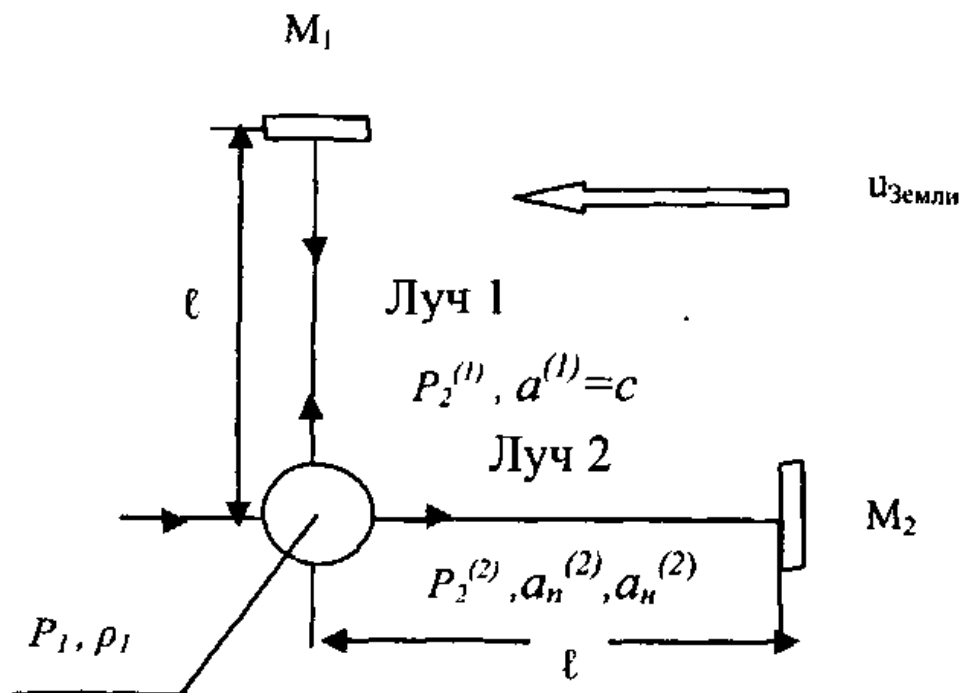


Рис.7.5.2

зависящей от скорости движения Земли. В нашем случае это означает, что в теле электрона давление  $p_1$  и плотность  $\rho_1$  эфира постоянны, а поэтому скорость истечения из электрона звуковых волн будет определяться давлением во внешней среде.

Полагая, что процессы истечения эфира из вещества с сотовой структурой происходят как из коноидальных сопел, то для определения скорости распространения звуковых волн в адиабатическом газе можно использовать соотношение

$$a = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}, \quad (7.5.2)$$

где  $p_2$  – давление в среде;  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Очевидно, что дополнительные потоки эфира, возникающие из-за движения Земли, не будут оказывать никакого влияния на величину  $p_2^{(1)}$ . Поэтому давление  $p_2^{(1)}$  можно определить через внутреннее давление в свободном эфире  $p_{\text{вн}}$ , т. е.

$$p_2^{(1)} = p_{\text{вн}} = \frac{1}{2} \frac{\rho \cdot c^2}{\gamma}, \quad (7.5.3)$$

где  $\rho$  и  $c$  – плотность и скорость звука в эфире.

При записи соотношения коэффициент  $1/2$  введен потому, что величина  $p_2^{(1)}$  характеризует интенсивность только тех потоков эфира, которые набегают на электрон с одной стороны.

Для этих условий имеем:

$$a^{(1)} = c = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (7.5.4)$$

Давление  $p_2^{(2)}$  можно найти так:

$$p_2^{(2)} = p_2^{(1)} - \Delta p_{\text{Земли}}, \quad (7.5.5)$$

где  $\Delta p_{\text{Земли}} = \frac{1}{2} \rho \cdot u_{\text{Земли}}^2$  – давление, возникающее из-за

уменьшения скоростного напора потоков эфира в подветренной области.

Подставляя  $\Delta p_{\text{Земли}}$  в соотношение (7.5.2), для условий  $\gamma=1.5$  и  $\Delta p_{\text{Земли}} \ll p_{\text{вн}}$  нетрудно получить:

$$a_{\text{н}}^{(2)} = c \sqrt{1 + 2 \frac{u_{\text{Земли}}^2}{c^2}}. \quad (7.5.6)$$

Из этого следует, что при излучении луча 2 в наветренную область его скорость будет равной:

$$a_{\text{н}}^{(2)} = c \sqrt{1 - 2 \frac{u_{\text{Земли}}^2}{c^2}}. \quad (7.5.7)$$

В абсолютной системе координат скорости лучей равны:



$$\begin{aligned}
 a_*^{(1)} &= \sqrt{c^2 + u_{\text{Земли}}^2}; \\
 a_n^{(2)} &= c \sqrt{1 + 2 \frac{u_{\text{Земли}}^2}{c^2}} - u_{\text{Земли}} \\
 a_n^{(2)} &= c \sqrt{1 - 2 \frac{u_{\text{Земли}}^2}{c^2}} + u_{\text{Земли}}
 \end{aligned}
 \tag{7.5.8}$$

Значения  $a^{(1)}, a_n^{(2)}, a_n^{(2)}$  характеризуют скорости распространения звуковых волн в системе координат, связанной с движущейся Землей. В этой подвижной системе координат лучи, двигаясь от зеркала  $P$  к зеркалам  $M_1$  и  $M_2$  и обратно, всегда проходят одно и то же расстояние  $\ell$ . Поэтому времена распространения лучей 1 и 2 можно найти из следующих соотношений:

а) до зеркала  $M_1$  и обратно

$$t_1 = \frac{2\ell}{a^{(1)}} = \frac{2\ell}{c}; \tag{7.5.9}$$

б) до зеркала  $M_2$  и обратно ( $u_{\text{Земли}} \ll c$ )

$$t_2 = \frac{\ell}{a_n^{(2)}} + \frac{\ell}{a_n^{(2)}} \approx \frac{2\ell}{c} \frac{1}{1 - \frac{u_{\text{Земли}}^4}{c^4}}. \tag{7.5.10}$$

Отсюда разность хода между лучами 1 и 2 оказывается равной:

$$\Delta t = t_2 - t_1 \approx \frac{2\ell}{c} \frac{u_{\text{Земли}}^4}{c^4} \approx \frac{2\ell}{c} \times 10^{-16} \tag{7.5.11}$$

Так как  $\Delta t \ll \Delta t^*$ , то необычайную устойчивость результатов всех опытов Майкельсона можно объяснить тем, что использование интерферометров подобного типа для измерения столь малых промежутков времени  $\Delta t \sim 10^{23}$  сек оказывается физически нереализуемой операцией.

Поскольку несостоятельность теоретических взглядов Майкельсона о динамике анализируемых процессов становится очевидным фактом, то выводы А. Эйнштейна об отсутствии эфира и о постоянстве скорости распространения

света во всех инерциальных системах координат следует признать глубоко ошибочными заключениями.

## § 7.6. Шаровая молния

В настоящее время существует довольно большое число гипотез о природе шаровой молнии. Теоретические оценки основных параметров шаровой молнии таковы [29,30]:

1. Наиболее вероятная плотность энергии

$$\rho_{ш} = (0,2 - 0,4) \times 10^7 \text{ эрг/см}^3.$$

Предполагают, что максимальная плотность энергии может составлять

$$\rho_{ш, \max} \sim 2 \times 10^{11} \text{ эрг/см}^3.$$

2. Средняя концентрация ионов и электронов в газах  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO_2$  равна:

$$n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что шаровая молния светит, но не греет. С целью определения абсолютной температуры шаровой молнии  $T_{шар}$  составим уравнение баланса для ее плотности энергии:

$$\rho \frac{u^2}{2} = \rho \cdot c_p (T_{шар} - T_{среды}), \quad (7.6.1)$$

где  $\rho$  – плотность воздуха;

$u$  – скорость движения ионов и электронов;

$c_p$  – теплоемкость воздуха;

$T_{среды}$  – абсолютная температура среды,  $K^0$ .

Полагая, что скорость движения электронов и ионов равна скорости звука в воздухе  $u = a$ , для  $T_{среды} = 293 K^0$  находим  $a = 342,4 \text{ м/сек}$ ,  $c_p = 0,237 \text{ кал/г} \times \text{град}$  и далее из соотношения (7.6.1) получаем:

$$\Delta T_{изб} = T_{шар} - T_{среды} \approx 59 \cdot K^0$$

$$T_{шар} \approx 352 \cdot K^0$$

Из этого следует, что температура шаровой молнии незначительно превышает температуру окружающей сре-

ды, а поэтому она не может излучать большое количество теплоты.

Поскольку в реальных наблюдениях видна только внешняя поверхность шаровой молнии, то структуру шаровой молнии можно представить следующим образом (рис. 7.6.1).

По мнению автора, внутри шаровой молнии находится обычная среда. Этот вывод следует из того факта, что электрический ток распространяется только по поверхности проводника, а электрического тока внутри проводника нет.

На поверхности шаровой молнии электроны и ионы находятся в агрегатном состоянии, который соответствует режиму работы «звук». Это означает, что все электроны и ионы притягиваются друг к другу с кулоновскими силами

$$\Delta F_{cv} = \frac{e^2}{r_{cp}^2}, \quad (7.6.2)$$

где  $r_{cp}$  — среднее расстояние между двумя взаимодействующими объектами.

В нашем случае имеем

$$r_{cp} = \sqrt[3]{\frac{1}{n}} = 2,154 \times 10^{-5} \text{ см}. \quad (7.6.3)$$

Кроме того, если рассчитать радиус Дебая (радиус полной экранировки зарядов)

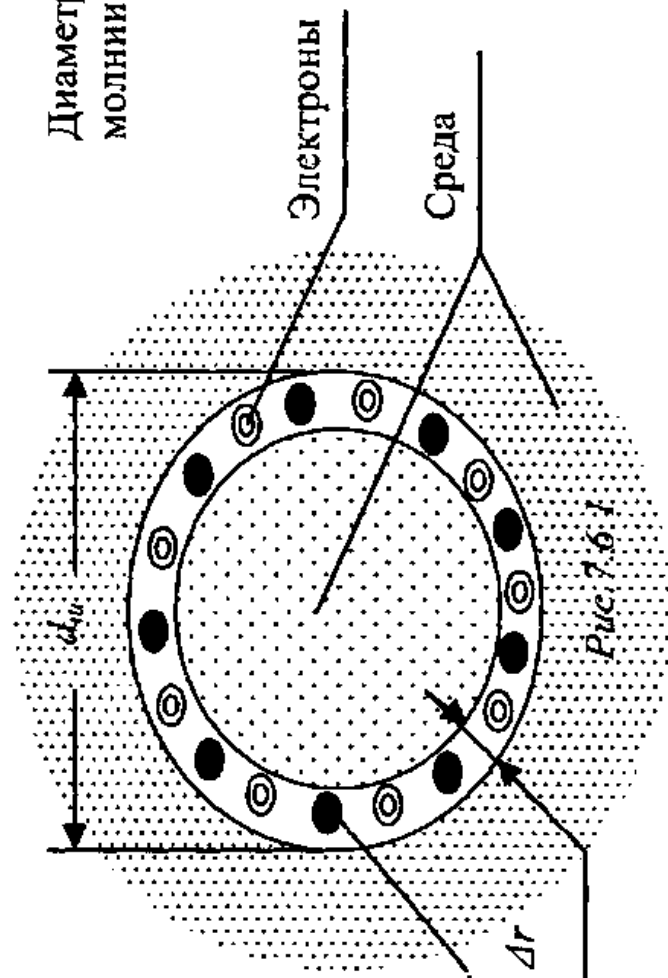
$$R_d = \sqrt{\frac{kT}{4\pi \cdot ne^2}} = 1,2944746 \times 10^{-5} \text{ см},$$

то неравенство  $R_d < r_{cp}$  будет также свидетельствовать о справедливости сделанного выше предположения о структуре шаровой молнии.

При такой структуре шаровая молния может удерживаться только за счет своего поверхностного натяжения.

Полагая, что ионы и электроны, расположенные на поверхности шаровой молнии, взаимодействуют только друг с другом, то при их плотной упаковке число связей будет

Диаметр шаровой  
молнии  $d_{ш} = 2r_{ш}$



Ионы

Толщина поверхностного слоя  $\Delta r$

Рис. 7.6.1

равным  $n_{св} = 6$ . Отсюда следует, что для расчета энергии связи шаровой молнии можно использовать соотношение:

$$\Delta E_{ш,св} = N_{пов} n_{св} \Delta E_{св}^1, \quad (7.6.4)$$

где  $N_{пов}$  – суммарное число ионов и электронов на поверхности шаровой молнии

$$N_{пов} = \frac{4\pi \cdot r_{ш}^2}{\pi \cdot (r_{ср} / 2)^2}; \quad (7.6.5)$$

$\Delta E_{св}^1$  – энергия связи между двумя взаимодействующими объектами.

Поскольку ионы и электроны взаимодействуют электрическим способом, то на основании соотношения (2.3.4) можно записать:

$$\Delta E_{св}^1 = \Delta F_{св} a \times 1сек \quad (7.6.6)$$

При  $r = 10$  см расчеты дают следующую оценку:

$$\Delta E_{ш,св} = 0,5870784 \times 10^4 \text{ эрг.}$$

Поэтому концентрация энергии шаровой молнии получается равной:

$$\rho_{ш} = \frac{\Delta E_{ш,св}}{V_{ш}} = 0,140154765 \times 10^7 \text{ эрг/см}^3,$$

где  $V_{ш}$  – объем шаровой молнии.

Важно отметить, что полученные оценки  $\Delta E_{ш,св}$  и  $\rho_{ш}$  соответствуют тем значениям, которые в настоящее время считаются наиболее вероятными.

Если принять концентрацию электронов и ионов в шаровой молнии равной  $n = 14 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , то оценки  $\Delta E_{ш,св} = 0,594710062 \times 10^9 \text{ эрг}$  и  $\rho_{ш} = 1,41976689 \times 10^{11} \text{ эрг/см}^3$  оказываются достаточно близкими величинами к теоретически ожидаемым значениям.

## § 7.7. Сопло с сотовой структурой

### 1. Предварительные сведения.

Известно, что в капле дождя под воздействием поверхностного натяжения  $\sigma$ , создаваемого гравитационным полем Земли, создается большое внутреннее давление  $\Delta P$  порядка десятков тысяч атмосфер. Если каплю рассечь диаметральной плоскостью, то оба полушария будут притягиваться друг к другу с силой  $F$ , равной

$$F = \Delta P \times \pi R^2,$$

где  $R$  – радиус капли дождя.

Поскольку средний размер капли имеет сечение  $S = \pi R^2 \sim (0,3-0,7) \text{ см}^2$ , то нетрудно убедиться в том, что сила взаимодействия полушарий капли будет весьма значительной величиной  $\sim 10^4 - 10^5 \text{ кг/см}^2$ .

### 2. Основная идея эксперимента.

В связи со сказанным выше практический интерес представляет собой задача определения полного аэродинамического сопротивления полусферы, состоящей из одного слоя шариков, соединенных друг с другом упругими связями (рис. 7.7.1).

Исходя из физического смысла следует, что сила полного аэродинамического сопротивления сотовой полусферы будет состоять из трех сил: силы суммарного лобового сопротивления шариков  $F_{\text{лоб}}$ , расположенных на ее поверхности, силы  $F_{\text{реак}}$ , развиваемой реактивной струей и силы  $F_{\text{аэроз}}$ , образующейся в результате сжатия шариков при их обтекании набегающими потоками газа.

Математическое выражение для суммарной силы лобового сопротивления шариков можно записать в следующей форме:

$$F_{\text{лоб}} = \frac{1}{2} c_x''' \rho \cdot v^2 S_c \frac{1}{a}, \quad (7.7.1)$$

где  $c_x'''$  – коэффициент полного лобового сопротивления шарика;  $S_c$  – мидель полусферы  $S_c = \pi r_c^2$ ;  $a$  – коэффициент, характеризующий суммарную площадь отверстий на поверхности полусферы.

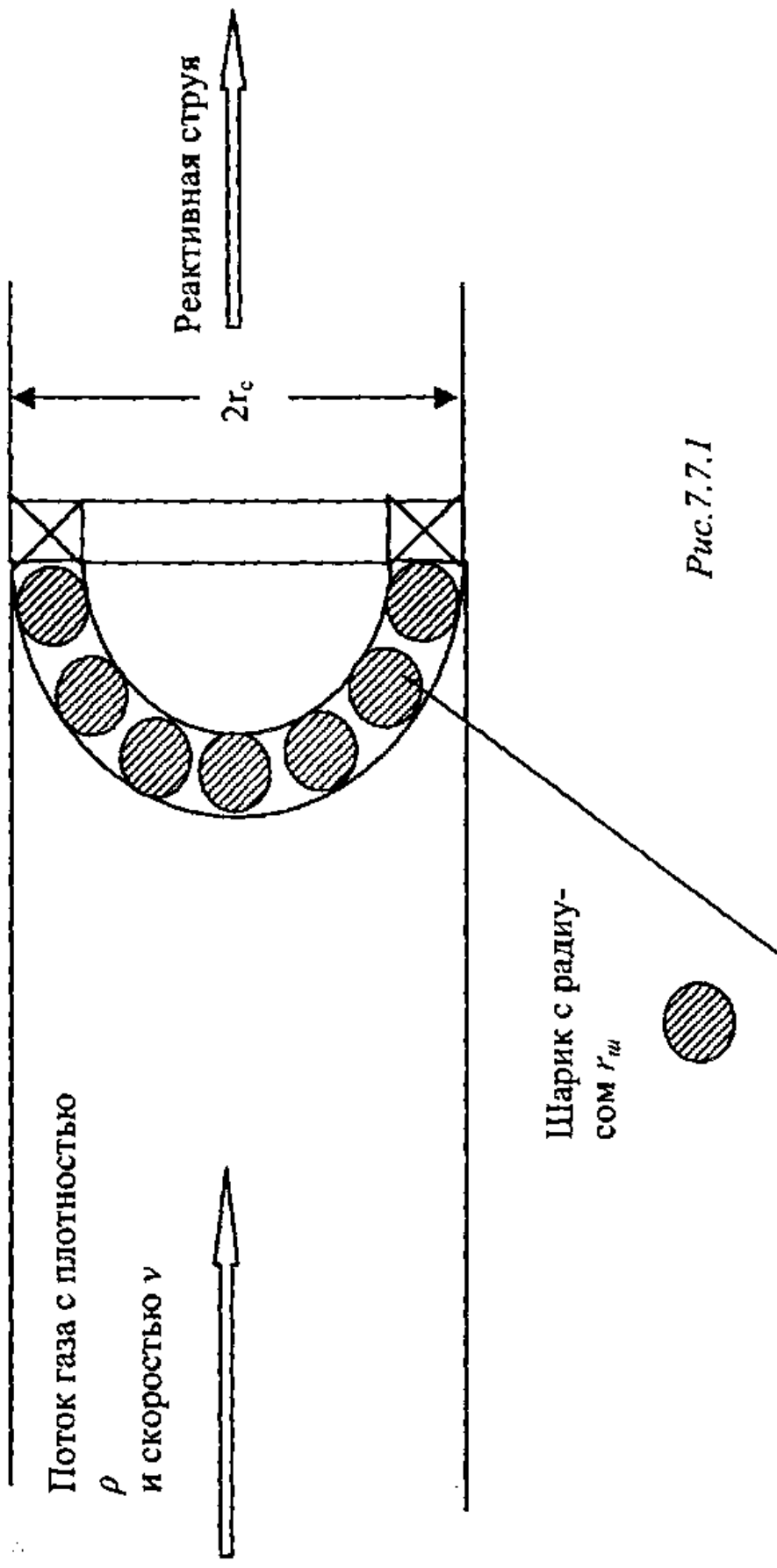


Рис. 7.7.1

Величину коэффициента  $a$  можно найти из соотношения:

$$a = \frac{2S_c}{NS_{ш}}, \quad (7.7.2)$$

где  $N$  – число шариков на полусфере;  $S_{ш} = \pi r_{ш}^2$  – мидель шарика.

Если мысленно дополнить рассматриваемую полусферу до шарового кольца, то вторую составляющую силы можно определить как силу воздействия первой полусферы на вторую дополненную полусферу и рассчитать ее по формуле:

$$F_{аэро} = 2\pi \cdot r_c \cdot \sigma_c, \quad (7.7.3)$$

где  $\sigma_c$  – поверхностное натяжение, возникающее в теле сформированного кольца.

По определению величина  $\sigma_c$  должна быть равной:

$$\sigma_c = n_{св} N \cdot \Delta\sigma_{ш}, \quad \text{где} \quad (7.7.4)$$

$\Delta\sigma_{ш}$  – часть поверхностного натяжения, создаваемого аэродинамическими силами  $\Delta F_a$  на каждом шарике в любой точке окружности, проходящей через точки их упругого соединения (рис.7.7.2):

$$\Delta\sigma_{ш} = \frac{\Delta F_a}{2\pi \cdot r_{ш}}; \quad (7.7.5)$$

$n_{св}$  – число связей каждого шарика.

Величину аэродинамической силы  $\Delta F_a$  можно вычислить по формуле:

$$\Delta F_a = \frac{1}{2} c_y(\alpha) \rho \cdot v^2 S_{ш}, \quad (7.7.6)$$

где  $c_y(\alpha)$  – коэффициент подъемной силы полусферы шарика как функция угла атаки набегающих потоков газа;  $S_{ш} = \pi r_{ш}^2$  – мидель полусферы шарика.

При плотной упаковке каждый отдельный шарик будет взаимодействовать с 6 соседними шариками полусферы (рис.7.7.2).



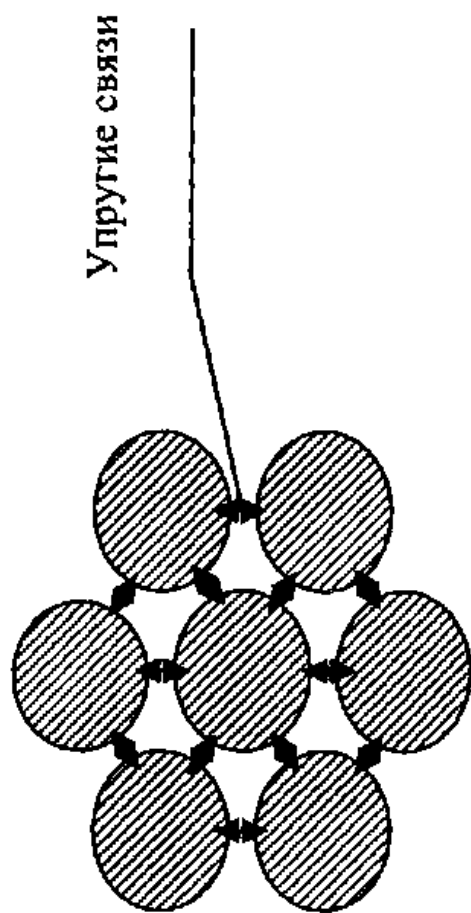
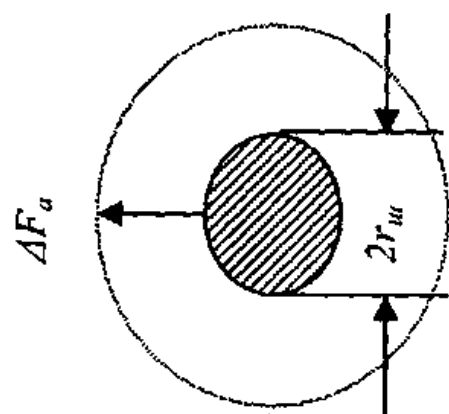


Рис. 7.7.2

Отсюда следует, что число связей каждого шарика равно  $n_{св} = 6$ .

Подставляя в (7.7.3) найденные величины, находим:

$$F_{аэро} = N n_{св} \frac{r_c}{r_{ш}} \Delta F_a. \quad (7.7.7)$$

Полагая, что силы лобового сопротивления компенсируются силами, развиваемыми реактивной струей ( $F_{лоб} \approx -F_{реак}$ ), нетрудно получить следующее соотношение:

$$\frac{|F_{аэро}|}{|F_{лоб}|} = \frac{n_{св} c_y(\alpha) r_c}{c_x r_{ш}}. \quad (7.7.8)$$

Расход газа в подобном сопле будет в  $k = \frac{S_c}{2S_c - NS_{ш}}$

раз меньше, чем в его прямоточном эквиваленте.

## § 7.8. Уравнения Максвелла

Первой удачной попыткой объединения различных физических явлений принято считать теорию электромагнитного поля. Эта теория разработана Максвеллом на основе обобщения представлений Фарадея об электрических и магнитных взаимодействиях макроскопических токов и зарядов. Для описания указанных взаимодействий предложено использовать систему из четырех уравнений. По своей сути эти уравнения представляют собой 2 форму уравнений Лагранжа, записанную в терминах электромагнетизма. Следует отметить, что названная система уравнений относительно искомым переменных незамкнута. Поэтому ее, как правило, дополняют тремя материальными уравнениями, которые определяют параметры, характеризующие электромагнитные свойства среды. Обычно в качестве этих параметров выступают электрическая проводимость среды, а также диэлектрическая и магнитная проницаемости, которые считаются заданными на основе опытных, либо априорных сведений. При выводе системы уравнений Максвелл

считал, что распространение электромагнитных волн происходит аналогично вихревым движениям идеальной жидкости, причем ее поступательное движение должно отождествляться с электрическим полем.

Однако использование такой модели приводит к тому, что при любом движении источника поля через жидкость мы должны наблюдать возникновение новых электрических полей. Так как на практике таких явлений не обнаружено, то Г. Гельмгольц и другие авторы предлагали сделать в уравнениях такую замену переменных, при которой поступательное движение было бы синонимом магнитного поля. Однако при таком подходе из модифицированных уравнений следовало, что всякое движение источника поля сквозь жидкость должно сопровождаться появлением как бы новых индуцированных магнитных полей. Поскольку этих явлений в природе также не существует, то можно утвердительно сказать, что реально наблюдаемые свойства электромагнитных волн смоделированы не совсем адекватными математическими конструкциями.

Уравнения Максвелла инвариантны относительно преобразований Лоренца. Формулы преобразований Лоренца позволяют определять параметры электромагнитного поля при переходе от неподвижной инерциальной системы к другой системе, движущейся относительно первой равномерно и прямолинейно с известной скоростью

В настоящее время экспериментально доказано, что электрическое поле, удовлетворяющее классическому за-

кону электродинамики  $rot E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$  и его интегральному

эквиваленту  $\oint E d\ell = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ , в явлениях индукции не на-

блюдается [26]. Для этих явлений справедливо интеграль-

ное соотношение  $\oint \epsilon_{стор} d\ell = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ , которое предполагает,

что «сторонние» силы по своей природе принципиально отличны от кулоновской силы  $F = eE$ . Поэтому при ис-

пользовании уравнений Максвелла нужно всегда помнить о том, что структура этих уравнений не позволяет понять не только природу электрических и магнитных полей, но и вскрыть причины их возникновения.

Ограниченность, а порой и невозможность применения теории Максвелла для решения ряда практически важных задач отмечаются многими исследователями и, в частности, В.А. Ацюковским в работах [23, 24].

### § 7.9. Энергия эфира и возможности ее использования

Давление в свободном эфире равно:

$$P = \frac{\rho \cdot c^2}{\gamma},$$

где  $\rho$  – плотность эфира,  $\rho = 0,301728674617 \times 10^{-16}$  г/см<sup>3</sup>;  $c$  – скорость света,  $c = 2,99792 \times 10^{10}$  см/сек;  $\gamma$  – показатель адиабаты,  $\gamma = 1,5$ .

Поэтому в каждом кубическом сантиметре  $\Delta V_0 = 1 \text{ см}^3$  будет находиться следующее количество энергии:

$$E_0 = P \times \Delta V_0 = 1,80786253533 \times 10^4 \text{ эрг.}$$

Полученная величина энергии  $E_0$  на 33 порядка меньше той, которая приведена в работах В.А. Ацюковского по общей эфиродинамике ( $E_0 \sim 10^{34}$  эрг). Несмотря на такую разницу в оценках, все же возникают вопросы о возможности использования энергии эфира для осуществления космических перелетов и создания высокоэффективных энергетических установок. При решении этих вопросов мы будем исходить из того, что нам удалось не только открыть природу электрических взаимодействий, но и установить, что электрические силы своим происхождением обязаны неравновесному взаимодействию поверхностных оболочек протонов и электронов, которое возникает под воздействием набегающих на них плоских потоков эфира и звуковых волн.

Основываясь на этих сведениях, сначала рассмотрим простейшую задачу воздействия плоских потоков эфира одинаковой интенсивности на протон, который с одной стороны не пропускает внутрь потоки эфира, а отражает их по законам абсолютно упругих соударений (рис.7.9.1).

Для этих условий силу воздействия потоков эфира на левую половину протона  $F_{лев}$  можно рассчитать по формуле:

$$F_{лев} = \frac{1}{2} c_x \left( \frac{1}{2} \rho \right) \cdot c^2 S_n,$$

где  $c_x$  – коэффициент лобового сопротивления протона;  $S_n$  – мидель протона,  $S_n = \pi r_n^2$ .

Силу воздействия потоков на правую половину протона  $F_{пр}$  нетрудно найти с помощью следующего алгоритма (см. § 2.3 и 2.5):

1 Энергия связи в правой полусфере протона.

$$E_{св} = N_n^{com} n_{св}^{вн} E_{св}^0 = N_n^{com} n_{св}^{вн} F_{св}^0 c \text{сек} = \frac{1}{2} N_n^{com} n_{св}^{вн} \cdot c_y h \text{сек}$$

2. Поверхностное натяжение в правой полусфере:

$$\sigma_n = \frac{E_{св}}{2\pi \cdot r_n^2}.$$

3. Сила воздействия правой полусферы на левую полусферу протона:

$$F_{пр} = \sigma_n 2\pi \cdot r_n = \frac{N_n^{com} n_{св}^{вн} h \cdot c_y \text{сек}}{2r_n}.$$

Если составить отношение

$$\frac{F_{пр}}{F_{лев}} = \frac{2N_n^{com} n_{св}^{вн} h \cdot c_y \text{сек}}{c_x \rho \cdot c^2 \pi \cdot r_n^3} \approx 0,380809 \times 10^{30},$$

то вывод о значительном превосходстве поверхностных сил натяжения  $F_{пр}$  над силами лобового сопротивления  $F_{лев}$  становится просто очевидным фактом.

Поэтому нетрудно понять, что конструкция двигателей космических кораблей должна обладать свойствами соото-

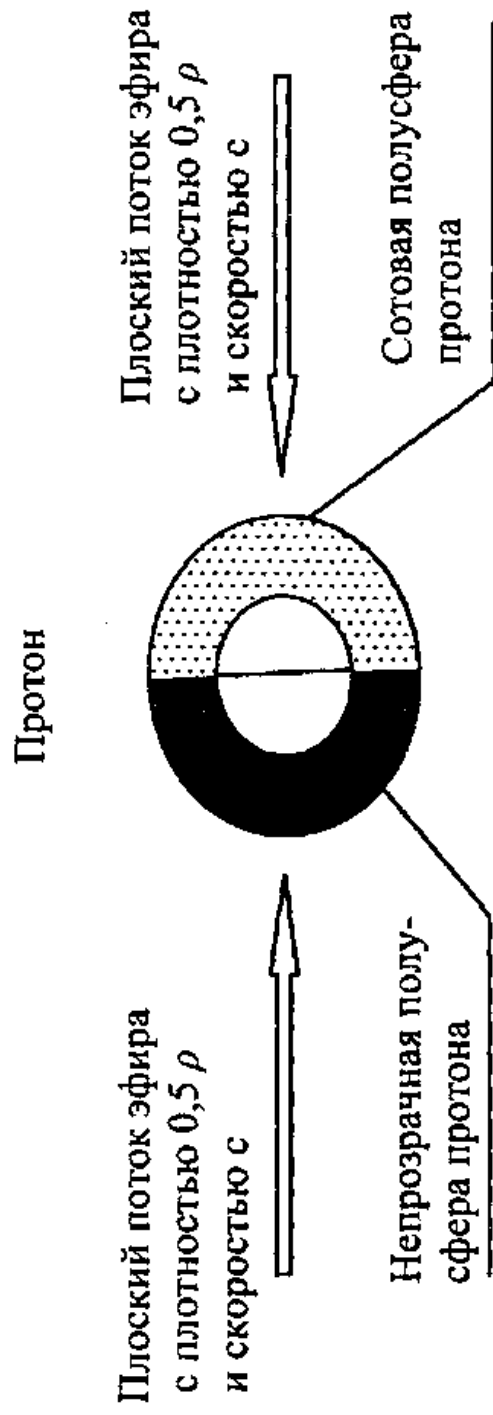


Рис. 7.9.1

вой структурой вещества, поскольку она позволяет при одном и том же расходе рабочего тела (газа, топлива) достичь существенно большей мощности, нежели обычные ракетные двигатели.

В связи с этим определенный интерес представляют собой теоретические и экспериментальные исследования следующей модели летательного аппарата (рис. 7.9.2).

В данной модели ее верхняя оболочка полупрозрачна для набегающих на нее сферических потоков эфира, а нижняя представляет собой обычное вещество с сотовой структурой. Полупрозрачность верхней оболочки можно достичь, если атомы, входящие в ее состав, перевести в возбужденное состояние. В этом случае протоны и электроны таких атомов начнут значительную часть потоков эфира преобразовывать в звуковые волны ( $\Theta_{ne}$ ) и в частицы Планка ( $\Theta_{en}$ ), а поэтому на основании модели летательного аппарата будут воздействовать потоки эфира меньшей интенсивности. Тогда по вполне понятным причинам возникнет сила  $F_{com}$ , которую и надлежит определить по результатам подобных исследований. Следует заметить, что изменением коэффициента полупрозрачности верхней оболочки можно достичь управляемости летательных аппаратов, построенных на этих принципах.

В настоящее время опубликовано такое множество работ по холодному термоядерному синтезу, что дать им даже краткую характеристику не представляется возможным. Вместе с тем хотелось бы отметить, что основные усилия в этой области направлены на поиски жидкостей с максимально возможной прочностью на разрыв (*теоретическая прочность воды на разрыв равна  $\sim 1500 \text{ кгс/см}^2$* ), а также с разработкой способов создания в них, так называемого, явления кавитации. Существуют данные о том, что во время кавитации при взрыве пузырьков температура в них достигала 10 миллионов градусов по Кельвину, а выделяемой энергии было бы достаточно для осуществления термоядерного синтеза. Однако эти взгляды американских уче-

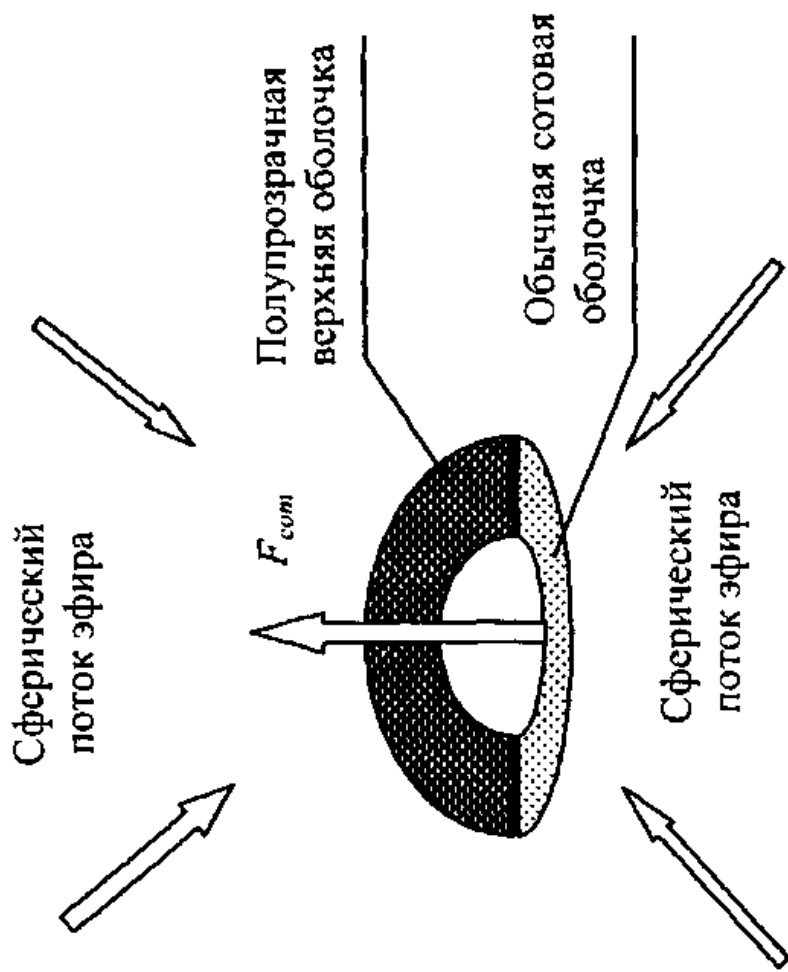


Рис. 7.9.2



ных на физические процессы, протекающие в пузырьках при сонолюминесценции, пока изучены недостаточно, а поэтому они в настоящее время не находят всеобщей поддержки.

В связи с этим большой практический интерес представляют собой измерения термодинамических параметров, сопровождающих плавки металлов с использованием токов Фуко. Можно предположить, что при достижении определенной температуры в расплаве металла возникает явление кавитации с разрушением образующихся пузырьков. При наличии сведений о прочности на разрыв расплавленного металла, величине каверны расчеты энергии, выделяемой при разрушении каждого пузырька, не представят серьезных затруднений.

## Заключение

В настоящее время одним из направлений теоретического развития квантовой механики является определение симметрий и асимметрий для всех физических объектов и явлений. Идея геометризации физики восходит к А.Эйнштейну, который говорил: « Мы приходим к странному выводу: сейчас нам начинает казаться, что первичную роль играет пространство; материя же должна быть получена из пространства, так сказать, на следующем этапе. Пространство поглощает материю» [27]. Вместе с тем А.Эйнштейн был уверен в том, что « не существует «пустого» пространства, т.е. нет пространства без поля»

Сейчас широко распространено мнение о том, что объединение квантовой механики с теорией относительности возможно только в рамках квантовой теории поля. Основу этой теории составляют механика Ньютона, теория относительности и квантовая механика. Аксиоматический аппарат теории базируется на использовании трех понятий, предусматривающих квантование вещества, электричества и механического действия.

По мнению американского ученого профессора С.Вайнберга, существующие « варианты квантовой теории поля для сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий, - это всего лишь низкоэнергетическое приближение для более глубокой и совершенно на нее не похожей теории. И далее, «если бы мы были в состоянии ставить эксперименты при очень высоких энергиях, то где-то в диапазоне  $10^{15} - 10^{19}$  ГэВ мы смогли бы обнаружить по настоящему простую картину мира, в которой все теории сливаются воедино и которая, возможно, даже вызовет у нас чувство фатальной неизбежности, обрести которое мы так стремимся»[25].

По оценкам специалистов современные ускорители не позволяют экспериментальным путем познать природу гравитации. Их мощность недостаточна примерно на двенадцать-пятнадцать порядков по энергии

В настоящее время для преодоления этих трудностей экспериментальной физики всерьез обсуждается необходимость квантования пространства и времени. Однако, по мнению Р. Фейнмана, «если все эти постулаты собрать вместе, то мы обнаружим, что их слишком много. Они не совместимы друг с другом» [18].

По этим причинам идея создания теории гравитации, а вместе с ней и единой теории поля с использованием существующего экспериментального материала на основе совершенно новых подходов, всегда возникает на переломных этапах развития науки о природе.

При разработке подобных теорий практически всегда принимаются гипотезы, которые не согласуются с существующими взглядами на физику изучаемых явлений.

В настоящей работе к числу таких гипотез относятся предположения о сотовой структуре элементарных частиц и наличии в окружающем пространстве эфира, являющегося основным переносчиком всех видов взаимодействий материальных тел. При этом скорость передачи малых давлений в эфире считается конечной и равной скорости распространения света.

Практическое использование этих сведений позволило статику электрического взаимодействия протонов и электронов выразить с помощью девяти уравнений аэродинамического типа. При записи этих уравнений объемный характер воздействия потоков эфира на материальные тела учитывался введением в уравнения сотовых миделей и включением в них параметров, характеризующих агрегатное состояние протонов и электронов в текущий момент времени.

В результате анализа этих уравнений выяснилось, что взаимодействие элементарных зарядов различной полярности может быть адекватно описано в том случае, если сотовые мидели протона и электрона равны друг другу, а параметры режимов их работы соответствуют вполне определенным значениям. При этом подчеркивается, что радиус

электрона должен быть близок, но все же меньше радиуса протона.

Анализ динамики движения электрона в атоме водорода позволил установить, что электромагнитные поля представляют собой суперпозицию поперечных волн эфира и звуковых волн с вкрапленными в них частицами Планка, которые движутся со скоростью света. Кроме того, выяснилось, что силы воздействия подобных потоков на материальные тела с плотной сотовой структурой получаются в точности совпадающими с силами их объемного аэродинамического сопротивления. Относительно электродинамической модели Бора установлено, что она не соответствует физике возмущенных движений электрона в атоме водорода. Более того, определено, что электрон перед актами генерации частиц Планка произвольной частоты всегда движется по одной и той же предельной орбите, большая полуось которой по третьему закону Кеплера в  $\sim 1,6$  раза превышает боровский радиус.

Практически бесконечный мир магнитных и электромагнитных явлений в работе сужен до рассмотрения процессов магнитного взаимодействия движущихся зарядов. В результате установлено, что магнитные силы своим происхождением обязаны изменениям запаздываниям действия кулоновских сил при относительном перемещении электрических зарядов.

Анализ взаимодействия диполей, находящихся в нейтральном и возбужденном состояниях, позволил убедительно доказать, что гравитация, как мера коллективного взаимодействия двух материальных тел, является суперпозицией всего множества перекрестных взаимодействий диполей первого тела с диполями второго тела и наоборот. Расчеты показали, что теоретическая величина постоянной гравитации, найденная из условий абсолютно точного выполнения закона Кулона, с высокой точностью совпадает с ее экспериментальным значением. Приведен алгоритм расчета величины красного смещения в спектрах электромаг-

нитных излучений от звезд и галактик различной светимости. Даны оценки постоянной Хаббла и охарактеризованы условия конденсации эфира в недрах нашего Солнца. В постановочном плане рассмотрены вопросы эволюции в масштабах солнечной системы и всей вселенной.

Аналитические исследования эффектов сильного взаимодействия элементарных частиц приводят к выводу, что при слиянии двух нуклонов происходят процессы разрушения поверхностных слоев на глубину их сотовых миделей. Совпадение теоретической энергии связи двух нуклонов с экспериментальной оценкой, найденной по результатам испытаний водородных бомб, получилось таким, что с уверенностью можно говорить об аэродинамическом происхождении этого вида взаимодействия. Доказано, что электрические и ядерные силы возникают и проявляются как результат взаимодействия частиц Планка, находящихся в поверхностных слоях протонов и электронов. Ядерные силы существуют всегда. К ним относятся постоянно действующие силы парного аэродинамического взаимодействия частиц Планка, так и силы поверхностного натяжения, возникающие в протонах и электронах при обтекании их потоками эфира и звуковых волн. На основании расчетов определены основные термодинамические параметры эфира и охарактеризованы условия, при которых возможно образование и длительное существование материальных образований с ядерной плотностью.

В совокупности полученные результаты показывают, что созданная теория электрических, магнитных и гравитационных явлений находится в полном согласии не только с законами Ньютона, Кулона и Био и Савара, но и не противоречит опытным данным по ядерным взаимодействиям. В связи с этим автор хотел бы надеяться, что полученные результаты позволят не только сдвинуть процесс создания единой теории поля с мертвой точки, но и сделать это в верном направлении. Однако если разработанная система взглядов на окружающий мир будет одобрена научной об-

щественностью, то тогда видимо возникнет необходимость в существенной корректировке планов, связанных с проведением ядерных исследований в области физики элементарных частиц. Этот вывод вытекает из того, что материальные объекты сотовой структуры, фактически обеспечивающие требуемую интенсивность всех видов взаимодействий, могут быть построены с использованием одной частицы Планка. Кроме того, осознание законов эволюции нас окружающего мира приведет к изменениям не только физики Солнца и Земли, но и заставит скорректировать цели астрономических исследований, проводимых в масштабах всей вселенной.

Очень жаль, но в рамках созданной единой теории поля нет места ни электрическим, ни магнитным, ни гравитационным зарядам. В этой теории квант электричества и квант механического действия оказываются излишними терминологическими понятиями, которые в конечном итоге определяют условия функционирования сотовых структур вещества в реальном эфире.

## Список цитированной литературы

1. Физика микромира. М.: Советская энциклопедия, 1980.
2. Планк М. О законе распределения энергии в нормальном спектре излучения // *Ann.Phys.*, 4, 1901.
3. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. Изд. 3-е перераб. М.: Энергия, 1974.
4. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. Под ред. Н. А. Златина и Г.И. Мишина. М.: Наука, 1974.
5. Bailey A.B. and Starr R.F. Sphere Drag at Transonic Speeds and High Reynolds Numbers // *AIAA Journal*, Vol. 14, No. 11, 1976.
6. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.: Физматлит, 1963.
7. Петров К.П. Аэродинамика тел простейших форм, изд. М.: Факториал, 1998
8. Дирак П. Пути науки. Энергоатомиздат. М., 1983.
9. Физика. Большой энциклопедический словарь. Гл. ред. А.М.Прохоров. 4-е изд. М.: Большая Российская энциклопедия, 1999.
10. Большая советская энциклопедия. Третье издание. М.: Советская энциклопедия, 1976.
11. Эйнштейн А. Принцип относительности и его следствия. Собрание научных трудов, т.1. М.: Наука, 1965.
12. Седов Л.И. Механика сплошных сред, т.1 и 2. М.: Наука, Физматлит, 1976.
13. Кочин Н.Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч.2. М.: Физматлит, 1963.
14. Гольдштейн Р.В., Городцов В.А. Механика сплошных сред, ч.1. М.: Наука, -Физматлит, 2000.
15. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, Физматлит, 1996.

16. Агекян Т.А. Звезды, галактики, метagalактика. М.: Наука, Физматлит, 1966.
17. Хелтон С. А. Эволюция галактик, вып. 6 // Астрофизика. М.: Наука, 1967.
18. Фейнман Р. Характер физических законов. Пер. с английского, 2-е изд. М.: Наука, 1987.
19. Бебенин Г.Г. и др. Системы управления полетом космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1978.
20. Базиев Д.Х. Основы единой теории физики. М.: Наука, 1994.
21. Золотарев В.Ф. и др. О структуре пространства-времени и некоторых взаимодействиях. М.: Изд. «Прест», 2000.
22. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. Калуга: Облиздат, 2002.
23. Ацюковский В.А. Концепции современного естествознания. М.: Издательство МСЗУ, 2000.
24. Ацюковский В.А. Общая эфиродинамика. М.: Издательство Энергоатомиздат, 2003.
25. Р.Фейнман, С.Вайнберг. Элементарные частицы и законы физики. М.: Мир, 2000.
26. Авраменко Р.Ф. Будущее открывается квантовым ключом. М.: Химия, 2000.
27. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Том 2, Москва, 1966.
28. Железнов И.Г. Основы единой теории поля. М.: Издательство РИНКЦЭ, 2003.
29. Имянитов И., Тихий Д. За гранью законов науки. М.: Атомиздат, 1980.
30. Ионин В.Е. Шаровая молния: возникновение, жизнь и распад. Москва, 2002.
31. Савельев И.В. Курс общей физики. Издательство М.: Наука, 1998.
32. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Наука, 1996.



## ОБ АВТОРЕ

Игорь Григорьевич Железнов учился в Харьковской военной радиотехнической академии. В 32 года защитил докторскую диссертацию, был самым молодым доктором технических наук в СССР. Через шесть лет стал профессором по теории автоматического регулирования и управления. Около десяти лет работал заместителем по науке в ЦНИИ Министерства обороны. Много лет трудился на руководящих должностях Министерства образования. Автор восьми монографий, около ста научных статей. Действительный член Инженерной академии наук, Международной академии высшей школы.

Научные интересы: физика и теория управления.

Книги  
издательства «БЕЛЫЕ АЛЬВЫ»  
Интернет-магазин:  
[www.eshop.influx.ru](http://www.eshop.influx.ru)

*А. Белов*

**Тайная родословная человечества. Загадка превращения людей в животных.** – М.: Белые альвы, 2005. – 368 с.: ил.

*А. Белов*

**Здоровье падает с неба. Здоровье «падает» с неба. Древние магические практики исцеления и современная наука.** – М.: Белые альвы, 2006. – 72 с.

**Серия «Открытия XXI века»**

*Г.Г. Дясин*

**Азбука Гермеса Трисмегиста или молекулярная тайнопись мышления. Серия «Открытия XXI века».** – М.: Белые альвы, 2005. Издание третье. – 144 с.: ил.

*А.Ф. Черняев*

**Камни падают в небо или вещественный эфир и антигравитация. Серия «Открытия XXI века».** – М.: Белые альвы, 1999. – 224 с.: ил.

*И.Е. Лисовенко*

**Каноны здоровья. Популярное пособие по восстановительной народной медицине. Издание второе.** – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 288 с.: ил.

*Н.С. Новгородов*

**Сибирская прародина. В поисках Гипербореи.** – М.: Белые альвы, 2006. – 544 с.: ил.

*Н.Р. Гусева*

**Русские сквозь тысячелетия. Арктическая теория. 2-е изд., расширенное.** – М.: Белые альвы, 2007. – 240 с.: ил.

*Озар*

**Святослав Хоробре: Иду на Вы!** – М.: Белые альвы, 2006. – 308 с.: ил.

Первая в России книга о великом киевском князе.

*А.В.Гусельников*

**Природный пантеон славяно-русов.** – М.: Белые альвы, 2006. – Папка с 12-ю цветными вкладышами.

*Ставр, влхв Велеслав*

**Русское родноверие.** – М.: Белые альвы, 2005. – 302 с.: ил.

*Любовь Рыжкова*

**Солнечная история о «Велесовой книге» – священном писании русского народа.** – М.: Белые альвы, 2007. – 512 с.: ил.

*М.В. Ломоносов*

**Древняя история российского народа от начала российского народа до кончины вел.князя Ярослава Первого, или до 1054 г. Репринтное издание 1847 года.** – М.: Белые альвы; Архангельск: Правда Севера, 2006. – 192 с.

*В.В. Богданов*

**Серия «Этническая и эволюционная история Руси»**

**Книга III История тирании в России.**

**Книга IV Древняя Сибирь. Наши древние корни.**

**Этническая и эволюционная предыстория Руси: оры, осы, кимеры, хоры, русь.**

*В. Меркулов*

**Откуда родом варяжские гости.** – М.: Белые альвы, 2005. – 224 с.

*А.В. Гудзь-Марков*

**Пантеоны богов индоевропейцев и прапантеон.** – М.: Белые альвы, 2003. – 192 с. (Приложение: 12 вкладышей с пантеонами и прапантеоном форматами А4, А3, А2).

*А.А. Лучин*

**Лиха беда...** О героизме и предательстве в первые дни войны 1941–1945 гг. – М.: Белые альвы, 2004. – 144 с.

*А.А. Лучин*

**Истина и Свобода – заповедь предков / Серия «НАША история».** – М.: Белые альвы, 2005. – 192 с.

*А.А. Лучин*

**Славяне: свет и потемки истории.** – М.: Белые альвы, 2003. – 304 с.: ил.

*Юлия и Валентин Гнатюк*

**Размышления о славянстве или чьих же богов мы внуки? Религиозно-философские воззрения древних славян.** – М.: Белые альвы, 2002. – 64 с., ил.

**Сказания о стародавних временах русских (довелесова книга).** Составители Юлия и Валентин Гнатюк. М.: Белые альвы, 2003. – 144 с., ил.

*С.И. Павлов*

**Богу – парус, кесарю – флот.** Опыт палеолингвистики / Серия «Археология Языка». – М.: Белые альвы, 2003 – 384 с.: ил. (первая книга в серии).

*Алексей Меняйлов*

**Стратегемы инициации гения в древнерусских культах.** – М.: Белые альвы, 2005. – 160 с.: ил.

*Секст Юлий Фронтин*

**Стратегемы. Военные хитрости.** – М.: Белые альвы, 2003 – 160 с.:

*В. Тихов*

**Страшные сказки (рассказанные дедом Егором. Пермская губерния - этнографичес.)** – М.: Белые альвы, 2000. – 272 с.: ил.

*Р. Багдасаров*

**Свастика: священный символ. Этнорелигочерки.** – М.: Белые альвы, 2002. – 432 с.: ил.

Серия «Мыслители Отечества»

*С.А. Подолинский*

**Труд человека и его отношение к распределению энергии.**  
– М.: Белые альвы, 2005. – 160 с.: ил.

*Г.Т. Ачековский*

**Аз Буки Веди Глаголь Добро Есть.** – М.: Белые альвы, 2004  
– 172 с.: ил.

Серия «Национальная безопасность»

*С.П. Расторгуев*

**Формула информационной войны.** – М.: Белые альвы,  
2004. – 128 с.: ил.

*В.Г. Васильев*

**Катастрофа чернобыльской АЭС. Приближение к истине.**  
Выпуск 3 / Серия «Национальная безопасность». – М.: Белые  
альвы, 2006. – 96 с.: ил.

*В.А. Башлачев*

**Демография. Русский прорыв. Независимое исследование.**  
Выпуск 4 / Серия «Национальная безопасность»– М.: Белые  
альвы, 2006. – 192 с.:ил.

*В.Г. Васильев*

**Энергетика планеты Земля: анализ и прогноз.** Выпуск 5 /  
Серия «Национальная безопасность». – М.: Белые альвы,  
2006. – 208 с.: илл.

*П.М. Хомяков*

Серия «Сварогов квадрат»

**Перекресток.** – М.: Белые альвы, 2005. – 284 с.

**Мироповорот.** – М.: Белые альвы, 2005. – 256 с.

**Тайна царя Иоанна.** – М.: Белые альвы, 2006. – 400 с.

**Отчет русским богам ветерана русского движения.** – М.:  
Белые альвы, 2006. – 224 с.

**Боги и твари. Волхвы. Греческий Олимп. КГБ.** – М.: Белые альвы, 2006. – 432 с.

**Россия против Руси. Историческое расследование. Русь против России. Полемические заметки.** – М.: Белые альвы, 2007. – 272 с.: илл.

*С.П. Расторгуев*

**Управление Вселенной. Женщина и Вселенная.** – М.: Белые альвы, 2006. – 282 с.: илл.

*В.И. Волосатов*

**Физика эфира. Часть I. Некоторые закономерности эволюции материи.** – М.: Белые альвы, 2007. – 224 с.: илл.

*С. Колчигин, А. Капышев*

**Философия грядущего. Издание второе.** – М.: Белые альвы, 2006. – 224 с.: ил.

*А. Паничев, А. Гульков*

**Культ УРРА. Новые подходы к экологии, биологии и медицине.** – М.: Белые альвы, 2004. – 240 с.: ил.

*А. Паничев, А. Гульков*

**Религия и Путь человека.** – М.: Белые альвы, 2004 – 176 с.

*А. Паничев, А. Гульков*

**Русский путь. Духовный аспект перехода к новой эпохе.** – М.: Белые альвы, 2005. – 128 с.

*Н.Н. Вашкевич*

**Симния: Раскрытия смысла слов, поступков, явлений.** – М.: Белые альвы, 2006. – 440 с.: ил.

*М.В. Чикалин*

**Творение и закономерности развития в природе и обществе. Наука, техника, язык.** – М.: Белые альвы, 2005. – 208 с.: ил.

*С.Н. Магнитов*

**Дело как личная карьера. Система принципов-постулатов. Часть I. Учебно-практ. пособие.** – М.: Белые альвы, 2002. – 224 с.: ил.

*Алексей Алнашев*

**Серия «Искорени боль!»**

**Древо жизни.** Старики, хранители народной мудрости, рассказывают... – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 271 с.: ил.

**Семья – исток жизни.** Старики, хранители народной мудрости, рассказывают... – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, – 271 с.: ил.

**Серия «Библиотека расовой мысли»**

*Эрнст Крик*

**Преодоление идеализма.** Основы расовой педагогики. – М.: Белые альвы, 2004. – 368 с.:

*Ганс Ф.К. Гюнтер*

**Избранные работы по расологии.** Изд. второе дополн. и проиллюстр. Предисловие В.Б. Авдеева. – М.: Белые альвы, 2004. – 576 с.: ил.

*Ганс Ф.К. Гюнтер*

**Расовые типы Европы** (свернутый плакат). – М.: Белые альвы, 2006.

**Философия вождизма.** Хрестоматия по вождеведению. Составитель В.Б. Авдеев. – М.: Белые альвы, 2006. – 608 с.:

*А. М. Иванов*

**Рассветы и сумерки арийских богов.** Расовое религиоведение. – М.: Белые альвы, 2007. – 432 с.: ил.

*А. Н. Савельев*

**Образ врага.** Расология и политическая антропология. Предисловие В.Б. Авдеева и С.П. Пыхтина. – М.: Белые альвы, 2007. – 608 с.: ил.

*Роман Доля*

**Планета спящих Богов.** Законы Вселенной. – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 256 с.: ил.

*Роман Доля*

**Посвящение вечностью.** Йога посмертной трансформации. – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 272 с.: ил.

*Роман Доля*

**Ангелы души.** В поисках чуда. – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 304 с.: ил.

**Эзотерика.** Универсальный словарь-справочник. – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 384 с.

**Святое вожделение.** Эротическая легенда о «Камасутре». – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 252 с.: ил.

**О Книге Урантии.** Сб. информац. материалов. – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 252 с.

*Г. Шереметева*

**Сказка о ветре.** – М.: Белые альвы; М.: Амрита-Русь, 2005. – 112 с.: ил.

Адрес: Дербеневская наб., д. 1/2, в помещении Всероссийского общества охраны памятников истории и культуры, Москворецкое отделение (ВООПИиК).

*Метро «Павелецкая-радиальная».* Выйти на вокзальную площадь (из центра это первый вагон поезда, выход в Павелецкий вокзал). Далее направо к Кожевнической улице. По этой улице ходит трамвай (любой) до остановки «Новоспасский мост» (2-я остановка) или пешком (10 мин.).

*Метро «Пролетарская»* (из центра последний вагон поезда). В тоннеле второй выход направо. Вперед к остановке трамвая № 35, 38. Вторая остановка «Новоспасский мост». Далее под мост. Дом рядом с мостом. 2-й подъезд слева.

Справки по телефону: (495) 235-8797





## Книги издательства «БЕЛЫЕ АЛЬВЫ»

можно приобрести:

*в Москве* — в книжных магазинах «Молодая Гвардия», «Библио-Глобус», «Дом книги», «Москва», «Русское зарубежье», «Белые облака», «Путь к себе», «Помоги себе сам», Союз писателей России (Комсомольский пр-т 13), в редакции газеты «Русский вестник», в книжном клубе в СК «Олимпийский» (2-й этаж, места 130, 129, 16, ковровый зал места 27, 28), в книготорговых оптовых фирмах «У Сытина», «Омега-Л», «Юрайт», «Кнорус», «Академкнига», «Старк-Лайт», «Топ-книга» (Новосибирск), «Когорта» (Краснодар).

*в С.-Петербурге* — через редакцию газеты «За русское дело» (198103, С-Петербург, а/я 170, e-mail: zrdp@rol.ru), в книжном клубе в ДК им. Крупской.

*В Екатеринбурге* — тел. 8-908-903-6207,

*В Вологде* — тел. 8-911-502-43-88.

*Представитель издательства «Белые альвы»*

*в книжном клубе в СК «Олимпийский» (2-й этаж, место 259)*

### Игорь Григорьевич Железнов

## ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ГРАВИТАЦИИ И ДРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Редактор: С. Удалова

Компьютерная верстка: В. Санкин

Обложка: С. Удалов

---

Подписано в печать 21.12.2006. Формат 84×108/32.  
Печать офсетная. Печ. л. 6,5. Тираж 1000 экз. Заказ № 379

---

Издательство «Белые альвы»

109542, Москва а/я 44, Светлане Николаевне Удаловой

Тел./факс (495) 235-8797

E-mail: [lebedy@online.ru](mailto:lebedy@online.ru) [support@influx.ru](mailto:support@influx.ru) [zakaz@influx.ru](mailto:zakaz@influx.ru)

Интернет-магазин: [www.eshop.influx.ru](http://www.eshop.influx.ru)



Отпечатано в полном соответствии с качеством предоставленного оригинал-макета в ОАО «ИПП «Правда Севера»»,

163002, г. Архангельск, пр. Новгородский, 32

Тел./факс (8182) 64-14-54, тел.: (8182) 65-37-65, 65-38-78, 29-20-81

[www.ippss.ru](http://www.ippss.ru), e-mail: [ippss@atnet.ru](mailto:ippss@atnet.ru)

интернет-магазин

**OZON.ru**



15655944