Бозе-конденсация электронов в атоме.
Обсуждение экспериментальных закономерностей

© Верин О.Г.

Контакт с автором verinOG@list.ru

Анализ экспериментальных данных опровергает «современные научные представления» об устройстве атома. В работах [1-3] показано, что в атоме электроны отнюдь не образуют рыхлые вероятностные орбитали, а «конденсируются» в кольцевых или сферических оболочках и ведут себя не как независимые частицы, а демонстрируют коллективные свойства.

Кроме того, в атомах проявляются нелинейные свойства микромира, и главные квантовые числа электронных состояний, наряду с целыми числами, принимают дробные значения, свидетельствующие о взаимодействиях на гармонических составляющих. Весомое подтверждение нелинейных свойств микромира было получено и при анализе квантового эффекта Холла [4].

Эти открытия имеют принципиальное значение не только для развития физики, но и для всех естественных наук, использующих в той или иной степени знания о строении вещества.

Поэтому обсуждение экспериментальных характеристик, показывающих несостоятельность теории атома, которая почти столетие господствовала в физике, чрезвычайно важно для ускорения перехода к новым представлениям.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение.
2. Ближайшая к ядру электронная оболочка атома.
3. Сродство к электрону и двухвалентный водород.
4. Квантовые числа двух и трех внешних электронов.
5. Многоэлектронные сферические оболочки.
6. Заключение.

1. Введение

Создатели квантово-механической теории атома, увлекшись формализмом, положили начало принципиальным заблуждениям в понимании устройства атома.

В частности, они исходили из трехмерного характера «движения» каждого электрона в составе атома (и соответственно использовали *3D* Ψ – функции).

В действительности пространство вокруг атомного ядра является «идеальным местом» для Бозе-конденсации электронов, так как в сравнении с

глубиной этой потенциальной ямы, составляющей единицы и даже сотни электрон-вольт, энергия теплового движения (~ 0,03 эВ) очень мала.

Поэтому в электронных оболочках атомов образуются Бозе-конденсаты, описываемые одномерными и двумерными волновыми функциями [2]:

- резонансные одномерные (кольцевые) оболочки, состоящие из 1 - 3 электронов, характеризуются *1D Ψ* – функцией;

- резонансные двумерные (сферические) многоэлектронные оболочки описываются *2D Ψ* – функциями.

Тот факт, что электроны в оболочках образуют Бозе-конденсаты, снимает массу вопросов, которые оставались фактически без ответа.

Каким образом множество вероятностно движущихся электронов, тем не менее, обеспечивает не размытые, а весьма стабильные характеристики атомов? Кроме того, любое перемещение заряженных частиц в составе атома приводило бы к возникновению излучения, чего в основном состоянии атома не наблюдается.

Даже в простейшем случае атома водорода теория фактически приводит к довольно странному выводу о том, что электрон все время пролетает сквозь ядро.

При Бозе-конденсации в атомных оболочках электроны не движутся, а находятся в резонансном взаимодействии между собой, которое только имитирует движение и обеспечивает зависание электронов над атомным ядром. В том числе, и в случае водорода единственный электрон оболочки, обладая волновыми свойствами, попадает в одну из пучностей кольцевого «авторезонанса» на расстоянии радиуса Бора от атомного ядра.

Как и в случае кольцевого сверхпроводника, волновая функция электрона в атоме имеет минимум один период при обращении вокруг центра, чем и определяется невозможность попадания электрона в область атомного ядра.

В данной статье обсуждаются кольцевые (одномерные) электронные оболочки некоторых атомов и ионов, описываемые *1D Ψ* – функцией.

В частности, это ближайшая к ядру электронная оболочка всех атомов (кроме водорода), состоящая из двух электронов в виде *куперовской пары*, которая является фундаментом для построения всех последующих оболочек.

На этой основе рассмотрена природа сродства к электрону одновалентных атомов, а также вопрос о том, почему атом водорода в ряде случаев проявляет свойства двухвалентного атома.

Обсуждается Бозе-конденсация электронов в многоэлектронных сферических оболочках и параметры этих оболочек.

2. Ближайшая к ядру электронная оболочка атомов

В основе устройства оболочечной электронной структуры любого атома (кроме водорода) лежит ближайшая к ядру оболочка, состоящая всего из двух электронов. Она является фундаментом для последующего заполнения.

Теперь стало ясно, почему эта оболочка состоит из двух электронов. Это отнюдь не влияние спина, как преподносится существующей теорией, хотя спины электронов действительно стремятся к минимальной взаимной энергии.

На самом деле первая электронная оболочка является кольцевой, и электроны располагаются в пучностях резонанса *n=1*, образуя куперовскую пару.

Таким образом, резонансная природа Бозе-конденсации электронов в атомных оболочках выражается в том, что электроны ближайшей к ядру оболочки располагаются по разные стороны от ядра, а присоединение дополнительных электронов к этой оболочке невозможно, так как обе пучности резонанса с *n=1* (минимальным возможным числом периодов) оказываются уже занятыми (рис 1). Наиболее ярко эти свойства проявляются в атоме инертного газа гелия, который имеет единственную электронную оболочку в виде куперовской пары.

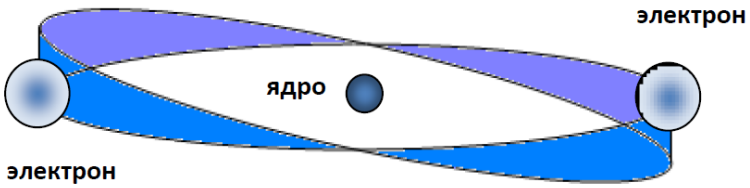


Рис. 1. Ближайшая к ядру электронная оболочка атомов (кроме водорода) в виде куперовской пары.

Количественные оценки в соответствии с предложенной моделью дали хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Напомним, что в общем случае заряда ядра ***ze***, формулы для радиуса первой электронной оболочки атомов и для суммы потенциалов ионизации этой оболочки (из двух электронов) при *n=1* имеют вид [2]:

$$R = \frac{4}{4z-1} R_{Б}, \qquad \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{(4z-1)^2}{8} \cdot 13{,}6эВ. \qquad (1)$$

Вывод этих формул в более общем виде имеется в следующем разделе.

Результаты расчетов по формулам (1) и экспериментальные данные для атомов с разными зарядами ядра приведены в таблице 1.

Из таблицы 1 следует (графа расчет/факт), что расчетные суммы потенциалов ионизации для первой электронной оболочки в зависимости от заряда ядра приближаются к соответствующим экспериментальным данным (разница уменьшается с *5,44%* до *1,18%*).

Полученную расчетную сумму двух потенциалов ионизации и известное точное значение потенциала ионизации для последнего электрона

$$\varphi_2 = z^2 \cdot 13{,}6эВ, \qquad (2)$$

очевидно, можно использовать для определения расчетной величины второго слагаемого. Например, пользуясь данными табл. 1 для суммы

потенциалов ионизации и формулой (2), получаем расчетное значение первого потенциала ионизации атома гелия: *83,3 – 54,4 = 28,9 (эВ)*.

Фактическое значение первого потенциала ионизации гелия равно *24,58 эВ*, что по порядку величины соответствует расчету, но при этом ошибка расчета увеличивается до *17,6%* (расчет/факт = *28,9/24,58 = 1,176*). Это происходит из-за того, что относительно небольшая ошибка расчета суммы потенциалов (1) полностью переносится на одно из слагаемых, причем меньшее по величине.

Таблица 1

Параметры ближайшей к ядру электронной оболочки (из двух электронов)

Заряд ядра, e	Расчет $\varphi_1+\varphi_2$, эВ	Факт. $\varphi_1+\varphi_2$, эВ	Расчет/Факт.	$R / R_Б$
2 (He)	83,3	79	1,0544	0,571
3 (Li)	205,7	198	1,0389	0,364
4 (Be)	382,5	371,51	1,0296	0,267
5 (B)	613,7	599,43	1,0238	0,211
6 (C)	899,3	881,83	1,0198	0,174
7 (N)	1239,3	1218,76	1,0168	0,148
8 (O)	1633,7	1610,23	1,0146	0,129
9 (F)	2082,5	2057,6	1,0121	0,114
10 (Ne)	2585,7	2555,6	1,0118	0,102

Формулы (1) могут быть также применены для описания свойств отрицательного иона водорода (п. 3), который очень напоминает строение атома гелия с двумя занятыми пучностями резонанса электронной оболочки.

3. Сродство к электрону и двухвалентный водород.

Энергия ионизации отрицательного иона (равная по абсолютной величине энергии присоединения электрона к атому), называется *сродством к электрону*.

Полагая в формулах (1) *z=1*, получаем, что радиус электронной оболочки отрицательного иона водорода больше чем у атома водорода и равен *4/3* радиуса Бора, а сумма потенциалов ионизации двух электронов оболочки равна *15,3 эВ*.

Потенциал ионизации нейтрального атома водорода известен (*13,6 эВ*), поэтому, зная сумму потенциалов ионизации двух электронов, можно оценить сродство водорода к электрону: *15,3 – 13,6 = 1,7 эВ*.

Полученное значение имеет тот же порядок величины, что и данные экспериментов о сродстве водорода к электрону *0,754 эВ*, что подтверждает правильность используемой модели. Однако, также как и при расчете потенциала ионизации атома гелия, здесь мы наблюдаем снижение точности расчета из-за того, что небольшая погрешность определения суммы потенциалов по формулам (1) относится к меньшему (более чем на порядок!) слагаемому.

Действительно, отношение расчет/факт для суммы потенциалов ионизации отрицательного иона водорода: *15,3/(13,6 + 0,754) = 15,3/14,354 = 1,066*, свидетельствует о столь же малой погрешности, что и при расчете суммы двух потенциалов ионизации гелия и других атомов (табл. 1).

Чем вызвана большая разница между двумя потенциалами ионизации?

Изначально два электрона, располагаясь симметрично по разные стороны от ядра, обладают одинаковой энергией, и, казалось бы, потенциалы ионизации должны иметь близкие значения. Дело здесь не только в том, что после каждого акта ионизации заряд оставшейся части становится все более положительным, и отрыв последующих электронов затрудняется. Кроме этого, удаление первого электрона усиливает центростремительную силу для оставшегося в оболочке электрона, и поэтому акт ионизации сопровождается одновременным смещением остающегося электрона ближе к ядру, а высвобождающаяся при этом энергия снижает затраты энергии на удаление первого электрона. Таким образом, первый акт ионизации происходит намного легче, чем второй.

Отрицательные ионы других атомов (в отличие от водорода) могут иметь главные квантовые числа, отличающиеся от единицы, поэтому нам понадобятся расчетные формулы в более общем виде.

Аналогично выводу формул (1), сделанному в работе [2], воспользуемся балансом сил, действующих на каждый из двух электронов, расположенных с противоположных сторон от ядра (остова) атома, как показано на рис. 1.

С одной стороны, это сила электростатического притяжения к ядру и относительно меньшая сила взаимного отталкивания электронов, а, с другой стороны, центробежная сила, вызванная циркуляцией импульса (энергии) в резонансной электронной оболочке:

$$F_{цс} = \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon R^2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon(2R)^2}, \qquad F_{цб} = \frac{mv^2}{R} = \frac{p^2}{mR}. \tag{3}$$

Учитывая что

$$2\pi R = n\lambda = n\frac{h}{p}, \tag{4}$$

и приравнивая друг другу разнонаправленные силы (3), получаем:

$$R = \frac{4n^2}{4z-1}\frac{\varepsilon h^2}{\pi m e^2} = \frac{4n^2}{4z-1}R_Б. \tag{5}$$

Сумма потенциалов ионизации двух электронов оболочки равна (согласно теореме о вириале) суммарной кинетической энергии этих электронов.

Поэтому, с учетом (4) и (5), получаем:

$$e(\varphi_1 + \varphi_2) = 2\frac{p^2}{2m} = \frac{(4z-1)^2}{8n^2}\frac{e^2}{8\pi\varepsilon R_Б} = \frac{(4z-1)^2}{8n^2}\cdot 13{,}6эВ. \tag{6}$$

При *n=1* выражения (5) и (6) ожидаемо переходят в формулы (1).

Воспользуемся выражением (6) для определения главных квантовых чисел отрицательных ионов в основном состоянии:

$$n^2 = \frac{(4z-1)^2 \cdot 13{,}6}{8(\varphi_1 + \varphi_2)}. \qquad (7)$$

Имеющиеся данные о потенциалах ионизации и сродстве к электрону одновалентных атомов дают возможность произвести расчеты по полученным формулам. В рассматриваемом случае заряд ядра (или атомного остова) полагается равным единице (***z=1***). Результаты расчетов параметров ионов и соответствующие данные для нейтральных атомов [2] приведены в таблице 2.

Таблица 2

Параметры отрицательных ионов одновалентных атомов

Ион атома	Сродство к электрону, эВ	$\varphi_1+\varphi_2$, эВ	n_u (n_a)	$n \approx N_1/N_2$	$R_и/R_Б$	$R_a/R_Б$
Li^-	0,62	6,01	1,60 (1,593)	8/5	3,40	2,52
Na^-	0,548	5,686	1,64 (1,632)	5/3	3,59	2,65
K^-	0,502	4,841	1,778 (1,775)	7/4	4,21	3,13
Cs^-	0,472	4,365	1,872 (1,875)	15/8	4,67	3,49
Rb^-	0,486	4,662	1,812 (1,81)	9/5	4,37	3,26

Расчеты дают практически идеальное совпадение главных квантовых чисел у отрицательных ионов и соответствующих атомов - столбец $n_u(n_a)$. При этом радиусы электронных оболочек у отрицательных ионов значительно больше, чем у атомов (предпоследний и последний столбцы табл. 2). Сравнительные данные для атомов в основном состоянии, как уже отмечалось, взяты из работы [2].

Таким образом, главные квантовые числа отрицательных ионов, как и самих одновалентных атомов в основных состояниях являются дробными величинами.

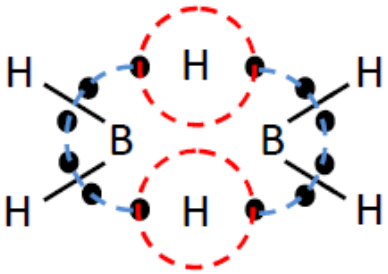
Этот результат чрезвычайно важен, так как еще раз подтверждает выводы, сделанные в предыдущих работах [1-3] о природе дробных значений главных квантовых чисел и о гармоническом единстве спектра атома.

Яркой иллюстрацией этих свойств является, например, атом лития, который в основном невозбужденном состоянии имеет главное квантовой число внешнего электрона, равное простой дроби 8/5. В возбужденных состояниях это дробное значение продолжается последовательностью увеличивающихся на единицу дробей: 13/5, 18/5, 23/5 и т.д. Теперь же мы видим, что отрицательный ион, как и атом лития, характеризуется той же величиной главного квантового числа – 8/5.

В завершение этого раздела кратко остановимся на «удивительном» свойстве водорода, который может быть и одновалентным, и двухвалентным.

Например, молекула диборана B_2H_6, содержит шесть атомов водорода, четыре из которых ведут себя как одновалентные, а два – как двухвалентные.

Это следует из структурной формулы молекулы:



Четыре атома водорода (справа и слева) взаимодействуют с атомами бора как одновалентные атомы «обычным» образом, а именно, единственный электрон каждого из атомов водорода фактически встраивается во внешнюю электронную оболочку атома бора.

В то же время, два атома водорода (в центре) взаимодействуют и с левой, и с правой частями молекулы, объединяя ее в единое целое. Такая возможность у атома водорода имеется, так как его кольцевая оболочка как раз содержит две пучности резонанса с противоположных сторон от ядра. С одной стороны, для связи водород может использовать свой единственный электрон, а с другой стороны, может захватывать сторонний электрон свободной пучностью оболочки.

Связь посредством атома водорода получила название «банановой» связи.

4. Квантовые числа двух и трех внешних электронов

Формулы (4), (5) можно применить и к анализу свойств двухвалентных атомов с двумя электронами на внешней оболочке, положив ***z=2***:

$$R = \frac{4n^2}{7} R_Б. \qquad (8)$$

$$n^2 = \frac{49 \cdot 13{,}6}{8(\varphi_1 + \varphi_2)} = \frac{83{,}3}{\varphi_1 + \varphi_2}. \qquad (9)$$

Расчеты по этим формулам интересно рассмотреть в сравнении с соответствующими величинами для водородоподобных ионов (с зарядом остова атома ***z=2*** и одним электроном во внешней оболочке):

$$R = \frac{n^2}{z} R_Б, \qquad (10)$$

$$n^2 = \frac{z^2 \cdot 13{,}6}{\varphi_z}, \qquad (11)$$

подобно сравнению параметров атомов и отрицательных ионов в табл. 2.

При ***z=2*** формулы (10), (11) приобретают вид:

$$R = \frac{n^2}{2} R_Б, \qquad (12)$$

$$n^2 = \frac{54{,}4}{\varphi_2}. \qquad (13)$$

Результаты расчетов по формулам (8), (9) и (12), (13) сведены в таблице 3.

Таблица 3.

Параметры двухвалентных атомов и ионов этих атомов

Атом	φ_2, эВ	$\varphi_1+\varphi_2$, эВ	n_a ($n_и$)	$n \approx N_1/N_2$	$R_a/R_Б$	$R_и/R_Б$
Be	18,21	27,53	1,74 (1,73)	7/4	1,73	1,49
Mg	15,03	22,674	1,92 (1,90)	17/9	2,10	1,81
Ca	11,87	17,981	2,15 (2,14)	15/7	2,64	2,29
Sr	11,026	16,718	2,23 (2,22)	9/4	2,84	2,47
Ba	10,00	15,81	2,30 (2,33)	7/3	3,01	2,63

Полученные значения главных квантовых чисел атомов оказались очень близкими к соответствующим данным для положительных ионов – графа n_a ($n_и$), аналогично тому, как это было при сравнении результатов расчетов, приведенных в табл. 2, для одновалентных атомов и их отрицательных ионов.

В то же время, радиусы атомов и положительных ионов отличаются друг от друга меньше (около 15%), чем радиусы атомов и отрицательных ионов, которые отличаются друг от друга на одну треть.

Аналогичным образом можно сравнить характеристики ионов, у которых на внешней оболочке остается два электрона и соответствующих водородоподобных ионов с одним электроном на внешней оболочке.

Например, проведем такое сравнение для трехвалентных атомов.

В расчетных формулах в этом случае полагаем заряд атомного остова ***z=3***.

Тогда формулы (5) и (6) для положительного иона с двумя электронами во внешней оболочке приобретают следующий вид:

$$R = \frac{4n^2}{11} R_Б. \qquad (14)$$

$$n^2 = \frac{205,7}{\varphi_2 + \varphi_3}. \qquad (15)$$

Параметры иона с одним электроном во внешней оболочке, или водородоподобного иона (дважды ионизированного трехвалентного атома), определяются по формулам (10), (11) при ***z=3***

$$R = \frac{n^2}{3} R_Б, \qquad (16)$$

$$n^2 = \frac{122,4}{\varphi_3}. \qquad (17)$$

Результаты расчетов и сравнительные данные представлены в таблице 4.

Таблица 4.

Параметры однократно и двукратно ионизированных трехвалентных атомов

Атом	φ_3, эВ	$\varphi_2+\varphi_3$, эВ	$n_{и1}$ ($n_{и2}$)	$n \approx N_1/N_2$	$R_{и1}/R_Б$	$R_{и2}/R_Б$
B	37,92	63,07	1,806 (1,797)	9/5	1,185	1,076
Al	28,44	47,26	2,09 (2,075)	23/11	1,583	1,435
Sc	24,75	37,64	2,34 (2,224)	7/3 (9/4)	1,987	1,648
Y	20,5	32,73	2,507 (2,444)	5/2	2,286	1,99
La	19,17	30,6	2,59 (2,527)	13/5 (5/2)	2,446	2,128

Здесь у B и Al также наблюдается близость значений главных квантовых чисел ионов (с разной степенью ионизации), в то время как у ионов других атомов эти значения менее близки. При этом радиусы электронных оболочек ионов имеют более близкие величины, чем в рассмотренных ранее примерах.

Ниже мы еще вернемся к обсуждению результатов этих расчетов.

Для того, чтобы завершить анализ одномерных электронных оболочек, рассмотрим оболочки трехвалентных атомов с тремя внешними электронами.

Это наибольшее количество электронов, которые могут образовывать одномерные (кольцевые) электронные оболочки атомов. При большем количестве электронов оболочки образуют объемные структуры.

Напомним, что в искусственных условиях экспериментов по квантовому эффекту Холла (*2D* – электронный газ в полупроводнике при низкой температуре) имеется возможность, воздействуя сильным магнитным полем, получать кольцевые резонансы (с *1D* Ψ – функцией) с участием более трех электронов [4].

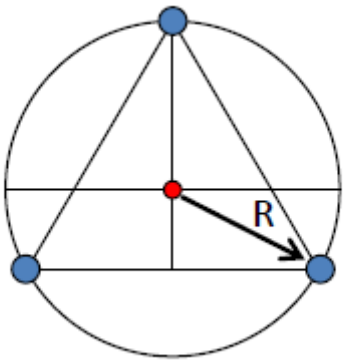


Рис. 2. Внешняя одномерная (кольцевая) электронная оболочка трехвалентного атома.

Предположим, что электроны оболочки, испытывая электростатическое отталкивание, располагаются на равном друг от друга расстоянии и, таким образом, образуют равносторонний треугольник, как это показано на рис. 2. Тогда центростремительная сила, действующая на каждый из электронов, будет содержать в себе силу притяжения ядра (остова) и противодействующую ей силу отталкивания двух остальных электронов оболочки. В то же время, центробежная сила, действующая на каждый из электронов, при резонансном взаимодействии имитирует движение электронов и противостоит притягивающей силе:

$$F_{цс} = \frac{3e^2}{4\pi\varepsilon R^2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon\sqrt{3}R^2}, \qquad F_{цб} = \frac{mv^2}{R} = \frac{p^2}{mR}. \tag{18}$$

Учитывая что

$$2\pi R = n\lambda = n\frac{h}{p}, \tag{19}$$

и приравнивая друг другу разнонаправленные силы (18), аналогично выводу формул (5) и (6), получаем:

$$R = \frac{3n^2}{9-\sqrt{3}}\frac{\varepsilon h^2}{\pi m e^2} \approx 0{,}413 n^2 R_{Б}. \tag{20}$$

Сумма потенциалов ионизации трех электронов оболочки равна (согласно теореме о вириале) суммарной кинетической энергии этих электронов. Поэтому, с учетом (19) и (20), получаем:

$$e(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3) = 3\frac{p^2}{2m} = \frac{(9-\sqrt{3})^2}{3n^2}\frac{e^2}{8\pi\varepsilon R_{Б}} \approx \frac{17{,}61\cdot 13{,}6}{n^2} \approx \frac{239{,}5}{n^2}\,эВ. \tag{21}$$

Результаты расчетов *R* и *n* по формулам (20), (21) и сравнительные данные для ионов трехвалентных атомов (взяты из табл. 4) представлены в таблице 5.

Таблица 5.

Параметры трехвалентных атомов и их ионов

Атом	$\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3$, эВ	n_a ($n_{и1}$,$n_{и2}$)	$n \approx N_1/N_2$	$R_а/R_Б$	$R_{и1}/R_Б$	$R_{и2}/R_Б$
B	71,366	1,83 (1,806; 1,797)	9/5	1,386	1,185	1,076
Al	53,244	2,121 (2,09; 2,075)	23/11	1,858	1,583	1,435
Sc	44,2	2,328 (2,34; 2,224)	7/3 (9/4)	2,238	1,987	1,648
Y	39,11	2,475 (2,507; 2,444)	5/2	2,529	2,286	1,99
La	36,21	2,572 (2,59; 2,527)	13/5 (5/2)	2,732	2,446	2,128

Параметры атомов и соответствующих ионов, рассчитанные исходя из разных моделей, как видно из таблицы, хорошо сочетаются друг с другом.

Каждый вид атомов, находясь в основном состоянии или в ионизированном состоянии, демонстрирует близкие значения главного квантового числа, хотя при этом радиусы электронных оболочек существенно и закономерно отличаются.

С другой стороны, *одна и та же модель* (например, для трех электронов на внешней оболочке и зарядом атомного остова ***z=3***) дает сильно отличающиеся значения главного квантового числа и радиуса оболочки для разных атомов, что говорит о решающем влиянии атомных остовов на эти характеристики.

Следовательно, остов атома оказывает воздействие на формирование внешней электронной оболочки не только своим размером, но и характерным набором частот, определяющим гармоническое единство каждого атома.

Эти свойства ярко проявляются у атомов с наиболее простым строением остова. Для атомов со сложным многоэлектронным остовом набор собственных частот становится все более многочисленным. Поэтому в ряде случаев становится трудно отнести дробное значение главного квантового числа одномерной электронной оболочки к той или иной ближайшей простой дроби.

Кроме того, в атоме на самом деле происходят многосторонние взаимодействия всех входящих в него частиц. Мы же результат этих сложных процессов упрощенно представляем в виде Ψ-функции.

Тем не менее, полученная точность расчетов при описании взаимодействия такого большого числа частиц, входящих в состав атомов, является приемлемой. Наглядные и логичные с физической точки зрения модели одномерных (кольцевых) внешних оболочек атомов, состоящих из 1, 2 и 3 электронов, в целом показали свою высокую эффективность.

5. Многоэлектронные сферические оболочки

Бозе-конденсация электронов в атомных электронных оболочках приводит к тому, что электроны в каждой оболочке имеют одинаковую энергию, располагаясь вокруг ядра на эквипотенциальной поверхности. При этом если в оболочке больше трех электронов, то энергетически «выгоднее» не кольцевая, а сферическая структура. Соответственно квантово-механическая волновая функция, используемая для описания единого для всех электронов оболочки стационарного состояния, будет либо одномерной, либо двумерной.

В этих условиях уравнение Шредингера, описывающее Бозе-конденсат электронов в оболочках атомов, сводится к волновому уравнению.

Действительно, уравнение Шредингера для стационарных состояний имеет вид [5]:

$$\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + [E - U(x,y,z)]\Psi = 0, \qquad (22)$$

где $U(x,y,z)$ – потенциальная энергия частицы.

При «движении» электрона в атоме по сфере или кольцу ($U(x,y,z)=const$), разность в скобках уравнения (22) становится равной постоянной величине.

Кроме того, в атоме согласно теореме о вириале кинетическая энергия электрона равна половине абсолютной величины отрицательной потенциальной энергии этого электрона. Поэтому разность в скобках в уравнении Шредингера оказывается также равной кинетической энергии электрона.

Таким образом, уравнение (22) приобретает вид обычного волнового уравнения с пространственным волновым коэффициентом *k*:

$$\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi+\frac{p^2}{2m}\Psi=0,\qquad \nabla^2\Psi+k^2\Psi=0,\qquad k=\frac{p}{\hbar}=\frac{2\pi}{\lambda},\qquad \lambda=\frac{h}{p}. \tag{23}$$

Движение электрона в атоме, как и движение свободного электрона, характеризуется длиной волны $\lambda=h/p$, и мы это обстоятельство уже использовали при анализе одномерных кольцевых электронных оболочек атомов.

Пространственная конфигурация электронных оболочек определяется не только волновыми свойствами электронов, описываемыми уравнением (23), но и взаимным электростатическим отталкиванием. В работе [2] приведены экспериментальные доказательства того, что в многоэлектронных оболочках атомов электроны относительно равномерно располагаются на общей для них сферической (эквипотенциальной) поверхности. Именно поэтому сумма всех потенциалов ионизации многоэлектронной оболочки оказывается равной (с учетом теоремы о вириале) энергии заряженной сферы того же радиуса.

Приведем дополнительные аргументы в пользу этого вывода.

Радиус многоэлектронной оболочки можно определить разными способами. В работе [2] это было сделано исходя из потенциала ионизации последнего электрона оболочки.

В частности, для инертных газов ($N=8$) расчетная формула имеет вид:

$$R=\frac{8e}{8\pi\varepsilon\rho_8}. \tag{24}$$

Полученные по этой формуле радиусы оболочек интересно сравнить с расчетами другим методом. Например, воспользуемся для расчета радиуса балансом сил, действующих на электрон в составе атома.

Во внешней оболочке атома, имеющей *N* электронов, на каждый электрон действует равнодействующая центростремительная сила электрического поля и уравновешивающая ее центробежная сила.

Аналогично (18) запишем формулы для этих сил:

$$F_{цс}=\frac{Ne^2}{4\pi\varepsilon R^2}-\frac{1}{2}\frac{Ne^2}{4\pi\varepsilon R^2}=\frac{Ne^2}{8\pi\varepsilon R^2},\qquad F_{цб}=\frac{mv^2}{R}=\frac{p^2}{mR}. \tag{25}$$

Здесь учтено, что электроны сферической оболочки, отталкиваясь друг от друга, создают результирующую силу, которая ослабляет притяжение ядра (остова) ориентировочно в два раза, приближаясь к значению для равномерно заряженной идеальной сферы.

Из рассмотренных выше примеров видно, что даже для оболочки из трех электронов ослабление силы притяжения (18) за счет отталкивания электронов характеризуется величиной $1-(1/3)^{1/2}\approx0{,}422$ довольно близкой к 0,5.

Так как условная кинетическая энергия электрона соответствует средней величине потенциалов ионизации электронов оболочки, то из равенства сил (25) получаем:

$$\frac{Ne^2}{8\pi\varepsilon R^2} = \frac{p^2}{mR} \quad \left(\frac{p^2}{2m} = \frac{e\sum\varphi_i}{N}\right), \quad \frac{R}{R_Б} = \frac{N^2}{2}\frac{13{,}6}{\sum\varphi_i}. \qquad (26)$$

Для инертных газов (*N*=*8*) формула (26) приобретает вид:

$$\frac{R}{R_Б} = \frac{435{,}2}{\sum\varphi_i}. \qquad (27)$$

Результаты расчетов радиусов электронных оболочек по формуле (27) и сравнительные данные из [2] (по формуле (24)) представлены в таблице 6.

Таблица 6

Характеристики внешних электронных оболочек атомов инертных газов

Атом	$\Sigma\varphi_i$, эВ	$\varphi_{icp} = \Sigma\varphi_i/N$ эВ	$R/R_Б$	φ_8, эВ	$R/R_Б$ [2]	φ_8/φ_{icp}
10 (Ne)	953,89	119,24	0,456	239,1	0,455	2,005
18 (Ar)	577,64	72,2	0,753	143,4	0,759	1,986
36 (Kr)	508,16	63,52	0,856	126	0,863	1,984
54 (Xe)	484,43	60,55	0,898	126	0,863	2,081

Таким образом, расчет радиуса оболочки другим методом дал очень близкие значения к полученным ранее величинам.

На первый взгляд такая близость величин радиуса полностью заполненной сферической многоэлектронной оболочки атома и радиуса оболочки иона с единственным оставшимся электроном представляется странной. Однако на самом деле это «совпадение» обусловлено разнонаправленным действием двух определяющих факторов.

С одной стороны, имеется четкая экспериментальная закономерность: $\varphi_{icp}=\Sigma\varphi_i/N \approx \varphi_8/2$ (последний столбец табл. 6), то есть, *средняя величина потенциалов ионизации внешней оболочки атомов в два раза меньше потенциала ионизации последнего электрона этой оболочки*. Но, поскольку потенциал ионизации соответствует условной кинетической энергии электрона, то и центробежные силы, действующие на электрон, в рассматриваемых случаях будут отличаться в два раза.

С другой стороны, центростремительная сила, создаваемая электрическим полем, в составе многоэлектронной *сферической оболочки* в два раза меньше чем сила, действующая на электрон, если он является единственным в оболочке.

Таким образом, при одном и том же радиусе центростремительная сила и центробежная сила уравновешивают друг друга независимо от того, заполнена ли оболочка полностью, или содержит только один электрон.

Фактически мы получили еще одно весомое подтверждение не только правильности расчетов, сделанных в работе [2], но и того факта, что в атомах многоэлектронные оболочки действительно имеют сферическую форму.

Это означает, что электроны в атоме не «движутся» случайным образом, а все время находятся на сферических поверхностях оболочек.

В противном случае мы не наблюдали бы этих закономерностей.

Каковы квантовые числа многоэлектронных оболочек атомов?

В случае кольцевой электронной оболочки главное квантовое число определяется количеством длин волн электрона на длине соответствующей окружности. Например, главное квантовое число последнего электрона оболочки определяется по формуле (11), которая при ***z=8*** дает простое выражение:

$$n^2 = \frac{870{,}4}{\varphi_8}, \qquad n = \frac{2\pi R}{\lambda} = \left(\frac{870{,}4}{\varphi_8}\right)^{1/2}. \tag{28}$$

Но в сферической оболочке волновой процесс должен соответственно характеризоваться двумя параметрами, так как, в отличие от кольцевой оболочки, он развивается не в одном линейном измерении, а в двух измерениях - по поверхности сферы.

Связаны ли каким-то образом характеристики многоэлектронной оболочки с главным квантовым числом последнего электрона оболочки (28), то есть, когда остальные электроны удалены?

Снова обратимся к уравнению Шредингера (23).

Решение волнового уравнения на сфере, сводится к так называемым сферическим гармоникам:

$$\Psi = \left[A\cos m\varphi + B\sin m\varphi\right]P_n^m(\cos\theta) = \left[C\sin(m\varphi+\gamma)\right]P_n^m(\cos\theta),$$
$$C = \sqrt{A^2+B^2}, \quad \gamma = arctg\,\frac{A}{B}. \tag{29}$$

Здесь исключены функции, которые дают бесконечность на полюсах сферы.

Следует также иметь в виду, что число *n* в обозначении функции Лежандра $P_n^m(\cos\theta)$ просто совпадает с обозначением главного квантового числа.

Таким образом, колебания имеют две составляющие – в азимутальном направлении (в виде обычных тригонометрических функций) и вдоль меридианов по полярной координате (присоединенные функции Лежандра первого рода). Вид функции в направлении меридианов зависит от количества пространственных периодов, укладывающихся по другому направлению - вдоль экватора сферы.

Однако далеко не все определяется функцией (29).

Как уже упоминалось выше, решающее влияние на формирование электронных оболочек оказывает взаимное электростатическое отталкивание электронов. Поэтому из множества возможных гармоник (29) происходит отбор таких параметров волнового процесса, которые обеспечивают наибольшую равномерность распределения электронов по сферической поверхности.

В частности, полностью заполненной электронной оболочке из восьми электронов логично сопоставить гармонику

$$\Psi = (C\sin 2\varphi)P_3^2(\cos\theta). \tag{30}$$

Функция (30) дает четыре пучности в азимутальном направлении (два периода) и две пучности в полярном направлении (единственный переход через ноль на экваторе), что в итоге дает восемь пучностей. Именно в них стремятся расположиться электроны полностью заполненной оболочки.

При определении количества пучностей удобно пользоваться правилом, согласно которому присоединенные функции Лежандра $P_n^m(\cos\theta)$ проходят через ноль (n-m) раз на отрезке (-1,+1). Некоторые функции приведены на рис. 3.

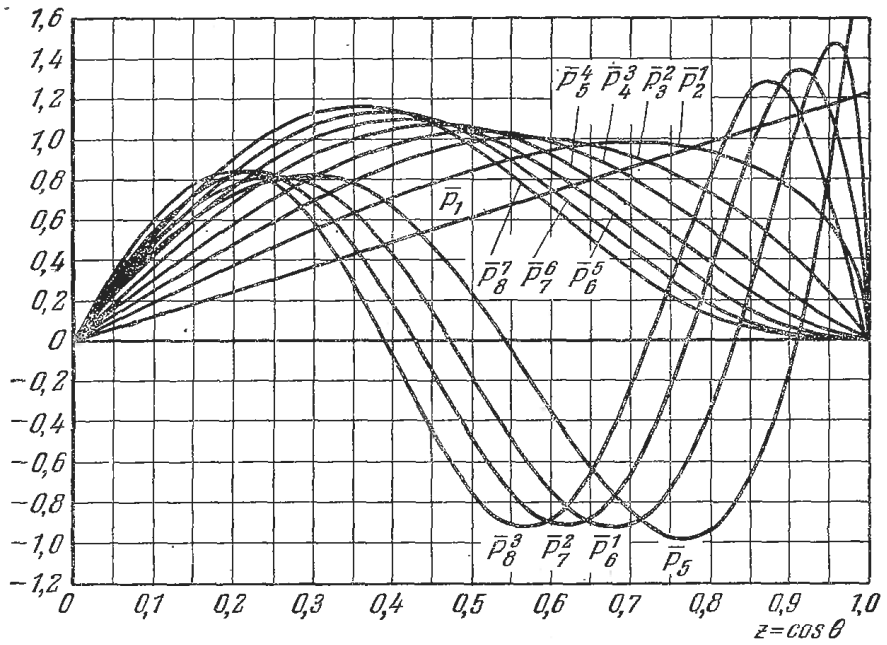


Рис. 3. Нормированные присоединенные функции Лежандра первого рода [6].

Равномерное распределение электронов (и пучностей волновой функции) по сферической оболочке дает основание предположить, что азимутальная и полярная составляющие волнового коэффициента в многоэлектронных оболочках имеют близкие по абсолютной величине значения.

А так как волновой коэффициент (23) пропорционален импульсу

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar}, \qquad \left(\lambda = \frac{h}{p}, \qquad h = 2\pi\hbar\right), \tag{31}$$

то

$$k^2 = k_\varphi^2 + k_\theta^2 = \left(\frac{p}{\hbar}\right)^2, \qquad k_\varphi \approx k_\theta \approx \frac{k}{\sqrt{2}}, \qquad p_\varphi \approx p_\theta \approx \frac{p}{\sqrt{2}}. \tag{32}$$

С другой стороны, как отмечалось выше для многоэлектронных внешних оболочек инертных газов, кинетическая энергия, а соответственно и квадрат импульса электронов заполненной оболочки в два раза меньше, чем у последнего электрона оболочки (это следует из того, что $\varphi_{icp}=\Sigma\varphi_i/N \approx \varphi_8/2$).

Поэтому, с учетом (32), получаем:

$$k_8 = \frac{p_8}{\hbar}, \qquad p \approx \frac{p_8}{\sqrt{2}}, \qquad p_\varphi \approx p_\theta \approx \frac{p_8}{2}, \qquad k_\varphi \approx k_\theta \approx \frac{k_8}{2}. \tag{33}$$

Таким образом, волновые коэффициенты ортогональных друг другу составляющих волнового процесса в сферической многоэлектронной оболочке оказываются приблизительно в два раза меньше, чем волновой коэффициент в кольцевой оболочке последнего восьмого электрона (когда остальные семь электронов удалены из оболочки). Квантовые числа этих двух составляющих волнового процесса в сферической оболочке, которые равны произведению составляющих волнового коэффициента (33) на радиус сферы

$$n_\varphi = \frac{2\pi R}{\lambda_\varphi} = k_\varphi R, \qquad n_\theta = \frac{2\pi R}{\lambda_\theta} = k_\theta R, \qquad n_\varphi \approx n_\theta \approx \frac{k_8 R}{2} = \frac{n}{2}, \tag{34}$$

также оказываются приблизительно в два раза меньше, чем главное квантовое число последнего электрона оболочки (28).

Соотношение (34) еще раз говорит о том, что взаимодействия в микромире могут происходить и на основных частотах, и на гармонических составляющих.

Во внутриатомных взаимодействиях это проявляется в полной мере.

Существующая теория ошибочно приписывает каждому электрону многоэлектронной оболочки свой набор квантовых чисел. На самом деле, все электроны оболочки описываются единой волновой функцией, хотя электроны при этом пространственно разделены. Они находятся в пучностях единой функции, описывающей Бозе-конденсат электронной оболочки.

В какой-то степени на этом свойстве Бозе-конденсатов основан успех так называемых «одноэлектронных решений», которые применяют при описании многоэлектронных систем (об этом упоминал еще Фейнман в своих знаменитых лекциях [7]).

Подробное изучение характеристик Бозе-конденсатов электронных оболочек атомов даст возможность глубже понять закономерности внутриатомных взаимодействий и межатомных связей.

6. Заключение

Ни теория Бора, ни существующая уже многие десятилетия квантовая теория атома объективно не могли дать адекватного описания устройства атома, так как основывались на ложных исходных положениях и не учитывали базовых принципов устройства микромира (и атома, в частности).

Во-первых, в составе атома происходит Бозе-конденсация электронов в кольцевых и сферических оболочках, и поэтому электроны в каждой оболочке должны описываться единой волновой функцией.

Во-вторых, в атоме в полной мере проявляются нелинейные резонансные свойства микромира, вследствие чего взаимодействия происходят не только на основных частотах, но и на гармонических составляющих. По этой причине главные квантовые числа могут быть как целыми, так и дробными числами.

Не слишком ли категоричны эти выводы?

Достаточны ли основания для радикального пересмотра теории?

Можно понять внутренний протест, возникающий у некоторых читателей, которые потратили много времени и сил, чтобы усвоить «современные научные представления», и которые теперь должны поставить их под сомнение.

Нас убеждали (как и нынешних студентов), что если бы мы умели решать сложнейшие уравнения квантовой механики, то мы смогли бы ответить практически на любой вопрос об устройстве окружающего нас мира.

Теперь же стало ясно, что даже теория атома (главное «достижение» квантовой механики) оказалась искусственным и ложным построением.

Для меня «прозрение» произошло не в одночасье. Оно потребовало три десятилетия кропотливого, но одновременно и увлекательного поиска.

На первом этапе (1986-1991гг) была получена модель строения электрона в виде вращающегося тонкого слоя электромагнитного поля, которая дала возможность *связать между собой все параметры электрона*. Стало понятно происхождение «загадочной» *постоянной тонкой структуры*, которая является характеристикой вращающегося солитона – отношением толщины вращающегося слоя электромагнитного поля к диаметру вращения. Малая величина константы определяет одновременно отношение энергии внешнего электростатического поля электрона к его полной энергии-массе.

Итоги этого этапа исследования были опубликованы в небольшой статье в научно-популярном журнале «Еретик» за январь 1991 года [8].

На втором этапе (1991-2002гг) необходимо было, прежде всего, понять, каким образом обеспечивается *вращение электромагнитного солитона*, так как «обычное» поперечное электромагнитное поле в вакууме вращаться не может.

Фактически речь шла о том, чтобы *распространить на элементарные частицы теорию электромагнитного поля*. Сделать это оказалось возможным только с использованием *модели Максвелла*, которая в свое время помогла создателю электромагнитной теории получить знаменитую систему уравнений.

Анализ показал, что вращение тонкого слоя электромагнитного поля обеспечивается присутствием составляющей *продольного электромагнитного поля*. Оно зарождается в структуре солитона и выходит за ее пределы.

Уже многие десятилетия ведутся споры о том, существует ли вообще продольное электромагнитное поле. Уравнения Максвелла описывают только поперечное электромагнитное поле, но модель Максвелла дает возможность понять механизм возникновения продольного электромагнитного поля, которое на самом деле является *одним из базовых элементов Природы*.

Мы можем наблюдать лишь постоянную составляющую продольного электромагнитного поля, которая воспринимается как *электростатическое поле* заряда элементарных частиц. В то же время, переменная составляющая образует *стоячие волны вокруг частиц*, обеспечивая взаимодействие между ними.

Таким образом, микромир буквально заполнен невероятным количеством реальных колебаний и волн. В первую очередь, это частоты нуклонов (атомных

ядер) и электронов, а также гармонические составляющие, возникающие из-за нелинейной природы солитонов.

Взаимодействия между частицами на гармонических составляющих приводят к «странным» соотношениям между массами элементарных частиц [9].

- Отношение масс барионов Ω^- (1672 МэВ) и Λ^o (1115 МэВ) равно **3/2**.
- Масса мезона $D^{\pm}$ (1869,4 МэВ) почти **вдвое** превышает массу протона.
- Отношение масс мезонов $F^{\pm}$ (1971 МэВ) и $K^{\pm}$ (493,67 МэВ) равно **четырем**.
- Отношение масс мезона B^o (5274,2 МэВ) и бариона Ξ^o (1314,9) равно **четырем**.

Частота нуклонов определяется не реальной, а некоторой *эффективной массой кварков* (***≈332 МэВ***). Соответственно доминирующая частота микромира – Главная частота Вселенной (ГЧВ) равна $\boldsymbol{1{,}60\cdot10^{23}}$ ***Гц.***

Масса электрона $m\approx(2/5)\cdot(m_n-m_p)$, а его частота равна $\boldsymbol{2{,}47\cdot10^{20}}$ ***Гц***.

Доминирующее влияние ГЧВ (≈332 МэВ) на микромир проявляется, в частности, в эффективных взаимодействиях на гармонических составляющих:

частота ***мюона*** равна 1/3 от ГЧВ,

частота ***тау*** в 6 раз больше ГЧВ.

Незначительные отклонения реальных масс от указанных значений связаны с воздействием соответствующих нейтрино (электронного, мюонного и таонного), что собственно и позволило вычислить массы этих нейтрино [9].

У некоторых мезонов эффективная масса практически *совпадает с их реальной массой,* вследствие чего они распадаются преимущественно на фотоны. Такие частицы, взаимодействуя с нуклонами на гармонических составляющих, являются *прямыми экспериментальными свидетельствами*, подтверждающими правильность приведенного выше значения ГЧВ (усредненной эффективной массы кварков нуклонов):

Масса π^o **- мезона** (134,96 МэВ) составляет 2/5 от ГЧВ (≈332 МэВ);
масса η^o **- мезона** (548,8 МэВ) составляет 5/3 от ГЧВ;
масса K^o **- мезона** (497,67 МэВ) соответствует 3/2 от ГЧВ;
масса $F^{\pm}$ **- мезона** (1971 МэВ) составляет почти 6 ГЧВ.

Заметим, что частоты этих мезонов соответствуют половине их масс, так как мезоны состоят из двух кварков.

Усложнение ряда масс элементарных частиц связано с тем, что у многих элементарных частиц, как и у «главных» частиц – протона и нейтрона, наблюдаются несоответствия между их *эффективными массами* (частотами) и реальными массами вследствие различий в энергии внутренней связи.

Кроме того, теория элементарных частиц предполагает, что существует возможность объединения в одной частице кварков с сильно отличающимися массами (частотами). Такие «комбинации», очевидно, также могут приводить к усложнению ряда масс элементарных частиц [10].

Результаты второго этапа исследования были изложены в относительно небольшой книге «Динамика вакуума и солитонная теория элементарных частиц», опубликованной в 2002г [9].

На третьем этапе (2002-2017гг) были проведены дополнительные исследования, которые дали возможность получить более полное представление о свойствах *нелинейного резонансного микромира* [11-13].

Самым важным результатом этого этапа исследования (2014г), несомненно, стало открытие экспериментальных закономерностей, свидетельствующих о *Бозе-конденсации электронов в атомных оболочках* [1-3].

В основе «конденсации» лежат резонансные взаимодействия, в том числе, и на гармонических составляющих. По этой причине, например, внешние электроны у водородоподобных атомов в невозбужденном основном состоянии характеризуются *дробными главными квантовыми числами* [2]:

Атом	Li	Na	K	Cs	Rb	Ag	Pt	Tl
$n \approx N_1/N_2$	8/5	5/3	7/4	15/8	9/5	4/3	5/4	3/2

Аналогичные закономерности прослеживаются в возбужденных состояниях.

Так, у атома *лития* наблюдаются главные квантовые числа в возбужденных состояниях, которые «продолжают» характеристику основного состояния (8/5) рядом возрастающих на единицу дробных чисел: 13/5, 18/5, 23/5, 28/5, 33/5 и т.д.

Чем сложнее атомный остов, создающий вокруг себя многообразную картину колебаний, тем больше различных гармонических составляющих, на которых возникают резонансы электронных оболочек атомов.

Дробные значения главного квантового числа возбужденных состояний атома *натрия* содержат, среди прочих, последовательности чисел:

8/3, 11/3, 14/3, 17/3, … и т. д.

22/7, 29/7, 36/7, 43/7, … и т. д.

Возбужденные состояния атома *калия* содержат, в частности, последовательности дробных значений главного квантового числа:

14/5, 19/5, 24/5, 29/5, … и т. д.

23/7, 30/7, 37/7, 44/7, … и т. д.

Что касается многоэлектронных оболочек, то электроны в них находятся на сферических эквипотенциальных поверхностях и, таким образом, имеют одно и то же энергетическое состояние, образуя резонансную структуру Бозе-конденсата. При этом *сумма потенциалов ионизации оболочки с хорошей точностью равна (с учетом теоремы о вириале) энергии идеальной сферы, заряд которой равен суммарному заряду электронов оболочки, а радиус равен радиусу оболочки*.

В качестве примера можно привести уже упоминавшиеся результаты расчетов для внешних электронных оболочек атомов инертных газов, полученные в работе [2] и подтвержденные расчетами в данной статье.

Атом	$R/R_Б$	Расч. $\Sigma\varphi_i$, эВ	Факт. $\Sigma\varphi_i$, эВ	Расч./Факт.
Ne	0,455	956,48	953,89	1,003
Ar	0,759	573,39	577,64	0,993
Kr	0,863	504,29	508,16	0,992
Xe	0,863	504,29	484,43	1,041

Весомым подтверждением нелинейных резонансных свойств микромира и наглядной их демонстрацией является *квантовый эффект Холла* [4].

Трудно переоценить значение экспериментов по квантовому эффекту Холла, так как они фактически являются прямым свидетельством резонансной Бозе-конденсации электронов на одномерных кольцевых «траекториях», подобно тому, как это происходит в кольцевых электронных оболочках атомов.

Более того, в искусственных условиях экспериментов по квантовому эффекту Холла (*2D* – электронный газ в полупроводнике при низкой температуре) имеется возможность, воздействуя сильным магнитным полем, получать *кольцевые резонансы (с1D Ψ – функцией) с участием более трех электронов*.

Электроны, находящиеся на уровне Ферми полупроводника, включаются в общий резонанс на окружностях, радиус которых зависит от величины внешнего магнитного поля. Эти кольцевые траектории электронов во внешнем магнитном поле ($R\sim10^{-8}$*м*) оказываются почти на два порядка больше, чем атомные электронные оболочки ($R\sim10^{-10}$*м*), и поэтому резонансы на гармонических составляющих, аналогичные внутриатомным резонансам с дробными главными квантовыми числами, можно определить с большей точностью.

Важно, что число *n* в обоих случаях физически означает одно и то же (количество длин волн электрона, укладывающихся на кольцевой траектории), и определяется одной и той же формулой

$$n = 2\pi R / \lambda . \qquad (35)$$

Для квантового эффекта Холла этот аналог главного квантового числа можно выразить в виде простого отношения [4]:

$$n = \frac{W_F}{P_B B} . \qquad (36)$$

Здесь P_B – магнетон Бора,

B – магнитная индукция внешнего поля,

W_F – уровень Ферми полупроводника,

Дробные числа *n* могут наблюдаться, как уже отмечалось, в двух случаях.

Во-первых, это происходит при очень больших величинах магнитного поля, когда длина окружности орбиты электронов в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, оказывается меньше длины волны де Бройля электрона (последняя зависит от уровня Ферми полупроводника).

В этом случае имеет место *правильно-дробный квантовый эффект Холла*, когда на одну длину волны де Бройля приходится больше одной окружности, и число *n* становится *меньше единицы* (*1/3, 2/5, 3/7* и т.д., то есть, на три

окружности приходится одна длина волны; на пять окружностей – две длины волны; на семь окружностей – три длины волны де Бройля и.т.д.).

Во-вторых, дробные значения *n* могут наблюдаться в тех случаях, когда резонанс происходит *на гармонических составляющих* (в отличие от резонансов на «основной» гармонике с длиной волны де Бройля). Например, *неправильно-дробный квантовый эффект Холла* с *n = 4/3* имеет место на третьей гармонике, когда четыре длины волны *этой гармоники* укладываются на длине окружности, описываемой электроном в магнитном поле.

Все эти резонансы можно видеть на прекрасных экспериментальных графиках, приведенных в нобелевской лекции [14]. Можно также легко убедиться, что числа *n*, отмеченные на рисунке целыми и дробными числами, обратно пропорциональны величине магнитного поля, как это и следует из приведенной выше формулы (36).

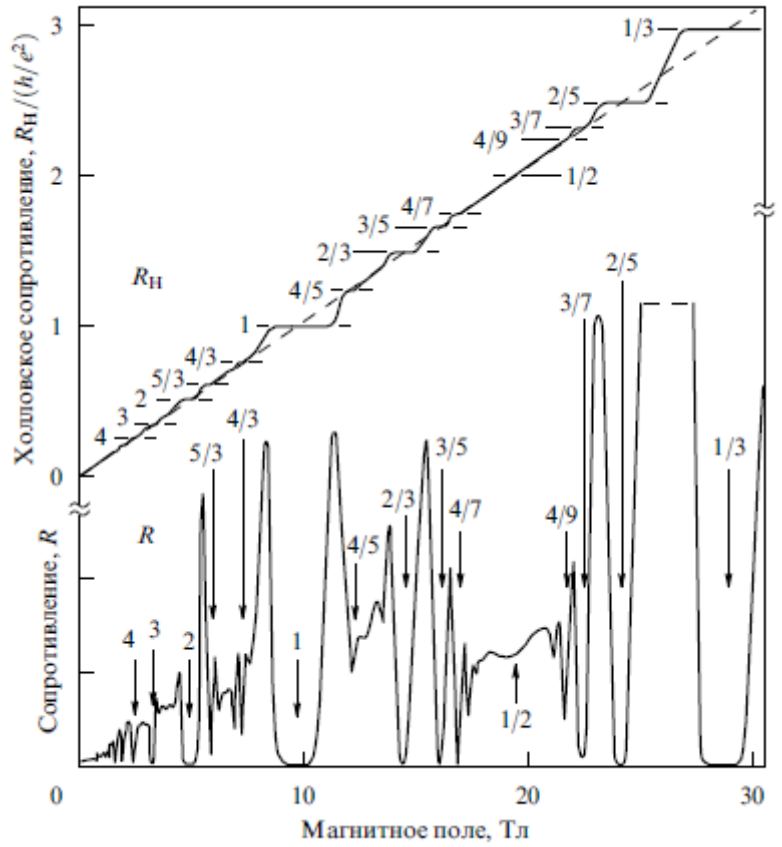


Рис. 4. Квантовый эффект Холла для 2D электронного газа в модулированно-легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs со сверхвысокой подвижностью [14].

Кроме того, из рис. 4 следует, что каждый резонанс сопровождается падением продольного сопротивления образца. Это объясняется тем, что при резонансе формируется электронный Бозе-конденсат в *2D* -электронном газе (и в пределах каждой кольцевой траектории, и во всей совокупности примыкающих друг к другу кольцевых траекторий в этой части образца), что придает области общего резонанса свойства сверхпроводника [4].

Результаты экспериментов по квантовому эффекту Холла, как и характеристики атомных электронных оболочек (в особенности атомные спектры излучения), подтверждают наличие в микромире огромного количества реальных колебаний и волн. Одновременно эти эксперименты можно считать практическими способами детектирования продольных электромагнитных волн.

Напомним, что в основе нелинейных свойств микромира, которые проявляются в присутствии огромного количества гармонических составляющих колебаний и волн, лежит солитонная природа элементарных частиц [9].

Результаты исследования нелинейных резонансных свойств микромира вызывают все возрастающий интерес, как у широкого круга читателей, так и у специалистов. В частности, об этом свидетельствует неуклонный рост индекса цитирования работ, посвященных новому пониманию микромира.

Новые представления о *нелинейном резонансном микромире* уверенно пробивают себе дорогу. Но это лишь самое начало пути, и предстоит еще огромный объем исследований. Вот лишь некоторые из этих направлений работ.

Теория вращающегося солитона, и, в особенности, *описание продольного электромагнитного поля*, требуют совершенствования математических методов анализа и математического моделирования этих явлений.

Квантовая теория в целом, теория элементарных частиц и теория атома должны быть переработаны с учетом резонансного характера взаимодействий в микромире и с учетом нелинейных эффектов.

Теория сверхпроводимости (и сверхтекучести) должна основываться на резонансной природе Бозе-конденсации, а теория межатомных взаимодействий (и химия, в том числе) должна быть пересмотрена с учетом того, что электронные оболочки атомов являются резонансными Бозе-конденсатами.

Постепенное осознание ложности существующей теории атома, которое происходит в последнее время, создает благоприятные условия для пересмотра устаревших представлений о микромире в целом [15-16].

В заключение выражаю мою искреннюю признательность П.И. Радикевичу и А.С. Богомолову за неизменную поддержку и полезные обсуждения работы.

Литература

1. Верин О.Г. Гармоническое единство спектра атома. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/14412.html
2. Верин О.Г. Законы формирования электронных оболочек атомов. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/14288.html
3. Верин О.Г. Физические основы строения атома. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/14155.html
4. Верин О.Г. Квантовый эффект Холла и сверхпроводимость. http://technic.itizdat.ru/docs/verin/FIL14917269930N298494001/2

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Теоретическая физика, том 3. Государственное издательство физико-математической литературы. 1963.
6. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров. М., 1967. С.457.
7. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т .9. М.: Мир, 1967.
8. Верин О. Загадка электрона. Научно-популярный журнал «Еретик» фонда «Потенциал». 1.1991. http://technic.itizdat.ru/docs/verin/FIL13674691950N330036001/5
9. Верин О.Г. Динамика вакуума и солитонная теория элементарных частиц. М.: РТ-Пресс. 2002.
10. Ахиезер А.И., Рекало М.П. Элементарные частицы. М.: «Наука» 1986.
11. Верин О.Г. Природа элементарных частиц, квантовая теория и Великое Объединение. М.: Контур-М. 2005.
12. Верин О.Г. Энергия. Вещество и поле. М. Контур-М. 2006.
13. Нелинейный резонансный микромир. http://nauka.info/files/files/1457552761.pdf
14. Штермер Х. Дробный квантовый эффект Холла. Нобелевская лекция, 1998г. УФН, том 170, №3, март 2000г.
15. Потапов А.А. Оболочечная модель электронного строения атомов. Вестник Иркутского государственного университета. 2006. №3. С 109 – 115. http://www.bourabai.kz/articles/potapov/index.htm
16. Баранов М.А., Дятлова И.В., Ракитин Р.Ю. Устойчивость кристаллов, образованных атомами с тонкими сферическими электронными оболочками. Научно-образовательный журнал АлтГТУ. Выпуск 5 (2003 год). http://edu.secna.ru/media/f/bar05.pdf