

Кочетков Андрей Викторович

Kochetkov Andrey Viktorovich

Пермский национальный исследовательский политехнический университет

Perm national research polytechnical university

Профессор/professor

Доктор технических наук

E-Mail: soni.81@mail.ru

Федотов Петр Викторович

Fedotov Petr Viktorovich

ООО «Научно-технический центр технического регулирования»

Open Company «Research center of technical regulation»

Инженер/engineer

E-Mail: klk50@mail.ru

01.02.01 Теоретическая механика

Эффект Штарка: интерпретация и выражение связи энергии и частоты колебания

**Stark's effect: interpretation and expression of communication of energy
and fluctuation frequency**

Аннотация: Рассматриваются методы исследования эффекта Штарка, его интерпретация и выражение связи энергии и частоты колебания с точки зрения теоретической механики.

The Abstract: Methods of research of effect of Stark, his interpretation and expression of communication of energy and fluctuation frequency from the point of view of theoretical mechanics are considered.

Ключевые слова: Эффект Штарка, теоретическая механика, теория Лоренца, эллиптическая орбита, спектральные линии.

Keywords: Stark's effect, theoretical mechanics, Lorentz's theory, elliptic orbit, spectral lines.

Статья предлагается в авторской редакции и носит дискуссионный характер.

Введение

В современной литературе принято указывать, что явление Штарка чисто квантовый эффект и не может быть объясним в классической теории. Сложилось это мнение исторически, и уже забылось, откуда это пошло.

На самом деле, произошла подмена понятий.

Исторически теория излучения атомов Бора (1913 г.) не была первой, до неё была другая классическая теория излучения атомов.

Выдвинул её Лоренц, основные положения электронной теории Лоренц выдвинул в 1892 г., а окончательно электронная теория Лоренца была опубликована в 1909 г.[1], в этой

теории Лоренц объяснял и происхождение атомных спектров. Согласно Лоренцу электрон излучает, находясь на орбите, и частота излучения равна частоте обращения электрона на орбите.

В этом эти две теории резко отличались друг от друга. Согласно классической теории Бора электрон излучает, только при переходе с высокой орбиты на низкую, а частота излучения равна разности энергии на орбитах.

В начале 20 века под термином «классическая теория атома» чаще понималась не теория Бора, а теория Лоренца. Теория Лоренца могла объяснить эффект Зеемана, правда только аномальный эффект Зеемана в сильных магнитных полях, когда спектральные линии разлагаются на Лоренцев триплет. Но не могла объяснить эффект Штарка.

Так как наложение внешнего электрического поля не может привести к появлению орбит с различными частотами обращения в основном состоянии электрона, следовательно, и расщепление спектральных линий в эффекте Штарка необъяснимо с точки зрения классической теории Лоренца. Но это только в теории Лоренца, но не теории Бора.

Тем не менее, про теорию Лоренца уже забыли, а утверждение, что «классическая теория не может объяснить эффект Штарка» осталось. При этом создается впечатление, что классическая теория вовсе не может объяснить эффект Штарка.

Это не совсем так. В данном случае под «классической теорией» имеется в виду именно теорию Лоренца, но не теорию Бора.

«Уже с самого начала было выяснено, что классическая теория не в состоянии объяснить явление Штарка. Теория явления Штарка, основанная на полуклассической теории Бора, была независимо построена К. Шварцшильдом и П.С. Эпштейном в 1913 г.» [2, с. 271]

То, что ситуация с классической теорией в описании эффекта Штарка не так трагична подтверждается в последнее время возрождением интереса к классическим и полуклассическим подходам в эффектах Штарка и Зеемана:

«Удивительно, что, несмотря на традиционность вопросов, связанных с эффектами Штарка и Зеемана, здесь обнаружен целый ряд новых результатов и явлений. При этом выявились большие возможности квазиклассических и чисто классических методов решения. Успех классических подходов обусловлен, по-видимому, известной незавершенностью классических методов описания атома, вытесненных «слишком ранним» созданием аппарата квантовой теории» [3, с. 380].

Возврат к классическим и полуклассическим методам решения задач связанных с эффектом Штарка связан с тем, что «... обнаружилось, что многие результаты теории оказываются либо малопригодными для конкретных расчетов, либо вообще незавершенными вплоть до последнего времени» [3, с. 379].

Вывод уравнений в работе Эпштейна [4] достаточно сложный, поэтому приводить не будем, но отметим главное, Эпштейн основывался на планетарной модели атома. Сделаем еще несколько замечаний по поводу построения Эпштейном теории явления Штарка. За начальные уравнения, на основе которых он строил теорию эффекта Штарка. Он брал уравнения движения в форме Якоби-Гамильтона из классической механики. Причем любопытно, что в качестве системы координат Эпштейн рассматривал задачу не в сферических координатах, а в параболических. Задачу построения теории эффекта Штарка Эпштейн решал методом малых возмущений. Считая, что внешнее поле вносит малые возмущения в электрическое поле ядра

Основная часть

Рассмотрим теорию эффекта Штарка в общем случае с точки зрения классической физики.

«Явление Штарка выглядит по разному в зависимости от того, имеется у атома (в отсутствии электрического поля E) дипольный электрический момент p или не имеется. В первом случае при наложении электрического поля E , если ограничиться линейными по полю членами, атом получает дополнительную энергию $(-pE)$, пропорциональную первой степени электрического поля. Смещение и расщепление спектральных линий получается также пропорциональными первой степени электрического поля. Такой эффект и был обнаружен Штарком .

Во втором случае у атома нет собственного электрического момента. В электрическом поле возбуждается лишь индуцированный дипольный момент $p = \beta E$, где β – поляризуемость атома, которая может быть вычислена методами квантовой механики. При увеличении электрического поля от 0 до E дипольный момент атома также увеличивается от 0 до p . При этом над атомом совершается работа $(pE)/2 = \beta E^2/2$, которая идет на приращение потенциальной энергии атома в электрическом поле. Смещение и расщепление спектральных линий окажутся пропорциональными E^2 . Эффект Штарка в этом случае называется квадратичным. Он, разумеется, много меньше линейного эффекта, почему и был обнаружен позднее¹.

Конечно, атом с собственным дипольным моментом в электрическом поле получает и добавочный дипольный момент. В первом приближении этот добавочный момент можно считать и пропорциональным полю. Тогда получится наложение линейного и квадратичного эффектов Штарка. Картина расщепления окажется несимметричной; все подуровни будут смещены в сторону более низких энергий, и тем сильнее, чем выше они расположены. Сами линии окажутся смещенными в красную сторону спектра» [2, т. 5, с. 271].

Можно добавить, что линейный эффект Штарка будет превалирующим для полярных атомов (например водорода) при не очень большой напряженности поля (до 10^5 В/см) [2, т. 5, с. 272]. При напряженности внешнего поля более 10^5 В/см уже наблюдается значительное влияние квадратичного эффекта. А при высоких уровнях напряженности поля порядка 10^6 В/см (максимально достигнутом до настоящего времени) наблюдается уже эффект Штарка третьего порядка. Который объясняется тем, что при таких высоких напряженностях зависимость индуцированного дипольного p момента от E перестает быть линейной, а становится квадратичной. В этом случае зависимость дипольного момента атома зависит уже от третьей степени E . при более высоких напряженностях, выше 10^6 В/см наступает электрический пробой, поэтому эффект Штарка выше третьего порядка не наблюдался.

Отсюда видно, что классическая теория Бора вполне приемлемо, по крайней мере, качественно может объяснить явление Штарка.

А теперь рассмотрим теорию явления Штарка чуть более подробно. Приведем вывод формулы расщепления спектральных линий в явлении Штарка на основе теории Бора из книги Фриша «Оптические спектры атомов»[7].

¹ На самом деле Штарк, обнаружил и линейный и квадратичный эффекты [5]. Другое дело, что он их обнаружил раздельно, для водорода – линейный эффект, для гелия – квадратичный. А вот переход от линейного эффекта к квадратичному для атома водорода (и других атомов) был обнаружен позднее. Это объясняется тем, что Штарк работал с напряженностями поля меньше 10^5 В/см, а существенное значение для водорода квадратичный эффект имеет для напряженностей выше 10^5 В/см.

«С точки зрения теории Бора, орбита электрона испытывает возмущение под действием внешнего поля. Атом, состоящий из ядра и одного электрона, вращающегося вокруг него по эллиптической орбите, в среднем по времени аналогичен диполю. Если внешнее поле напряженности E направлено по оси Oz , то потенциальная энергия электрона в этом поле в каждый момент времени равна: eEz , а в среднем по времени равна:

$$\overline{\Delta W} = eE\bar{z}. \quad (1)$$

По теории возмущений для эллиптической орбиты, не лежащей в плоскости, перпендикулярной к направлению поля E , величина \bar{z} отлична от нуля и равна:

$$\bar{z} = \frac{3}{2} a \varepsilon \cos \varphi, \quad (2)$$

где a – большая полуось орбиты, ε – её эксцентриситет, φ – угол между направлением большой оси и направлением поля.

Величина \bar{z} определяет расстояние «электрического центра тяжести» A системы от ядра; очевидно, A лежит на большой оси орбиты (рис.1).

Возмущение орбиты носит такой характер, что в первом приближении большая полуось a остается неизменной и лишь центр тяжести A производит в плоскости, перпендикулярной к направлению поля (рис.1), гармоническое эллиптическое колебание² с частотой:

$$\omega_A = \frac{3}{2} \cdot \frac{\hbar a}{n \hbar} a \quad (3)$$

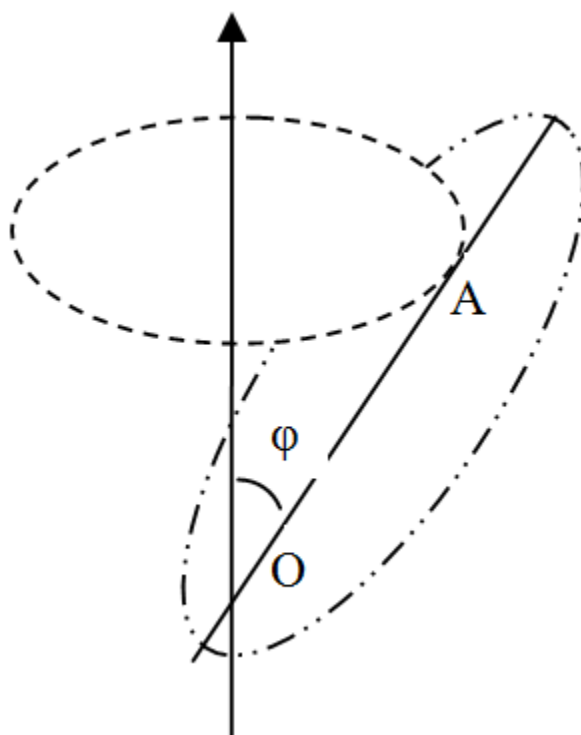


Рис. 1. Прецессия орбиты во внешнем поле

По теории Бора, если возмущение носит чисто периодический характер, то энергия

² Прецессирует вокруг направления внешнего поля (Прим. наше)

возмущения является кратным от $\omega\hbar^3$, где ω – частота возмущения. Таким образом, в данном случае имеем:

$$\overline{\Delta W} = k\omega_E\hbar, \quad (4)$$

где k – новое квантовое число⁴ [8, 9].

Сравнивая последнее выражение с (1)-(3), имеем:

$$\overline{\Delta W} = eE \frac{3}{2} a \varepsilon \cos \varphi = \frac{3}{2} eE \frac{a}{n} k \quad (5)$$

Или подставляя сюда вместо a его значение по формуле теории Бора:

$$a = \frac{\hbar^2 n^2}{m_0 e^2 Z}$$

Получим:

$$\overline{\Delta W} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\hbar^2}{m_0 e Z} e E n k, \quad (6)$$

где Ze – заряд ядра, m_0 – масса электрона.

Как видно, в рассматриваемом приближении $\Delta W \sim E$, т.е. эффект Штарка носит линейный характер.

Для $\varepsilon \cos \varphi$ из (1), (2) и (5) получаем:

$$\varepsilon \cos \varphi = \frac{k}{n} \quad (7)$$

Таким образом, выражение $\varepsilon \cos \varphi$ сохраняет свое значение во время движения. Так как $|\varepsilon \cos \varphi| \leq 1$, то $|k| \leq n$. При $\varepsilon = 1$ для эллиптического движения имеем орбиту в виде прямой, проходящей через ядро; такое движение невозможно, а значит окончательно имеем:

$$|k| < n. \quad (8)$$

- «правило отбора» квантовых чисел» [7, с. 375].

Уравнение (6) – это основное уравнение линейного явления Штарка. Иногда его называют явлением Штарка первого порядка.

Но, при выводе формулы линейного эффекта Штарка было принято одно допущение, состоящее в том, что принимается неизменность большой полуоси a при возмущении орбит со стороны внешнего поля. Т.е., уравнение (6) на самом деле является первым приближением к реальному описанию эффекта Штарка.

Далее Фриш указывает, как перейти к последующим приближениям второму и третьему, которые называются «квадратичным» и «кубическим» эффектами Штарка, соответственно. Причем все эти приближения выполняются методами классической теории возмущений.

³ Это утверждение равносильно тому, что каждое орбитальное движение подчиняется закону сохранения момента импульса (Прим. наше)

⁴ По предлагаемой авторами модификации классической механики все «квантовые числа» - суть, номера гармоник колебательных движений, совершаемых электроном на орбите. Именно такую интерпретацию квантовых чисел предлагал Э. Шредингер, когда выводил свое знаменитое уравнение [8, с. 734].

Обратим внимание, что при выводе формулы эффекта Штарка появляется новое квантовое число m , называемое **магнитное квантовое число**⁵. Другими словами, и линейный, и последующие эффекты Штарка выведены, не привлекая никаких других постулатов квантовой механики, кроме «правила квантования орбит»:

$$n \hbar = m_0 v r \quad (9)$$

и второго постулата Бора:

$$E_2 - E_1 = h \nu. \quad (10)$$

Или в другой форме:

$$E_2 - E_1 = \hbar \omega \quad (11)$$

Но, легко видеть, что (9) отражает закон сохранения кинетического момента, в обычной механике (не квантовой) он записывается в виде:

$$c = m v r = const \quad (12)$$

Суть предложений авторов данной статьи состоит в том, что необходимо вместо правила квантования орбит Бора ввести дополнительный (третий) постулат в теорию Бора.

Если в оригинале правило квантования орбит звучит:

«правило квантования орбит позволяет определить радиусы стационарных орбит:

$$m v_n r_n = n \hbar$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$;

m масса электрона;

v_n – радиус n -ой орбиты;

r_n – скорость электрона на этой орбите.

Число n положительное целое число, которое называется **главное квантовое число**»[10].

Вместо этого правила предлагается ввести постулат, гласящий, «любое периодическое движение в атоме имеет значение момента импульса равно ряду фиксированных значение

$$m v_a r_a = a \hbar, \quad (13)$$

где m – масса электрона; r_a – амплитуда колебаний, размер орбиты (если движение орбитальное); v_a – линейная скорость колебаний, орбитальная скорость; a – положительное целое число (номер гармоники колебаний)».

Этим постулатом поведение атомных объектов явно отличает от обычной механики. В обычной классической механике момент импульса может принимать любое значение от нуля до бесконечности, в атомной механике – только ряд фиксированных значений, причем имеется явное минимальное ненулевое значение момента импульса, при $a = 1$, момент импульса равен приведенной постоянной Планка:

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05445887 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} .$$

⁵ На самом деле это квантовое число появилось при объяснении эффекта Зеемана, расщепления спектральных линий во внешнем магнитном поле, отсюда и название.

С точки зрения обычной механики это может показаться неправомерным, но ведь не вызывает же сомнений, что, хотя, в обычной механике масса объектов может быть любой, а в атомных масштабах массы (электронов, протонов, нейтронов) жестко фиксированы.

С другой стороны, в макроскопической электродинамике Максвелла электрические заряды могут принимать любое значение, в атомных масштабах минимально возможный заряд фиксирован и равен по величине заряду электрона.

Предлагается ввести еще одну постоянную величину, но не как величину квантования, а как минимальное значение кинетического момента импульса любого периодического движения в атомных масштабах.

То, что минимальный момент импульса равен приведенной постоянной Планка не только для орбитального движения (как это было первоначально введено Бором), но и для других (любых) видов периодических движений видно из того факта, что в настоящее время, кроме главного квантового числа, в атомную физику введено еще несколько «квантовых» чисел (орбитальное, магнитное, спиновое), каждое из этих «квантовых чисел» отвечает за отдельное периодическое движение (номер орбиты, отклонение от круговой орбиты, прецессию вокруг направления внешнего поля), но все они, как показано в современной литературе, подчиняются вышеуказанному постулату.

Вывод формулы Эйнштейна мы уже приводили в своей монографии 2001 года [11], кратко приведем еще раз:

Формула кинетической энергии для вращательного движения:

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{m \cdot v \cdot v}{2} . \quad (14)$$

Для вращательного движения по орбите, существует соотношение:

$$v = \omega r \quad (15)$$

Подставим (15) один раз в (14):

$$E = \frac{m \cdot v \cdot \omega \cdot r}{2} = \frac{m \cdot v \cdot r \cdot \omega}{2} . \quad (16)$$

По закону сохранения кинетического момента:

$$m v r = c = const \quad (17)$$

Тогда в классической динамике следует:

$$E = \frac{1}{2} K \cdot \omega . \quad (18)$$

Здесь K – кинетический момент импульса или постоянная Кеплера. Формула зависимости энергии орбитального движения от круговой частоты процесса.

Так как любой периодический процесс может быть представлен как круговое движение в комплексной плоскости, то значит и формула (18) применима к любому периодическому процессу колебаний, только в этом случае r будет иметь смысл амплитуды колебаний, а v – скорости в комплексной плоскости (орбитальной).

Можно получить уравнение связи энергии колебаний и обычной частоты, если вспомнить, что круговая частота ω связана с обычной частотой f :

$$\omega = 2\pi \nu . \quad (19)$$

Тогда получим:

$$E = \frac{1}{2} K \cdot \omega = \frac{1}{2} \cdot 2\pi \cdot K \cdot f = \frac{1}{2} \cdot \hat{K} \cdot f . \quad (20)$$

Здесь $\hat{K} = 2\pi \cdot K$ - приведенная постоянная Кеплера.

В атомной механике, согласно дополнительному постулату:

$$\hbar = m \nu r = const \quad (21)$$

Здесь \hbar – приведенная постоянная Планка.

Тогда для формулы связи энергии и круговой частоты орбитального движения электрона в атоме получим:

$$E = \frac{m \cdot \nu \cdot \omega \cdot r}{2} = \frac{1}{2} \hbar \cdot \omega \quad (22)$$

Аналогично для формулы связи энергии и обычной частоты, с учетом того, что в спектроскопии принято частоту обозначать ν (ню) соотношением:

$$\omega = 2\pi \nu \quad (23)$$

Подставим (23) в (22) получим:

$$E = \frac{1}{2} \hbar \cdot 2\pi \cdot \nu . \quad (24)$$

Обозначая:

$$h = \frac{\hbar}{2\pi} ,$$

окончательно получим:

$$E = \frac{1}{2} h \cdot \nu \quad (25)$$

Это - выражение связи энергии и частоты колебания. Которая и выражает суть формулы Эйнштейна, причем, опять же, ничего «квантового» в полученной формуле нет, а есть только линейная зависимость энергии колебаний от частоты.

Коэффициент $\frac{1}{2}$ в последнем уравнении – разгадка еще одной «тайны» квантовой механики, ответ на вопрос «почему спин электрона полуцелый»?

Ответ простой, а потому, что настоящая «формула Эйнштейна» есть формула $E = \frac{1}{2} h \cdot \nu$, а не $E = h \nu$, как это принято сейчас.

Особо надо подчеркнуть, что необходимо четко различать понятия «квантование» и «функциональная зависимость». Согласно современной литературе формула Эйнштейна определяет квантование излучения. Согласно формуле (25), на самом деле, существует как физическое явление линейная зависимость энергии фотона от его частоты с коэффициентом 1/2.

Другими словами, энергия фотона однозначно зависит от частоты, по формуле (25), а постоянная Планка – это коэффициент пропорциональности данной зависимости. Легко

видеть, данная зависимость будет действовать всегда и для любых видов колебаний, но в отличие от атомной физики, в обычной механике коэффициент пропорциональности не равен постоянной Планка, а равняется постоянной Кеплера, которая может принимать любые значения, но остается постоянной в процессе консервативного движения.

Второй постулат Бора

$$E_2 - E = h \cdot \nu$$

следует из закона сохранения энергии, согласно которому энергия фотона не может быть другой кроме как разницы энергий начального и конечного переходов в атоме. Он отражает факт, что энергия фотона однозначно связана с его частотой согласно (25).

Рассмотрим следующий вопрос, а именно какими методами в квантовой механике строится теория эффекта Штарка.

«В основе теории штарк-эффекта лежит возможность разделения переменных в уравнении Шредингера для водородного атома в параболических координатах ξ и η :

$$\frac{d^2\psi_1}{d\xi^2} + \frac{1}{4} \left(2E + \frac{4\beta_1}{\xi} - \frac{m^2 - 1}{4\xi} - F\xi \right) \psi_1 = 0 \quad (26)$$

$$\frac{d^2\psi_2}{d\eta^2} + \frac{1}{4} \left(2E + \frac{4\beta_2}{\eta} - \frac{m^2 - 1}{4\eta^2} + F\eta \right) \psi_2 = 0 \quad (27)$$

Здесь $\psi_1(\xi) = f_1 / \xi^{1/2}$ и $\psi_2(\eta) = f_2 / \eta^{1/2}$ - приведенные волновые функции, E - энергия; β_1, β_2 - постоянные разделения переменных $\beta_1 + \beta_2 = 1$; m - магнитное квантовое число.

Уравнения (26), (27) имеют вид одномерных уравнений с эффективными потенциалами:

$$V_\xi = \frac{m^2 - 1}{8\xi^2} - \frac{\beta_1}{\xi} + F\xi, \quad V_\eta = \frac{m^2 - 1}{8\eta^2} - \frac{\beta_1}{\eta} + F\eta \quad (29)$$

Определяемыми на малых расстояниях кулоновским и центробежными членами, а на больших - членом, содержащим внешнее поле F [3, с. 381].

Во-первых, явно видны параллели между квантовой теорией и решением Эпштейна. Те же параболические координаты, те же методы решения дифференциальных уравнений второго порядка методом разделения переменных. И даже, набор квантовых чисел, у Эпштейна их три: n_1, n_2, n_3 , и в квантовой теории их тоже три: n_1, n_2, m .

Приведенный пример характеризует тот факт, что уравнение Шредингера в дифференциальной форме математически идентично уравнению Лагранжа классической динамики точки.

То же дифференциальное уравнение второго порядка, зависящее от кулоновского и центробежных членов, а при наложении внешнего поля, потенциально зависит еще и от возмущающего члена внешнего поля.

Но одинаковые уравнения в математике, не только одинаково решаются, но и приводят к идентичным решениям, то совсем не удивительно, что и полуклассическое решение Эпштейна и квантовое решение приводят к одинаковым результатам. У Эпштейна значение смещения спектральных линий

$$\Delta\lambda = \frac{3 \cdot h \cdot \lambda^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot m \cdot e \cdot c} [4, \text{с. 510}].$$

Аналогичный член из квантовой теории:

$$\dot{\lambda} = \frac{3 \cdot h^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot m \cdot e} [12, \text{с. 415}].$$

Легко видеть, что результаты совпадают.

Волновое уравнение было выведено в 1926 г. Э. Шредингером формальным применением метода операторов к классическому уравнению Гамильтона для энергии частицы в центральном поле:

$$\dot{I}(p, q) = E.$$

Таким образом, как уже говорилось в [11], в уравнении Шредингера нет ничего квантового, кроме обозначений и формального применения метода операторов к уравнениям Гамильтона.

Сказанное хорошо видно из оригинальной работе Шредингера [8, 9]⁶, в которой и были заложены основы волновой механики.

Волновое уравнение выведено из условия, что периодическое движение в центральном поле подчиняется периодическому закону, т.е. обладает необходимыми условиями волнового уравнения, решения которого, как известно периодические в виде суммы функций *sin* и *cos*, и таким образом, Шредингер формально переходит к решению волнового уравнения.

Одно из отличительных особенностей волнового уравнения является наличие гармонического ряда собственных значений, в отличие от обычных уравнений механики, для которых имеется только определенные решения, не в виде ряда значений, и однозначных чисел.

Таким образом, в волновой механике Шредингера логично появляется первое квантовое условие Бора, согласно которому для каждой периодической системы имеется не одно решение, а ряд периодических решений.

В том же номере *Annalen der Physik* Шредингер опубликовал и другую статью [13, с. 734], в которой Шредингер показывает, что волновая механика математически единообразна и с матричной механикой Гейзенберга, и с квантовой механикой Борна-Йордана. Можно добавить, что математически она идентична и планетарной теории Бора, поскольку изначально содержит те же уравнения и те же квантовые постулаты. Там же Шредингер указывает, что интерпретация эффекта Штарка для водорода возможна, если принять, что внешнее поле является малой поправкой для центрального поля ядра, т.е. это было первой работой по методу возмущений в атомной физике.

Метод возмущений известен намного раньше, чем появилась атомная физика, он был разработан и широко применялся в небесной механике, как метод приближенного решения задачи *n*-тел в ньютоновской механике. И таким образом, вполне может быть с успехом применен в классической планетарной теории атома.

⁶ К сожалению на русский язык переведена только первая часть работы Шредингера Э. Шредингер. Квантование как задача о собственных значениях (первое сообщение) // *УФН*. — 1977. — Т. 122. — С. 621—632.

Можно с уверенностью утверждать, что применение метода возмущений при решении уравнения Шредингера приведет к тем же результатам, что и решения уравнений планетарной теории Бора.

Утверждение, встречающееся в современной литературе, что, якобы классическая теория не в состоянии объяснить эффект Штарка, и только квантовая теория в состоянии объяснить эффект Штарка, надо понимать, что имеется в виду классическая теория Лоренца.

Заключение

Под квантовой теорией в данном случае понимаются, как уравнения Шредингера, так и планетарная теория Бора. Которая дает те же самые результаты, что и решение уравнения Шредингера в квантовой механике.

В общем случае, различия между уравнением Шредингера квантовой механики и уравнениями Лагранжа классической динамики, примененной к атомной теории Бора, не математические. Математически эти уравнения идентичны (в случае применения к равным условиям), а различаются только физической интерпретацией членов уравнений.

В классической механике необходимо ввести формулу зависимости энергии периодических процессов от частоты в виде (18) или (20).

В атомной физике также действует закон линейной зависимости энергии колебаний от частоты в виде (25), но с тем дополнением, что кинетический момент импульса в атомной физике имеет строго определенное значение и равен постоянной Планка.

Второй постулат Бора

$$E_2 - E_1 = h \cdot \nu$$

следует из закона сохранения энергии, согласно которому энергия фотона не может быть другой кроме как разность энергий начального и конечного переходов в атоме. И отражает факт, что энергия фотона однозначно связана с его частотой согласно (25).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лорентц Г.А. Теория электронов и её применение к явлениям света и тепловому излучению. – М. Гос. Изд-во технико-теоретической лит-ры. 1956. – 472 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики Атомная физика. т. V. ч. 1. - М.: Наука, 1986. - 426 с.
3. Лисица В.С. Новое в эффектах Штарка и Зеемана для атома водорода. // УФН. 1987. Т. 153, № 3. С. 379–421.
4. *Epstein P.S. Zur Theorie des Starkeffektes // Annalen der Physik. – 1916. – Vol. 50. – P. 489-520.*
5. Stark J. Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien I. // Annalen der Physik. – 1914. – Vol. (43). – P. 965 – 983.
6. Бонч-Бруевич А.М. Ходовой В.А. Современные методы исследования эффекта Штарка в атомах. // УФН. - 1967. № 9. - С. 93.
7. **Фриш С.Э.** Оптические спектры атомов. - М. ; Л. : Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 640 с.
8. Schrödinger E. Quantisierung als Eigenwertproblem (Erste Mitteilung) // Annalen der Physik. - 1926. - Vol.384 (79). - P.361-376.
9. Schrödinger E. Quantisierung als Eigenwertproblem (Zweite Mitteilung) // Annalen der Physik. - 1926. - Vol. 384 (79). - P. 489-527.
10. Бор Н. Избранные научные труды. Т. 1. - М. : Наука, 1970. - 584 с.
11. Кочетков А.В., Федотов П.В. Проявления исторического мышления в современной физике. – Саратов: Сарат. гос. техн. ун-т, 2001. – 162 с.
12. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. - М. : Физматгиз, 1962. - 896 с.
13. Schrödinger. E. Über das Verhältnis der Heisenberg-Born-Jordanschen Quantenmechanik zu der meinem // Annalen der Physik. - 1926. - Vol.384 (79).- P.734-756.

Рецензент: Кокодеева Наталия Евсегнеевна, профессор, доктор технических наук, ученый секретарь Поволжского отделения Российской академии транспорта.