**Классические основания квантовой механики**

Валерий Эткин

Немалое число людей, так или иначе связанных с наукой, испытывает острую неудовлетворенность существующей тенденцией современной физики «угадывать уравнения, не обращая внимания на физические модели или физическое объяснение» (Р. Фейнман, 1976 г.). В полной мере относится это и к основополагающему уравнению квантовой механики, явившемуся плодом гениальной интуиции его автора (Э. Шрёдингер, 1926 г.). Между тем уравнение такого типа можно получить и из классической физики, если допустить, что при торможении электронов в их движении по устойчивым некруговым (например, эллиптическим) орбитам их кинетическая энергия Ek переходит не только в потенциальную энергию атома как целого, но и частично отдается последним в окружающую среду в форме лучистой энергии\*.

\* Последнее следует из неравновесной термодинамики (Де Гроот С., Мазур П., 1964; Эткин В.А., 1999), согласно которой протекание какого-либо неравновесного процесса (в том числе процесса торможения электрона) связано с преодолением всех действующих в системе термодинамических сил, т.е. с преобразованием энергии в другие ее формы, соответствующие этим силам. Из нее следует также, что при этом излучают не электроны, а атом как неравновесная в целом система, поскольку энергия принадлежит, строго говоря, всей совокупности взаимодействующих (взаимно движущихся) тел или частей тела, и лишь в исключительных случаях может быть приписана одному из них.

Это возможно, если атом на различных фазах орбитального движения электронов (торможение – ускорение) то излучает, то поглощает одно и то же количество энергии. В противном случае электрон переходит на нижележащую или вышележащую орбиту, параметры которой определяются величиной потерянной или приобретенной энергии. Соответственно изменяется и частота излучения. В этом порядке идей переход на нижележащую орбиту является следствием излучения, а не наоборот (как в теории Бора). Такой процесс излучения или поглощения имеет конечную длительность, определяемую орбитальной скоростью электрона и длиной участков торможения или ускорения. Потому-то излучение и осуществляется порциями (квантами).

Поскольку излучение происходит на тех участках орбиты, где происходит торможение электрона в его движении относительно ядра, частота излучения ν равна, очевидно, числу оборотов электрона в единицу времени. Последнее представляет собой частное от деления модуля орбитальной скорости v на длину орбиты (или эквивалентной ей окружности радиусом a (ν = v/2πa). В таком случае соответствующая этой частоте длина волны излучения λ ≡ c/ν определяется простым выражением:

|  |  |
| --- | --- |
| λ = 2πca/ν = 2πmeca/meν = h/pe , | (1) |

где с – скорость света в вакууме; me – масса покоя электрона; pe = meν – его импульс; h = 2πmeca – постоянная для данной орбиты величина.

Согласно этому выражению, каждому виду атомов с некруговыми орбитами электронов соответствуют определенные длины волн излучения, зависящие от свойств вещества(импульса электронов и радиуса их орбит). Тем самым гипотеза де Бройля (1926 г.) о том, что волновые свойства присущи всем веществам, получает обоснование в рамках классической физики. Легко видеть, что при этом частота излучения ν согласно (1) оказывается пропорциональной импульсу электрона pe:

|  |  |
| --- | --- |
| hν = me vc = pe c . | (2) |

Это положение также соответствует идеям де Бройля.

Таким образом, при движении электронов по устойчивым некруговым орбитам в атомах возникает колебательный процесс, обусловленный циклическим изменением кинетической энергии электронов Ek. Этот процесс описывается известным уравнением монохроматической пространственной волны

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

где ψ – «волновая функция», т.е. параметр системы, являющийся функцией пространственных координат и отклоняющийся в колебательном процессе от своего равновесного значения.

Учитывая, что в соответствии с соотношением (1) λ2 = h2/p2 и p2 = 2m0Ek, где Ek определяется разностью между полной энергией атома (его гамильтонианом) Е и потенциальной энергией U, после подстановки в (3) и простейших преобразований приходим к основополагающему уравнению квантовой механики в виде:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Это уравнение отличается от стационарного (не зависящего от времени) уравнения Шрёдингера тем, что в нем универсальная постоянная Планка ħ заменена функцией радиуса орбиты h = h(a). Связь между ħ и h нетрудно установить, если в соответствии с ОТО выразить ν через импульс фотона pф известным соотношением ħν = pфc. Тогда из (1) следует, что h = ħpe/pф. Так «перекидывается мостик» между квантовой и классической механикой.

Предложенный вывод «классического» аналога уравнения Шрёдингера не опирается на какие-либо гипотезы и постулаты. Это выгодно отличает его от обоснования, данного самим Шрёдингером, которое всегда представлялось исследователям не вполне убедительным. В особенности это замечание касается физического смысла функции ψ. В его толковании среди наиболее крупных физиков-теоретиков до сих пор отсутствует единодушие. В большинстве своем они трактуют функцию ψ как величину, квадрат которой, будучи умноженным на элемент объема dV, характеризует вероятность ψ2dV нахождения частицы в заданной области пространства. Это понятие предполагает индетерминизм даже на уровне элементарных процессов, т.е. утрату квантовой механикой способности предсказывать события (определять последующие значения параметров по предшествующим). Вместе с тем применение понятия вероятности к отдельному атому или отдельной молекуле в известный момент времени довольно бессмысленно, так как последние обладают вполне определенным значением кинетической энергии, находятся в определенном месте и движутся в определенном направлении. В изложенном же порядке идей волновая функция приобретает простой и ясный смысл энергии электрона как функции параметров его орбитального движения. Так решается, пожалуй, самый принципиальный из физических вопросов, связанных с квантовой механикой. Наряду с этим устраняется одна из принципиальных трудностей классической электродинамики, состоящая в невозможности объяснить существование устойчивых орбит электронов из-за кажущейся неизбежности их «падения» на ядро при излучении ими энергии. Такое излучение с позиций классической электродинамики должно иметь место даже тогда, когда величина скорости электрона остается неизменной (изменяется лишь направление вектора скорости на орбите). Если же излучение порождается исключительно процессом превращения кинетической энергии в другие формы, направление скорости уже не играет роли.

Известно, что консервативные системы (E = const), подчиняющиеся этому уравнению, могут обладать только вполне определенными значениями энергии. Это же следует и из выражения (1), согласно которому определенным длинам волн спектра излучения атомов соответствуют определенные радиусы электронных орбит. Таким образом, идея «квантования» энергии электронов и их орбит также естественным образом вытекает из классических представлений.

Предложенный подход выгодно отличается также от атомной механики Бора, которая хотя и придерживалась в основном классических принципов, потребовала ряда дополнительных постулатов. Наиболее уязвимым из них явилось допущение о том, что электрон излучает в момент перехода с одной орбиты на более низкую, так что частота излучаемых волн зависит как от начальной, так и от конечной энергии атома. Отсюда следовало, что электрон либо каким-то непостижимым образом «знает» о будущей орбите, либо излучает только после попадания на конечную стационарную орбиту. Ввиду неприемлемости обоих следствий это положение всегда оставалось самым непонятным и слабым звеном в теории Бора. С изложенных позиций электрон переходит на нижележащую орбиту лишь после того, как атом излучает энергию. Тем самым устраняется основная трудность теории Бора.

Представление о том, что излучают не электроны, а атомы, объясняет также результаты опытов по «дифракции электронов», поскольку позволяет допустить, что дифракционную картину создают не электроны, а возбуждаемые ими атомы вокруг отверстия, через которое они пролетают. Тем самым проливается новый свет на дуализм «волна – частица».

Однако наиболее важным результатом предложенного подхода являются дополнительные возможности нахождения параметров электронных орбит по данным спектроскопических наблюдений. В частности, по известным длинам волн излучения λ или волновым числам νλ ≡ 1/λ = ν/c можно найти радиус i-й устойчивой электронной орбиты ai атомов, излучающих на этой частоте. Исходя из равенства на такой орбите центробежной силы fω = mev2/ai силе взаимодействия электрона с ядром fr = e2/ai2, после подстановки в выражение νλ = p/hc несложно найти радиус электронной орбиты, соответствующий определенной частоте излучения:

|  |  |
| --- | --- |
| ai = (e2/4π2c2meνλ2)–3 м. | (5) |

После этого нетрудно найти среднюю орбитальную скорость электронов v = 2πaiν, кинетическую энергию электрона на i-й орбите Ek = mev2/2 и число оборотов электрона на орбите n = ν. Однако вопрос о соответствии такого подхода результатам экспериментов остается при этом открытым.

**Список литературы**

Де Бройль Л. Ann. De Phys, V. 10, 1925, p. 22. Перевод с фр.: «Введение в волновую механику». – Харьков – Киев, 1934.

Фейнман Р. Нобелевская лекция. Пер. с англ. М.: Наука, 1976.

Шрёдингер Э. Ann. Phys., Bd. 79, 1926, p. 361, 489; Bd. 80, 1926, p. 437; Bd. 81, 1926, p. 109. Перевод с нем.: «Четыре лекции по волновой механике». – Харьков – Киев, 1936.

Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика, М.: Мир, 1964.

Эткин В.А. Термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. Саратов: Изд-во СГУ, 1991.