

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

О СУЩЕСТВЕННОСТИ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ В СМЫСЛЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ

Гусейнова Айгюн Назим к.

АННОТАЦИЯ

В работе исследуется задача оптимального управления, описываемая уравнением теплопроводности с неклассическим краевым условием.

Пусть управляемый процесс описывается функцией $y(x, t)$, которая внутри области $D_T = \{(x, t): 0 \leq x \leq 1, \text{ и } 0 \leq t \leq T\}$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + p(x)u(t), \quad (1)$$

а на границе D_T удовлетворяет начальному условию

$$y(x, 0) = y_0(x) \quad (2)$$

и граничными условиями

$$y(x, t) = \int_0^1 G(x, s, t) y_0(s) ds + \int_0^t \int_0^1 G(x, s, t - \tau) p(s) u(\tau) ds d\tau \quad (4)$$

Пусть $\phi(x)$ - заданная функция из $L_2(0,1)$. В выбранном классе допустимых управлений требуется указать управление $u^*(t) \in U_\delta$ такое, чтобы соответствующее ему решение $y^*(x, t)$ задачи (1)-(3) удовлетворяло условию

$$y^*(x, \tau_0) = \phi(x) \quad (5)$$

при этом τ_0 - нижняя грань значений τ , для которых выполняется условие

$$y(x, \tau) = \phi(x)$$

для некоторого $\tau \in (0, T)$, где $y(x, t)$ - решение задачи (1)-(3) при некотором допустимом управлении $u(t)$.

Теорема 1. Пусть существует управление $u(t) \in U_\delta$ такое, что соответствующее ему

$$y(0, t) = 0, \text{ и } y_x(1, t) = y_x(0, t), \quad (3)$$

где $p(x) \neq 0$, $y_0(x)$ - заданные функции, а $u(t)$ - управляющий параметр.

Множество допустимых управлений $u(t) \in U_\delta = \{u, \text{ и } u(t) \in L_2(0, T), \text{ и } |u(t)| \leq 1 \text{ почти всюду}\}$.

Отметим, что при $p(x) \in L_2(0,1)$, и $y_0(x) \in W_2^1(0,1)$, и $y_0(0) = 0$ и для каждого допустимого управления $u(t)$ существует решение почти всюду $y(x, t)$ задачи (1)-(3), которое с помощью функции $G(x, s, t)$ можно представить в виде

решение $y(x, t)$ задачи (1)-(3) удовлетворяет условию $y(x, \tau) = \phi(x)$ для некоторого $\tau \in (0, T)$ и $u^*(t) \in U_\delta$ - оптимальное управление в смысле быстрогодействия. Тогда

$$|u^*(t)| = 1 \text{ почти всюду на } (0, \tau_0). \quad (6)$$

Список литературы.

1. Ионкин Н.И. Решение одной краевой задачи теории теплопроводности с неклассическим краевым условием. Дифференц. уравнения, 1977, т. X, №2, с.294-304.
2. Ладыженская О.А. Краевые задачи математической физики, М., «Наука», 1973, с.403.

МЕТОДЫ УДЕРЖАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ КАК ЧАСТИЦ НА ОРБИТАЛЯХ ПРОТОНОВ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ В МОЛЕКУЛЕ ВОДОРОДА, А ТАКЖЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПРИНЦИПА ПАУЛИ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДЫ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ

Кузнецов Василий Юрьевич
кандидат технических наук

DOI: 10.31618/nas.2413-5291.2020.2.60.305

АННОТАЦИЯ

В данной статье рассматривается метод удержания электронов как частиц на орбитах атомов протонами на основе работы протонов как электромагнитных ловушек для электронов, предлагается метод взаимодействия протонов в молекуле водорода, объясняется формирование принципа Паули и асимптотическая свободы во взаимодействии частиц.

Ключевые слова: удержание электрона как частицы протоном, взаимодействие протонов в молекуле водорода, формирование принципа Паули, асимптотическая свобода.

Метод удержания протонов в молекуле водорода

Рассмотрим идеальное расположение 2 протонов напротив друг друга в параллельных плоскостях и расположении грядь против грани при совпадающих направлениях их спинов исходя из их формы согласно [1]. Поскольку их заряды одинаковы то они будут отталкиваться. Сила взаимодействия 2 зарядов [2]:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Поскольку их спины одинаковы и направлены в одном направлении то и токи в них текут в одинаковых направлениях и эта сила будет притягивать. Сила взаимодействия 2 проводников с током [2]:

$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r} L$$

Так как 2 протона это молекула водорода и она стабильна то сумма этих сил должна быть равна нулю и тогда учитывая что магнитный момент протона положителен и равен $\mu_p = 10^{-26} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-1}$ [3] и определяется как $\mu_p = IS$ [2], т.к. протон находится в вакууме, откуда $I = \frac{\mu_p}{S}$, то при длине стороны треугольного контура a исходя, что сторонами этого треугольного контура являются кварки протона, получаем:

$$\frac{\mu_0(\mu_p/(\frac{\sqrt{3}a^2}{4}))^2}{2\pi r} 3a - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = 0 \quad (1)$$

где $S = \frac{\sqrt{3}a^2}{4}$ площадь равнобедренного треугольника (контура)

$r = 0.7416$ ангстрем расстояние между атомами в молекуле водорода [4]

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{\mu_0(\mu_p/(\frac{\sqrt{3}a^2}{4}))^2}{2\pi r} 3a$$

$$\frac{q^2}{2\mu_0\epsilon_0 r} = (\frac{\mu_p}{\frac{\sqrt{3}a^2}{4}})^2 3a = \frac{16\mu_p^2}{3a^4} 3a = \frac{16\mu_p^2}{3a^3}$$

$$a^3 = \frac{32\mu_p^2\mu_0\epsilon_0 r}{q^2}$$

$$a = 4.9 \cdot 10^{-14} \text{ м.}$$

Соответственно радиус в который вписывается треугольник со стороной $a = 4.9 \cdot 10^{-14}$ м. будет $7 \cdot 10^{-14}$ м, что соотносится с общепринятым значением диаметром протона в 1 фемтометр. Необходимо учесть, что это не наружный размер протона с учётом толщины кварка, а размер внутреннего треугольника образующегося внутренними сторонами кварков - исходя из этого поперечный размер кварков будет порядка 0,175 фемтометра.

Строгая фиксированность углов образования химических связей при рассмотренном выше методе удержания протонов в молекуле водорода при применении этого метода к иным атомам указывает на фиксированность протонов как в пространстве ядра так и определённой их ориентации в этом пространства.

Метод удержания электронов на орбиталях протонов на основе электромагнитной ловушки

В [1] была рассмотрена структура протона как треугольной антенны т.е. замкнутого контура. В то же время известно, что если электрическое сопротивление равно нулю, то возбужденный в сверхпроводящем кольце ток будет существовать бесконечно долго. Форма магнитного поля будет подобна показанному на Рис. 1 и вполне подходит на роль зеркального магнитного зеркала, которые используются при создании зеркальных магнитных ловушек [5].

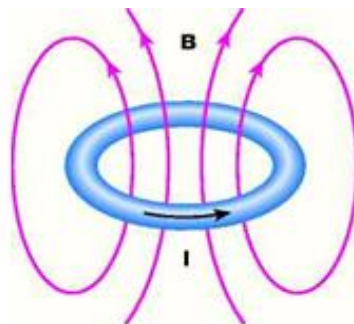


Рис. 1 Незатухающий ток в сверхпроводящем кольце и создаваемое им магнитное поле.

Суть зеркальной магнитной ловушки состоит в использовании магнитных пробок, или магнитных зеркал, — областей, в которых напряжённость магнитного поля сильно (но плавно) возрастает. Такие области могут отражать «падающие» на них

вдоль силовых линий поля заряженные частицы. На Рис. 2 изображена траектория частицы в неоднородном магнитном поле, напряжённость которого меняется вдоль его силовых линий. Эффект отражения обусловлен тем, что при

продвижении частицы в область более сильного поля при некоторых условиях её поперечная скорость v_{\perp} возрастает и увеличивается связанная с этой скоростью «поперечная энергия» частицы $\frac{1}{2}mv_{\perp}^2$. Но полная энергия заряженной частицы $E = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2$ при движении в магнитном поле не

изменяется, так как сила Лоренца, будучи перпендикулярна скорости, работы не производит. Поэтому одновременно с увеличением v_{\perp} уменьшается v_{\parallel} . В какой-то точке v_{\parallel} может стать равной нулю. В этой точке и происходит отражение частицы от «магнитного зеркала». [5]

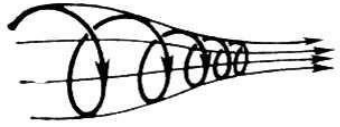


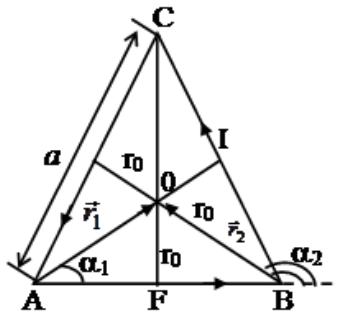
Рис. 2 Траектория частицы в неоднородном магнитном поле, напряжённость которого меняется вдоль его силовых линий

Рассчитаем минимальный угол отражения электрона от протона.

Для магнитного поля в вакууме напряжённость магнитного поля определяется выражением [3]:

$$H = \frac{B}{\mu_0}$$

Магнитная индукция в плоскости треугольного элемента (протона) равна геометрической сумме магнитных индукций, создаваемых каждой стороной в отдельности поля треугольного витка будет



$$B = B_1 + B_2 + B_3$$

$$B = \frac{6 \cdot 3\mu_0 I}{2\pi a\sqrt{3}} \cos \alpha_1 = \frac{3\sqrt{3}\mu_0 I}{\pi a} \cos \alpha_1$$

где a - длина стороны треугольника (кварка протона)

Площадь равнобедренного треугольника

$$S = \frac{\sqrt{3}a^2}{4}$$

Соответственно

$$I = \frac{4\mu_p}{\sqrt{3}a^2}$$

$$B = \frac{12\mu_0\mu_p}{\pi a^3} \cos \alpha_1$$

напряжённость (H) в центре равнобедренного треугольника (протона)

$$H = \frac{12\mu_p}{\pi a^3} \cos \alpha_1 = 2.81 \cdot 10^{14} \text{ А/м} \quad (2)$$

Радиус первой орбиты в атоме водорода $R = 5,291772085910 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ [6]

Напряжённость поля от протона на радиусе первой орбиты водорода на оси перпендикулярной к плоскости витка протона

$$H_0 = \frac{12\mu_p}{\pi(R^2 + a^2)^{3/2}} \cos \alpha_1 = 223570 \text{ А/м} \quad (3)$$

Минимальный угол входа электрона в поле протона с первой орбиты водорода чтобы он был не отражён найдём из формулы [5 формула 2.21 стр.39]

$$H = \frac{H_0}{\sin^2 \alpha_0}$$

$$\sin \alpha_0 = \sqrt{\frac{H_0}{H}} = 2.82 \cdot 10^{-5}$$

отсюда $\alpha_0 = 0.001610$

В случае круговой формы протона значения 2 и 3 будут ещё больше, а угол α_0 ещё меньше.

Электрон неотражённый и идущий по нормали к протону исходя из представления протона как

витка попросту пройдёт через центр протона, затормозится и пойдёт к протону обратно.

Таким образом протон работает как электромагнитная ловушка для электрона. Поскольку электроны отражаясь от магнитного

зеркала будут отбрасываться от протона то и стабильной орбиты они иметь не будут занимая хаотические места пространстве как указано на Рис.3:



Рис. 3 Атомная орбиталь (АО) это область пространства, в которой вероятность нахождения электрона максимальна.

Но необходимо учесть, что удерживание электронов электромагнитным полем протонов не даёт электронам находиться в любой точке пространства вокруг протона. Данный факт

подтверждается исследованиями [7] которые дали следующее распределение квадрата волновой функции двухэлектронной системы в молекуле водорода (Рис. 4) [7]:

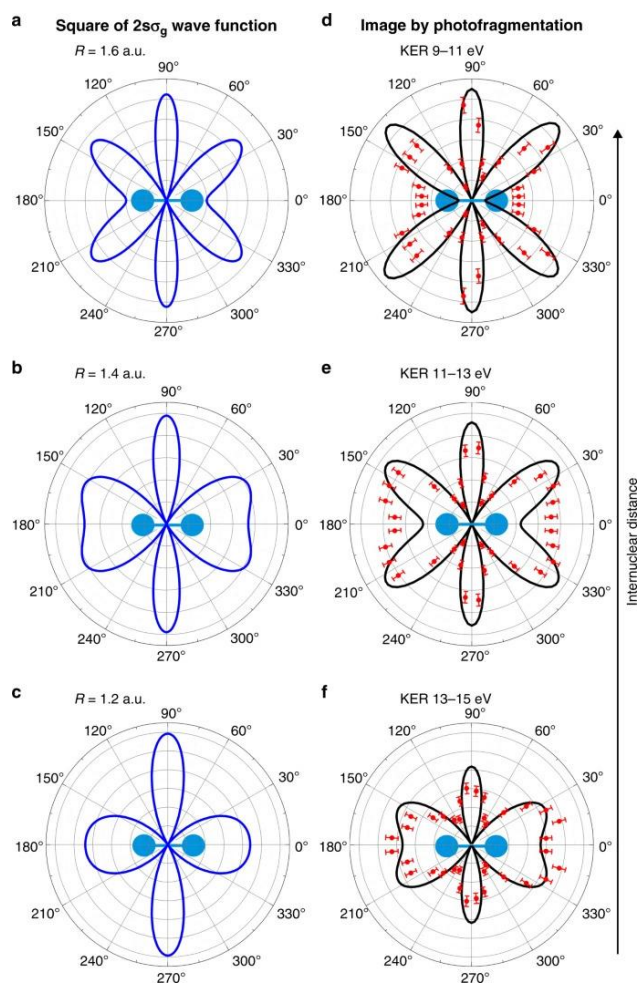


Рис. 4 Квадрат волновой функции двухэлектронной системы в молекуле водорода при расстоянии между ядрами атомов в 0,85 ангстрема. M. Waitz et al./ Nature Communications, 2018 [7]

Так же известно, что на каждой орбитали могут максимально размещаться два электрона, обладающие равной энергией, но отличающиеся спином. Принцип исключения Паули утверждает, что два электрона (или два любых других фермиона) не могут иметь одинаковое квантово-механическое состояние в одном атоме или одной молекуле [8, 9]. В рамках данного метода это объясняется тем, что двигаясь в магнитном поле протона электрон, обладая также магнитным полем, так же будет ориентироваться спином протона не смотря на свои движения вокруг протона и тем самым формируя принцип Паули. А поскольку протоны связываются своим спином, ориентированными симметрично, то и спины электронов у этих протонов будут направлены также симметрично. Чтобы спин электрона был направлен антисимметрично к спину протона он должен быть строго антипараллелен спину протона, в противном случае он будет повернут до параллельности магнитному полю протона.

Необходимо заметить, что в данной модели один протон может удерживать 2 электрона – по одному по разным сторонам плоскости нахождения кварков протона.

Асимптотическая свобода

Принято считать, что сильное взаимодействие короткодействующее: его радиус 10^{-13} см. Особенностью его, является то, что притяжение между кварками растёт с увеличением расстояния между ними. С другой стороны при сближении кварков в адронах их взаимодействие ослабевает (асимптотическая свобода). Обратим внимание на взаимодействие (1)

$$\frac{\mu_0(\mu_p/(\frac{\sqrt{3}a^2}{4}))^2}{2\pi r} 3a - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = 0 \quad (1)$$

или в более общем виде

$$\frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r} L - \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = 0$$

Из него видно, что реализуется взаимодействие описанное выше между кварками - при уменьшении расстояния сила отталкивания возрастает энергичней чем сила притяжения, а при увеличении расстояния сила отталкивания падает быстрее чем сила притяжения при ядерных масштабах расстояний. Например при отклонении от точки равновесия на порядок в сторону уменьшения расстояния сила притяжения увеличится только на 10 раз в то время как сила отталкивая на 100 раз, в тоже время при отклонении расстояния в сторону увеличения сила притяжения уменьшится только на 10 в от время как сила отталкивания уменьшится в 100. Поскольку кварки обладают как зарядом так и магнитным полем то этот механизм предлагается рассмотреть в межкварковом взаимодействии учитывая, что кварки обладают как зарядом так и спином.

На основании изложенного выдвигаю предположение, что электроны удерживаются на

орбитах атомов вследствие попадания в магнитное поле протонов, которое формируется в виде электромагнитного зеркала. Как следствие расположение связей между атомами будет определяться положением протонов в структуре ядра атома, поскольку при произвольном вращении протона электрон будет вноситься внутрь ядра чего не наблюдается. Строгая фиксированность углов образования химических связей при рассмотренном выше методе удержания протонов в молекуле водорода при применении этого метода к иным атомам указывает на фиксированность протонов как в пространстве ядра так и определённой их ориентации в этом пространства. Так же стоит отметить, что спины протонов, участвующих в образовании химических связей, должны быть одинаково направлены.

Кроме этого, если связи между атомами выстраиваются по линии то спины будут слагаться и получается магнитный материал. В случае образования связей под различными углами спины будут взаимно ослабляться и материал магнитным не будет. Кроме этого, если выстроить атомы водорода в цепочку с однонаправленными спинами то такой материал должен приобрести магнитные свойства

Наводороживание сложным образом влияет на магнитные свойства стали. До определенной полноты насыщения металла водородом магнитные свойства меняются слабо. Затем происходит резкое уменьшение максимальной магнитной проницаемости и остаточного магнетизма и еще более резкое возрастание коэрцитивной силы. Сделана попытка объяснения этих эффектов влиянием внутримолекулярного давления, меняющего межатомные расстояния в решетке и состояние электронных орбит управляющее магнитными характеристиками [10 с. 21]. В рамках данной работы это объясняется тем, что при насыщении водородом без образования гидридов магнитные моменты атомов водорода располагаются хаотично и тем самым противодействуют магнитным моментам атомов железа. Соответственно степень ослабления магнитных свойств зависит от степени насыщения стали водородом. В тоже время образование гидроксида железа приводит к усилению магнитных свойств, что объясняется в рамках данной работы тем, что к спиновым магнитным значениям атомов железа добавляются спиновые магнитные значения атомов водорода, т.к. все они будут ориентироваться однонаправлено в своих связях [11].

Поглощение протонами энергии приведёт к росту напряжённости поля протонов и соответственно к удалению электронов от протонов, т.е. переводу на более высокие орбитали. В рамках данного метода поглощение электронами электромагнитного излучения не имеет никакого значения для перехода по орбитали атома за исключением прямого столкновения с фотонами высоких энергий.

Список литературы

1. Национальная ассоциация учёных (НАУ). ежемесячный научный журнал №51/2020 1 часть ISSN 2413-5291 DOI 10.31618/NAS.2413-5291.2020.1.51
Инженерный взгляд на процессы взаимодействия электромагнитного излучения с протонами, нейтронами и атомными ядрами. Кузнецов В.Ю. стр. 42 - 44
2. Электродинамика и распространение радиоволн : учебное пособие / Д.Ю. Муромцев, Ю.Т. Зырянов, П.А. Федюнин и др. –Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2012. – 200 с. 100 экз. ISBN 978-5-8256-1146-6.
3. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. И.К. Кикоина. М. Атомиздат. 1976. 1008 с.
4. Справочник химика. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.-Л.: ГНТИ Химической литературы, 1962
5. Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. 1963 год. 98 стр ГосАтомИздат
6. В.А. Киреев Краткий курс физической химии, М., 1968
7. <https://www.nature.com/articles/s41467-017-02437-9>
8. В.Паули Общие принципы волновой механики. ОГИЗ Москва 1947
9. Д.В. Сивухин. Общий курс физики Атомная физика. т. V. ч. 1 М. Наука, 1986, 426 с
10. Шрейдер А.В., Шпарбер И.С., Арчаков Ю.И. Влияние водорода на нефтяное и химическое оборудование. М., «Машиностроение», 1976, с144
11. Влияние водорода на изменение магнитных характеристик нанокристаллического железа А.А. Новакова, О.В. Агладзе, Т.Ю. Киселева, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физика твердого тела, 2001, том 43, вып. 8, стр. 1443 – 1448