



Субатомы водорода в экспериментах

В.К. Неволин

(черновик рукописи)

Субатомы водорода в экспериментах

Субатомное состояние водорода — новое неизвестное ранее состояние водорода, предсказанное на основе многолетних теоретических исследований. Эти атомы водорода в основном состоянии отличаются более компактной локализацией и, как показывают эксперименты, могут вносить вклад в экспериментально доказанную ядерную трансмутацию элементов, что позволит создавать новые низкотемпературные источники энергии без использования радиоактивных материалов.

Сборник статей иллюстрирует оригинальный подход на основе решения целого ряда известных задач квантовой механики в представлении плотности вероятности и сравнения решений с результатами волнового представления, что позволило устранить имеющиеся противоречия и получить ряд новых результатов, в том числе описание субатомов водорода.

Все статьи объединены одной целью — доказать теоретически и экспериментально существование субатомов водорода. Субатомы водорода могут играть заметную роль и в биологических системах для воспроизведения необходимых для роста и развития элементов путем ядерной трансмутации ядер. В частности, в новых экспериментах показано, что субатомы водорода инициируют гамма излучение при фотосинтезе в лиственных растениях и при метаболизме дрожжей.

Сборник предназначен для аспирантов и молодых научных работников, изучивших ранее квантовую механику и желающих непременно поработать с субатомными состояниями водорода.

Содержание

Введение.....	5
Глава 1. История вопроса.....	7
Глава 2. Полная энергия и волновая функция свободной частицы [2].....	11
Глава 3. Уравнения квантовой механики с физическими переменными.....	15
Глава 4. Движение квантовых частиц с нулевой массой покоя.....	19
Глава 5. «Дрожание» как способ движения материальных частиц в пространстве.....	24
Глава 6. Вихревые (торсионные) поля плотности вероятности квантовых частиц.....	32
Глава 7. О тепловыделении альфа-источников [4].....	39
Глава 8. Тепловой эффект на аноде при автоэлектронной эмиссии [4].....	46
Глава 9. Эффект охлаждения анода при автоэлектронной эмиссии с катода [5].....	51
Глава 10. Атом водорода — что нового?.....	59
Глава 11. Квадрупольные моменты атома водорода [1].....	65
Глава 12. Спин и пространственная локализация свободных квантовых частиц.....	70
Глава 13. Атомы водорода на основе гипотезы Луи де Бройля [8, 9].....	80

Содержание

Глава 14. Устойчивость субатомных состояний водорода.....	88
Глава 15. Водородная трансмутация никеля в тлеющем разряде.....	91
Глава 16. Роль субатомов водорода в трансмутации изотопов в биологических системах.....	98
Глава 17. Характерное ультрафиолетовое излучение при фотосинтезе в комнатных растениях.....	103
Глава 18. Субатомы водорода и фотосинтез в растениях с магнитным полем [4].....	107
Глава 19. Субатомы водорода и метаболизм микроорганизмов [4].....	112
Глава 20. Ядерная трансмутация в пленках никеля при электролизе.....	118
Глава 21. Фоновое гамма-излучение и фотосинтез растений.....	126
Глава 22. Фоновое гамма-излучение никеля в растворе дрожжей.....	136
Глава 23. Гамма-излучение никеля в растворе серной кислоты [8].....	142
Заключение.....	149

Введение

В сборнике статей описан подход для решения квантовых задач на основе физических переменных в представлении плотности вероятности. Эти результаты сравнивались с волновыми решениями на основе уравнения Шрёдингера, что позволило устранить ряд противоречий между разными подходами и получить новые результаты, в частности уточнить выражения для квадрупольных моментов атомов водорода, несколько по-иному представить спин квантовых частиц и последовательно, на наш взгляд, предсказать возможность существования субатомов водорода.

Субатом водорода — это квантовая система из протона и электрона в основном состоянии, отличающаяся от традиционного водорода тем, что это более «компактная» система. Такие частицы практически не могут существовать свободно; приближаясь к другим частицам, в том числе заряженным, на достаточно близкие расстояния, они могут вступать с ними в ядерные реакции. Существование субатомов водорода (это могут быть и субатомы дейтерия) является, возможно, одной из причин, объясняющих экспериментально доказанную ядерную трансмутацию элементов.

Подбор статей сделан так, чтобы можно было последовательно показать, что формула де Бройля, высказанная в виде гипотезы и связывающая собственную массу квантовых частиц с квантовой частотой колебаний, является фундаментальным соотношением природы. Экспериментальное доказательство существования субатомов водорода является обоснованием этого утверждения.

Первое издание «Субатомы водорода» осуществлено в 2016 году в издательстве *LAMBERT* с возобновляемым тиражом по мере запросов. Учитывая высокие европейские цены, в целях большей доступности брошюры для студентов и аспирантов предпринято второе и третье издание в России в издательстве «Издательский дом Академии Естествознания» под названием «Субатомные состояния водорода», 2016 г., и «Атом

водорода. Что нового?», 2017 г., с внесенными исправлениями и дополнительными материалами.

Настоящая публикация отличается несколько измененным описанием субатомных состояний водорода и представлением новых экспериментальных исследований в биологических системах по обнаружению субатомов водорода.

Сборник является переработанным и дополненным изданием сборника «Субатомы водорода в технических и биологических системах», опубликованного в 2019 году.

ГЛАВА I

ИСТОРИЯ ВОПРОСА

В начале прошлого века были проделаны эксперименты, результаты которых не укладывались в понятия классической физики и привели, по существу, к рождению квантовой физики. В квантовой механике было введено понятие волновой функции, которая непосредственно не имеет физического смысла, но, тем не менее, позволяет описать эволюцию квантовых систем во времени, а квадрат модуля волновой функции имеет смысл пространственно-временного распределения плотности вероятности этой системы.

Наибольшее число вопросов вызывает изложение квантовой механики инфинитного движения частиц. С какой бы общностью ни пытались получить уравнение Шрёдингера [1, 2], все сводится к одному (по Шрёдингеру). Взято классическое выражение для энергии E свободной частицы m , которая движется с импульсом p :

$$E = p^2/2m, \quad (1.1)$$

и написано дифференциальное уравнение на языке плоских волн де Бройля для такого выражения:

$$\Psi(\vec{r}, t) = Ae^{i\left(\frac{p\vec{r} - Et}{\hbar}\right)}. \quad (1.2)$$

В результате получается уравнение Шрёдингера для сводной частицы, которое с помощью волновой функции Ψ описывает ее эволюцию в пространстве и времени:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi, \quad (1.3)$$

где оператор Гамильтона для сводной частицы имеет вид

$$\hat{H} = (\hat{p})^2/2m = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right),$$

\hbar — постоянная Планка.

Уравнение Шрёдингера является комплексным, ему соответствуют два действительных уравнения. Волновая функция также является комплексной и, как уже говорилось, не имеет физического смысла. Физический смысл имеет плотность вероятности; собственно, она описывает эволюцию частицы в пространстве и времени:

$$\rho(\vec{r}, t) = \Psi \cdot \Psi^*, \quad (1.4)$$

где Ψ^* является комплексно-сопряженной функцией.

И здесь возникает первое противоречие. Подставляя (1.2) в (1.4), получаем, что плотность вероятности свободной частицы постоянна во всем пространстве. Это необъяснимый факт. Получается, что плотность вероятности для свободной частицы, движущейся с импульсом \vec{P} , не зависит от координат и времени, то есть является постоянной во всем пространстве. Это противоречит экспериментальным данным. Попытка воспользоваться принципом суперпозиции и создать волновой пакет ни к чему не приводит. Волновой пакет расплывается в пространстве и времени. В связи с этим один из современных способов решения квантовых задач инфинитного движения заключается в описании движения квантовых частиц с помощью огибающей волнового пакета на характерных размерах и временах, много меньших, чем параметры расплывания пакета.

Собственно, с этого начинаются факты, лежащие в описании инфинитного движения в квантовой механике и непонятые до сих пор. На наш взгляд, одной из причин такого положения является то, что на заре зарождения квантовой механики отказались от описания квантовых систем с помощью физических величин. Это дорогая плата за введение нефизической функции Ψ . Дело в том, что при интерпретации квантовой механики в физических переменных без использования Ψ можно не только продвинуться в преодолении

противоречий, имеющих в квантовой механике, но и предсказать новые физические эффекты, а также экспериментально доказать их.

Как оказалось, после публикации Э. Шрёдингером своего уравнения на эту тему откликнулся Е. Маделунг, который в 1926 году опубликовал уравнения движения квантовой частицы в физических переменных, имевшие квазигидродинамический вид. Одно из двух уравнений оказалось нелинейным. Обнаружил эту библиографию Д. Бом, американский физик, который в 50-х годах внес значительный вклад в развитие квазигидродинамического описания квантовых систем [3, 4]. С тех пор нелинейный метод описания движения квантовых частиц с помощью величин, имеющих физический смысл, использовался для решения ряда квантовых задач. Например, при численных расчетах рассеяния квантовых частиц оказалось более удобным использовать квазигидродинамическое описание [5]. В конечном счете использование квазигидродинамического описания оправданно, если получены новые результаты, которые подтверждаются экспериментально или могут иметь экспериментальное подтверждение.

Возможно, квазигидродинамическое описание не «прижилось» и потому, что одно из уравнений является нелинейным и его весьма трудно решать аналитически. Впрочем, в квантовой механике не много решенных аналитически задач даже с использованием линейного уравнения Шрёдингера.

Поиск нетривиальных решений для инфинитных одночастичных состояний привел нас к решениям уравнения Шрёдингера в квазигидродинамическом виде. Квантовые квазигидродинамические уравнения позволяют описывать последовательно инфинитные и финитные состояния квантовых частиц. При необходимости полученные результаты можно удостоверить с помощью традиционных решений уравнения Шрёдингера. Обращение к квантовым квазигидродинамическим уравнениям с физическими величинами позволяет несколько иначе взглянуть на давно известные результаты для одночастичных инфинитных состояний.

Описание квантовых систем с помощью квазигидродинамических уравнений будем называть представлением плотности вероятности, и, как показывает опыт, квантовые задачи нужно решать в двух представлениях: с помощью волновых функций и с помощью представления плотности вероятности. Такой подход в конечном счете позволяет предсказать существование субатомов водорода.

Литература

1. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. — М.: Наука, 1976. — 664 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Гиз ФМЛ, 1963. — 702 с.
3. Вопросы причинности в квантовой механике / Сб. переводов под ред. Я. П. Терлецкого и А. А. Гусева. — М.: ИЛ, 1955. — С. 34.
4. Ghosh S. K., Deb B. M. Physics Reports // Review Section of Physics Letters, 1982. 92. № 1.
5. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // Доклады Академии наук. — 1982. — Т. 262. — С. 1100.

ГЛАВА 2

ПОЛНАЯ ЭНЕРГИЯ И ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ СВОБОДНОЙ ЧАСТИЦЫ [2]

К сожалению, нередко в учебниках по квантовой механике выражением для полной энергии свободной частицы считается формула

$$E = p^2/2m. \quad (2.1)$$

Однако эта формула описывает только энергию поступательного движения частицы. Частица совершает одновременно еще и квантовое движение, и это ее неотъемлемое свойство, в каких бы она состояниях ни находилась — финитных или неинфинитных. Таким образом, свободная частица одновременно участвует в двух движениях (корпускулярно-волновой дуализм) и каждому движению должна соответствовать своя энергия.

Пусть оператор Гамильтона частицы массы m , совершающей свободное движение, имеет вид

$$\hat{H} = (\hat{p})^2/2m. \quad (2.2)$$

В квантовой механике договорились и приняли, что реальной физической величине соответствует квантово-механическое среднее от соответствующего оператора. Тогда энергия частицы равна

$$E = \langle \hat{H} \rangle = \langle \hat{p}^2 \rangle / 2m = \langle \bar{p} \rangle^2 / 2m + \langle (\delta \bar{p})^2 \rangle / 2m. \quad (2.3)$$

Здесь принято, что

$$E = \langle \hat{H} \rangle = \int \Psi^* \hat{H} \Psi d\mathbf{r} \text{ и } \left\langle \left(\hat{p} - \langle \bar{p} \rangle \right)^2 \right\rangle = \langle (\delta \bar{p})^2 \rangle.$$

Можно видеть, что квантовая частица одновременно участвует в двух движениях — совершает поступательное движение с кинетической энергией

$$E_k = \langle \vec{p} \rangle^2 / 2m$$

и чисто квантовое движение с энергией квантовой нелокальности движения, обусловленной флуктуациями импульса

$$\delta\epsilon = \langle (\Delta\vec{p})^2 \rangle / 2m.$$

Таким образом,

$$E = E_k + \delta\epsilon. \quad (2.4)$$

Какой вид должна иметь волновая функция свободной частицы с энергией (2.4)? Используем принцип суперпозиции квантовых состояний для частицы, участвующей одновременно в двух движениях, и запишем волновую функцию в виде

$$\Psi(\vec{r}, t) = \frac{\sqrt{\rho_0}}{2} \left(e^{\frac{i(\vec{p}_1\vec{r} - E_1 t)}{\hbar}} + e^{\frac{i(\vec{p}_2\vec{r} - E_2 t)}{\hbar}} \right). \quad (2.5)$$

Положим, что

$$\langle \vec{p} \rangle = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) / 2, \quad \Delta\vec{p} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) / 2,$$

$$E_1 = p_1^2 / 2m, \quad E_2 = p_2^2 / 2m, \quad E = (E_1 + E_2) / 2.$$

Обозначим далее $\langle \mathbf{p} \rangle = \mathbf{p}$. Тогда плотность вероятности свободной частицы, совершающей инфинитное движение, будет иметь вид

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \cos^2 \left(\frac{\delta\vec{p}(\vec{r} - \vec{p}t/m)}{\hbar} \right). \quad (2.6)$$

Здесь предполагается, что начальная фаза волны равна нулю. Тогда один из максимумов плотности вероятности совпадает с классическим местоположением частицы и этот центр перемещается в пространстве с импульсом \vec{p} . Использование большего числа

волновых функций для написания суперпозиции, описывающей движение свободной частицы, приводит к известной проблеме — расплыванию ρ в пространстве со временем для каждой частицы. Принимая обозначения для полной энергии частицы E и среднего импульса \bar{p} , волновую функцию частицы из формулы (2.5) можно преобразовать к виду

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sqrt{\rho_0} \cos\left(\frac{\delta\vec{p}(\vec{r} - \vec{t}\bar{p}/m)}{\hbar}\right) e^{\frac{i(\bar{p}\vec{r} - Et)}{\hbar}}. \quad (2.7)$$

Формула (2.7) показывает, что амплитуда плоской волны модулируется гармонической функцией и ее максимум распространяется в пространстве с классической скоростью \bar{p}/m . Период осцилляций амплитуды в пространстве подчиняется следующим соотношениям для любого момента времени:

$$\delta p_x \cdot \delta x = 2\pi\hbar, \quad \delta p_y \cdot \delta y = 2\pi\hbar, \quad \delta p_z \cdot \delta z = 2\pi\hbar.$$

Нетрудно убедиться, что подстановка волновой функции (2.7) в уравнение Шрёдингера для свободной частицы дает выражение для полной энергии частицы в виде формулы (2.3) или (2.4).

Далее покажем, что выражение для плотности вероятности свободной частицы (2.6) является аналитическим решением квантовых квазигидродинамических уравнений.

В общем случае волна плотности вероятности свободной частицы (2.6) совершает продольно-поперечные колебания с волновым вектором

$$\vec{k} = \delta\vec{p}/\hbar, \quad (2.8)$$

частотой

$$\omega = (\delta\vec{p}/\hbar)(\bar{p}/m) = \vec{k}\vec{v} \quad (2.9)$$

и линейным законом дисперсии, что существенно. С ее помощью качественно можно объяснить известные экспериментальные результаты по интерференции частицы самой с собой при прохождении двух щелей [1]. Заметим, что в монографии [1] при интерпретации интерференционной картины на экране предлагается

суперпозиция двух волновых функций (после прохождения щелей) для описания инфинитного движения отдельной квантовой частицы.

Закон сохранения энергии движения для свободных частиц (2.4) с помощью (2.6) можно записать в следующем виде:

$$E = E_k + (\hbar k)^2/2m, \text{ или } E = E_k + (\hbar\omega/2)(\hbar\omega/2E_k) + \hbar^2 k_{\perp}^2/2m, \quad (2.10)$$

где k_{\perp} — поперечная составляющая волнового вектора относительно направления движения. Можно видеть, что квантовая составляющая энергии свободного движения частицы имеет волновую природу и связана с энергией квантовых колебаний плотности вероятности. Заметим, что гармонические колебания плотности вероятности в соответствии с формулами (2.6) и (2.9) происходят на удвоенной частоте.

Если не учитывать поперечную составляющую флуктуаций импульса $k_{\perp} = 0$ и положить, что квантовая составляющая энергии движения равна кинетической энергии $E_k = \hbar\omega/2$, то получаем прежние постулаты квантовой механики для частиц с ненулевой массой:

$$E = \hbar\omega, \quad \vec{P} = \hbar\vec{k}.$$

Эти формулы в соответствии с (2.10) описывают возможный частный случай.

Литература

1. Физика квантовой информации / Под ред. Д. Боумейстера, А. Экерта, А. Цайлингера. — М.: Постмаркет, 2002. — С. 18. (The Physics of Quantum Information edited by D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2000).
2. Неволин В.К. Об энергии движения свободных квантовых частиц в разреженных пучках // Инженерная физика, 2009. — № 5. — С. 20.

ГЛАВА 3

УРАВНЕНИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ С ФИЗИЧЕСКИМИ ПЕРЕМЕННЫМИ

Запишем уравнения движения квантовой механики в квазигидродинамическом виде. Как уже ранее было сказано, по-видимому, вначале их опубликовал Е. Маделунг в 1926 г. вслед за Э. Шрёдингером, а в 50-х годах — Д. Бом [1, 2].

Воспользуемся стандартным уравнением Шрёдингера для движения частицы массой m без спина и магнитного поля в произвольном потенциальном поле:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi, \quad \rho = \Psi \Psi^*. \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) является комплексным и, вообще говоря, эквивалентно двум уравнениям в действительном пространстве. Одно из этих уравнений приводится во многих учебниках по квантовой механике. Это уравнение обычно называют законом сохранения плотности вероятности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{m} \operatorname{div} \vec{J} = 0, \quad (3.2)$$

где вектор плотности потока вероятности равен

$$\vec{J}/m = \frac{1}{2m} (\Psi^* \hat{P} \Psi + \Psi \hat{P}^* \Psi^*). \quad (3.3)$$

Здесь \hat{P} — оператор импульса. Для инфинитного движения в пространстве, не ограниченном хотя бы с одной стороны, существует макроскопический импульс \vec{P} :

$$\hat{P}\Psi = \vec{P}\Psi.$$

Тогда уравнение (3.1) можно преобразовать к виду

$$m \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{P} = 0. \quad (3.4)$$

Уравнение движения (3.4) получается умножением уравнения (3.1) и его комплексно-сопряженного вида соответственно на Ψ и Ψ^* и вычитанием полученных уравнений. Следующее уравнение получается сложением названных выражений:

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = -\nabla \left(\frac{P^2}{2m} + U + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right). \quad (3.5)$$

Система уравнений (3.4), (3.5) с плотностью вероятности $\rho(x, y, z, t)$ и импульсом \vec{P} является замкнутой и эквивалентной (3.1). Можно видеть, что это уравнение является квазигидродинамическим и нелинейным. Уравнение (3.5) записано в несколько другом виде, нежели в [2, 3].

Если макроскопический импульс не существует, например, в области туннелирования, то систему уравнений (3.4), (3.5) необходимо записывать в других переменных. Она будет состоять из уравнения (3.2) и уравнения

$$\frac{\partial (\vec{J}/\rho)}{\partial t} = -\nabla \left(\frac{J^2}{2m\rho^2} + U + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right). \quad (3.6)$$

Для движения квантовой системы из N невзаимодействующих частиц с макроскопическими импульсами и одинаковой массы имеем

$$\frac{\partial \vec{P}_i}{\partial t} = -\nabla_i \sum_{n=1}^N \left(\frac{P_n^2}{2m} + U_n + \frac{\hbar^2 (\nabla_n \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta_n \rho}{4m\rho} \right), \quad (3.7)$$



$$m \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{n=1}^N \nabla_n (\rho \vec{P}_n) = 0. \quad (3.8)$$

С помощью уравнений (3.7) и (3.8) можно показать, что плотность вероятности для системы невзаимодействующих между собой частиц, как и прежде, равна произведению плотностей вероятности входящих в систему частиц.

Какова же роль квазигидродинамических квантовых уравнений движения? На наш взгляд, эти уравнения являются поверочными для принципа суперпозиции волновых функций. Квазигидродинамические уравнения детализируют принцип суперпозиции, делают его предметным, не допускают неограниченного суммирования квантовых состояний, например, как в случае волнового пакета. Для инфинитного движения квантовых частиц каждому виду энергии соответствует волновая функция.

Суперпозиция (сложение) волновых функций приводит не только к новому квантовому состоянию, но и, как это можно видеть из смысла уравнений Шрёдингера для инфинитных состояний, к изменению энергии квантовой системы, о чем обычно не задумываются.

Обратимся вновь к уравнению (3.5). В стационарном случае оно будет иметь вид

$$\nabla \left(\frac{P^2}{2m} + U + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right) = 0 \quad (3.9)$$

или

$$E = \frac{P^2}{2m} + U + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} = const, \quad (3.10)$$

где полная энергия квантовой частицы E является аддитивной величиной, а квантовая составляющая энергии движения имеет вид

$$\delta \epsilon = \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho}. \quad (3.11)$$

Эту величину Д. Бом называл квантовым потенциалом. Далее можно будет убедиться, что наряду с величиной $\delta\epsilon$ квантовая частица, согласно гипотезе де Бройля, обладает еще собственной энергией движения, пропорциональной ее массе.

Литература

1. Вопросы причинности в квантовой механике / Сб. переводов под ред. Я. П. Терлецкого и А. А. Гусева. — М.: ИЛ, 1955. — С. 34.
2. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities, Density — Functionals and Electron Fluids // Physics Reports (Review Section of Physics Letters), 1982. 92. № 1.
3. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // Доклады Академии наук, 1982. — Т. 262. — С. 1100.

ГЛАВА 4

ДВИЖЕНИЕ КВАНТОВЫХ ЧАСТИЦ С НУЛЕВОЙ МАССОЙ ПОКОЯ

В свое время Луи де Бройль был весьма озадачен тем, что уравнение Шрёдингера «покоится» на законах сохранения движения для квантов света и, тем не менее, не описывает волновые свойства фотонов [1]. При квазигидродинамическом описании такое возможно.

В данном случае [2, 3] уравнения инфинитного движения квантовой частицы массы m в произвольном внешнем поле $W(\vec{r}, t)$ записываются в виде

$$m \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{P} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \nabla \left(\frac{P^2}{2m} + W + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right), \quad (4.2)$$

где $\rho(\vec{r}, t)$ — пространственно-временное распределение плотности вероятности частицы, $\vec{P}(\vec{r}, t)$ — макроскопический импульс частицы.

Поскольку первое уравнение приводится во многих учебниках по квантовой механике, а второе используется нечасто, приведем краткую историю написания этой системы уравнений. Если ввести стандартные обозначения

$$\rho(\vec{r}, t) = \Psi \Psi^*, \quad (4.3)$$

$$\vec{P} = \frac{i\hbar}{2}(\Psi\nabla\Psi^* - \Psi^*\nabla\Psi), \quad (4.4)$$

то из уравнения Шрёдингера можно получить выписанную выше систему уравнений (4.1) и (4.2). Нелинейный метод описания движения квантовых частиц с помощью величин, имеющих физический смысл, использовался для численного решения квантовых задач. Например, при численных расчетах рассеяния квантовых частиц оказалось более удобным использовать квазигидродинамическое представление [3]. Однако численные расчеты не могут дать представления о возможностях квазигидродинамического описания инфинитного движения квантовых частиц. Нам удалось найти ряд аналитических решений известных квантовых задач и понять, что описание инфинитного движения квантовых частиц с помощью волны плотности вероятности является менее противоречивым и более адекватным по сравнению с описанием с помощью волновой функции. И, главное, квазигидродинамический подход позволяет предсказать ряд новых эффектов, которые по-новому объясняют известные прежние экспериментальные результаты и позволяют получить новые экспериментальные доказательства [5].

В исходной системе уравнений (4.1) и (4.2) введем макроскопическую скорость \vec{v} из определения макроскопического импульса $\vec{P} = m\vec{V}$, тогда уравнение неразрывности в соответствии с формулой (4.1) можно записать в виде

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}\rho\vec{V} = 0. \quad (4.5)$$

В этом случае уравнение неразрывности принимает стандартный вид и обычно называется дифференциальным законом сохранения плотности вероятности. Уравнение (4.2) при переходе от макроскопического импульса к макроскопической скорости запишется в виде

$$m\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} = \nabla\left(m\frac{V^2}{2} + W + \frac{\hbar^2(\nabla\rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2\Delta\rho}{4m\rho}\right). \quad (4.6)$$

Для свободных частиц, когда $W(\vec{r}, t) = 0$ и $\vec{V} = \text{const}$, уравнение (4.6) имеет тривиальное решение $\rho = \text{const}$, которое соответствует волнам де Бройля и ранее использовалось для описания квантовой бесстолкновительной плазмы [6]. Однако система уравнений (4.5) и (4.6) помимо тривиального решения имеет и другие решения, что увеличивает предсказательные возможности квазигидродинамического представления для движения квантовых частиц.

Умножим уравнение (4.6) на $2m$ и получим

$$\nabla \left(\frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{4\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{2\rho} \right) = 0. \quad (4.7)$$

Первое интегрирование этого уравнения дает

$$\delta(\vec{P})^2 = \left(\frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{4\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{2\rho} \right) = \text{const}. \quad (4.8)$$

Здесь принято обозначение константы интегрирования для движения безмассовых частиц в виде квадрата квантового импульса [7]. В качестве решения системы уравнений (4.6) и (4.8) можно воспользоваться готовым решением из [7] в виде

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \cos^2 \left(\frac{\delta \vec{p}(\vec{r} - t\vec{v})}{\hbar} \right). \quad (4.9)$$

Это решение описывает волну плотности вероятности, которая распространяется в пространстве с волновым вектором \vec{k} :

$$\delta \vec{p} = \hbar \vec{k}. \quad (4.10)$$

А закон дисперсии для частоты колебаний в этой волне запишется в виде

$$\omega = \vec{k} \vec{v}. \quad (4.11)$$

Поскольку не существует макроскопический импульс $\vec{P} = (\vec{r}, t)$, который связан с массой частицы, то векторы \vec{k} и \vec{v} совпадают по направлению. Для энергии квантов этого поля имеем линейный закон дисперсии:

$$E = \hbar \cdot \omega = \hbar \cdot k \cdot v. \quad (4.12)$$

Здесь скорость безмассовых квантовых частиц не определена. Это могут формально быть, например, длинноволновые акустические фононы или фотоны, распространяющиеся со скоростью света, когда $v = c$. Здесь не требуется лоренцевская инвариантность исходных уравнений, поскольку масса покоя фотонов стремится к нулю.

Если частица движется со скоростью света $v = c$, то имеем

$$\delta p = \frac{\hbar \omega}{c} = \hbar k. \quad (4.13)$$

Это есть стандартное выражение для импульса фотона. Пользуясь формулами (4.10) и (4.11), выражение для плотности вероятности (4.9) можно переписать в виде

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \cos^2(\vec{k}\vec{r} - \omega t). \quad (4.14)$$

Плотность электромагнитной энергии в вакууме для плоских электромагнитных волн равна [8]

$$\rho_e(\vec{r}, t) = \frac{E_0^2}{4\pi} \cos^2(\vec{k}\vec{r} - \omega t), \quad (4.15)$$

где E_0 — амплитуда электрического поля. Можно видеть, что плотность вероятности, описывающая движение частиц с нулевой массой, согласуется с плотностью электромагнитной энергии с точностью до нормировки. Тогда плотность потока вероятности

$$\vec{S} = \vec{v}\rho(\vec{r}, t)$$

согласуется с точностью до коэффициента с плотностью потока электромагнитной энергии (вектор Умова — Пойнтинга).

Полученные результаты еще раз убеждают, что квантовые квазигидродинамические уравнения или представление плотности вероятности, на наш взгляд, более полно описывают волновую природу движения квантовых частиц.

Эта статья была написана к 120-летию со дня рождения Луи де Бройля (15.08.1892 г.), к которому автор на протяжении своей жизни питает все возрастающий пиетет, и опубликована в [7]. С течением времени содержание статьи по необходимости изменялось. Здесь изложен ее новый вариант.

Литература

1. Де Бройль Луи. Избранные научные труды. Т. 1. Становление квантовой механики. — М.: Логос, 2010. — 552 с.
2. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities, Density — Functionals and Electron Fluids // *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 1982. V. 92. № 1. P. 1–44.
3. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // *Доклады Академии наук*, 1982. — Т. 262. — С. 1100–1102.
4. Вопросы причинности в квантовой механике. Сб. переводов / Под ред. Я. П. Терлецкого и А. А. Гусева. — М.: ИЛ, 1955. — С. 34.
5. Чаплыгин Ю. А., Неволин В. К., Петухов В. А. Эффект охлаждения анода при автоэлектронной эмиссии с катода // *Доклады Академии наук*, 2011. — Т. 436. — № 2. — С. 1–3.
6. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. О квантовом описании линейных кинетических свойств бесстолкновительной плазмы // *УФН*, 1999. — Т. 169. — № 6. — С. 687–689.
7. Неволин В. К. Квантовая физика и нанотехнологии. — М.: Техносфера, 2013. — 127 с. Nevolin V. K. Quantum Physics and Nanotechnology. <http://arxiv.org/abs/1106.0973v1>.
8. Власов А. А. Макроскопическая электродинамика. — М.: Гиз ТТЛ, 1955. — С. 48.

ГЛАВА 5

«ДРОЖАНИЕ» КАК СПОСОБ ДВИЖЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПРОСТРАНСТВЕ

С позиций предыдущих разделов посмотрим на процесс поступательного движения в более общем виде.

Объект с массой покоя, отличной от нуля, размеры которого существенно меньше области, в которой он движется, назовем материальной частицей. Если в каждый момент времени частица занимает вполне определенное положение в пространстве и описывается классическими уравнениями движения, то в результате решения уравнений движения получаем хронологию событий во времени и пространстве. Как же на самом деле происходит движение частицы? Об этом задумывались еще древние мыслители, например Зенон Элийский в пятом веке до н. э. Как пишут историки, он утверждал: «Летящая стрела неподвижна, так как в каждые моменты времени она покоится, а поскольку она покоится в каждый момент времени, то она покоится всегда». Получается, что для совершения движения в каждый момент времени частица должна «дрожать» — иметь неопределенность значений координат и, следовательно, импульса. Закон сохранения энергии для такой свободной частицы можно записать в виде

$$E = P^2/2m + \Delta\varepsilon, \quad (5.1)$$

где \bar{P} — среднее значение импульса, поскольку он должен флуктуировать — «дрожать» около некоторого среднего значения, m — масса частицы, $\Delta\epsilon$ — энергия «дрожания». Для классических частиц (частицы, которые описываются классическими уравнениями движения) величина $\Delta\epsilon$ исчезающе мала, но принципиально не равна нулю, и о ней обычно не говорят.

В квантовой механике для материальных частиц, совершающих инфинитное движение (движение, не ограниченное хотя бы в одном направлении), формула (5.1) выводится строго и загадочная величина $\Delta\epsilon$ является вполне конкретной величиной — энергией квантовых флуктуаций импульса частицы. Теперь понятно, что для описания движения макроскопических тел эта величина не имеет никакого значения, в то же время при описании квантовых движений эта величина может быть существенной. Например, электрон в атоме водорода локализован в области ядра и совершает чисто квантовое движение с дискретным значением энергии $\Delta\epsilon_n$.

Здесь следует сделать отступление. Формула (5.1) и все последующие формулы далее по тексту были получены при описании движения квантовых частиц с помощью квантовых уравнений движения с физическими переменными, а не с помощью уравнения Шрёдингера [1, 2]. Однако каждый раз полученные решения проверялись решениями уравнения Шрёдингера, в которых приходилось учитывать дополнительные условия. Система квантовых уравнений движения с использованием физических переменных для частицы с массой m_0 , которая движется в произвольном потенциальном поле, записывается в виде [1, 2]

$$m_0 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \bar{P} = 0, \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} = -\nabla \left(\frac{P^2}{2m_0} + W + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m_0 \rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m_0 \rho} \right), \quad (5.3)$$

где $\rho(\vec{r}, t)$ — пространственно-временное распределение плотности вероятности частицы, $\bar{P}(\vec{r}, t)$ — ее макроскопический импульс, $W(\vec{r}, t)$ — произвольная потенциальная энергия.

Для стационарного инфинитного движения свободной частицы из уравнений (5.2) и (5.3) получаем закон сохранения энергии в виде

$$E = \frac{P^2}{2m_0} + \frac{\hbar^2(\nabla\rho)^2}{8m_0\rho^2} - \frac{\hbar^2\Delta\rho}{4m_0\rho} = const. \quad (5.4)$$

Если обозначить квантовую составляющую энергии движения в виде

$$\Delta\varepsilon = \frac{\hbar^2(\nabla\rho)^2}{8m_0\rho^2} - \frac{\hbar^2\Delta\rho}{4m_0\rho},$$

то из (5.4) получается формула (5.1). Результаты решения уравнений (5.2) и (5.3) для инфинитного движения квантовых частиц отличаются от аналогичных решений уравнения Шрёдингера, в особенности когда квантовая составляющая энергии движения превосходит энергию поступательного движения $\Delta\varepsilon \geq P^2/2m_0$ [1, 2].

«Дрожание» имеет место не только при поступательном движении квантовых частиц, но и при вращательном движении. Рассмотрим это явление на примере атома водорода. Можно ли узнать что-нибудь новое об атоме водорода? Кажется, в квантовой механике он изучен самым детальным образом, тем более что многие задачи о пространственной структуре и состояниях этого атома решаются аналитически. Однако можно показать, что плотность вероятности нахождения электрона, двигающегося вокруг ядра, в отличие от традиционных представлений, в большей мере структурирована, а это должно приводить к уточнению известных эффектов [3].

Для стационарного пространственно ограниченного движения электрона в поле ядра с зарядом Z система уравнений (5.2) и (5.3) запишется в виде

$$E = \frac{\hbar^2(\nabla\rho)^2}{8m_0\rho^2} - \frac{\hbar^2\Delta\rho}{4m_0\rho} - \frac{Ze^2}{r} = const. \quad (5.5)$$

Решая это уравнение в сферической системе координат методом разделения переменных $\rho = \rho_r(r)\rho_\theta(\theta)\rho_\varphi(\varphi)$, получаем решение, отличающееся от решения аналогичной задачи с помощью уравнения



Шрёдингера. Решение отличается только для составляющей $\rho_\varphi(\varphi)$, а именно:

$$\rho_\varphi(\varphi) = \cos^2 m\varphi, \text{ где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots l.$$

В решении уравнения Шрёдингера $\rho_\varphi(\varphi)$ является константой. Для согласия решений, полученных двумя методами, нужно положить в решении уравнения Шрёдингера для Ψ_φ вместо

$$\Psi_\varphi = e^{im\varphi} \quad \Psi_\varphi = (e^{im\varphi} + e^{-im\varphi})/2,$$

поскольку для невозмущенного атома водорода нет предпочтительного направления для вращательных состояний. Иначе говоря, это есть «дрожание» электрона для вращательных состояний, приводящее к структурированию плотности вероятности. Структурирование плотности вероятности по углу φ приводит в возбужденных состояниях к различию квадрупольных моментов, вычисленных с помощью прежних волновых функций для атома водорода и новых выражений для плотности вероятности [3]. Разница в величинах квадрупольных моментов, например, при $m = 1$ может проявиться при изучении анизотропии флуктуаций квадрупольного излучения атома водорода в соответствующих квантовых состояниях.

На заре создания квантовой механики великий французский физик Луи де Бройль не только написал выражение для волны, носящей его имя и описывающей движение квантовых частиц, но и один из первых предложил в своей докторской диссертации научному сообществу формулу [4]

$$E = m_0 c^2 = \hbar\omega. \quad (5.6)$$

Смысл этой формулы заключается в том, что элементарная частица с массой покоя m_0 представляет собой «сгусток» энергии, который должен двигаться по законам квантовой механики. В силу формулы (5.6) квантовая частица должна «дрожать». А если это так, то для частицы должно существовать поле стоячих волн плотности вероятности. Луи де Бройлю удалось найти

волновую электромагнитную аналогию этого явления для электрона [4, стр. 203]. Известно шрёдингеровское «дрожание» дираковских электронов, связанное с колебаниями центра тяжести частицы, для проявления которого нужно привлечь волны с отрицательной энергией [4, стр. 530].

Покажем, что решение квантовых уравнений движения в представлении плотности вероятности с энергией из формулы (5.6) позволяет прежде всего получить дискретный спектр значений спина у квантовых частиц с ненулевой массой покоя, а также представления о пространственной структуре плотности вероятности для квантовых частиц [5].

Для стационарного пространственно ограниченного свободно движения квантовой частицы система уравнений (5.2) и (5.3) запишется в виде

$$E = \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m_0 \rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m_0 \rho} = \text{const}, \quad (5.7)$$

где $E = m_0 c^2$, $\rho = \rho(\mathbf{r})$ — плотность вероятности распределения частицы в пространстве. Введем линейный масштаб задачи $r_0 = \hbar / m_0 c$.

Это комптоновская длина волны. Для электрона $r_0 = 3,5 \cdot 10^{-11}$ см. Тогда получим

$$\frac{8}{(r_0)^2} = \frac{(\nabla \rho)^2}{\rho^2} - \frac{2\Delta \rho}{\rho}. \quad (5.8)$$

Расположим сферическую систему координат в центре вероятностного распределения частицы и будем решать задачу методом разделения переменных $\rho(r, \theta, \varphi) = \rho_r(r) \rho_\theta(\theta) \rho_\varphi(\varphi)$. Для составляющей $\rho_\varphi(\varphi)$ получим выражение

$$\rho_\varphi = \cos^2 s \cdot \varphi, \text{ где } s = 0, \pm \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$$

Назовем дискретные числа s -спинами квантовых частиц и покажем, что спин определяет пространственную структуру распределения плотности вероятности. Решение для $\rho_\theta(\theta)$ имеет вид

$$\rho_{\theta}(\theta) = (\sin \theta)^{2s}.$$

Решение $\rho_r(r)$ для частиц со спином, равным нулю, имеет вид

$$\rho_r = \frac{r_0^2 \sin^2(\sqrt{2} \cdot r/r_0)}{r^2}.$$

Это решение описывает осцилляции плотности вероятности по радиусу с максимумом локализации в центре с характерным радиусом $2r_0$ и напоминает неустойчивое распределение во времени плотности вероятности волнового пакета для квантовых частиц в механике Шрёдингера, рис. 1.

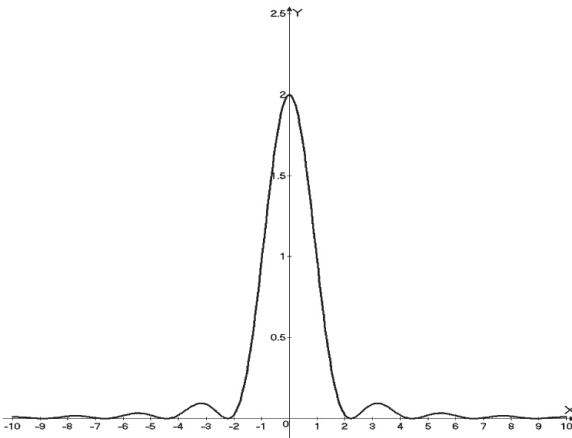


Рис. 1. Распределение радиальной плотности вероятности для частиц с нулевым спином

Для частиц со спином, отличным от нуля, получается более сложное решение в виде некоего тора с размытой внешней условной границей и внутренней областью, запрещенной для движения и определяемой радиусом

$$r < r_c = r_0 \sqrt{\frac{s(s+1)}{2}}.$$

Главное, что радиальное решение для плотности вероятности дает ограничение на возможные значения спина:

$$s(s+1) < \left[\pi + \left(\frac{x_c \sqrt{2}}{\pi} \right)^s \sin(x_c \sqrt{2}) \right]^2, \text{ где } x_c = \sqrt{\frac{s(s+1)}{2}}.$$

Спины всех известных стабильных элементарных частиц удовлетворяют этому неравенству.

Таким образом, свободные частицы с ненулевой массой покоя и отличным от нуля спином совершают вращательно-колебательные движения и в основном локализованы в области некоего подобия тора.

Зная решение этой задачи в представлении плотности вероятности, можно получить аналогичные результаты и в представлении Шрёдингера. А именно необходимо решить уравнение

$$\Delta\Psi(r, \theta, \varphi) + \frac{2m^2c^2}{\hbar^2}\Psi = 0.$$

Единственное отличие от стандартного решения этого уравнения методом разделения переменных $\Psi = \Psi_r(r)\Psi_\theta(\theta)\Psi_\varphi(\varphi)$ должно

заключаться в том, что решение для Ψ_φ нужно записывать в полном виде:

$$\Psi_\varphi = C(e^{is\varphi} + e^{-is\varphi}),$$

поскольку нет предпочтительного направления для вращательных состояний. Другими словами, это выражение описывает «дрожание» для вращательных состояний элементарных квантовых частиц.

В свое время Луи де Бройлем в соответствии с формулой (5.6) не было предсказано наличие дискретных значений спина у квантовых частиц с ненулевой массой покоя, поскольку возобладали способ описания квантовых систем с помощью волновых функций, в продвижении которого он принял самое активное участие. Однако при описании движения квантовых частиц изначально с помощью плотности вероятности, имеющей физический смысл, такое решение является вполне доступным.

В целом можно заключить, что «дрожание» квантовых частиц в нерелятивистской квантовой механике является одним из способов их движения, а в классической механике разрешает парадоксы древних мыслителей.

Литература

1. Неволин В. К. Квантовая физика и нанотехнологии. — М.: Техносфера, 2011. — 127 с.
2. Неволин В. К. Квантовый транспорт в устройствах электроники. — М.: Техносфера, 2012. — 87 с.
3. Неволин В. К. Все ли нам известно об атоме водорода? // Наноиндустрия, 2012. — № 3. — С. 20–22.
4. Де Бройль Луи. Избранные научные труды. Т. 1. Становление квантовой механики. — М.: Логос, 2010. — 552 с.
5. Неволин В. К. Пространственная локализация свободных квантовых частиц, www.nanotube.ru.

ГЛАВА 6

ВИХРЕВЫЕ (ТОРСИОННЫЕ) ПОЛЯ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ КВАНТОВЫХ ЧАСТИЦ

Наша задача — показать, что при вращательном движении квантовой частицы возможно существование и распространение вихревых (торсионных) волн плотности вероятности. Это можно доказать, решая нерелятивистское уравнение Шрёдингера в представлении плотности вероятности.

Обычно используется гидродинамическое представление уравнения Шрёдингера в виде [1–4]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0, \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{m} \nabla \left[U^* + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right], \quad (6.2)$$

где \vec{v} — макроскопическая скорость частицы, $\rho(\vec{r}, t)$ — плотность вероятности, m — масса частицы, \hbar — постоянная Планка, U^* — потенциальная энергия, в которую по необходимости включают электромагнитные составляющие. Возможен учет и спиновых взаимодействий [5]. Эти уравнения неоднократно получались, начиная с Е. Маделунга и Д. Бома [1], путем представления волновых функций в квазиклассическом виде.

Уравнение для плотности вероятности из уравнения Шрёдингера можно получить и другим путем, если положить [6]

$$\rho(\vec{r}, t) = \Psi \cdot \Psi^*,$$

$$\rho \vec{v} = \frac{i\hbar}{2m} (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi).$$

Тогда имеем, как и прежде, закон сохранения плотности вероятности (6.1) и уравнение движения в виде

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{m} \nabla \left[\frac{mv^2}{2} + U^* + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right]. \quad (6.3)$$

Это уравнение отличается от уравнения (6.2). Если положить, что всегда имеет место безвихревое движение поля плотности вероятности, т. е.

$$\text{rot} \vec{v} = 0,$$

тогда из уравнения (6.3) получается уравнение (6.2).

Таким образом, в гидродинамическом представлении с помощью уравнений (6.1) и вида (6.2) отсутствует возможность описания вихревых движений поля плотности вероятности квантовых частиц. Систему уравнений (6.1), (6.3) будем называть, в отличие от гидродинамического представления, представлением плотности вероятности (ранее мы называли его квазигидродинамическим представлением [6]).

Пусть квантовая частица совершает вращательное движение с угловой скоростью ω и радиусом R . Используем цилиндрическую систему координат, тогда орбитальная составляющая скорости $v_\phi = \omega R$, и пусть частица движется вдоль оси z с макроскопической скоростью v_z .

Тогда уравнение (6.1) запишется в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0. \quad (6.4)$$

Решение этого уравнения представим таким образом:

$$\rho = \rho(\alpha), \quad \alpha = (v_\phi k_\phi + v_z k_z)t - k_\phi r \phi - k_z z. \quad (6.5)$$

Первый интеграл уравнения (6.3), учитывая постоянство скоростей v_ϕ и v_z , запишется в виде

$$E = \frac{m}{2}(v_\phi^2 + v_z^2) + \frac{\hbar^2(C\rho)^2}{8\rho^2 m} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho}. \quad (6.6)$$

Обозначим

$$E - \frac{m}{2}(v_\phi^2 + v_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m}(k_\phi^2 + k_z^2). \quad (6.7)$$

Это можно сделать в силу того, что полная энергия квантовой частицы состоит из макроскопической и квантовой составляющей энергий [6]. Аддитивность составляющих полной энергии можно видеть и в правой части уравнений (6.3) и (6.6).

Уравнение (6.6) с учетом (6.7) и (6.5) будет иметь вид

$$4(k_z^2 + k_\phi^2) = (k_z^2 + k_\phi^2 + \phi^2 k_\phi^2) \left[\frac{1}{\rho^2} \left(\frac{d\rho}{d\alpha} \right)^2 - \frac{2}{\rho} \frac{d^2 \rho}{d\alpha^2} \right] + \frac{\phi k_\phi}{r} \frac{2}{\rho} \frac{d\rho}{d\alpha}. \quad (6.8)$$

Нам необходимо найти волновое решение этого уравнения. Будем решать его методом последовательных приближений. Положим, что $\phi \ll 1$ во всех коэффициентах, входящих в уравнение. Тогда получится уравнение

$$4 = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{d\rho}{d\alpha} \right)^2 - \frac{2}{\rho} \frac{d^2 \rho}{d\alpha^2}. \quad (6.9)$$

Решение этого уравнения найдено в [6] и имеет вид

$$\rho = \rho_0 \cos^2 \alpha. \quad (6.10)$$

Это решение справедливо при любом значении α , в том числе и ϕ . Подставляя решение (6.10) в (6.8), получаем алгебраическое трансцендентное уравнение

$$k_\phi r \phi = \operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \left[(v_\phi k_\phi + v_z k_z) t - \phi k_\phi r - z k_z \right]. \quad (6.11)$$

Формулы (6.10) и (6.11) описывают решения дифференциальных уравнений (6.4) и (6.8).

Перепишем решение (6.10) в другом виде:

$$\rho = \rho_0 \cos^2(\omega t - \varphi k_\varphi r - k_z z). \quad (6.12)$$

Здесь ω — частота осцилляций волны плотности вероятности. Имеем линейный закон дисперсии:

$$\omega = v_\varphi k_\varphi + v_z k_z = \mathbf{v} \mathbf{k}. \quad (6.13)$$

Вектор макроскопической скорости и волновой вектор не совпадают по направлению. Частота осцилляций волны является суммой осцилляций орбитального и поступательного движений. Решение (6.12) должно удовлетворять условию периодичности в любой момент времени и в любой точке z . Тогда

$$k_\varphi r_n = n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (6.14)$$

Орбитальный радиус поля плотности вероятности квантуется с равноудаленными расстояниями между окружностями:

$$r_n = \frac{n}{k_\varphi}, \quad \delta r_n = \delta r_{n+1} - \delta r_n = \frac{1}{k_\varphi}. \quad (6.15)$$

С учетом (6.15) уравнение (6.11) запишется в виде

$$n\varphi = \text{tg} \alpha = \text{tg}[\omega t - \varphi n - z k_z]. \quad (6.16)$$

Уравнение (6.16) обеспечивает синхронизацию угловой переменной с текущим временем в каждой точке на оси z . Найдем из уравнения (6.16) угловую скорость вращения поля плотности вероятности φ :

$$\omega_n = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega}{n(1 + \cos^2(\omega t - \varphi n - z k_z))} = \frac{\omega \rho_0}{n(\rho_0 + \rho)}. \quad (6.17)$$

Орбитальная скорость вращения поля плотности вероятности равна

$$v = \omega_n r_n = \frac{\omega \rho_0}{k_\varphi(\rho_0 + \rho)}. \quad (6.18)$$

Можно видеть, что орбитальная скорость вращения поля вероятности в любой точке осциллирует в пределах от ω/k_φ до $0,5 \omega/k_\varphi$.

Квантовое уравнение в виде (6.8) не зависит от массы частицы. Стало быть, это уравнение может описывать и движение безмассовых квантовых частиц, имеющих линейный закон дисперсии, в частности длинноволновых фононов, фотонов и др. частиц. Благо, что в нерелятивистских уравнениях не имеют значения величины скорости для безмассовых частиц. В частности, в [6] было показано, что плотность вероятности и плотность потока вероятности с точностью до обозначений описывают плотность электромагнитной энергии для плоских электромагнитных волн в вакууме и вектор Умова — Пойнтинга. В этом можно убедиться, используя формулы (6.12) и (6.13). Нужно положить v_φ и φ равными нулю и $v_z = c$, где c — скорость света. Для квантово-механического описания движения безмассовых частиц (или частиц с исчезающе малой массой покоя) используются квантовый импульс и макроскопическая скорость. Однако континуум таких невзаимодействующих частиц, например фотонов, описывает различные электромагнитные волны в зависимости от величины волнового вектора или длины волны.

Использование скорости света для безмассовых частиц в нерелятивистской квантовой механике не приводит к противоречиям. Скорость света присутствует и в классических уравнениях Максвелла, определяя скорость распространения электромагнитных волн в вакууме. Можно предположить, что уравнение (6.8) может описывать квантовые свойства пучков света, в частности аксионов [7, 8], поскольку излучение в виде концентрических окружностей (6.15) во фронтальной плоскости напоминает обыкновенные аксионы.

Для вихревого движения плотности поля вероятности частиц с массой покоя, отличной от нуля, необходимо выполнение условий

$$v_\varphi, v_z \ll c,$$

где c — скорость света. Составляющие волнового вектора можно определять следующим образом:

$$k_\varphi = \frac{\sqrt{2m\delta\varepsilon_\varphi}}{\hbar}, \quad k_z = \frac{\sqrt{2m\delta\varepsilon_z}}{\hbar}, \quad (6.19)$$

где $\delta\epsilon_\varphi$, $\delta\epsilon_z$ — квантовые составляющие энергии орбитального и поступательного движения. Эти энергии отличаются от полных энергий согласно [6] и могут быть измерены отдельным способом [9]. Для оценок воспользуемся тем обстоятельством, что в традиционной квантовой механике полная энергия свободных квантовых частиц отождествляется с ее квантовой величиной, что завышает значения волновых векторов. Положим, что

$$k_{\varphi 0} = \frac{mv_\varphi}{\hbar} > k_\varphi, \quad k_{z0} = \frac{mv_z}{\hbar} > k_z. \quad (6.20)$$

Например, если иметь дело с «холодными» нейтрино, масса покоя которых оценивается как 10^{-33} г [10], то величина $k_{\varphi 0} = 2\pi/\lambda_{\varphi 0}$, где $\lambda_{\varphi 0}$ — длина волны, при скоростях частиц $v_\varphi \sim 10^9$ см/с $\lambda_\varphi > 6 \cdot 10^{-3}$ см. Эта оценка показывает, что континуум невзаимодействующих «холодных» нейтрино может создавать в том числе макроскопические вихревые (торсионные) поля плотности вероятности.

Система квантовых уравнений движения с физическими переменными (6.1), (6.3), на наш взгляд, более адекватно отражает исходное уравнение Шрёдингера, чем система уравнений (6.1), (6.2), поскольку позволяет описывать вихревые поля плотности вероятности квантовых частиц. В нерелятивистском приближении для частиц с линейным законом дисперсии, таких как низкочастотные фононы, фотоны, «холодные» нейтрино, возможны вихревые (торсионные) поля плотности вероятности. Существование вихревых полей оптических фотонов в виде аксионов — это реальность [7, 8].

Литература

1. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities, Density — Functional and Electron Fluids // Physics Reports (Review Section of Physics Letters). 1982. V. 92. № 1. P. 1–44.

2. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // Доклады Академии наук, 1982. — Т. 262. — С. 1100–1102.
3. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. О квантовом описании линейных кинетических свойств бесстолкновительной плазмы // УФН, 1999. — Т. 169. — № 6. — С. 687–689.
4. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Нерелятивистская квантовая теория вынужденных черенковского излучения и комптоновского рассеяния в плазме // ФНТ, 2011. — Т. 37. — № 9/10. — С. 1–7.
5. Микаэлян М. А. Гидродинамическая формулировка уравнений Паули // Прикладная физика, 2003. — № 3. — С. 5–9.
6. Неволин В. К. Квантовый транспорт в устройствах электроники. — М.: Техносфера, 2012. — 87 с.
7. Волостников В. Г. Спиральные пучки света, <http://www.fian.smr.ru/beam1.htm>.
8. Скиданов Р. В., Ганчевская С. В. Формирование пучков Бесселя вихревыми аксиконами // Компьютерная оптика, 2014. — Т. 38. — № 3. — С. 463–468.
9. Неволин В. К. Патент РФ. Способ измерения энергии квантовой нелокальности частиц, совершающих инфинитное движение. № 2444711 с приоритетом от 30.01.2009 г. — Бюл. № 7, 2012.
10. Лобашов В. М. Измерение массы нейтрино в бета-распаде трития // Вестник РАН, 2003. — № 73 (1). — С. 14–27.

ГЛАВА 7

О ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИИ АЛЬФА-ИСТОЧНИКОВ [4]

При конструировании и эксплуатации прецизионных альфа-источников тепла необходимо учитывать эффект, связанный с тем, что при альфа-распаде выделяется несколько больше тепловой энергии, чем можно ожидать, если исходить из экспериментально измеренной с помощью масс-спектрометров кинетической энергии частиц (как правило, с большой точностью).

Фундаментальным свойством квантовых частиц, совершающих инфинитное движение, является то, что помимо кинетической энергии частицы аддитивно переносят энергию квантовой нелокальности движения $\delta\epsilon$. Эта энергия тесно связана с происхождением частиц и может быть заметной величиной, определяемой в экспериментах:

$$E = p^2/2m + U(\vec{r}, t) + \delta\epsilon.$$

Естественно, что наличие энергии квантовой нелокальности у частиц, совершающих инфинитное движение, должно проявляться и в других явлениях, например при туннелировании заряженных частиц из ядер. В частности, при альфа-распаде заряженные частицы помимо кинетической энергии должны уносить энергию квантовой нелокальности движения, которую можно измерить как разность между полной энергией частиц, термолизуемых в среде с заданными свойствами, и кинетической энергией налетающих частиц. Наличие заряда позволяет измерить величину тока и кинетическую энергию частиц в поперечном магнитном поле. Таким образом, для альфа-источников, если известна кинетическая энергия вылетающих частиц и рассчитано тепловыделение на основе их кинетической энергии в среде с заданными свойствами, должно

выделяться несколько больше тепла за счет дополнительной термализации энергии квантовой нелокальности движения.

Нашей задачей является оценка величины энергии квантовой нелокальности движения, уносимой альфа-частицами из ядер.

В теории о наличии аддитивной энергии квантовой нелокальности можно убедиться, если написать уравнения движения квантовых частиц с помощью величин, имеющих физический смысл. Это так называемое квазигидродинамическое представление, значительный вклад в развитие которого в 50-х годах прошлого века внес Д. Бом (см. обзор [1]).

Для определенности будем иметь в виду, что альфа-частицы двигаются в кулоновском поле ядра $U = 2Ze^2/r$, где Ze — заряд дочернего ядра. Уравнения движения в квазигидродинамическом представлении запишем в виде [1, 2]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J} = 0, \quad (7.1)$$

$$m \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{J}/\rho) = -\nabla \left(\frac{m\mathbf{J}^2}{2\rho^2} + U + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right), \quad (7.2)$$

где m — приведенная масса частицы. Система уравнений (7.1), (7.2) с плотностью вероятности $\rho(\mathbf{r}, t)$ и плотностью потока вероятности частицы $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)/m$ является замкнутой. Если при описании движения квантовых частиц можно ввести понятие макроскопического импульса \mathbf{p} , то $\mathbf{J}/\rho\mathbf{r} = \mathbf{p}/m$.

При инфинитном движении частицы в стационарном внешнем поле с макроскопическим импульсом \mathbf{p} сохраняется ее полная энергия E , тогда из (7.2) имеем аналог инварианта Бернулли:

$$E = \frac{p^2}{2m} + U + \delta\epsilon(\mathbf{r}), \quad (7.3)$$

где $\delta\epsilon = \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho}$. Эту величину можно назвать энергией квантовой нелокальности движения («квантово-механический» потенциал по Д. Бому). Наличие $\delta\epsilon$ принципиально меняет пространственно-временное распределение плотности вероятности.

В частности, частица может находиться в так называемых игольчатых состояниях, когда поперечная локализация строго определена. Покажем это, рассматривая движение частицы вдали от силового центра, когда $U \rightarrow 0$.

Нетривиальное решение (7.1), (7.3) можно записать в виде

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \cos^2((\delta\vec{p}(\vec{r} - \vec{t}\vec{p}/m)\hbar), \quad E = p^2/2m + \delta\epsilon, \quad \delta\epsilon = (\delta p)^2/2m. \quad (7.4)$$

Движение свободной частицы на прежнем языке описывается устойчивой суперпозицией двух плоских волновых функций, которую необходимо было бы постулировать:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\sqrt{\rho_0} (\exp i(\mathbf{p}_1\mathbf{r} - E_1t)/\hbar + \exp i(\mathbf{p}_2\mathbf{r} - E_2t)/\hbar), \quad (7.4a)$$

где импульс свободной частицы \mathbf{p} и ее энергия E определяются следующими соотношениями: $(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2 = \mathbf{p}$, $(E_1 + E_2)/2 = E$, $\delta\mathbf{p} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/2$.

Простую связь между энергией квантовой нелокальности свободной частицы $\delta\epsilon_\infty$ и средним значением ее кинетической энергии $E_k = p^2/2m$ можно найти из (7.4) в случае игольчатых состояний, если ввести характерное время задачи τ_0 , например период осцилляций плотности вероятности во времени:

$$E = E_k + \delta\epsilon_\infty, \quad \delta\epsilon_\infty = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4E_k \tau_0^2}. \quad (7.5)$$

Если в (7.5) кинетическая энергия частицы мала, то возможно, что энергия квантовой нелокальности движения будет превосходить ее кинетическую энергию. Это наблюдалось, например, при автоэлектронной эмиссии [5].

При туннелировании заряженной частицы из ядра и движении ее в поле силового центра происходит только частичное преобразование ее полной энергии в кинетическую энергию. Для этого рассмотрим туннелирование частицы через кулоновский барьер в модели прямоугольной потенциальной ямы с энергией E [3]. Будем решать динамическую задачу туннелирования частиц во времени в квазигидродинамическом представлении [4].

В области туннелирования решаем систему уравнений (7.1), (7.2), используя инвариант

$$E = \frac{mJ^2}{2\rho^2} + U + \frac{\hbar^2(\nabla\rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2\Delta\rho}{4m\rho}. \quad (7.6)$$

Считаем, что в стационарных потенциальных полях энергия туннелирующих частиц остается постоянной, тогда $\partial/\partial t(J/\rho) = 0$, а J/ρ зависит от координаты. Из уравнения (7.6) можно видеть, что туннелирующая частица движется в некотором самосогласованном потенциальном поле. Далее будем упрощать задачу, стремясь, по существу, к квазиклассическому приближению. Рассматривая только одномерное движение в поле плоского кулоновского барьера, пренебрегая пространственной кривизной барьера (степень приближения оценим ниже), находим решение уравнения (7.1):

$$J = J \left(\frac{t - \int \Phi(r) dr}{\tau_0} \right), \quad \Phi(r) = \rho(r, t)/J(r, t).$$

Тогда решение уравнения (7.6) записываем в виде

$$\rho(r, t) = \Phi(r) J_0 \exp \left(\frac{t - \int \Phi(r) dr}{\tau_0} \right).$$

Выбор знака перед экспонентой будет ясен из дальнейшего. Получаем уравнение

$$\varphi^4 + 2\varphi\varphi'' - (\varphi')^2 - 4\varphi^2\varphi' + \beta(r)\varphi^2 - \alpha^2 = 0, \quad (7.7)$$

где $\varphi = \Phi/\tau_0$, $\beta(r) = (E - U(r))8m/\hbar^2$, $\alpha^2 = 4m^2\tau_0^2/\hbar^2$, штрихи в показателе φ показывают порядок дифференцирования по координате. Полагая малыми в (7.7) производные по координате, в нулевом приближении имеем

$$\varphi(r) = \left((\beta^2/4 + \alpha^2)^{1/2} - \beta/2 \right)^{1/2}. \quad (7.8)$$

Заметим, что это есть точное решение для случая плоского прямоугольного барьера конечной ширины. Приближенное же решение аппроксимирует барьер произвольной формы набором бесконечно малых по ширине плоских прямоугольных барьеров.

Проницаемость барьера определим как отношение плотности потока вероятности в точке экстремума самосогласованного потенциала в некоторый момент времени к исходному потоку вероятности. При этом проницаемость должна удовлетворять предельным случаям. Если ширина барьера стремится к нулю, то проницаемость его стремится к единице. Тогда время нахождения частицы как таковой на вершине барьера должно отсчитываться от нуля. Естественно, при увеличении ширины барьера его проницаемость должна стремиться к нулю. Тогда проницаемость плоской потенциальной ямы с кулоновским барьером можно записать в виде квадратур:

$$D = \exp \left(- \int_{r_0}^{r_1} \phi dr - \int_{r_1}^{r_2} \phi dr \right). \quad (7.9)$$

Здесь $U(r_0) = U(r_1) = E$. Кулоновский барьер приближенно можно считать плоским, если длина волны де Бройля λ туннелирующих частиц значительно меньше радиуса кулоновского барьера r_1 :

$$\lambda/r_1 = \pi \hbar(E)^{1/2} / Ze^2(2m)^{1/2} \ll 1.$$

Это обстоятельство использовалось ранее в [3] и в нашем решении.

Самосогласованный процесс туннелирования согласно (7.9) можно условно представить состоящим из двух частей: преодоления области шириной $r_1 - r_0$, когда $U(r) \geq E$, и преодоления области $r_2 - r_1$ ($E > U(r)$), когда частица формируется как таковая с некоторой энергией квантовой нелокальности движения и после прохождения точки r_2 может совершать инфинитное движение, см. рис. 2.

Точка r_2 соответствует минимуму энергии потока плотности вероятности

$$E_j = mJ^2(r_2)/2\rho^2(r_2) = \min = \delta\epsilon_\infty, \quad (7.10)$$

которая в силу закона сохранения полной энергии равна энергии квантовой нелокальности движения частицы на бесконечности. Соотношения (7.5) и (7.10) позволяют найти неизвестные величины

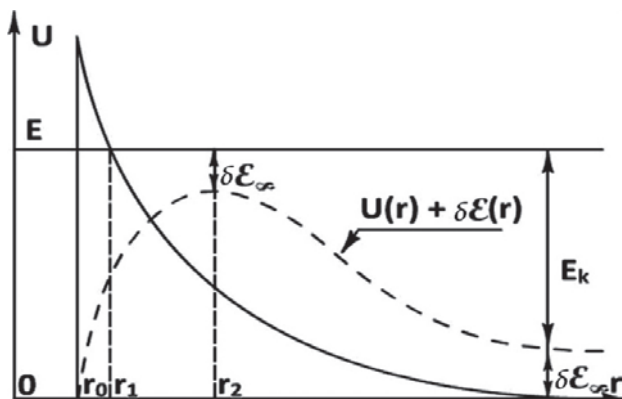


Рис. 2. Схематическое изображение туннелирования заряженной частицы из ядра

r_2 , τ_0 , $\delta\epsilon_\infty$ и вычислить D через заданную кинетическую энергию частицы на бесконечности.

Если в (7.8) приближенно считать, что $\beta^2(r) \gg 4\alpha^2$ во всей области $r_2 - r_0$ (хотя $\beta(r_1) = 0$) и учесть, что β меняет знак на участках интегрирования, то из (7.9) следует известный квазиклассический результат зависимости прозрачности барьера от энергии частицы, полученный Г. Гамовым, Р. Герни, Е. Кондоном [4]. Однако при этом полную энергию частицы нужно подставлять в виде $E = E_k + \delta\epsilon_\infty$. Ранее для согласия с экспериментом вычислялись добавки к E_k , обусловленные понижением кулоновского барьера ядра окружающими электронами [3]. Экспериментально эффект экранирования измерить весьма трудно. Теоретические оценки эффекта в силу многоэлектронной задачи у разных авторов были разные. В нашем случае $\delta\epsilon_\infty$ имеет принципиально другой смысл — это энергия квантовой нелокальности движения, уносимая из ядра, которая может быть измерена.

Теперь можно оценить величину эффекта, связанного с наличием $\delta\epsilon_\infty$. Решение (7.8) игнорирует производные ϕ по координате, необходимые для отыскания точки r_2 и не пригодно. Предположим, что в первом приближении при инфинитном движении квантовая частица движется в поле ядра с классическим значением импульса,

тогда энергия квантовой нелокальности остается неизменной. Используя соотношения (7.5), (7.10), получаем

$$\delta\epsilon_{\infty}/E_k \leq \left(8Z^2 e^4 m / (\pi^2 \hbar^2 E_k) + 1\right)^{1/2} - Ze^2 (8m)^{1/2} / (\pi \hbar E_k^{1/2}). \quad (7.11)$$

Например, при альфа-распаде ^{210}Po ($Z = 84 - 2$) с кинетической энергией частиц 5,3 МэВ $\delta\epsilon_{\infty} \leq 178$ кэВ. Относительный «избыточный» нагрев составляет 3,3%. Согласно [3] эмпирическая поправка в этом случае составляет 131,6 кэВ, и она уменьшается с зарядом ядра. При необходимости величину $\delta\epsilon_{\infty}$ можно вычислить более точно.

Литература

1. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities. Density-functional and Electron Fluids // Physics Reports (Review Section of Physics Letters), 1982. V. 92. № 1. P. 1–44.
2. Алексеев Б. В., А. И. Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // ДАН, 1982. — Т. 262. — С. 1100–1102.
3. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. — М.: ФМЛ, 1958. — С. 130.
4. Неволин В. К. О тепловыделении альфа-источников // Инженерная физика, 2009. — № 3. — С. 10.
5. Неволин В. К. Тепловой эффект на аноде при автоэлектронной эмиссии // Письма в ЖТФ, 2006. — Т. 32. — В. 23. — С. 66–72.

ГЛАВА 8

ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТ НА АНОДЕ ПРИ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ [4]

Приведем экспериментальные доказательства в пользу существования квантовой составляющей энергии частиц, совершающих инфинитное движение.

При автоэлектронной эмиссии электронов с катода в аноде должно выделяться тепло, приносимое ускоренными электронами в соответствии с величиной проходящего тока и приложенного напряжения между электродами. Однако оказывается, что в аноде будет наблюдаться другое тепловыделение, зависящее в том числе от соотношений энергий Ферми катода и анода, причем в силу специфики прежних экспериментов оно не наблюдалось [1].

Суть рассматриваемого эффекта заключается в следующем. При туннелировании во внешнем поле через треугольный барьер фермиевский электрон уносит с катода энергию квантовых флуктуаций движения, равную энергии Ферми (электроды предполагаются металлическими). Далее при движении в ускоряющем поле электрон набирает поступательную энергию. При проникновении внешнего электрона в анод его кинетическая энергия релаксирует в тепловую, пока электрон не достигнет уровня Ферми анода. Если энергия Ферми анода отличается от энергии Ферми катода, то количество тепла будет отличаться от ожидаемого.

Сформулируем необходимые критерии наблюдения этого эффекта. Для обозначения режима автоэлектронной эмиссии (треугольный барьер) приложенное напряжение U должно превышать наибольшую



из работ выхода электрона катода и анода $eU > \max(e\phi_1, e\phi_2)$. Напряжение U должно не слишком превышать энергию Ферми электронов электродной пары $eU \leq \epsilon_{f1}, \epsilon_{f2}$. В противном случае эффект становится исчезающе малым. Обычно прежние эксперименты проводились как раз при высоких приложенных напряжениях [1]. В то же время электрические поля у катода для осуществления автоэлектронной эмиссии должны быть не менее $10^6 - 10^7$ В/см. При внешнем напряжении около $U = 10$ В межэлектродный зазор между плоскими электродами не должен превышать 10 нм. Такие условия можно реализовать в сканирующей туннельной микроскопии [2].

Проведем оценку предполагаемого эффекта. Энергия электрона, вылетающего из катода, равна

$$E = p_1^2/2m + \epsilon_{1f}, \quad (8.1)$$

где ϵ_{1f} — энергия Ферми в катоде. Энергия электрона, достигшего анода, равна

$$E = p_2^2/2m - eU + \epsilon_{2f}, \quad (8.2)$$

где ϵ_{2f} — энергия Ферми в аноде.

Кинетическая энергия электрона, попавшего в анод, которая превратится в тепло, равна

$$(p_2)^2/2m = eU + (p_1)^2/2m + \epsilon_{1f} - \epsilon_{2f}. \quad (8.3)$$

Пренебрегая тепловым разбросом электронов в катоде по сравнению с его энергией Ферми, можно считать, что начальные импульсы электрона $p_1 > 0$, тогда из (8.3) имеем

$$(p_2)^2/2m = eU + \epsilon_{f1} - \epsilon_{f2}.$$

Относительное тепловыделение в аноде в зависимости от приложенного напряжения будет изменяться по закону

$$\Delta Q/Q = 1 + (\epsilon_{f1} - \epsilon_{f2})/eU, \quad (8.4)$$

где $Q = UI$. Из формулы (8.4) следует, что возможен перегрев или недогрев анода в зависимости от соотношения энергий Ферми

электродов, и только в частом случае одинаковых электродов тепловыделение будет классическим. Нашей задачей является доказательство того, что после туннелирования из катода квазиклассические электроны двигаются во внешнем электрическом поле и переносят энергию квантовых флуктуаций движения, в данном частном случае равную энергии Ферми катода.

Идея эксперимента состоит в следующем. В одноточечном туннельном устройстве подложка представляет собой плоскую микропару. К спаю терморпары подводится туннельный зонд и измеряется изменение температуры подложки при заданных значениях приложенного напряжения и автоэлектронного тока на подложку. Поскольку распределение температуры от точечного источника тепла в приповерхностных областях подложки будет пропорционально приложенному напряжению и протекающему току, то график зависимости $\Delta T(IU)/IU$ от U является универсальным для данного случая и проясняет ситуацию. Если эта зависимость остается неизменной, то эффекта нет. В противном случае должно наблюдаться качественное согласие с (8.4).

В эксперименте использовались зонды из вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм, заточенные электрохимически, с радиусом острия ~ 20 нм. Работа выхода электрона из вольфрама, по справочным данным, равна $\phi_1 = 4,5$ эВ, ожидаемая энергия Ферми — не менее $\epsilon_{f1} = 14,5$ эВ. Напряжение между электродами не превышало 8 В, что меньше энергии Ферми катода и анода. В качестве анода использовалась хромель-алюмелевая терморпара из проволоки диаметром 190 мкм, сваренная внахлест в виде буквы «Г». Собственно подложкой являлась алюмелевая проволока, которая путем шлифовки и полировки делалась плоской и доводилась до толщины не более 20 мкм. Она располагалась над концом хромелевой проволоки. Ожидаемая энергия Ферми подложки из алюмелевой проволоки (95% Ni, остальное Al, Si, Mn) $\epsilon_{f2} = 11,7$ эВ, ожидаемая работа выхода $\phi_2 = 4,5$ эВ. Соотношение энергий Ферми таково, что должен наблюдаться относительный перегрев анода.

При проведении эксперимента возникали проблемы — значительные флуктуации автоэлектронного тока, известные еще со времен топографайнера Р. Янга (Young R.) [3], и дрейф во времени ЭДС-термопары, поскольку работа велась на пределе ее чувствительности. Это потребовало в каждом опыте быстрых измерений всего в нескольких точках. Максимальная величина ЭДС составляла 4 мкВ, что по градуировке соответствует нагреву всего спаия до 0,1 К, при этом под электронным пучком на поверхности подложки температура повышалась как минимум на несколько десятков градусов. Для ограничения и измерения тока в цепь включался резистор величиной 100 ком. Ток в цепи изменялся до 10 мкА при напряжении 7,8 В, что могло вызывать резистивный нагрев острия проходящим током пропорционально его квадрату. В связи с этим дополнительно между электродами возможно наличие термоэлектронного тока, который уменьшает эффект, так как термоэлектроны переносят с собой в основном поперечную составляющую энергии Ферми. Возможный радиационный перенос тепла на подложку из-за нагрева острия с малой поверхностью на много порядков меньше тепловыделения за счет разности энергий Ферми электродов при известном токе. При нагреве острия свыше 373 К адсорбат, состоящий в основном из молекул воды, слетает с него и при межэлектродном зазоре, много меньшем длины свободного пробега молекул воздуха, молекулярный перенос тепла на подложку в худшем случае (при токе 50 мкА) составляет не более 10% от ожидаемого эффекта.

На рис. 3 приведены экспериментальные точки зависимости отношения изменения ЭДС к мощности, выделяемой на аноде $\Delta E/JU$, от обратного значения приложенного напряжения $1/U$. Точки построены для разных зондов, в разные дни и для разных мест на подложке. В пределах погрешности измерений получается некая универсальная зависимость, которую можно аппроксимировать прямой линией, имеющей явно отрицательный наклон, что соответствует ожидаемому дополнительному нагреву анода. Массивные спаи термопар не позволили получить больший наклон этой зависимости.

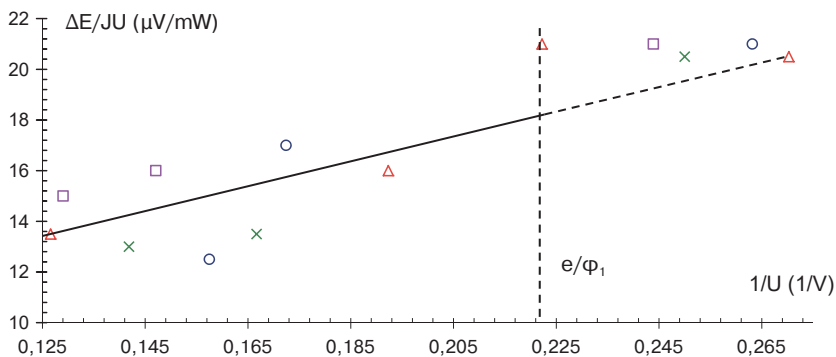


Рис. 3

Таким образом, тепловой эффект имеет экспериментальное подтверждение и можно рассматривать следствия, вытекающие из него.

Литература

1. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966. — 402 с.
2. Неволин В. К. Зондовые нанотехнологии в электронике. — М.: Техносила, 2005. — 148 с.
3. Young R., Ward J., Your R. // Phys. Rev. Lett., 1971. V. 27. № 14. P. 922–924; Rev. Sc. Instr., 1972. V. 43. № 7. P. 999–1011.
4. Неволин В. К. Тепловой эффект на аноде при автоэлектронной эмиссии // Письма в ЖТФ, 2006. — Т. 32. — В. 23. — С. 66–72.

ГЛАВА 9

ЭФФЕКТ ОХЛАЖДЕНИЯ АНОДА ПРИ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ С КАТОДА [5]

Рассмотрим другие эксперименты по исследованию тепловыделения на аноде.

При автоэлектронной эмиссии электронов с катода в аноде должно выделяться джоулево тепло, приносимое ускоренными электронами в соответствии с величиной проходящего тока и приложенного напряжения между электродами, и, казалось бы, анод должен всегда нагреваться. Однако оказывается, что если учесть квантовую составляющую энергии движения электронов и соотношение энергий Ферми катода и анода по отношению к приложенному напряжению, то в ряде случаев анод всегда должен охлаждаться. Ранее этот эффект не наблюдался, поскольку эксперименты велись при высоких приложенных напряжениях, много больших энергий Ферми электродов.

Целью данной работы является экспериментальное доказательство возможности охлаждения анода при автоэлектронной эмиссии с катода.

Суть рассматриваемого эффекта заключается в следующем, рис. 4.

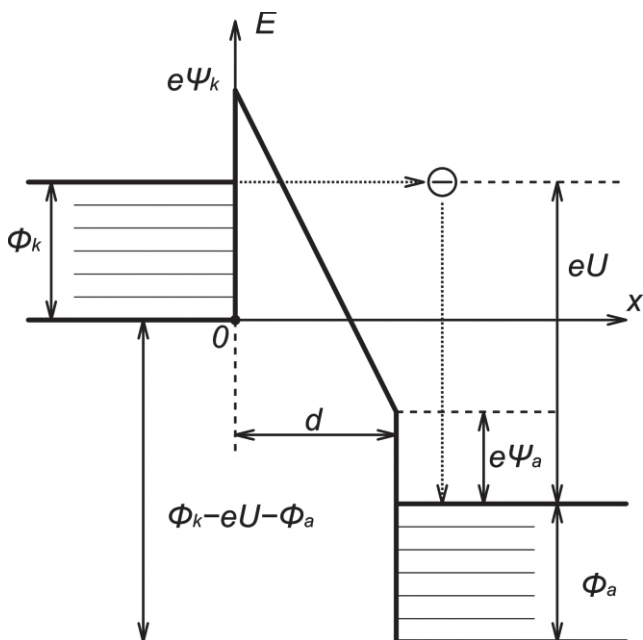


Рис. 4. Энергетическая диаграмма туннелирования электронов из катода в анод: $e\Psi_k$, $e\Psi_a$ — соответственно работы выхода электрона из катода и анода; Φ_k , Φ_a — соответственно энергии Ферми катода и анода; eU — энергия, набираемая электронами во внешнем поле с потенциалом U ; e — заряд электрона; d — межэлектродный зазор

При туннелировании во внешнем поле через треугольный барьер фермиевский электрон уносит с катода квантовую составляющую энергии движения, равную энергии Ферми (электроды предполагаются металлическими). Далее при движении в ускоряющем поле электрон набирает кинетическую энергию. При проникновении этого электрона в анод его полная энергия изменяется, пока электрон не достигнет уровня Ферми анода. Если энергия Ферми анода отличается от энергии Ферми катода, то количество тепла, которое выделяется в аноде, должно отличаться от джоулева [1].

Чтобы оценить величину эффекта, необходимо иметь выражение для энергии движения электронов в межэлектродном пространстве.

В квазигидродинамическом представлении [2, 3] уравнения движения для инфинитного движения квантовой частицы массы m в произвольном внешнем поле $W(\mathbf{r}, t)$ записываются в виде

$$m \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{p} = 0, \quad (9.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{p} = -\nabla \left(\frac{p^2}{2m} + W + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho} \right), \quad (2)$$

где $\rho(\mathbf{r}, t)$ — пространственно-временное распределение плотности вероятности частицы, $\mathbf{p}(\mathbf{r}, t)$ — макроскопический импульс частицы. При движении частицы в стационарном внешнем поле сохраняется ее полная энергия E , тогда из (9.2) имеем аналог инварианта Бернулли:

$$E = p(\mathbf{r})^2/2m + W(\mathbf{r}) + \delta\epsilon(\mathbf{r}) = \text{const}, \quad (9.3)$$

где $\delta\epsilon = \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m\rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m\rho}$ есть квантовая аддитивная составляющая полной энергии движения частицы.

Поскольку энергия теплового движения электронов значительно меньше энергий Ферми электродов, то ее далее не будем учитывать. Тогда у катода $\delta\epsilon(0) = \Phi_k = E$ (рис. 1). Энергия движения электрона E во внешнем ускоряющем электрическом поле с потенциалом U , достигшего анода и имеющего энергию Ферми анода, равна

$$E = p_a^2/2m - eU + \Phi_a. \quad (9.4)$$

Тогда относительное тепловыделение в аноде в зависимости от приложенного напряжения будет изменяться по закону

$$\Delta Q/Q = 1 + (\Phi_k - \Phi_a)/eU, \quad (9.5)$$

где $Q = IU$ — джоулево тепловыделение на аноде. Из формулы (9.5) можно видеть, что если энергия Ферми катода меньше энергии Ферми анода, $\Phi_k - \Phi_a < 0$, то в некотором интервале напряжений

тепловыделение станет отрицательным, $\Delta Q < 0$, и анод, несмотря на джоулево тепло, будет охлаждаться.

Сформулируем необходимые критерии наблюдения этого эффекта. Для обозначения режима автоэлектронной эмиссии (треугольный барьер) приложенное напряжение U должно превышать наибольшую из работ выхода электрона из катода и анода $eU > \max(e\psi_k, e\psi_a)$. В этом случае каждый электрон как таковой в некоторой области межэлектродного зазора движется в ускоряющем электрическом поле и переносит квантовую составляющую энергии движения согласно формуле (9.3). С другой стороны, приложенное напряжение должно быть меньше разности энергий Ферми анода и катода, $eU < \Phi_a - \Phi_k$, чтобы обеспечить охлаждение. Таким образом, интервал приложенных напряжений, при которых может наблюдаться эффект охлаждения анода, представляется в виде

$$\max(e\psi_k, e\psi_a) < eU < \Phi_a - \Phi_k. \quad (9.6)$$

Для получения заметного автоэлектронного тока электрическое поле у катода должно быть порядка 10^7 В/см. При приложенном напряжении в несколько вольт межэлектродный зазор должен составлять около 1 нм. Такие условия можно реализовать в сканирующей туннельной микроскопии [4].

Идея эксперимента состоит в следующем. Использовался сканирующий туннельный микроскоп серии *Solver P 47*, в котором была модернизирована туннельная головка, так что диапазон задаваемых токов, который поддерживала обратная связь, составлял до 50 мкА.

Подложкой служила плоская микротермопара. Туннельный зонд подводился к стыку различных электродов термопары, и измерялась ЭДС при изменении температуры подложки и при заданных значениях приложенного напряжения и автоэмиссионного тока на подложку. Повышение температуры по радиусу r вдоль поверхности подложки от оси пучка электронов пропорционально приложенному напряжению и протекающему току [4]:

$$\Delta T(r) = \frac{UI}{4\pi kl} \left(2\frac{l}{r}(1 - e^{-r/l}) - e^{-r/l} \right), \quad (9.7)$$

где U — напряжение, приложенное к электродам, I — туннельный ток, k — коэффициент термической проводимости подложки, l — длина неупругого рассеяния электронов в подложке. Согласно (9.7) отношение $\Delta T/Q$ остается неизменным при джоулевом нагреве для небольших изменений температуры, когда материальные константы подложки остаются постоянными. При учете квантовой составляющей энергии движения в соответствии с формулой (9.5) при изменении приложенного напряжения U возможно несколько случаев: охлаждение анода, если выполняется неравенство (9.6), температура анода остается неизменной при некотором напряжении U_0 , когда $eU_0 = \Phi_a - \Phi_k$, и, наконец, при напряжении $U > U_0$ будет происходить нагрев анода.

В эксперименте использовались механически заточенные зонды из серебра, меди и сплава золота. Энергия Ферми рассчитывалась по концентрации валентных электронов. В качестве анода использовалась хромель-алюмелевая термопара из проволок диаметром 190 мкм, соединенных в стык виде буквы «Т». Собственно подложкой являлась алюмелевая проволока. Стык двух проволок путем шлифовки и полировки делался плоским с минимальными размерами контакта. Ожидаемая энергия Ферми подложки из алюмелевой проволоки $\Phi_a = 11,7$ эВ для Ni (95% Ni, остальное Al, Si, Mn), ожидаемая работа выхода электрона $e\psi_a = 4,5$ эВ для Ni.

При проведении экспериментов возникали проблемы — значительные флуктуации автоэлектронного тока, известные ранее, флуктуации и дрейф во времени ЭДС-термопары, поскольку работа велась на пределе чувствительности [1]. Дополнительные трудности возникали в связи с тем, что электростатическое притяжение электродов в сильном электрическом поле вызывало их пластическое течение. Величину электрического поля, при которой начинается пластическая деформация электродов, можно оценить по формуле [4]

$$E_0 = 2,1 \cdot 10^3 \cdot \tau^{1/2}, \text{ В/см}, \quad (9.8)$$

где τ — механическое напряжение, при котором начинается пластическая деформация.

Для серебряного зонда, по справочным данным, $E_0 = 0,94 - 1,15 \cdot 10^7$ В/см, в то время как для подложки из алюмеля (никеля) $E_0 = 1,9 \cdot 10^7$ В/см. При больших полях, необходимых для заметной автоэлектронной эмиссии, наблюдалось пластическое течение электродов, в особенности зонда, приводящее к замыканию электродов, после которого оставались отпечатки в виде бугорков на подложке. Сканирование участков подложки в туннельном режиме показало наличие таких бугорков.

Для обработки экспериментальных данных в соответствии с (9.5) и (9.7) была использована формула

$$\Theta = \Theta_0 + \alpha I(U_a - \Delta\Phi/e),$$

где $\Delta\Phi = \Phi_a - \Phi_k$; Θ — ЭДС-термопары, когда в цепи зонд — подложка протекает автоэлектронный ток I ; Θ_0 — начальное значение ЭДС-термопары; α — чувствительность термопары, в нашем случае не меньше $0,07$ мкВ/мкВт. Величина α зависит от местоположения зонда относительно стыка. Приложенное напряжение между электродами U_a складывается из напряжения в зазоре U и падения напряжения на электродах с сопротивлением R :

$$U_a = U + IR.$$

Последнее слагаемое дает дополнительное тепловыделение в подложке, уменьшая эффект ее охлаждения. Для контроля резистивного нагрева менялась полярность проходящего тока при той же величине напряжения. Подложка становилась катодом, эффект охлаждения отсутствовал, а температура подложки контролировалась с помощью показаний термопары. При малых токах порядка нескольких микроампер вкладом этого слагаемого можно было пренебречь.

Экспериментальные результаты сведены в таблицу.

Таблица

Электрод	Φ , эВ	$e\psi$, эВ	$\Delta\Phi$, эВ расчет	$\Delta\Phi$, эВ эксперим.
Ag	5,5	4,3	6,2	$5,6 \pm 1,4$
Сплав Au, 58,5%	$>5,5$	$<5,1$	$<6,2$	$4,2 \pm 1,1$
Cu	7,0	4,4	4,7	$5,3 \pm 1,3$
Алюмель Ni, 95%	11,7	4,5	подложка	подложка

Можно видеть, что экспериментальные разности энергий Ферми $\Delta\Phi$ для серебряного, медного зондов и алюмелевой подложки в пределах погрешности измерений согласуются с расчетными. Зонд из ювелирного сплава золота с содержанием его чуть менее 60% (остальное медь) показал меньшую величину $\Delta\Phi$. В этом сплаве, похоже, заметный вклад в энергию Ферми составляет медь.

Таким образом, продемонстрировано явление охлаждения анода при автоэлектронной эмиссии с катода, отличающееся от эффекта Пельтье тем, что необходим зазор между электродами такой величины, чтобы электроны смогли протуннелировать из катода с энергией Ферми, после этого набрать во внешнем электрическом поле энергию, необходимую для переноса зарядов, и совокупную энергию доставить на анод.

Эксперимент подтверждает аддитивность квантовой составляющей энергии частиц, совершающих инфинитное движение, в соответствии с формулой (9.3).

Литература

1. Неволин В. К. Тепловой эффект на аноде при автоэлектронной эмиссии // Письма в ЖТФ, 2006. — Т. 32. — В. 23. — С. 66–72.

2. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities, Density — Functionals and Electron Fluids // *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 1982. V. 92. № 1. P. 1–44.
3. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // *ДАН*, 1982. — Т. 262. — С. 1100–1102.
4. Неволин В. К. Зондовые нанотехнологии в электронике. — М.: Техносила, 2006. — 159 с.
5. Чаплыгин Ю. А., Неволин В. К., Петухов В. А. Эффект охлаждения анода при автоэлектронной эмиссии с катода // *Доклады Академии наук*, 2011. — Т. 436. — № 2. — С. 1–3.

ГЛАВА 10

АТОМ ВОДОРОДА — ЧТО НОВОГО?

Можно ли узнать что-нибудь новое об атоме водорода? Кажется, в квантовой механике он изучен самым детальным образом, тем более что многие задачи о пространственной структуре и состояниях этого атома решаются аналитически. Однако можно показать, что плотность вероятности нахождения электрона, двигающегося вокруг ядра, в отличие от традиционных представлений, структурирована, а это должно приводить к уточнению известных эффектов и, возможно, к предсказанию новых. Для доказательства такого утверждения целесообразно решить задачу об атоме водорода в представлении плотности вероятности, непосредственно описывающую ее распределение во всех возможных квантовых состояниях рассматриваемого атома.

Уравнения для непрерывного движения квантовой частицы массы m_0 в произвольном внешнем поле $W(\vec{r}, t)$ в представлении плотности вероятности имеют вид [1–3]

$$m_0 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{P} = 0, \quad (10.1)$$

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = -\nabla \left(\frac{P^2}{2m_0} + W + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m_0 \rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m_0 \rho} \right), \quad (10.2)$$

где $\rho(\vec{r}, t)$ — пространственно-временное распределение плотности вероятности частицы, $\vec{P}(\vec{r}, t)$ — ее макроскопический импульс, $W(\vec{r}, t)$ — произвольная потенциальная энергия.

Для атома водорода в традиционной квантовой механике вычислен спектр энергий и найдены волновые функции.

Для стационарного пространственно ограниченного движения электрона в поле ядра с зарядом Z систему уравнений (10.1) и (10.2) запишем в виде

$$E = \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m_0 \rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m_0 \rho} - \frac{Ze^2}{r} = \text{const}. \quad (10.3)$$

Волновые функции для атома водорода найдены, например, в [4]. Их можно записать в виде

$$\Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = \psi_{nlm}(r, \theta) e^{im\varphi}. \quad (10.4)$$

Здесь n, l, m — квантовые числа. Поскольку $\psi_{nlm}(r, \theta)$ — функция вещественная, то выражение для плотности вероятности имеет вид

$$\rho_{nlm} = \psi_{nlm}^2(r, \theta). \quad (10.5)$$

Квантовая величина ρ_{nlm} показывает наличие осевой симметрии атома. Подставив (10.5) в уравнение движения (10.3) и проведя все необходимые дифференцирования и сокращения подобных членов, получим стандартное уравнение Шрёдингера для электрона в кулоновском поле:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \psi_{nlm} - \frac{Ze^2}{r} \psi_{nlm} = E \psi_{nlm}. \quad (10.6)$$

Его решение позволяет получить энергетический спектр электрона в атоме и угловое распределение плотности вероятности. В общем виде уравнение имеет вид

$$\hat{H} \Psi = E \Psi,$$

где оператор Гамильтона равен

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta - \frac{Ze^2}{r}. \quad (10.7)$$

Для отыскания собственных значений энергии к аналогичному виду можно привести уравнение (10.3)

$$\hat{H}(\rho) \rho = E \rho, \quad (10.8)$$

где нелинейный оператор Гамильтона равен

$$\hat{H}(\rho) = -\frac{\hbar^2}{4m_0}\Delta + \frac{\hbar^2\nabla\rho\nabla}{8m_0\rho} - \frac{Ze^2}{r}. \quad (10.9)$$

Сравнивая (10.7) и (10.9), можно увидеть, что для аналитических решений задач о пространственно ограниченном движении квантовых частиц предпочтительнее линейный оператор (10.7).

Однако решение уравнения (10.8) с оператором (10.9) позволяет получить новые представления о движении электрона в атоме водорода. Рассматривая (10.4) и (10.5), можно видеть, что фаза волновой функции с магнитным квантовым числом исчезает при описании пространственно ограниченного движения с помощью плотности вероятности (10.5) и, как кажется, из решения должно исчезнуть само магнитное число. Это не так. Решая систему уравнений (10.8) и (10.9) методом разделения переменных, как это делается для уравнения (10.6), и предположив, что $\rho(r, \theta, \varphi) = \rho_r(r)\rho_\theta(\theta)\rho_\varphi(\varphi)$, удается получить связанные между собой две константы разделения и следующие уравнения:

$$\frac{1}{\rho_\varphi^2} \left(\frac{d\rho_\varphi}{d\varphi} \right)^2 - \frac{2}{\rho_\varphi} \frac{d^2\rho_\varphi}{d\varphi^2} = \beta^2 = const, \quad (10.10)$$

$$\frac{\beta^2}{\sin^2\theta} + \frac{1}{\rho_\theta^2} \left(\frac{d\rho_\theta}{d\theta} \right)^2 - \frac{2}{\rho_\theta \sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin\theta \frac{d\rho_\theta}{d\theta} \right) = \lambda^2 = const. \quad (10.11)$$

Заменим переменные в уравнении (10.11):

$$\rho_\theta = \gamma^2(\theta) \text{ и } \xi = \cos\theta,$$

и сведем это уравнение к известному уравнению, решенному для атома водорода с угловой переменной θ . Решение такого уравнения можно представить в виде полинома Лежандра [4]. Для нас важно, что константы разделения в этом уравнении квантуются:

$$\lambda^2 = 4l(l+1), \text{ где } l = 0, 1, 2, 3 \dots \text{ и } \beta^2 = 4m^2, m = \beta/2 = 0, \pm 1, 2 \dots \pm l, \quad (10.12)$$

где l обычно называют орбитальным квантовым числом, m — магнитным квантовым числом.

Уравнение (10.10) решаем подстановкой $\frac{1}{\rho_\varphi} \frac{d\rho_\varphi}{d\varphi} = u(\varphi)$. Тогда $\rho_\varphi = \cos^2 \frac{\beta\varphi}{2}$. Чтобы ρ_φ была однозначной функцией для константы β , должны выполняться соотношения $\beta = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Однако не все значения β удовлетворяют соотношениям (10.12), а только ноль и четные значения. Окончательно имеем

$$\rho_\varphi = \cos^2 m\varphi.$$

Из полученных решений следует, что в атоме водорода могут существовать симметрия с $m = 0$ и оси симметрии первого, второго, третьего и последующего порядков. Это есть структурированное распределение плотности вероятности по углу φ с сохранением известных значений магнитных чисел, отличающееся от традиционных решений (10.4) и (10.5). Оно показывает, что для возбужденных атомов наряду с существованием орбитальных токов должно иметь место структурирование электронной плотности вероятности при

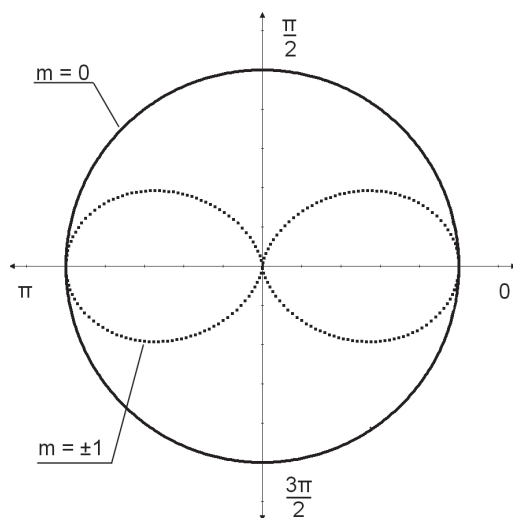


Рис. 5. Структурирование электронной плотности вероятности по углу φ



движении по углу φ (рис. 5): для $m = \pm 1$ — в виде «двухлистника», для $m = \pm 2$ — «четырёхлистника» и т. д.

В традиционной модели атома водорода отсутствует пространственно структурированное распределение электронной плотности вероятности при движении по углу φ , и можно думать, что приведенные выше рассуждения — это математический фокус и такого быть не может. Однако за этим стоит вполне определенная физика явлений. Дело в том, что когда квантовая частица помимо собственно квантового движения совершает еще какое-то механическое движение, например поступательное, то фактически частица участвует в двух движениях и в этом случае ее плотность вероятности структурируется в пространстве (см. подробнее в [3]). Электрон в атоме водорода в возбужденном состоянии, помимо квантового движения, совершает еще вращательное механическое движение с вполне определенным моментом количества движения, следовательно, его электронная плотность вероятности должна быть структурирована в пространстве.

Проверка полученного результата на экспериментальном факте показывает следующее. Известно, что средний дипольный момент атома водорода равен нулю [4]. Компонента электрического момента электрона в проекции на ось z равна $D_z = ez = er \cos \theta$. Тогда

$$\bar{D}_z = e \int_0^\infty \int_0^\pi \psi_{nlm}^2(r, \theta) r^3 dr \cos \theta \sin \theta \cdot d\theta \int_0^{2\pi} \cos^2 m\varphi \cdot d\varphi = 0.$$

Второй интеграл по $d\theta$ равен нулю, поскольку подынтегральное выражение является нечетной функцией $\cos \theta$ в симметричных пределах. Это и требовалось доказать.

Таким образом, в атоме водорода должно существовать структурированное распределение плотности вероятности электрона при движении по углу φ для возбужденных состояний, что, возможно, будет сказываться при его взаимодействии с внешними полями и другими квантовыми объектами.

Литература

1. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities, Density — Functionals and Electron Fluids // *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 1982. V. 92. № 1. P. 1–44.
2. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // *Доклады Академии наук*, 1982. — Т. 262. — С. 1100–1102.
3. Неволин В. К. Квантовый транспорт в устройствах электроники. — М.: Техносфера, 2012. — 87 с.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Наука, 1974. — С. 130.

ГЛАВА II

КВАДРУПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ АТОМА ВОДОРОДА [1]

В предыдущем разделе было показано, что плотность вероятности нахождения электрона,двигающегося вокруг ядра, в отличие от традиционных представлений, структурирована в большей мере, чем это было известно ранее, что должно приводить к более детальным представлениям, в частности к уточнению значений квадрупольного момента атома. Отличие электрических квадрупольных моментов от известных ранее должно приводить к наблюдению более существенной анизотропии квадрупольного излучения или к большим флуктуациям интенсивности излучения разреженного газа возбужденных атомов водорода в заданной точке и к большей средней интенсивности излучения.

Для доказательства такого утверждения целесообразно решить задачу об атоме водорода в представлении плотности вероятности, непосредственно описывающую ее распределение во всех возможных квантовых состояниях [2–4], что и было сделано. Задачу можно решать и в представлении Шрёдингера [5]. Единственное отличие от стандартного решения этого уравнения методом разделения переменных $\Psi = \Psi_r(r)\Psi_\theta(\theta)\Psi_\phi(\phi)$ должно заключаться в том, что решение для Ψ_ϕ нужно записывать в полном виде:

$$\Psi_\phi = \frac{1}{2\sqrt{\pi}}(e^{im\phi} + e^{-im\phi}), \quad (11.1)$$

поскольку нет предпочтительного направления для вращательных состояний.

В возбужденных состояниях структурирование плотности вероятности по углу φ должно приводить к различию квадрупольных моментов, вычисленных с помощью прежних волновых функций для атома водорода и новых выражений для плотности вероятности. Квадрупольные моменты будем вычислять по формуле [6]

$$Q_{ik}^{nlm} = e \int \rho_{nlm}(r, \theta, \varphi) (3x_i x_k - \delta_{ik} r^2) dr d\theta d\varphi.$$

Конкретные вычисления показывают, что в принятой системе координат недиагональные квадрупольные элементы во всех случаях равны нулю. Диагональные элементы по оси z совпадают: $Q_{zz}^{nlm} = \tilde{Q}_{zz}^{nlm}$. Здесь Q_{zz}^{nlm} вычислен с помощью волновых функций атома водорода, \tilde{Q}_{zz}^{nlm} вычислен в представлении плотности вероятности, когда имеет место структурирование по углу φ . Квадрупольные моменты по осям x, y совпадают: $Q_{xx}^{nlm} = \tilde{Q}_{xx}^{nlm}$ и $Q_{yy}^{nlm} = \tilde{Q}_{yy}^{nlm}$ при $m = 0$ и $m > 1$. Квадрупольные моменты при $m = 1$ различаются:

$$\tilde{Q}_{xx}^{n1} = Q_{xx}^{n1}/2 - Q_r^{n1}/8, \quad \tilde{Q}_{yy}^{n1} = 3Q_{yy}^{n1} + 3Q_r^{n1}/4, \quad (11.2)$$

где $Q_r^{nl} = e \int_0^\infty R_{nl}^2(r) r^4 dr$. Интеграл имеет смысл среднего квадрата радиуса распределения электронной плотности в атоме. Различие квадрупольных моментов при $m = 1$ соответствует «двухлистному» распределению плотности вероятности (см. рис. 1 в [1]), когда имеет место ось симметрии второго порядка. В этом случае поперечные составляющие не равны между собой, а \tilde{Q}_{xx}^{n1} и \tilde{Q}_{yy}^{n1} существенно отличаются от $Q_{xx}^{n1} = Q_{yy}^{n1}$. Различие электрических моментов должно иметь место и для мультиполей более высокого порядка.

Разница в величинах квадрупольных моментов при $m = 1$ может проявляться при исследовании квадрупольного излучения атома водорода, водородоподобных ионов и водородоподобных атомов в соответствующих квантовых состояниях. Интенсивность излучения линий равна

$$I(A, B) = N(a) 2\pi \hbar \nu \cdot A_g,$$

$$A_g = \frac{16\pi^5 \nu^5}{15\hbar c^5} \sum_{a,b} \left| \langle a | e(3x_i x_k - \delta_{ik} r^2) | b \rangle \right|^2,$$

где A_g — вероятность электрического квадрупольного перехода; $N(a)$ — количество атомов, находящихся в данный момент в начальном состоянии; a, b — конечное состояние; A и B — состояния высшего и низшего энергетических уровней, между которыми происходит переход; $\sum_{a,b}$ обозначает, что интенсивность линии (A, B) равняется сумме интенсивностей ее компонент; ν — частота линии. Составляющую волновых функций по углу φ нужно брать в виде (11.1). Квадрупольное излучение может проявляться, например, при исследовании послесвечения метастабильных уровней [7].

Структурирование электронной плотности вероятности для возбужденных атомов водорода должно проявляться и для дипольных переходов. Правила отбора будем вычислять для оптического электрона и только для движения по углу φ , поскольку остальные составляющие матричных элементов перехода совпадают. Вычисления проводим согласно [5], имеем

$$D_{n'l'm',nlm}^z = \frac{ez_{n'l'm',nlm}}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos m\varphi \cdot \cos m'\varphi \cdot d\varphi = \tilde{D}_{n'l'm',nlm}^z \delta_{m,\pm m'}, \quad (11.3)$$

$$D_{n'l'm',nlm}^x = \frac{ex_{n'l'm',nlm}}{\pi} \int_0^{2\pi} \sin \varphi \cdot \cos m\varphi \cdot \cos m'\varphi \cdot d\varphi = 0, \quad (11.4)$$

$$\begin{aligned} D_{n'l'm',nlm}^y &= \frac{ey_{n'l'm',nlm}}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos \varphi \cdot \cos m'\varphi \cdot \cos m\varphi \cdot d\varphi = \\ &= \frac{\tilde{D}_{n'l'm',nlm}^y}{2} (\delta_{m,m'\pm 1} + \delta_{m,-m'\pm 1}). \end{aligned} \quad (11.5)$$

В соответствии с формулой (11.3) матричный элемент $D_{n'l'm',nlm}^z$, отличный от нуля для переходов $m \rightarrow \pm m'$, является вырожденным по знаку магнитного числа m для угловой составляющей волновой функции (11.1). В отличие от [5], где одна из поперечных компонент, например $D_{n'l'm',nlm}^x$, является мнимой величиной, в нашем случае $D_{n'l'm',nlm}^x = 0$. С мнимым матричным элементом связываются переходы со смещенными частотами и с круговой поляризацией. Для $D_{n'l'm',nlm}^y$ возможны два дипольных перехода с изменением

магнитного числа на единицу и два связанных с изменением знака магнитного числа m , которые, однако, являются вырожденными.

Применим полученные матричные элементы и правила отбора для простого эффекта Зеемана [5]. Известно, что квантовые уровни атомов расщепляются в магнитном поле. Пусть магнитное поле направлено вдоль оси z , а электрон обладает спином и соответствующим магнитным моментом. Тогда имеется выделенное направление для вращательных состояний. Для излучательных переходов с матричными элементами $\tilde{D}_{n'l'm',nlm}^z$ в силу законов сохранения энергии возможны только переходы без изменения знака магнитного числа $m \rightarrow m'$. Изучение будет распространяться поперек магнитного поля, и плоскость линейной поляризации несмещенной частоты будет проходить через направление магнитного поля. Для излучательных переходов с матричными элементами $D_{n'l'm',nlm}^y$ возможны четыре типа переходов со смещенной частотой: два линейно поляризованных $m \rightarrow m' \pm 1$ с плоскостью поляризации, перпендикулярной направлению магнитного поля, и два вращательных перехода со смещенной частотой, изменением знака $m \rightarrow -m' \pm 1$ и направлением излучения вдоль оси z . Получается пять возможных пиков излучения: два пика со смещенной частотой вдоль направления магнитного поля и три пика излучения поперек магнитного поля с линейной поляризацией (зеemanовский триплет).

Таким образом, в магнитном поле структурирование электронной плотности вероятности для вращательных состояний в возбужденных атомах водорода не изменяет правила отбора для дипольного излучения и уточняет величины матричных элементов.

Литература

1. Неволин В. К. Атом водорода: что нового? // Наноинженерия, 2013. — № 2. — С. 46.
2. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities, Density — Functionals and Electron Fluids // Physics Reports (Review Section of Physics Letters), 1982. V. 92. № 1. P. 1–44.

3. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // Доклады Академии наук, 1982. — Т. 262. — С. 1100–1102.
4. Неволин В. К. Квантовый транспорт в устройствах электроники. — М.: Техносфера, 2012. — 87 с.
5. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механика. — М.: Наука, 1976. — С. 384.
6. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Гиз ФМЛ, 1960. — 400 с.
7. Дебров В. Л., Серов В. В., Тепер Н. И. Исследование излучения атома водорода под действием импульса титан-сапфирового лазера // Компьютерная оптика, 2010. — Т. 34. — № 2. — С. 156–161.

ГЛАВА 12

СПИН И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВОБОДНЫХ КВАНТОВЫХ ЧАСТИЦ

Неотъемлемым свойством квантовых частиц, как следует из предыдущих разделов, является наличие «собственной» энергии движения квантовых частиц, совершающих инфинитное движение. Интересно рассмотреть собственное движение квантовых частиц, не совершающих поступательное движение, и вернуться к толкованию спина частиц.

К проблеме толкования спина для квантовых частиц подходят с различных точек зрения. Так, в работе [1] автор приходит к заключению, что спин не связан с внутренней структурой квантовых частиц, а связан с волновыми полями, окружающими эти частицы и, в частности, электрон. В этой работе приведен обзор предыдущих подходов к теории спина, в том числе дираковская теория. Точку зрения, развиваемую в работе [1], можно обосновать с помощью нерелятивистских квантовых уравнений движения, что представляет методический интерес и является основой для решения известных квантовых задач (см. заключение).

На заре создания квантовой механики великий французский физик Луи де Бройль не только написал выражение для волны, носящей его имя и описывающей движение квантовых частиц, но и один из первых предложил в своей докторской диссертации научному сообществу формулу [2]

$$E = m_0 c^2 = \hbar \omega. \quad (12.1)$$

Смысл этой формулы заключается в том, что элементарная частица с массой покоя m_0 представляет собой «сгусток» энергии, который должен двигаться по законам квантовой механики. В силу формулы (12.1) для квантовых частиц должно существовать поле стоячих волн плотности вероятности. Луи де Бройлю удалось найти волновую электромагнитную аналогию этого явления для электрона [2, стр. 203]. Известно шрёдингеровское «дрожание» дираковских электронов, связанное с колебаниями центра тяжести частицы, для проявления которого нужно привлечь волны с отрицательной энергией [2, стр. 530].

Покажем, что решение квантовых уравнений движения в представлении плотности вероятности с энергией из формулы (12.1) позволяет прежде всего получить дискретный спектр значений спина у квантовых частиц с ненулевой массой покоя, а также представления о пространственном распределении плотности вероятности для свободных квантовых частиц.

Уравнения для инфинитного движения квантовой частицы массы m_0 в произвольном внешнем поле $W(\vec{r}, t)$ в представлении плотности вероятности имеют вид [3–7]

$$m_0 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{P} = 0, \quad (12.2)$$

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = -\nabla \left(\frac{P^2}{2m_0} + W + \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m_0 \rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m_0 \rho} \right), \quad (12.3)$$

где $\rho(\vec{r}, t)$ — пространственно-временное распределение плотности вероятности частицы, $\vec{P}(\vec{r}, t)$ — ее макроскопический импульс, $W(\vec{r}, t)$ — произвольная потенциальная энергия.

Для стационарного пространственно ограниченного свободно-го движения квантовой частицы система уравнений (12.2) и (12.3) запишется в виде

$$E = \frac{\hbar^2 (\nabla \rho)^2}{8m_0 \rho^2} - \frac{\hbar^2 \Delta \rho}{4m_0 \rho} = \text{const}, \quad (12.4)$$

где $E = m_0 c^2$, $\rho = \rho(\vec{r})$ — плотность вероятности распределения частицы в пространстве. Введем линейный масштаб задачи $r_0 = \hbar / m_0 c$.

Это комptonовская длина волны. Для электрона $r_0 = 3,5 \cdot 10^{-11}$ см и она проявляется, например, при рассеянии пучка фотонов на свободных электронах. Тогда из (12.4) получим

$$\frac{8}{(r_0)^2} = \frac{(\nabla \rho)^2}{\rho^2} - \frac{2\Delta \rho}{\rho}. \quad (12.5)$$

Расположим сферическую систему координат в центре вероятностного распределения частицы, получим

$$\begin{aligned} \frac{8}{(r_0)^2} = & \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{\rho^2 r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \varphi} \right)^2 + \frac{1}{\rho^2 r^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right)^2 - \\ & - \frac{2}{r^2 \rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) - \frac{2}{r^2 \rho \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{\rho \cdot r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (12.6)$$

Будем решать это уравнение методом разделения переменных:

$$\rho(r, \theta, \varphi) = \rho_r(r) \rho_\theta(\theta) \rho_\varphi(\varphi).$$

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{8r^2}{r_0^2} - \frac{r^2}{\rho_r^2} \left(\frac{d\rho_r}{dr} \right)^2 + \frac{2}{\rho_r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\rho_r}{dr} \right) = & \frac{1}{\sin^2 \theta} \left[\frac{1}{\rho_\varphi^2} \left(\frac{d\rho_\varphi}{d\varphi} \right)^2 - \frac{2}{\rho_\varphi} \frac{d^2 \rho_\varphi}{d\varphi^2} \right] + \\ & + \left\{ \frac{1}{\rho_\theta^2} \left(\frac{d\rho_\theta}{d\theta} \right)^2 - \frac{2}{\rho_\theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\rho_\theta}{d\theta} \right) \right\} = \lambda^2. \end{aligned} \quad (12.7)$$

Из (12.7) получим систему уравнений:

$$\frac{8r^2}{r_0^2} - \frac{r^2}{\rho_r^2} \left(\frac{d\rho_r}{dr} \right)^2 + \frac{2}{\rho_r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\rho_r}{dr} \right) = \lambda^2 = \text{const}, \quad (12.8)$$

$$\frac{1}{\rho_\varphi^2} \left(\frac{d\rho_\varphi}{d\varphi} \right)^2 - \frac{2}{\rho_\varphi} \frac{d^2 \rho_\varphi}{d\varphi^2} = \beta^2 = \text{const}. \quad (12.9)$$

И последнее уравнение:

$$\lambda^2 = \frac{\beta^2}{\sin^2 \theta} + \frac{1}{\rho_\theta^2} \left(\frac{d\rho_\theta}{d\theta} \right)^2 - \frac{2}{\rho_\theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\rho_\theta}{d\theta} \right). \quad (12.10)$$

Обратимся к уравнению (12.9), которое решается подстановкой $\frac{1}{\rho_\varphi} \frac{d\rho_\varphi}{d\varphi} = u(\varphi)$. Тогда $\rho_\varphi = \cos^2 \frac{\beta\varphi}{2}$ и, чтобы ρ_φ была однозначной функцией для константы β , должны выполняться соотношения $\beta = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Введем квантовое число

$$s = \left| \frac{\beta}{2} \right| = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots,$$

соответствующее спинам элементарных частиц, при этом $\rho_\varphi = \cos^2 s \cdot \varphi$ и $|\beta| = 2s$. Спин является степенью свободы квантовых частиц и, как будет показано ниже, определяет пространственную структуру распределения плотности вероятности. На рис. 6 представлены распределения плотности вероятности $\rho_\varphi(\varphi)$ при различных значениях спина частиц.

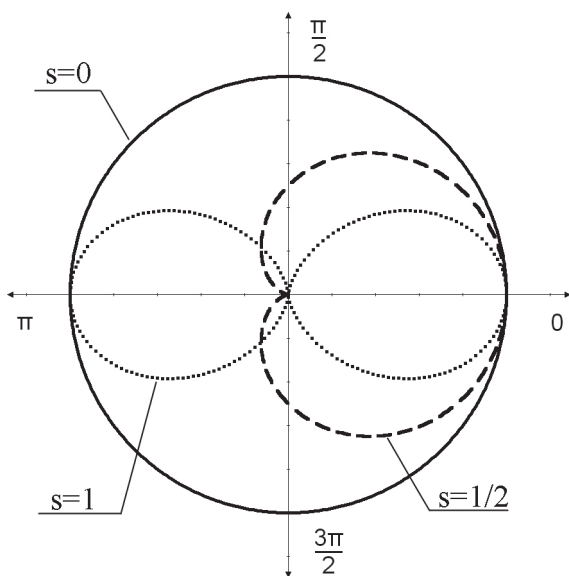


Рис. 6. Распределение плотности вероятности при движении по углу φ

Обратимся к решению уравнения (12.10). Будем искать решение этого уравнения в виде

$$\rho_\theta = \sin\theta^{2s}.$$

Получим следующие соотношения для констант разделения переменных:

$\beta^2 = 4s^2$, $\lambda^2 = 4s + 4s^2$. На рис. 7 показаны зависимости плотности вероятности $\rho_\theta(\theta)$ при различных значениях спинового числа.

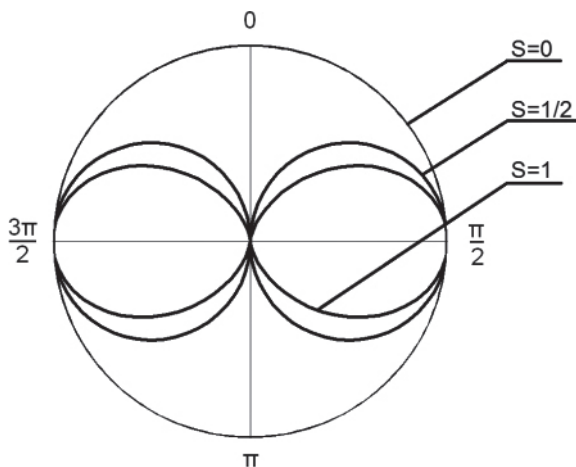


Рис. 7. Распределение плотности вероятности $\rho_\theta(\theta)$ при различных значениях спинового числа

Из рисунка можно видеть, что чем больше спин частицы, тем меньше область распределения плотности вероятности по углу θ .

Обратимся к решению уравнения (12.8). Сделаем замену переменных:

$$\rho_r = \frac{\alpha^2(r)}{r^2} \text{ и } r = x \cdot r_0.$$

Получим уравнение

$$\frac{d^2\alpha}{dx^2} + \left(2 - \frac{s(s+1)}{x^2}\right) \cdot \alpha = 0. \quad (12.11)$$

Приближенное решение уравнения (12.11) для радиальной составляющей плотности вероятности запишем в виде суперпозиции

асимптотик $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow \infty$, которые обеспечивают равенство второй производной $\frac{d^2\alpha(x_c)}{dx^2} = 0$ в точке $2 - \frac{s(s+1)}{x_c^2} = 0$:

$$\alpha \cong \sin x \sqrt{2} + \frac{x_c^s \sin x_c \sqrt{2}}{x^s}, \quad x_c = \sqrt{\frac{s(s+1)}{2}}. \quad (12.12)$$

Для частиц с нулевым спином это решение является точным и в размерных величинах записывается в виде осциллирующей и затухающей функций:

$$\rho_r = \frac{r_0^2 \sin^2(\sqrt{2} \cdot r/r_0)}{r^2}. \quad (12.13)$$

На рис. 8 показано распределение радиальной плотности вероятности частиц с нулевым спином. Оно напоминает известный пакет для плоских волн де Бройля, который, как известно, расплывается со временем.

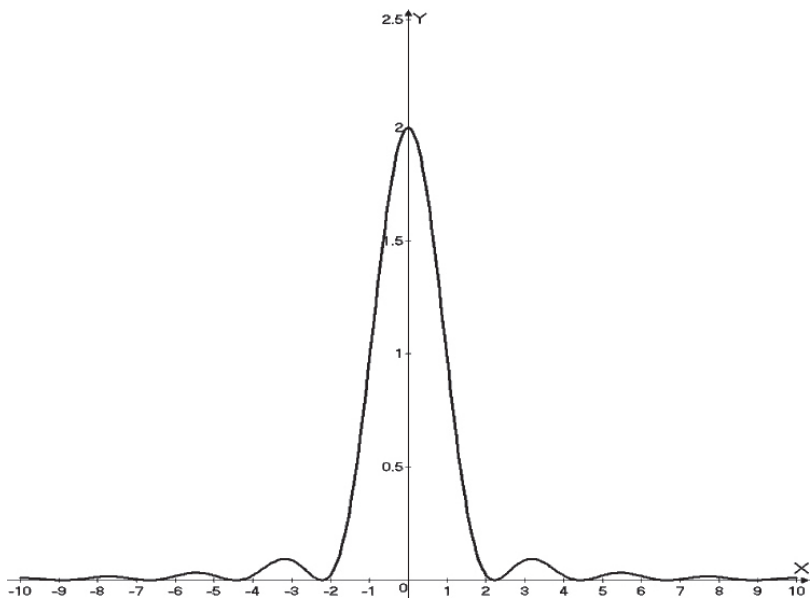


Рис. 8. Распределение радиальной плотности вероятности для частиц с нулевым спином

Характерный радиус области локализации частицы равен

$$r_p = \frac{\pi}{\sqrt{2}} r_0 \approx 2,2r_0. \quad (12.14)$$

Для частиц с ненулевым спином решение уравнения (12.11) является расходящимся при $x \rightarrow 0$ и неинтегрируемым по объему частицы. Тогда следует предположить, что частицы с отличным от нуля спином имеют более сложную пространственную структуру движения: например, имеется полость с нулевой плотностью вероятности. На периферии частицы, как и прежде, имеется пространственно структурированное и осциллирующее распределение плотности вероятности в соответствии с формулой (12.13).

Характерный внешний радиус локализации частиц с отличным от нуля спином можно оценить в соответствии с (12.12) по формуле

$$r_{sp} \cong \frac{r_0}{\sqrt{2}} \left[\pi + \left(\frac{x_c \sqrt{2}}{\pi} \right)^s \sin(x_c \sqrt{2}) \right]. \quad (12.15)$$

Как видно из вышесказанного, свободные частицы с отличным от нуля спином совершают вращательно-колебательные движения. Покажем, что в уравнении (12.11) должно выполняться соотношение

$$2 - \frac{s(s+1)}{x^2} > 1.$$

Действительно, перейдем к физическим переменным и получим

$$E = m_0 c^2 > \frac{\hbar^2 s(s+1)}{2m_0 r^2}. \quad (12.16)$$

Соотношение (12.16) показывает, что если квантовая частица, как «сгусток» энергии, движется по законам квантовой механики, то вращательная составляющая движения не должна превышать полную энергию частицы. Поскольку спин частиц ограничен, то в соответствии с неравенством (12.16) получаем область с радиусом r , недоступную для движения частицы («темное пространство»):

$$r < r_c = r_0 \sqrt{\frac{s(s+1)}{2}}. \quad (12.17)$$

Поскольку внутренний радиус области недоступности движения должен всегда быть меньше внешнего радиуса локализации r_{sp} (формула (12.15)), то получается ограничение на все возможные значения спинов:

$$\sqrt{s(s+1)} < \pi + \left(\frac{\sqrt{s(s+1)}}{\pi} \right)^s \sin(\sqrt{s(s+1)}). \quad (12.18)$$

Стабильные элементарные частицы с отличной от нуля массой и известным рядом значений спина $s = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ удовлетворяют этому неравенству. Значение $s = 5/2$ — это наибольшее значение, удовлетворяющее данному неравенству. Возможно, оно несколько неточно, поскольку используется приближенное решение (12.12).

Таким образом, свободные частицы с ненулевой массой покоя и отличным от нуля спином совершают вращательно-колебательные движения и в основном локализованы в области некоего подобия тора. Если у квантовой частицы имеется заряд, то за счет вращательных состояний возникают замкнутые токи и соответствующий магнитный момент, связанный со спином частицы. Решение квантовых уравнений движения в представлении плотности вероятности для частиц с ненулевой массой покоя дает известную последовательность их спинов. Периферийная пространственная структура плотности вероятности зависит от их спинового числа и имеет радиальную область «дрожания». Характерный радиус локализации частиц можно оценить по формуле (12.15). Например, в этой модели область локализации электрона является «пухлой», $r_{sp} = 1,4 \cdot 10^{-10}$ см, по сравнению с областью локализации протона, $r_{sp} = 7,4 \cdot 10^{-14}$ см.

Зная решение этой задачи в представлении плотности вероятности, естественно получить аналогичные результаты и в представлении Шрёдингера. А именно необходимо решить уравнение

$$\Delta\Psi(r, \theta, \varphi) + \frac{2m^2c^2}{\hbar^2}\Psi = 0. \quad (12.19)$$

Единственное отличие от стандартного решения этого уравнения методом разделения переменных $\Psi = \Psi_r(r)\Psi_\theta(\theta)\Psi_\varphi(\varphi)$ должно заключаться в том, что решение для Ψ_φ нужно записывать в полном виде:

$$\Psi_\varphi = C(e^{is\varphi} + e^{-is\varphi}), \quad (12.20)$$

поскольку нет предпочтительного направления для вращательных состояний. Это есть «дрожание» для вращательных состояний. Использование одного слагаемого в волновой функции означает, что заведомо заданы направление вращения и положение спина в пространстве. Тем не менее возобладало описание вращательного движения с помощью одного слагаемого в этой формуле, например, для движения электрона в атоме водорода [8]. Использование формулы (12.20) для атома водорода приводит, например, к отличию значений квадрупольных моментов для возбужденных состояний от прежних вычислений [9].

Литература

1. Ohania H. C. What is spin? // *Am. J. Phys.*, 1986. V. 54. № 6. P. 500–505.
2. Де Бройль Луи. Избранные научные труды. Т. 1. Становление квантовой физики. — М.: Логос, 2010. — 552 с.
3. Ghosh S. K., Deb B. M. Densities, Density — Functional and Electron Fluids // *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 1982. V. 92. № 1. P. 1–44.
4. Алексеев Б. В., Абакумов А. И. Об одном подходе к решению уравнения Шрёдингера // *Доклады Академии наук*, 1982. — Т. 262. — С. 1100–1102.



5. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. О квантовом описании линейных кинетических свойств бесстолкновительной плазмы // УФН, 1999. — Т. 169. — № 6. — С. 687–689.
6. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Нерелятивистская квантовая теория вынужденных черенковского излучения и комптоновского рассеяния в плазме // ФНТ, 2011. — Т. 37. — № 9/10. — С. 1–7.
7. Неволин В. К. Квантовый транспорт в устройствах электроники. — М.: Техносфера, 2012. — 87 с.
8. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Гиз ФМЛ, 1963. — С. 227.
9. Неволин В. К. Атом водорода: что нового? // Наноинженерия, 2013. — № 2. — С. 46.

ГЛАВА 13

АТОМЫ ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ ГИПОТЕЗЫ ЛУИ ДЕ БРОЙЛЯ [8, 9]

В этом разделе изложено обобщенное представление о возможных состояниях атома водорода с учетом идеи Луи де Бройля. Рассматривается возможность экспериментального наблюдения субатомов водорода.

Выдающийся французский физик Луи де Бройль вывел по меньшей мере две великих формулы: выражение для волновой функции свободной квантовой частицы, носящей его имя, где обобщил выражения для импульса и энергии квантовой частицы на случай, когда масса покоя не равна нулю, и соотношение

$$E = \hbar\omega = m_0 \cdot c^2. \quad (13.1)$$

Смысл этой формулы заключается в том, что элементарная частица с массой покоя m_0 имеет собственную квантовую энергию движения с частотой ω . Эта формула предложена де Бройлем в 1923 году в его докторской диссертации в виде гипотезы. В последующем он показал, что эта формула является инвариантной и удовлетворяет известным релятивистским преобразованиям, поскольку частота и масса частицы преобразуются по одинаковым законам, и что она справедлива в том числе и при отсутствии поступательного движения квантовых частиц [1]. Перепишем соотношение (13.1) несколько в другом виде:

$$E = \hbar\omega = m \cdot c^2,$$

где $m = m_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$ — релятивистское выражение для массы частицы. Тогда

$$m_0 c^2 / \left(\sqrt{1 - v^2/c^2} \right) = \hbar k v = \hbar v 2\pi / \lambda = \hbar v 2\pi / \lambda_0 \left(\sqrt{1 - v^2/c^2} \right) = \hbar \omega_0 / \left(\sqrt{1 - v^2/c^2} \right).$$

Имеет место релятивистская инвариантность.

Используя уравнение Шрёдингера и формулу (13.1), можно получить описание двух квантовых состояний для атома водорода. Одно — традиционное описание атома водорода, излагаемое в учебниках по квантовой механике, другое — новое, субатомное состояние.

Запишем уравнение Шрёдингера для атома водорода с учетом формулы (13.1) и в соответствии с рис. 9:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_0 \Psi(\vec{r}_0, \vec{r}_1, \vec{r}_2) - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_1 \Psi - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta_2 \Psi - \frac{e^2 \Psi}{|\vec{r}_0 + \vec{r}_1 - \vec{r}_2|} = (E_2 + E_1 - \varepsilon) \Psi. \quad (13.2)$$

Здесь первое слагаемое описывает движение вероятностного центра электрона относительно вероятностного центра протона, который принят за начало координат. Второе слагаемое описывает собственное движение электрона относительно своего вероятностного центра за счет энергии $E_1 = mc^2$. Третье слагаемое описывает собственное движение протона относительно собственного вероятностного центра с энергией $E_2 = Mc^2$. Последнее слагаемое в левой части уравнения описывает кулоновское взаимодействие электрона с протоном. В уравнении (13.2) приняты обозначения: ε — энергия связи атома водорода; m, M — соответственно массы покоя электрона и протона.

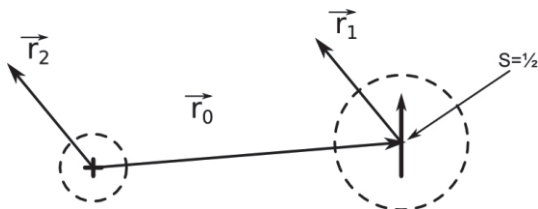


Рис. 9. Координаты атома водорода

Из уравнения (13.2) и рис. 1 можно видеть, что для того чтобы потенциальная энергия взаимодействия заряженных частиц в каждой точке была однозначна, нужно положить во всем пространстве

$$\vec{r}_1 \equiv \vec{r}_2. \quad (13.3)$$

Тогда в уравнении (13.2) можно провести разделение переменных и записать его в виде

$$\begin{aligned} & -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_0 \Psi_0(\vec{r}_0) \cdot \Psi_1(\vec{r}_1) \cdot \Psi_2(\vec{r}_2) - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_1 \Psi_0 \Psi_1 \Psi_2 - \\ & - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta_2 \Psi_0 \Psi_1 \Psi_2 - \frac{e^2 \Psi_0 \Psi_1 \Psi_2}{|\vec{r}_0|} = (E_2 + E_1 - \epsilon) \Psi_0 \Psi_1 \Psi_2. \end{aligned}$$

Из этого уравнения получаем три уравнения. Первое уравнение является стандартным для описания атома водорода в нерелятивистском приближении, и его решение приводится во всех учебниках по квантовой механике:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_0 \Psi_0(\vec{r}_0) - \frac{e^2 \Psi_0}{|\vec{r}_0|} = (-\epsilon) \Psi_0. \quad (13.4)$$

Второе и третье уравнения описывают собственное движение электрона и протона за счет энергий $E_1 = mc^2$, $E_2 = Mc^2$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_1 \Psi_1 = E_1 \Psi_1, \quad -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_2 \Psi_2 = E_2 \Psi_2. \quad (13.5)$$

Решением этих уравнений являются стоячие неоднородные волны, затухающие на бесконечности и описывающие пространственную локализацию с учетом спина частиц [2]. Для электрона в нашем случае принято $s = 1/2$:

$$\Psi_1(r_1, \theta_1, \varphi_1) = \frac{C_1 J_1(r_1 \zeta_1)}{\sqrt{r_1}} \cos \frac{\varphi}{2} \sin^{1/2} \theta. \quad (13.6)$$

Здесь J_1 — функция Бесселя первого порядка. Заметим, что согласно (13.3) и (13.5) спины заряженных частиц в атоме водорода должны быть коллинеарными и иметь одинаковое направление. Таким образом, суммарный спин атома водорода равен единице.

Рассмотрим другой частный случай, когда вероятностные центры локализации совпадают, $\vec{r}_0 = 0$. Это возможно, поскольку волновые функции собственного движения квантовых частиц в вероятностных центрах локализации равны нулю. Тогда из (13.2) получаем уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_1\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - \frac{\hbar^2}{2M}\Delta_2\Psi - \frac{e^2\Psi}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} = (E_2 + E_1 - \varepsilon)\Psi. \quad (13.7)$$

Уравнение (13.7) можно представить в виде двух уравнений, если сделать замену переменных $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi(\vec{r}, \vec{r}_2) = \Psi_1(\vec{r})\Psi_2(\vec{r}_2)$, где $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, и провести разделение переменных, в результате получим

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\Delta_2\Psi_2(\vec{r}_2) = E_2\Psi_2(\vec{r}_2), \quad (13.8)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi_1(\vec{r}) - \frac{e^2\Psi_1(\vec{r})}{|\vec{r}|} = (E_1 - \varepsilon)\Psi_1(\vec{r}). \quad (13.9)$$

Уравнение (13.8) аналогично одному из уравнений (13.5) и описывает собственное движение протона за счет энергии E_2 . Уравнение (13.9) описывает субатомные состояния водорода согласно [3]. Рассмотрим эти состояния более подробно и внесем некоторые изменения в отличие от результатов работы [3].

Решение уравнения (13.9) имеет вид

$$\Psi_a(r, \theta, \varphi) = C_a r^{1/2} \exp(-r\alpha) \cos\frac{\varphi}{2} \sin^{1/2}\theta. \quad (13.10)$$

Энергия ε_a равна

$$\varepsilon_a = m c^2 + \frac{2e^2}{9a}. \quad (13.11)$$

Здесь боровский радиус $a = \hbar^2/m e^2$. Эта энергия состоит из собственной энергии электрона $m c^2$ и кулоновской энергии связи электрона с протоном $\varepsilon_0 = \frac{2e^2}{9a}$. Энергетическая диаграмма электрона в субатоме имеет необычный вид, см. рис. 10.

Можно представить, что свободный электрон с энергией $m c^2$ «захватывает» протон и образует связанное состояние

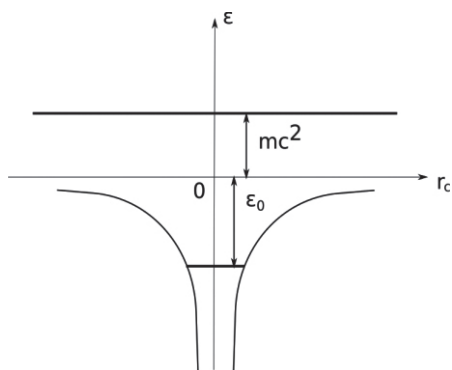


Рис. 10. Энергетическая диаграмма субатома водорода

с энергией ϵ_0 . В целом это состояние устойчиво к взаимным смещениям вероятностных центров протона и электрона [4] и является спин-ориентированным в основном состоянии. Заметим, что подобного типа энергетическую диаграмму предсказывал В. Игнатович для модельного атома [5].

Субатомы водорода как нейтральные частицы могут приближаться к ядрам других элементов на достаточно близкие расстояния, поскольку протон экранирован электронной оболочкой с большой собственной энергией. Проясним эту ситуацию более подробно.

Запишем уравнение движения субатома водорода в поле ядра с Z -номером в таблице Менделеева в соответствии с рис. 11:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}, \vec{r}_0) - \frac{e^2\Psi}{\vec{r}} + \frac{e^2 Z\Psi}{r_0} - \frac{e^2 Z\Psi}{|\vec{r} + \vec{r}_0|} = (E - \epsilon)\Psi(\vec{r}, \vec{r}_0). \quad (13.12)$$

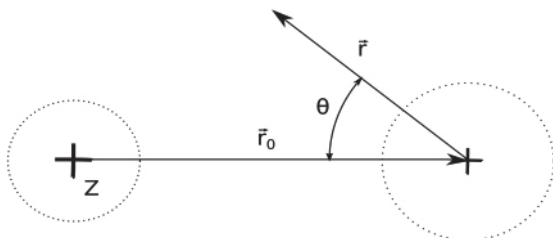


Рис. 11. Координаты субатома водорода

Здесь r_0 — расстояние от центра многозарядного иона до вероятностного центра субатома, $E = mc^2$. Будем считать \vec{r}_0 параметром задачи и переформируем уравнение (13.12) к виду

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}, \vec{r}_0) - \frac{e^2\Psi}{\vec{r}} - \frac{e^2 Z\Psi}{|\vec{r} + \vec{r}_0|} = \left(E_1 - \frac{e^2 Z}{r_0} - \varepsilon(r_0) \right) \Psi(\vec{r}, \vec{r}_0). \quad (13.13)$$

В случае $r_0 \gg r$ из (13.13) получаем уравнение для описания спектра энергий субатомов водорода [2]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}) - \frac{e^2\Psi}{\vec{r}} = (E - \varepsilon)\Psi(\vec{r}). \quad (13.14)$$

Решение уравнения (13.14) дает

$$\varepsilon = mc^2 + \frac{2e^2}{9a}. \quad (13.15)$$

Здесь боровский радиус $a = \hbar^2/mc^2$, $\varepsilon_0 = \frac{2e^2}{9a}$.

Рассмотрим случай $r_0 \ll r$. Тогда

$$\frac{1}{|\vec{r} + \vec{r}_0|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos\Theta}} \approx \frac{1}{r}. \quad (13.16)$$

Здесь учтено, что в субатомах водорода $\Theta \sim \pi/2$ [2], а именно: относительно оси симметрии субатома водорода распределение электронной плотности имеет в первом приближении вид тороида, ортогонального оси симметрии. Принимая во внимание соотношение (13.16), перепишем уравнение (13.13):

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}, \vec{r}_0) - \frac{e^2(1+Z)\Psi}{r} = \left(E_1 - \frac{e^2 Z}{r_0} - \varepsilon(r_0) \right) \Psi(\vec{r}, \vec{r}_0). \quad (13.17)$$

Уравнение (13.17) можно свести к виду уравнения (13.14), переопределив параметры задачи, и сразу написать ответ:

$$\varepsilon_p = mc^2 + \frac{2}{9}(1+Z)^2 \frac{e^2}{a} - \frac{e^2 Z}{r_0}. \quad (13.18)$$

Из формулы (13.18) можно видеть, что кулоновская составляющая энергии связи субатома существенно возрастает в $(1+Z)^2$ раз.

Иначе говоря, силы притяжения внешнего ядра электронной оболочкой субатома водорода существенно сближают ядра. Например, для ядер титана с $Z = 22$ кулоновская составляющая субатомов водорода составляет 3,2 кэВ. Предельный радиус сближения субатома с ядром составляет r_{0i} , после чего он ионизируется во внешнем электрическом поле:

$$r_{0i} = \frac{9Za}{2(1+Z)^2}. \quad (13.8)$$

В случае титана $r_{0i} = a/5,34$. В этой ситуации поляризуемость субатомов будет на два порядка меньше, чем стандартное значение для атомов водорода. Освободившийся электрон может быть захвачен составным ядром, в этом случае произойдет изотопная ядерная реакция.

Доставка протона в электронной оболочке на такие расстояния к ядрам эквивалентна энергии налетающего протона $\sim 3,2$ кэВ и должна существенно повысить вероятность ядерных реакций. В случае никеля с $Z = 28$ имеем $\epsilon_{0i} = 5$ кэВ, $r_{0i} = a/6,67$. Для расчетов использована осевая симметрия субатомов водорода, т. к. применение магнитного поля для ориентации спинов частиц весьма полезно для увеличения вероятности ядерных реакций.

Таким образом, существование субатомов водорода позволяет принципиально решить вопрос о преодолении кулоновского барьера для возникновения ядерных реакций, в том числе при низких температурах.

О существовании субатомов водорода в системе металл + водород можно судить по косвенным признакам —: появлению новых элементов и ультрафиолетовому излучению с энергией квантов 6,02 эВ, которое возникает при образовании субатомов водорода. Результаты первых экспериментов описаны в обзоре [6]. С последующими экспериментальными работами в этом направлении можно ознакомиться в обзоре [7].



Литература

1. Луи де Бройль. Избранные научные труды. Т. 1. — М.: Логос, 2010. — С. 61. См. также Т. 4. — М.: Принт-ателье, 2014. — С. 112.
2. Nevolin V.K. Spin and spatial localization of free quantum particles // International Journal of Unconventional Science, 2015, №7, <http://www.unconv-science.org/n7>.
3. Nevolin V.K. Binding Energy of Subatomic States of Hydrogen // IJAER, 2016. V. 11. № 7. P. 4676–4678.
4. Неволин В. К. Устойчивость субатомных состояний водорода // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований, 2015. — № 12 (ч. 4). — С. 611–614, <http://www.applied-research.ru>.
5. Ignatovich V. <https://www.academia.edu/14205552>.
6. Царев В. А. Низкотемпературный ядерный синтез // УФН, 1990. — Т. 160. — № 11. — С. 1–53.
7. Пархомов А. Г. Никель-водородные реакторы, созданные после публикации отчета об эксперименте в Лугано // International Journal of Unconventional Science, 2016. — № 11. — С. 58–62, <http://www.unconv-science.org/n11>.
8. Пархомов А. Г. Длительные испытания никель-водородных теплогенераторов в проточном калориметре // International Journal of Unconventional Science, 2016. № 12–13. P. 74–79, <http://www.unconv-science.org/n12>.
9. Nevolin V.K. Hydrogen Atoms based on the Hypothesis of Louis de Broglie // IJAER, 2016. V. 11. № 12. P. 7875–7877.
10. Nevolin V.K. Hydrogen Subatom in a Multiply Charged Ion Field // IJAER, 2017. V. 12. № 9. P. 1883–1884.

ГЛАВА 14

УСТОЙЧИВОСТЬ СУБАТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ ВОДОРОДА

Уравнение Шрёдингера для субатома водорода запишем в виде

$$-\frac{\hbar^2 \Delta_1 \Psi}{2m_1} - \frac{e^2 \Psi}{r_1} = \delta E \Psi(\mathbf{r}_1), \quad (14.1)$$

где $\delta E = E_1 - \varepsilon_0 > 0$ и $E_1 = m_1 c^2$ — эйнштейновское выражение для энергии покоя электрона. В предыдущем разделе было решено уравнение (14.1) в сферической системе координат и была найдена волновая функция основного состояния электрона [1]:

$$\Psi_0(r_1, \theta, \varphi) = C J_1(r_1) \cdot r_1^{-1/2} \sin^{1/2} \theta \cdot \cos \varphi / 2. \quad (14.2)$$

Здесь $J_1(r_1)$ — функция Бесселя первого порядка. Далее будем вычислять энергию связи в интегральном виде:

$$\varepsilon_0 = e^2 \iiint_{r_1 \leq r_{10}} \frac{\Psi_0^2}{r_1} r_1^2 dr_1 \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi / \iiint_{r_1 \leq r_{10}} \Psi_0^2 r_1^2 dr_1 \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi. \quad (14.3)$$

В интеграле (14.3) r_{10} есть величина, определяемая первым нулем функции Бесселя $J_1(r_{10}) = 0$. Плотность вероятности нахождения электрона в области $r_1 \leq r_{10}$ является наибольшей. Отношение амплитуд плотностей вероятностей в первой полуволне к амплитуде во второй составляет $\sim 2,8$. «Обрезание» интегралов связано с тем, что сама по себе плотность вероятности свободного электрона представляет собой неоднородную стоячую волну, интегралы от которой расходятся.

Вычислим энергию связи. Пусть протон смещается на радиус \vec{d} относительно вероятностного центра локализации электрона. Тогда уравнение (14.1) переписывается в виде

$$-\frac{\hbar^2 \Delta_1}{2m_1} \Psi - \frac{e^2 \Psi}{|\vec{r}_1 + \vec{d}|} = \delta E \Psi(\vec{r}_1 + \vec{d}) \quad (14.4)$$

или в сферической системе координат:

$$-\frac{\hbar^2 \Delta_1}{2m_1} \Psi - \frac{e^2 \Psi}{\sqrt{r_1^2 + d^2 - 2r_1 d \cos \theta}} = \delta E \Psi(\vec{r}_1 + \vec{d}). \quad (14.5)$$

Вектор смещения \vec{d} направлен вдоль оси z . Будем решать это уравнение методом возмущений, считая, что кулоновская энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с эйнштейновской энергией покоя электрона. Тогда при вычислении энергии связи такой системы согласно формуле (14.3) возникают интегралы

$$\varepsilon_0 = e^2 \iiint_{r_1 \leq r_0} \frac{\Psi_0^2}{\sqrt{r_1^2 + d^2 - 2r_1 d \cos \theta}} r_1^2 dr_1 \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi / \iiint_{r_1 \leq r_0} \Psi_0^2 r_1^2 dr_1 \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi, \quad (14.6)$$

в одном из них можно выделить частный интеграл, определяющий зависимость энергии связи от смещения протона:

$$I_0 = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta \cdot d\theta}{\sqrt{r_1^2 + d^2 - 2r_1^2 d \cos \theta}}. \quad (14.7)$$

Чтобы не иметь дело с эллиптическими интегралами, вычислим это интеграл приближенно. Пусть $d > r_0 \geq r_1$. В этом случае протон покидает собственную оболочку электрона. Воспользовавшись выписанным неравенством, имеем

$$I_0(d) \approx \frac{\pi}{2d}. \quad (14.8)$$

Энергия притяжения двух разноименных зарядов убывает по кулоновскому закону.

В другом предельном случае $d < r_1$, когда протон смещается в центральной области, имеем

$$I_0(d) \approx \frac{\pi}{2r_1}. \quad (14.9)$$

Рассмотрим случай, когда $r_1 = d$ в области пространственного заряда электрона.

Тогда, вычисляя интеграл (14.7), получим

$$I_0(d) = \frac{4}{9d}. \quad (14.10)$$

Сравнивая это выражение с формулой (14.8), можно видеть, что энергия связи в области пространственного заряда электрона убывает по кулоновскому закону с несколько меньшим коэффициентом. Имеет место «торможение» протона в области пространственного заряда электрона. Кулоновские силы притяжения (в системе координат вероятностного центра электрона) должны возвращать протон в центральную область, где на протон не действуют силы. Иначе говоря, имеется пространственная область устойчивых субатомных состояний водорода.

В целом с помощью метода теории возмущений показано, что энергия связи субатома водорода является максимальной по абсолютной величине и устойчивой к возможным осцилляциям протона в области субатома и убывает по кулоновскому закону при разлете частиц.

Литература

1. Nevolin V.K. Binding Energy of Subatomic States of Hydrogen // JJAER, 2016. V. 11. № 7. P. 4676–4678.

ГЛАВА 15

ВОДОРОДНАЯ ТРАНСМУТАЦИЯ НИКЕЛЯ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Считается, что ядерная трансмутация элементов («холодные» ядерные реакции) экспериментально доказана [1]. На основе этого явления созданы генераторы энергии, в которых наблюдается долговременное выделение тепловой энергии, превышающее затрачиваемую энергию [2]. Из многочисленных экспериментальных исследований следует, что водород в этих реакциях играет существенную роль и в реакционную зону доставляется с помощью различных химических соединений, например алюмогидрата лития LiAlH_4 . Анализируя продукты ядерных реакций, авторы работ [3] высказывают идею о возможности одновременных многочастичных реакций ядерного синтеза и распада. Однако до сих пор для всех возможных вариантов ядерной трансмутации элементов не решен однозначно принципиальный вопрос о преодолении кулоновского барьера ядрами, вступающими в реакцию.

На наш взгляд, такими инициаторами реакций могут быть в ряде конкретных случаев атомы водорода (дейтерия) в неизвестных ранее субатомных состояниях, предсказанных в работе [4], на основе использования фундаментальной идеи Луи де Бройля о связи массы частицы с собственной частотой колебаний [5]. Субатомное состояние — это спин-ориентированное состояние водорода в основном состоянии, в отличие от классического водорода, и для его

возникновения имеет значение наличие магнитного поля. В субатомных состояниях протон находится в электронной «шубе» с меньшими характерными размерами, составляющими $0,75a$, где a — боровский радиус, что способствует меньшей поляризуемости субатомов. Распределение электронной плотности в субатоме водорода сжато по радиусу за счет кулоновского поля протона по сравнению с распределением электронной плотности вероятности для свободного электрона. Угловые распределения плотности вероятности, связанные с движением спина электрона, остаются неизменными, как и в свободном электроне. Это распределение существенно отличается от изотропного распределения плотности вероятности в атоме водорода в основном состоянии, что является первопричиной высокой электрической прочности субатомов. Тем не менее энергия ионизации субатомов в электромагнитном поле составляет всего $4/9$ от энергии ионизации атома водорода, что равно $\epsilon_{is} = 6,02$ эВ. Эта энергия соответствует энергии водородоподобного иона (иона гелия) с зарядом $Z = 2$ в возбужденном состоянии с главным квантовым числом $n = 3$.

Для возникновения субатомов водорода согласно [4] нужны ионы водорода в приповерхностных слоях металла, например никеля, с нулевой поступательной энергией и значительное количество электронов с энергией ϵ_{is} . При этом очевидно, что работа выхода электрона из металла $e\phi < \epsilon_{is} = 6,02$ эВ. В свою очередь,

$$e\phi + \epsilon_f < V_i,$$

где ϵ_f — энергия Ферми электронов в металлах, V_i — потенциал ионизации водорода, $V_i = 13,55$ эВ.

Наиболее подходящими для реализации подобной ситуации являются исследования тлеющих разрядов в атмосфере водорода (дейтерия) с металлическими катодами. Оригинальные результаты по ядерной трансмутации элементов на этом пути получены в работе [6] с палладиевым катодом.

Для экспериментального доказательства существования ядерной трансмутации элементов [7] по мотивам предполагаемой



модели был выбран британский магнетронный распылитель *Emitech K575X*. Мишень была изготовлена из никеля, в качестве подложек использовались кремниевые полированные пластины, используемые в микроэлектронных технологиях (Si КДБ-7,5 (100)). Рабочим газом был аргон. Никелевая мишень толщиной 300 мкм была выбрана как металл, наиболее используемый в генераторах тепловой энергии [2]. Идея эксперимента заключалась в сравнении изотопного состава подложек и мишеней при нанесении никеля в разряде аргона и в разряде аргона с водородом. В смеси концентрация водорода составляла не более 10%. В установке был реализован проточный режим течения газов с контролем давления в разрядной камере. Магнетрон работал с периодическим включением.

В случае нанесения никеля на кремниевую подложку (с подслоем хрома для лучшей адгезии никеля) тлеющий разряд в аргоне проводился три минуты и выключался на пятнадцать минут для остывания мишени и разрядной камеры. Проводилось пять циклов нанесения никелевой пленки. Токи разрядов составляли ~125 мА, вакуумные условия во время нанесения пленок составляли ~0,85 Па.

В случае разрядов в смеси аргона с водородом ситуация несколько изменилась. Наблюдался большой нагрев разрядной камеры. Пауза между разрядами была увеличена до двадцати минут, вакуум при разряде составлял ~0,9 Па. Ток разряда составлял 125 мА. Изменение тепловыделения можно было бы объяснить возникновением термохимических реакций — образованием гидридов никеля. Однако эти соединения неустойчивы, тем более при высоких температурах никелевой мишени. В масс-спектрах обнаруживаются только их следы. Изменение тепловыделения в разряде можно объяснить изменением изотопного состава в пленках никеля.

Действительно, потенциал ионизации водорода меньше потенциала ионизации аргона, поэтому в плазме разряда водород может находиться преимущественно в ионизованном состоянии. Ионы водорода, замедляясь в никелевой пленке на некоторой глубине, будут рекомбинировать. Валентные электроны переводят ионы

водорода в обычные состояния. Противостоять этому процессу будет излучение нагретой металлической мишени и плазмы тлеющего разряда с энергией фотонов, в том числе превышающих потенциал ионизации водорода. В связи с этим в стационарном состоянии часть водорода может оставаться ионизованной. Эта часть ионов водорода за счет электронов металла валентной зоны с энергией $\epsilon_{is} = 6,02$ эВ может с некоторой вероятностью переходить в субатомные состояния. Излучение фотонов от этих процессов будет возбуждать электронную подсистему металлической мишени. Таким образом, для возникновения субатомов водорода должна существовать пороговая температура мишени, ниже которой возникновение субатомов водорода маловероятно. Ясно, что эта температура не может быть выше температуры пластического течения никеля. В случае тлеющего разряда параметром, определяющим температуру мишени, является ток разряда при заданном напряжении.

Субатомные состояния водорода существуют короткое время — от рождения до времени доставки субатома в область действия ядерных сил. Сравнивая масс-спектры депозитов на кремниевых подложках и мишенях, можно установить наличие изменений изотопного состава.

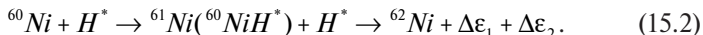
Масс-спектрометрические измерения проводились на двух разных приборах *TOF-SIMS* и *IMS-4f* в двух организациях. Основная проблема, возникшая при анализе изотопного состава, состояла в наличии неконтролируемых «камерных» примесей, находящихся на стенках магнетрона и других деталях, переносимых в плазме разряда на подложки и мишень. После серии разрядов были также обнаружены изотопы натрия, алюминия, калия в локальных областях на поверхности мишени. В связи с этим была сужена область исследования спектра изотопов относительно никелевой мишени.

Для объяснения изменения изотопного состава запишем возможные реакции. Образование субатомов водорода происходит по реакции



Здесь H^* — субатом водорода, $\Delta\epsilon = 6,02$ эВ — энергия излучения (поглощения) ультрафиолетовых квантов, связанных с переходом в субатомные состояния или с их распадом. В поле ядер мишени субатом может распадаться на электрон и протон и ядерные реакции возможны по двум каналам: захват электрона ядром мишени, туннелирование и захват протона ядром мишени, а также прямое участие субатомов водорода как нейтральных частиц в ядерных реакциях. Ядерные реакции с электронами и протонами приводят к изменению элементного состава. Источником этих частиц могут быть не только субатомы водорода. В связи с этим нас далее интересует изменение изотопного состава никеля, которое может происходить за счет ядерных реакций с субатомами водорода.

Поскольку в природных металлах никеля отсутствуют изотопы ^{59}Ni и ^{63}Ni , рассмотрим вариант трансмутации по цепочке элементов: ^{60}Ni через ^{61}Ni в ^{62}Ni с помощью субатомов водорода за счет парных столкновений:



Здесь энерговыделение за счет первой реакции составляет $\Delta\epsilon_1 \sim 67,5$ кэВ, за счет второй — $\Delta\epsilon_2 \sim 94$ кэВ. Заметим, что следы образования $^{60}NiH^*$ наблюдаются в масс-спектрах. Энергетический выход этих реакций не превышает 100 кэВ, что согласуется с оценками работ [3]. Реакции (15.2) с водородом приводят к увеличению значения пика ^{62}Ni по сравнению с пиком ^{60}Ni относительно такого же соотношения в контрольной пленке, сформированной без водорода. Для сравнения масс-спектров нужно учесть, что абсолютные значения пиков изотопов элементов в разных экспериментах разные. В процессе плазменного распыления, как и в процессе анализа, происходит масс-фракционирование, что может исказить изотопное соотношение. Действительно, отношение величин пиков изотопов мишени к соответствующим величинам пиков пленки, полученной в атмосфере аргона, различается. Прямая, соединяющая величины пиков изотопов ^{62}Ni и ^{60}Ni , должна изменять наклон

за счет уменьшения пика изотопа ^{60}Ni и увеличения пика изотопа ^{62}Ni . Имеем для разряда в 10%-й смеси аргона с водородом:

$$(^{62}\text{Ni} - ^{60}\text{Ni})_{\text{ArH}} / (^{62}\text{Ni} - ^{60}\text{Ni})_{\text{Ar}} = -182332,98 / -190811,36 = 0,95. \quad (15.3)$$

Это равенство показывает изменение соотношения изотопов в пленке никеля, полученной в атмосфере водорода. В тепловом генераторе Росси, проработавшем более года, обнаружено значительное увеличение изотопа ^{62}Ni за счет снижения доли других изотопов [2].

Теплогенератор А. Росси тестировался международной группой экспертов. Результаты экспертизы показали, что устройство весом 450 г, содержащее 1 грамм топлива $\text{Ni} + \text{LiAlH}_4$, непрерывно работало в течение 32 дней, произведя 1,6 МВт-час тепловой энергии сверх потребленной электрической. При этом плотность энерговыделения в сотни тысяч раз больше того, что можно получить при сжигании нефтепродуктов. Как показывают оценки, на единицу массы топливной смеси, использованной А. Росси, производится энергии примерно столько же, сколько на атомных электростанциях [8]. Топливом является сравнительно дешевое вещество, запасы которого на Земле велики. Результаты А. Росси были в основном независимо воспроизведены А. Г. Пархомовым [2].

Заметим, что об избыточном тепловыделении никеля при его термическом насыщении водородом было сообщено значительно раньше, в том числе одним из соавторов Росси [9, 10], чем о собственно теплогенераторе Росси [2].

Литература

1. Царев В.А. Низкотемпературный ядерный синтез // УФН, 1990. — Т. 160. — № 11. — С. 1–53; 1992. — Т. 162. — № 10. — С. 63–91.
2. Пархомов А.Г. Длительные испытания никель-водородных теплогенераторов в проточном калориметре // International



- Journal of Unconventional Science, 2016. — № 12–13 (4). — С. 74–79, <http://www.unconv-science.org/n12/parkhomov>.
3. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. LENR. Методические заметки. 2016, <http://lenr.seplm.ru/seminary/opublikovany-doklady-na-seminare-v-rudn-3103>.
 4. Nevolin V. K. Hydrogen Atoms based on the Hypothesis of Louis de Broglie // IJAER, 2016. V. 11. № 12. P. 7875–7877.
 5. Луи де Бройль. Избранные труды. Т. 4. — М.: Принт-Ателье, 2014. — С. 112.
 6. Savvatimova I. B. Transmutation of Elements in Low-energy Glow Discharge and the Associated Processes // J. Condensed Matter. Nucl. Sci., 2011. № 8. P. 1–19.7.
 7. Nevolin V. K. Hydrogen Transmutation of Nickel Glow Discharge // International Journal of Materials Science, 2017. V. 12. № 3. P. 405–409.
 8. Степанов И. Н., Панчелюга В. А. Экспериментальные исследования избыточного тепловыделения в Ni+LiAlH₄-системе // Журнал формирующихся направлений науки, 2017. — 17–18 (5). — С. 85–89.
 9. Focardi S., Habel R., Piantelli F. Anomalous heat production in Ni-H system // Nuovo Cimento, 1994. 107: 163–167.
 10. Focardi S., Gabbiani V., Montalbaro V., Piantelli F., Veronesi S. Large excess in Heat production in Ni-H system // Nuovo Cimento, 1998. 111A: 1233–1241.

ГЛАВА 16

РОЛЬ СУБАТОМОВ ВОДОРОДА В ТРАНСМУТАЦИИ ИЗОТОПОВ В БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Субатомы водорода в основном состоянии отличаются более компактной локализацией, позволяющей сближаться с ядрами элементов на существенно более близкие расстояния, что повышает вероятность ядерных реакций на много порядков [1, 2].

На наш взгляд, результаты многолетних экспериментов по осуществлению управляемого ядерного синтеза изотопов в растущих микробиологических культурах заслуживают пристального внимания и непротиворечивого объяснения [3]. Таковых объяснений существует множество. В частности, авторы монографии [3] предлагают модель, основанную на специфике безбарьерных ядерных реакций в нестационарных ядерных системах. Это модель квантового движения двух незаряженных частиц в параболической яме, образованной внешним окружением, с дискретным спектром квантования.

Мы хотим показать, что при движении двух заряженных ядер в поле субатома водорода возможно существенное сближение этих ядер, что может повысить вероятность ядерных реакций при обычных комнатных температурах.

Запишем уравнение движения субатома водорода в поле ядер с номерами Z_1 и Z_2 в таблице Менделеева в соответствии с рис. 12:

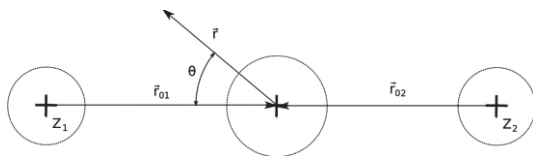


Рис. 12. Координаты субатома водорода в поле двух зарядов

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}, \vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}) - \frac{e^2\Psi}{\vec{r}} - \frac{e^2 Z_1 \Psi}{|\vec{r} + \vec{r}_{01}|} - \frac{e^2 Z_2 \Psi}{|\vec{r} + \vec{r}_{02}|} = (E^* - \varepsilon)\Psi(\vec{r}, \vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}), \quad (16.1)$$

$$E^* = mc^2 - \frac{e^2 Z_1}{r_{01}} - \frac{e^2 Z_2}{r_{02}} - \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r_{01} + r_{02}}.$$

Здесь r_{01}, r_{02} считаются параметрами задачи. В случае $r_{01}, r_{02} \gg r$ из (16.1) получаем уравнение для описания спектра энергий субатома водорода [1]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}) - \frac{e^2\Psi}{\vec{r}} = (mc^2 - \varepsilon)\Psi(\vec{r}). \quad (16.2)$$

Решение уравнения (16.2) дает

$$\varepsilon = mc^2 + \frac{2e^2}{9a}. \quad (16.3)$$

На рис. 13 представлена энергетическая диаграмма субатома водорода.

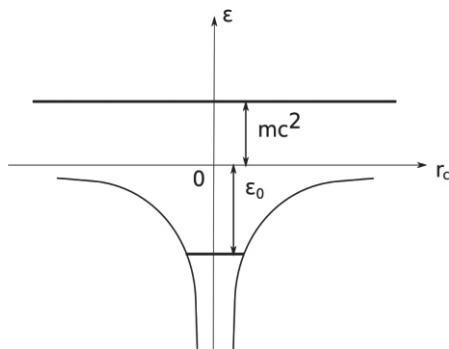


Рис. 13. Энергетическая диаграмма субатома водорода

Рассмотрим случай $r_{01} \ll r$. Тогда

$$\frac{1}{|\vec{r} + \vec{r}_{01}|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + r_{01}^2 - 2rr_{01} \cos \Theta}} \approx \frac{1}{r}. \quad (16.4)$$

Здесь учтено, что в субатомах водорода $\Theta \sim \pi/2$ [1] (разд. 10). Аналогичное выражение получаем для $r_{02} \ll r$.

Тогда уравнение (16.1) можно свести к виду

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\vec{r}, r_{01}, r_{02}) - \frac{e^2(1 + Z_1 + Z_2)\Psi}{\vec{r}} = (E^* - \varepsilon)\Psi(\vec{r}, r_{01}, r_{02}). \quad (16.5)$$

Это уравнение аналогично уравнению (16.2), и можно сразу написать его решение:

$$\varepsilon = mc^2 + \frac{2e^2}{9a}(1 + Z_1 + Z_2)^2 - \frac{e^2 Z_1}{r_{01}} - \frac{e^2 Z_2}{r_{02}} - \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r_{01} + r_{02}}. \quad (16.6)$$

Электрон будет свободен, если выполняется равенство

$$\frac{2e^2}{9a}(1 + Z_1 + Z_2)^2 = \frac{e^2 Z_1}{r_{01}} + \frac{e^2 Z_2}{r_{02}} + \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r_{01} + r_{02}}. \quad (16.7)$$

Из этого соотношения можно найти минимальное расстояние возможного сближения ядер:

$$r_{01} + r_{02} = \frac{9aZ_1 Z_2}{2(1 + Z_1 + Z_2)^2 - 9a(Z_1/r_{01} + Z_2/r_{02})}. \quad (16.8)$$

В случае $Z_1, Z_2 \gg 1$ имеем приближенное выражение

$$r_{01} + r_{02} \geq \frac{9a(2Z_1 + 2Z_2 + Z_1 Z_2)}{2(1 + Z_1 + Z_2)^2}. \quad (16.9)$$

Тогда кулоновская энергия отталкивания, соответствующая сближению ядер на такое расстояние, эквивалентна энергии сталкивающихся ядер:

$$\Delta E \leq \frac{2e^2 Z_1 Z_2 (1 + Z_1 + Z_2)^2}{9a(2Z_1 + 2Z_2 + Z_1 Z_2)}. \quad (16.10)$$

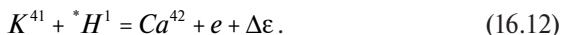
Например, для ядер магния ^{12}Mg и кислорода ^8O , сталкивающихся с субатомом водорода, имеем $\Delta E \approx 1,9$ кэВ, что должно существенно повысить вероятность ядерных реакций. Заметим, что, как и ранее, здесь используется осевая симметрия субатомов водорода, что свидетельствует в пользу дополнительной ориентации спинов субатомов водорода в магнитном поле для увеличения искомых эффектов.

При подобных трех частичных столкновениях субатом водорода может выступать как электронный экран («катализатор»), стимулируя ядерные реакции, участвуя или не участвуя в них. В силу соотношения (16.9) чем больше заряд ядер, тем на меньшие расстояния они могут сближаться, что согласуется с представлениями в монографии [3].

Для образования субатомов водорода в биологических структурах необходимо наличие ионов водорода и стенок с заполненным электронным спектром с энергиями чуть более 6 эВ. Тогда ионы водорода, находясь у стенки, могут захватываться электронами туннельным образом на субатомный уровень. Следы субатомов водорода должны проявляться в ультрафиолетовом диапазоне путем излучения или поглощения квантов с энергией

$$\Delta \epsilon = \frac{2e^2}{9a} = 6,02 \text{ эВ}. \quad (16.11)$$

В биологических системах возможны «парные» реакции непосредственно одного из ядер, сталкивающегося с субатомом водорода $^*H^1$, например:



Здесь энерговыделение за счет этой реакции составляет $\Delta \epsilon = 9,96 \cdot 10^3$ кэВ. Такого типа реакции наблюдаются экспериментально и описаны в [3].

Таким образом, не только внешнее окружение среды в соответствии с [3], но и ее состав, например наличие субатомов водорода, могут оказывать заметное влияние на взаимодействие сталкивающихся ядер.

Низкотемпературная трансмутация изотопов в биологических системах, как отмечается в [3], может быть использована при решении очень широкого круга задач, в том числе многих вопросов жизнеобеспечения и жизнедеятельности человека.

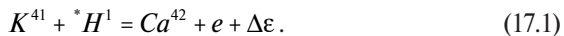
Литература

1. Неволин В. К. Атомы водорода. Что нового? — М.: ИД «Академия Естествознания», 2017. — 71 с.
2. Nevolin V. K. Hydrogen Subatom in a Multiply Charged Ion Field // JAEER, 2017. V. 12. № 9. P. 1883–1884.
3. Высоцкий В. И., Корнилова Ф. Ф. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. — М.: Мир, 2003. — 302 с.

ГЛАВА 17

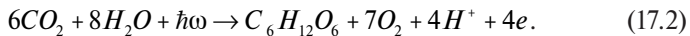
ХАРАКТЕРНОЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ФОТОСИНТЕЗЕ В КОМНАТНЫХ РАСТЕНИЯХ

Рискнем предположить, что в мире растений при фотосинтезе должны генерироваться субатомы водорода, которые, на наш взгляд, жизненно необходимы для защиты и развития растений — воспроизведения необходимых элементов путем трансмутации ядер. Например, в биологических системах возможны «парные» реакции непосредственно одного из ядер, сталкивающегося с субатомом водорода ${}^*H^1$:



Здесь энерговыделение за счет этой реакции составляет $\Delta\varepsilon = 9,96 \cdot 10^3$ кэВ. Такого типа реакции наблюдаются экспериментально и описаны в [1].

Запишем реакцию фотосинтеза с явным представлением свободных электронов и протонов, которые возникают в клеточных структурах в основном за счет диссоциации воды и восстановления отрицательных ионов кислорода до молекулярного состояния [2]:



В стационарных условиях при ступенчатой рекомбинации свободных электронов и протонов в водородные состояния возможны

в том числе переходы в субатомные состояния с частичным образованием субатомов водорода с энергией связи [3]

$$\Delta\varepsilon = \frac{2e^2}{9a} = 6,02 \text{ эВ.} \quad (17.3)$$

Тогда при фотосинтезе должно наблюдаться слабое ультрафиолетовое излучение с характерной длиной волны 206 нм.

Для экспериментов были выбраны комнатные растения: денежное дерево (*crassula ovate*), которое характеризуется толстыми листьями, кактус (*cleistocactus*) в виде кустика и герань (*pelargonium*). Использовался спектрометр *FSD-10 v6.1* с 200-мкм волоконным кабелем, дающим погрешность по длине волны не более 2,25 нм, номинальная чувствительность — 160 v/lx*s для длины волны 550 нм. Спектрометр изготовлен ООО «Научно-технический центр волоконно-оптических устройств». Растение и торцевой волоконный датчик помещались в бокс из черного пластика, который мог герметично закрываться от падающего света. Интенсивность дневного рассеянного излучения регулировалась с помощью оконных жалюзи. Волоконный датчик располагался приблизительно параллельно плоскости окна для предотвращения прямого попадания дневного света в датчик. Для накопления слабого сигнала время экспозиции одного спектра составляло 60 секунд. Оптические спектры семикратно регистрировались в области длин волн от 190 до 1080 нм, и далее проводилось их усреднение по амплитудам сигналов. Нужно отметить, что растения весьма чувствительны к манипуляциям света, которым их освещают. В связи с этим пришлось отказаться от светодиодного облучения, которое вызывает ответные усиленные флуктуации излучения растений. Релаксация световых возмущений может продолжаться в течение десятков минут. Для исключения различных шумов, в том числе спектральных особенностей фотоприемной матрицы, рассматривались разностные спектры — из спектра с одним интенсивным дневным излучением вычитался спектр с другим излучением. На рис. 14 приведен разностный спектр излучения денежного дерева.

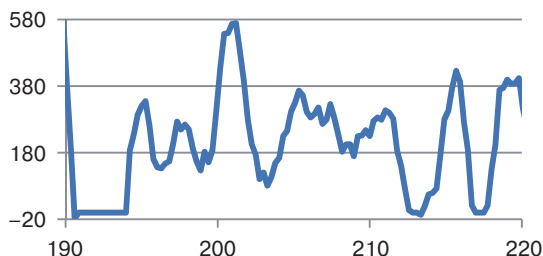


Рис. 14. Разностный спектр дневного и утреннего излучения денежного дерева

В районе длины волны 206 нм, как и ожидалось, имеется пик излучения. Аналогичная ситуация имеет место для кактуса, см. рис. 15.

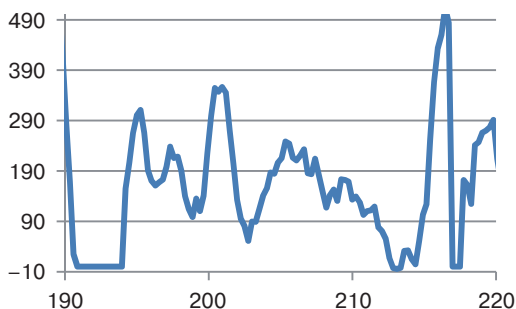


Рис. 15. Кактус. Разница спектров дневного и утреннего излучения

Хотя листья герани значительно тоньше, чем у денежного дерева, тем не менее фотосинтез на дневном свете приводит к слабому ультрафиолетовому излучению в области длины волны 206 нм, см. рис. 16.

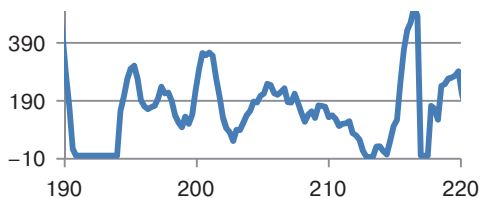


Рис. 16. Герань. Разница спектров дневного и утреннего излучения

Контуры линий спектра в области 206 нм имеют примерно одинаковый вид для всех исследованных растений. Не является ли это какой-то особенностью спектрометра? Для устранения сомнений были зарегистрированы разностные спектры дневного излучения от черной стенки пластикового бокса. На рис. 17 приведен этот спектр.

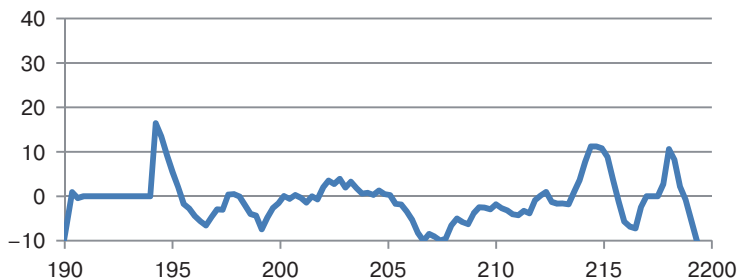


Рис. 17. Разностный спектр дневного и утреннего излучения стенки бокса

В диапазоне длин волн от 200 до 215 нм уровень флуктуаций не превышает десяти условных единиц, что намного меньше уровня сигналов в этом диапазоне от исследованных растений.

Таким образом, излучение в области длины волны 206 нм названных комнатных растений при освещении их дневным светом, на наш взгляд, является одним из возможных подтверждений существования субатомов водорода.

Литература

1. Высоцкий В. И., Корнилова Ф. Ф. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. — М.: Мир, 2003. — 302 с.
2. Nevolin V. K. Hydrogen Subatoms in the Transmutation of Isotopes // JJAER, 2017. V. 12. № 20. P. 10423–10425.
3. Гольд В. М., Гаевский Н. А., Головнова Т. И., Беонг Н. П., Горбанева Т. Б. Физиология растений. — Красноярск: ИПК СФУ, 2008. — 148 с.

ГЛАВА 18

СУБАТОМЫ ВОДОРОДА И ФОТОСИНТЕЗ В РАСТЕНИЯХ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ [4]

Субатомы водорода — это необычные атомы водорода в основном состоянии, отличающиеся более компактной локализацией, позволяющей сближаться с ядрами элементов на существенно более близкие расстояния, что повышает вероятность ядерных реакций на много порядков при обычных температурах [1].

В мире растений при фотосинтезе должны генерироваться субатомы водорода, которые, на наш взгляд, жизненно необходимы для защиты и развития растений — воспроизведения необходимых элементов путем холодной трансмутации ядер. Например, в биологических системах возможны «парные» реакции непосредственно одного из ядер, сталкивающегося с субатомом водорода ${}^*H^1$, например:



Здесь энерговыделение за счет этой реакции составляет $\Delta\varepsilon = 9,96 \cdot 10^3$ кэВ. Такого типа реакции наблюдаются экспериментально и описаны в [2].

При фотосинтезе в стационарных условиях электроны, слабо связанные со стенками клеточных структур, могут «захватывать» ионы водорода (протоны), образуя с некоторой вероятностью субатомы водорода с энергией связи [1]

$$\Delta\varepsilon = \frac{2e^2}{9a} = 6,02 \text{ эВ}. \quad (18.2)$$

Тогда должно наблюдаться слабое ультрафиолетовое излучение с характерной длиной волны 206 нм и несколько более [1].

Известно, что магнитные поля оказывают значительное влияние на рост и развитие разных видов растений [3]. В нашем случае если включить слабое постоянное магнитное поле, то возможно наступление спинового расщепления уровней энергии слабосвязанных электронов, что должно приводить к увеличению плотности состояний и интенсивности излучения. Действительно, изменение энергии электронов составит

$$\pm \frac{e\hbar H}{2mc}, \quad (18.3)$$

где H — напряженность магнитного поля. При $H = 0,1$ Тл изменение энергии равно $\sim 10^{-5}$ эВ, что оставляет энергетический спектр практически непрерывным.

Таким образом, включением и выключением магнитного поля можно дополнительно подтвердить существование субатомов водорода.

Для экспериментов были выбраны комнатные растения: денежное дерево (*crassula ovate*), которое характеризуется толстыми листьями, и герань (*pelargonium*). Ранее было показано, что излучение в области длины волны 206 нм названных комнатных растений при освещении их дневным светом является одним из возможных подтверждений существования субатомов водорода [1].

Использовался спектрометр *FSD-10 v6.1* с 200-мкм волоконным кабелем, дающим погрешность по длине волны не более 2,25 нм, номинальная чувствительность — 160 $v/lx*s$ для длины волны 550 нм. Спектрометр изготовлен ООО «Научно-технический центр волоконно-оптических устройств». Растение и торцевой волоконный датчик помещались в бокс из черного пластика, который мог герметично закрываться от падающего света. Интенсивность дневного рассеянного излучения регулировалась с помощью оконных жалюзи. Волоконный датчик располагался приблизительно параллельно плоскости окна



для предотвращения прямого попадания дневного света в датчик. Для накопления слабого сигнала время экспозиции одного спектра составляло 60 секунд. Оптические спектры семикратно регистрировались в области длин волн от 190 до 1080 нм, и далее проводилось их усреднение по амплитудам сигналов. Для исключения различных шумов, в том числе спектральных особенностей фотоприемной матрицы, рассматривались разностные спектры — из спектра с одним интенсивным дневным излучением вычитался спектр с другим излучением. Магнитная пластинка с максимальной напряженностью 0,1 Тл крепилась на поворотном рычаге и могла подводиться под поверхность исследуемого листа. На рис. 18 представлен разностный спектр излучения герани в области длин волн 190–240 нм.

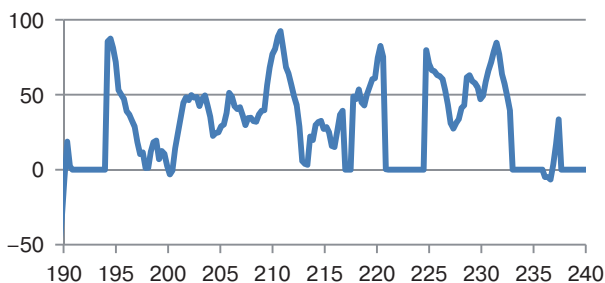


Рис. 18. Герань. Разностный спектр излучения в диапазоне 190–240 нм

На рис. 19 представлен разностный спектр излучения герани в магнитном поле.

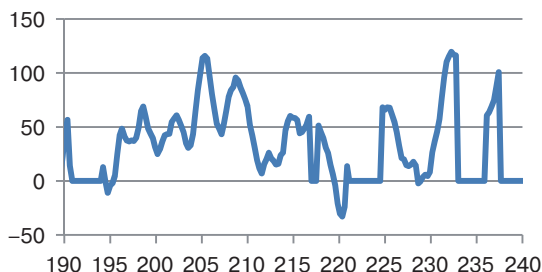


Рис. 19. Герань. Разностный спектр излучения герани в магнитном поле

На первый взгляд может показаться, что если спектры излучения в магнитном поле и без магнитного поля различаются, то очень незначительно. Дело в том, что интенсивность дневного излучения нестационарна. Она увеличивается к полудню и уменьшается к вечеру. Каждый эксперимент длится не менее двух часов. В связи с этим была сделана другая обработка экспериментальных данных. На рис. 20 приведено отношение спектров излучения листа герани в магнитном поле к спектру излучения без магнитного поля. Чтобы не было неопределенности при делении нулевых значений, ко всем значениям амплитуд добавлена постоянная величина 0,01.

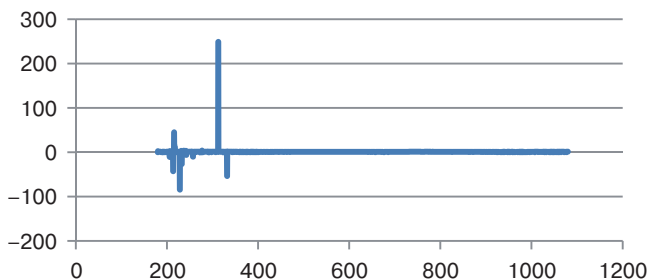


Рис. 20. Герань. Отношение спектров излучения в магнитном поле к спектрам излучения без поля

Из рисунка можно видеть, что наибольшее излучение наблюдается в области 200 нм. На рис. 21 представлена детализация отношения спектров излучения в области длин волн 190–240 нм.

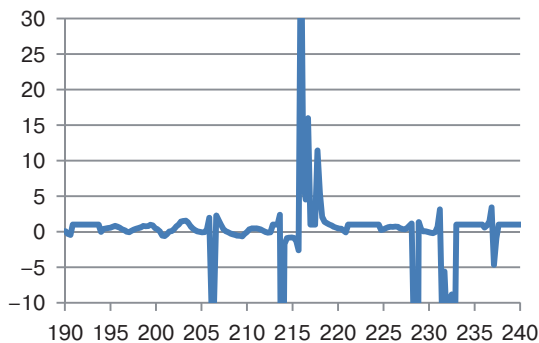


Рис. 21. Герань. Отношение спектров излучения в области 190–240 нм

Результаты исследования спектров излучения денежного дерева в магнитном поле аналогичны спектрам излучения герани. Имеются различия в детализации отношения спектров излучения в области длин волн 190–240 нм. На рис. 22 представлено отношение спектров излучения для денежного дерева в диапазоне длин волн 190–240 нм.

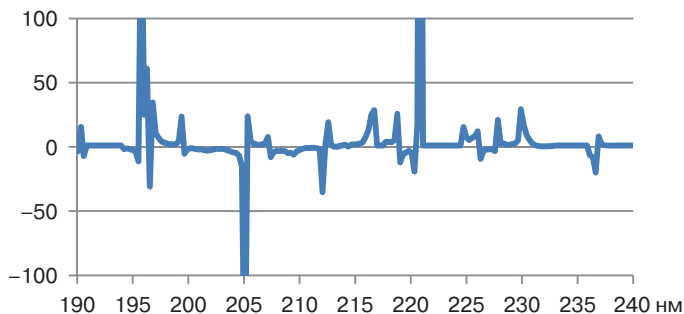


Рис. 22. Денежное дерево. Отношение спектров излучения в магнитном поле к спектрам без магнитного поля

Детальные изображения спектров на рис. 4 и 5 отличаются по последовательности пиков и их амплитуде. Однако главное, что у этих комнатных растений интенсивность пиков заметно увеличивается в магнитном поле в области 200 нм, что, на наш взгляд, также подтверждает существование субатомов водорода.

Литература

1. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms and Photosynthesis in Certain Plants // *International Journal of Applied Engineering Research*, 2017. V. 12. № 24. P. 15406–15408.
2. Высоцкий В. И., Корнилова Ф. Ф. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. — М.: Мир, 2003. — 302 с.
3. Новицкий Ю. И., Новицкая Г. В. Действие постоянного магнитного поля на растения. — М.: Наука, 2016. — 351 с.
4. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms and Photosynthesis in Plants with a Magnetic Field // *Journal of Fundamental and Applied Sciences*, 2018. 10 (4S). — 1228–1233.

ГЛАВА 19

СУБАТОМЫ ВОДОРОДА И МЕТАБОЛИЗМ МИКРООРГАНИЗМОВ [4]

Субатомы водорода — это необычные атомы водорода в основном состоянии, отличающиеся более компактной локализацией, позволяющей сближаться с ядрами элементов на существенно более близкие расстояния, что повышает вероятность ядерных реакций на много порядков [1].

На наш взгляд, результаты многолетних экспериментов по осуществлению управляемой трансмутации изотопов в многочисленных растущих микробиологических культурах от радиационно стойких до дрожжей заслуживают пристального внимания и непротиворечивого объяснения [2]. Таковых объяснений существует множество. В частности, авторы монографии [2] предлагают модель, основанную на специфике безбарьерных ядерных реакций в нестационарных ядерных системах. Это модель квантового движения двух незаряженных частиц с дискретным спектром квантования в потенциальной яме с резкими границами, образованной внешним окружением. Далее для расчетов сечения рассеяния используется борновское приближение для кулоновских частиц, при этом частицы все-таки считаются заряженными.

Это противоречивый подход, и его можно устранить, если рассматривать движение двух заряженных ядер в поле субатома водорода. В этом случае возможно существенное сближение этих ядер, что может повысить вероятность ядерных реакций при обычных комнатных температурах [3]. Кулоновская энергия отталкивания,



соответствующая сближению ядер на такие расстояния, эквивалентна энергии сталкивающихся ядер:

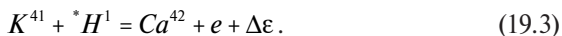
$$\Delta E \leq \frac{2e^2 Z_1 Z_2 (1 + Z_1 + Z_2)^2}{9a(2Z_1 + 2Z_2 + Z_1 Z_2)}. \quad (19.1)$$

Например, для ядер магния ${}_{12}\text{Mg}$ и кислорода ${}_{8}\text{O}$, сталкивающихся в области субатома водорода, имеем $\Delta E = 1,9$ кэВ, что должно существенно повысить вероятность ядерных реакций. Такая реакция наблюдается в биологических культурах [3]. При подобных столкновениях субатом водорода может выступать как электронный экран («катализатор»), стимулируя ядерные реакции и нередко участвуя в них [4].

Рискнем предположить, что в мире микроорганизмов существенную роль играют субатомы водорода. В жидкой среде внутри и вне клеточных структур всегда имеются ионы водорода. Сталкиваясь с электронами, слабо закрепленными на стенках клеточных структур, они передают механический импульс стенке, тормозятся и могут нередко «захватываться» электронами, образуя субатомы водорода с энергией связи [1]

$$\Delta \epsilon = \frac{2e^2}{9a} = 6,02 \text{ эВ}. \quad (19.2)$$

При этом должно наблюдаться рекомбинационное излучение с длиной волны 206 нм и несколько более. Субатомы водорода являются весьма активными частицами [3]. Для микроорганизмов они служат защитой, нейтрализуя токсические элементы, и могут генерировать новые элементы, необходимые для роста и развития микроорганизмов. Например, в биологических системах возможны «парные» реакции непосредственно одного из ядер, сталкивающегося с субатомом водорода ${}^*H^1$:



Здесь энерговыделение за счет этой реакции составляет $\Delta \epsilon = 9,96 \cdot 10^3$ кэВ. Такого типа реакции наблюдались

экспериментально и описаны в [3]. Когда микрокультуры в питательной среде выходят на стационарный уровень метаболизма, добавление различных химических соединений приводит к управляемым ядерным трансмутациям [2]. Во всех описанных экспериментах внешняя среда выходит на первый план, особенности микробиологических культур, в частности их радиационная стойкость, становятся вторичными. Иначе говоря, множество разнообразных трансмутаций можно осуществить на одной культуре. Это очень важно для понимания общности явления.

Для экспериментов были выбраны пекарские дрожжи «Люкс» (*Sacharomyces cerevisiae*). Для доказательства возникновения субатомов водорода при метаболизме дрожжей проводилось наблюдение эволюции во времени их спектров излучения в диапазоне длин волн от 200 до 240 нм от момента помещения дрожжей в питательную среду до окончания процесса брожения. Для повышения интенсивности излучения концентрация дрожжей должна быть достаточно высокой. Питательной средой являлся раствор сахара в воде. Количество сахара и температура питательной среды определяют время жизненного цикла брожения. Температура 19–20 °С была выбрана для умеренного брожения во времени.

Использовался спектрометр *FSD-10 v6.1* с 50-мкм волоконным кабелем, дающим погрешность по длине волны не более 2,25 нм, номинальная чувствительность — $160 \sqrt{1x*s}$ для длины волны 550 нм, возможный диапазон измерений — от 190 до 1080 нм. Спектрометр изготовлен ООО «Научно-технический центр волоконно-оптических устройств». Раствор дрожжей в чашке Петри и торцевой волоконный датчик помещались в бокс из черного пластика, который мог герметично закрываться от падающего света. Для накопления слабого сигнала время экспозиции одного спектра составляло 60 секунд. Спектры излучения дрожжей семикратно регистрировались в области длин волн от 190 до 1080 нм, и далее проводилось их усреднение по амплитудам сигналов. Для исключения различных шумов, в том числе спектральных особенностей фотоприемной матрицы, рассматривались разностные спектры. Сначала снимался

фоновый спектр излучения в боксе, когда чашка Петри была закрыта алюминиевым листком. После этого в течение не более двух минут снимался спектр излучения раствора дрожжей в чашке Петри. Далее проводилось вычитание спектров. Поскольку уровень ожидаемого сигнала был слаб, то после вычитания на спектрах могли возникать области с отрицательными значениями амплитуд из-за временного двухминутного сдвига снятия спектров.

На рис. 23 приведен разностный спектр в начале процесса брожения.

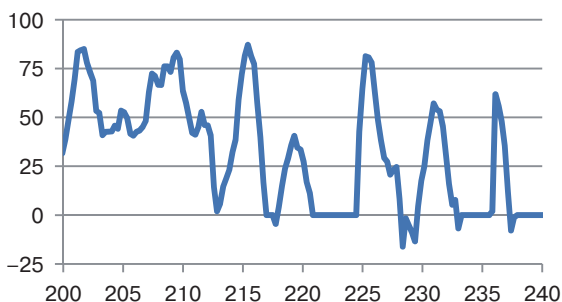


Рис. 23. Спектр начала брожения за вычетом фонового спектра спектрометра в боксе

Из рисунка видно, что спектр содержит несколько максимумов, в том числе в области 206 нм. На рис. 24 приведен разностный спектр после полутора часов брожения.

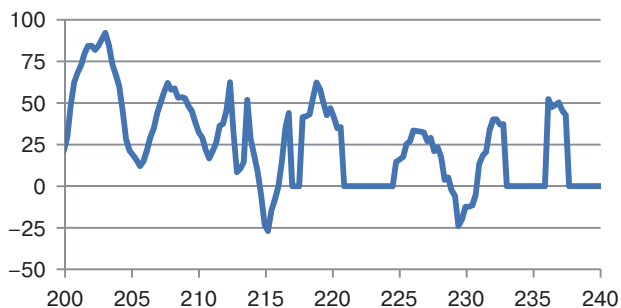


Рис. 24. Разностный спектр после полутора часов брожения

Из рисунка можно видеть, что ожидаемое излучение в области 206 нм после полутора часов брожения несколько уменьшилось.

На рис. 25 приведен разностный спектр излучения раствора после 72 часов, когда брожение закончилось и раствор расслоился. Верхний слой представлял собой прозрачную жидкость.

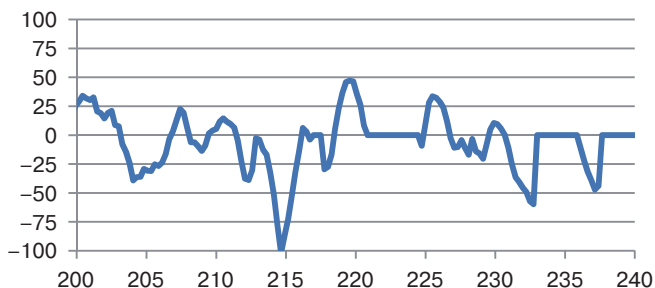


Рис. 25. Разностный спектр излучения после 72 часов выдержки раствора дрожжей

Из рисунка можно видеть, что спектр излучения стал флуктуационным. Ожидаемое излучение практически прекратилось. На рис. 26 приведен спектр излучения того же раствора после перемешивания. Цвет раствора стал однородным и внешне того же цвета, что и в начале эксперимента.



Рис. 26. Разностный спектр излучения раствора дрожжей после 72 часов выдержки и перемешивания



Из рисунка можно видеть, что если и есть какой-либо сигнал в области 206 нм, то он в три раза меньше первоначального, см. рис. 1.

Таким образом, серия экспериментов показала, что микрокультура дрожжей при метаболизме излучает в области 206 нм.

В технических системах, в частности, нами было показано, что водород в магнетронном разряде может приводить к трансмутации изотопов в металлической мишени. Однако извлечь характерное ультрафиолетовое излучение с длиной волны 206 нм весьма трудно. В микробиологических культурах достоверно показана возможность управляемой ядерной трансмутации [2]. Поскольку при этом наблюдается излучение генерируемых субатомов водорода, то они могут претендовать, на наш взгляд, на роль источников холодных ядерных реакций.

Литература

1. Nevolin V.K. Hydrogen Subatom in a Multiply Charged Ion Field // International Journal of Applied Engineering Research, 2017. V. 12 №9. P. 1883–1884.
2. Высоцкий В.И., Корнилова Ф.Ф. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. — М.: Мир, 2003. — 302 с.
3. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms in the Transmutation of Isotopes // International Journal of Applied Engineering Research, 2017. V. 12 №20. P. 10423–10425.
4. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms and Microbial Metabolism // International Journal of Applied Engineering Research, 2018. V. 13. №5. P. 2879–2881.

ГЛАВА 20

ЯДЕРНАЯ ТРАНСМУТАЦИЯ В ПЛЕНКАХ НИКЕЛЯ ПРИ ЭЛЕКТРОЛИЗЕ

Эта работа продиктована необходимостью доказать существование субатомных состояний водорода, предсказанных ранее в [1] на основе идеи Луи де Бройля о связи массы частицы с собственной частотой квантовых колебаний. В субатомных состояниях протон находится в электронной «шубе» с меньшими характерными размерами, составляющими $0,75a$, где a — боровский радиус, что способствует меньшей поляризуемости субатомов. Распределение электронной плотности в субатоме водорода сжато по радиусу за счет кулоновского поля протона по сравнению с распределением электронной плотности вероятности для свободного электрона. Угловые распределения плотности вероятности, связанные с движением спина электрона, остаются неизменными, как и в свободном электроне. Это распределение существенно отличается от изотропного распределения плотности вероятности в атоме водорода в основном состоянии, что является первопричиной высокой электрической прочности субатомов. Тем не менее энергия ионизации субатомов составляет всего $4/9$ от энергии ионизации атома водорода, что соответствует $\epsilon_{is} = 6,02$ эВ.

Для возникновения субатомов водорода согласно [1] нужны ионы водорода в приповерхностных слоях металла, например никеля, с нулевой поступательной энергией движения и значительное



количество слабо связанных с поверхностью электронов. Подходящими для реализации подобной ситуации являются исследования тлеющих разрядов в атмосфере водорода (дейтерия) с металлическими катодами. Оригинальные результаты по ядерной трансмутации элементов на этом пути получены в работе [2] с палладиевым катодом.

Для экспериментального доказательства существования ядерной трансмутации элементов по мотивам предполагаемой модели мишень была изготовлена из никеля. Рабочим газом являлся аргон. Идея эксперимента заключалась в сравнении элементного состава подложек и мишеней при нанесении никеля в разряде аргона и в разряде аргона с водородом. В смеси концентрация водорода составляла не более 10%. Результаты экспериментов показали изменение соотношения изотопов в пленке никеля, полученной в атмосфере водорода [3].

При образовании субатомов водорода должно наблюдаться ультрафиолетовое излучение с длиной волны 206 нм. Наблюдать такое излучение в магнетроне технически трудно. Было предположено, что и при ядерных трансмутациях в микробиологических системах [4] непосредственно могут участвовать субатомы водорода. Тогда можно наблюдать названное излучение [5, 6].

Если генерация субатомов реальна в биосистемах, тогда можно смоделировать эти условия и в технической системе. Например, субатомы водорода могут возникать на катоде при электрохимическом электролизе: наличие ионов водорода у катода и слабосвязанных электронов на поверхностных электронных состояниях должно приводить к некоторой вероятности образования субатомов и характерному ультрафиолетовому излучению. Далее субатомы могут участвовать в трансмутации ядер катода. Явление электролиза было использовано в 1989 году М. Флейшманом и С. Понсом на примере тяжелой воды с палладиевым катодом [7]. Обычно отчет истории исследований ядерной трансмутации ядер начинают с этой демонстрации. Однако нелегкая судьба ждала эти эксперименты, в том числе за счет отсутствия вразумительного объяснения.

Накопленный за прошедшие годы экспериментальный материал позволил утвердить это направление исследований.

Наш круг исследований вернулся к исходным экспериментам по трансмутации с использованием электролиза никеля. Эксперименты состояли из двух частей — доказательства характерного ультрафиолетового излучения на длинах волн, близких к 206 нм, т. е. доказательства генерации субатомов водорода при электролизе, и исследования катодного осадка на предмет изменения изотопного состава по сравнению с анодом.

Исследование ультрафиолетового излучения. В чашке Петри горизонтально располагались электроды из листового никеля толщиной 0,4 мм с характерными размерами $4 \times 6 \text{ см}^2$. Верхний электрод имел в центре множество отверстий диаметром 2 мм на площади 4 см^2 для выхода излучения и являлся анодом. Зазор между электродами фиксировался стеклянными пластинками толщиной 2 мм. Выходу ультрафиолетового излучения через жидкий слой способствовало образование пузырьков водорода, которые схлопывались в отверстиях анода. Над чашкой Петри на расстоянии около 12 см располагался торцевой волоконный датчик. Вся система помещалась в бокс из черного пластика, который мог герметично закрываться от падающего света. Использовался спектрометр *FSD-10 v6.1* с 400-мкм волоконным кабелем, дающим погрешность по длине волны $\sim 4 \text{ нм}$, номинальная чувствительность — 160 v/lx*s для длины волны 550 нм. Спектрометр изготовлен ООО «Научно-технический центр волоконно-оптических устройств». Между торцевым волоконным датчиком и чашкой Петри устанавливалась подвижная пластина, позволяющая перекрывать излучения от никелевых электродов, при стационарном электролизе с плотностью тока $\sim 20 \text{ mA/cm}^2$ и напряжении на электродах 3 В. Электролит приготавливался из деионизованной воды и ОСЧ серной кислоты из расчета на 50 мл воды 0,8 мл кислоты. Серная кислота была выбрана в конечном счете из-за того, что сернокислый никель растворим в воде и никель может высаживаться на катод, участвуя в ядерных реакциях помимо самого катода.



Для накопления слабого сигнала излучения время экспозиции одного спектра составляло 60 секунд. Оптические спектры семи-кратно регистрировались в области длин волн от 190 до 1080 нм, и далее проводилось их усреднение по амплитудам сигналов. Для исключения различных шумов, в том числе спектральных особенностей фотоприемной матрицы, амплитуда шумов которой со временем увеличивалась, рассматривались разностные спектры — из спектра с излучением электродов вычитался спектр собственных шумов после перекрытия чашки Петри подвижной пластиной. На рис. 27 приведен усредненный спектр излучения никелевых электродов по семи измерениям спектров.

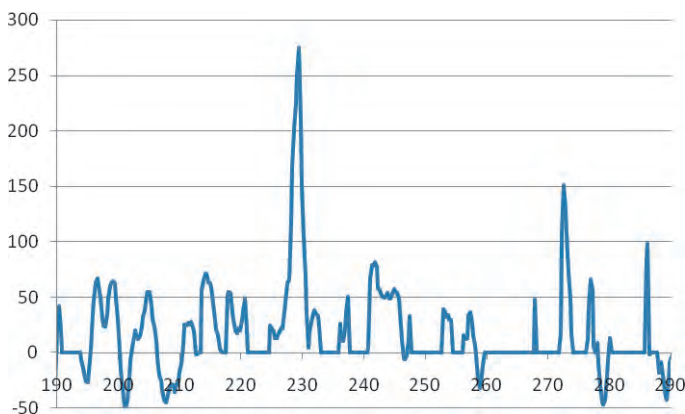


Рис. 27. Усредненный разностный спектр излучения из области никелевого катода

На рисунке можно видеть множество пиков. Должны наблюдаться характерные пики. Например, на длине волны 277 нм должно наблюдаться рекомбинационное излучение, связанное с объединением пары атомов водорода в молекулу. Такой пик имеется на длине волны 275 нм, что, учитывая погрешность спектрометра, является хорошим совпадением. На длине волны 240 нм должен наблюдаться пик, связанный с рекомбинацией ионов водорода с группой OH^- и образованием молекулы воды. Поскольку разбавленная серная кислота полностью диссоциирует, излучение на длине

волны 230 нм, по-видимому, соответствует энергии рекомбинации ионов водорода через кислородные связи в молекулу кислоты.

Ожидаемый пик в районе 206 нм, связанный с излучением субатомов водорода, также наблюдается. Другие пики излучения, возможно, связаны с участием в образовании субатомов водорода слабосвязанных поверхностных электронных состояний. Такие пики наблюдались и при исследовании фотосинтеза комнатных растений, и при метаболизме дрожжей [6, 7].

На рис. 28 приведен усредненный спектр излучения никелевых электродов по семи измерениям спектров после нескольких часов электролиза.

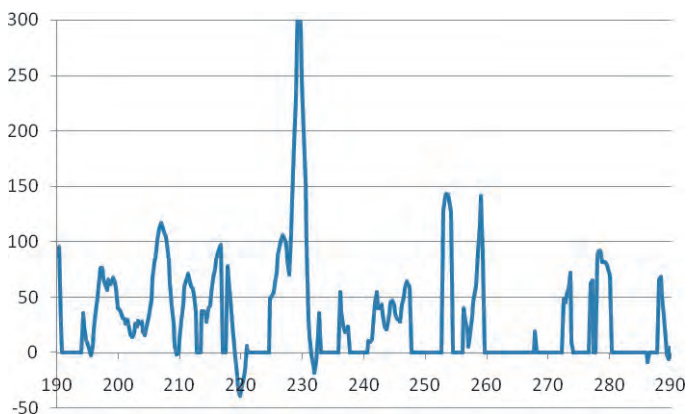


Рис. 28. Усредненный разностный спектр излучения из области никелевого катода после нескольких часов электролиза

Из рисунка можно видеть, что характерные пики излучения повторились. Наблюдается некоторая перестройка других пиков.

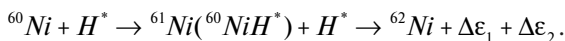
Таким образом, ожидаемое характерное ультрафиолетовое излучение, связанное с образованием субатомов водорода, экспериментально наблюдается. Это излучение слабое, несколько более уровня шумов спектрометра, и для наблюдения последующего изменения изотопного состава никеля необходимо долговременное накопление изменения изотопов.



Экспериментальное наблюдение изменения изотопного состава никеля. Была изготовлено устройство вертикального типа. В мерном стакане вертикально крепились никелевые плоские электроды толщиной 1 мм в тефлоновой пробке на расстоянии 3 мм друг от друга. Плотность тока при электролизе составляла ~ 60 мА/см², стабилизированное напряжение между электродами составляло 3 В. В общей сложности процесс электролиза длился более 60 часов. После эксперимента на катоде можно было наблюдать его утолщение за счет осадка пленки никеля и утонение анода. Цвет электролита изменялся, свидетельствуя об образовании растворимого в воде серноокислого никеля.

Далее проводились сравнительные масс-спектрометрические измерения образцов катода, анода и исходных пластин никеля. Нас интересовали изменения изотопного состава образцов, которые могли произойти за счет ядерных реакций с субатомами водорода.

Поскольку в природных металлах отсутствуют изотопы ^{59}Ni и ^{63}Ni , рассмотрим вариант трансмутации по цепочке элементов — ^{60}Ni через ^{61}Ni в ^{62}Ni с помощью субатомов водорода за счет парных столкновений:



Здесь энерговыделение за счет первой реакции составляет $\Delta\epsilon_1 \sim 67,5$ кэВ, за счет второй — $\Delta\epsilon_2 \sim 94$ кэВ. Заметим, что следы образования $^{60}\text{NiH}^*$ наблюдаются в масс-спектрах. Реакции с водородом приводят к увеличению значения пика ^{62}Ni по сравнению с пиком ^{60}Ni относительно такого же соотношения в контрольном образце. Для сравнения масс-спектров нужно учесть, что абсолютные значения пиков изотопов элементов в разных экспериментах разные. Прямая, соединяющая величины пиков изотопов ^{62}Ni и ^{60}Ni , должна изменять наклон за счет уменьшения пика изотопа ^{60}Ni и увеличения пика изотопа ^{62}Ni . Тогда относительное их изменение будет свидетельствовать об изменении изотопного состава никеля на поверхности катода по сравнению с анодом. При этом необходимо скорректировать пики измерений для разных образцов

по наиболее распространенному изотопу никеля ^{58}Ni (68%), считая его концентрацию неизменной во всех образцах

Имеем

$$(^{62}\text{Ni} - ^{60}\text{Ni})_{\text{el}} / (^{62}\text{Ni} - ^{60}\text{Ni}) = -22,20 / -23,927 = 0,93.$$

Это равенство показывает изменение изотопного состава пленки никеля, осажденной на катоде из никеля. Для контроля сравнивался изотопный состав никелевого анода с изотопным составом исходной пластины никеля. Наблюдалось совпадение пиков изотопов, отличающееся большой точностью. Исследовалось также изменение изотопного состава осажденной пленки никеля на катоде по глубине. Изотопный состав оставался неизменным до глубин ~3 мкм, при этом были неизменными режимы электролиза. Масс-спектрометрические измерения проводились на приборе *TOF-SIMS*.

Таким образом, в технической системе удалось смоделировать процесс образования субатомов водорода и наблюдать трансмутацию никеля на основе представлений об излучении субатомов водорода при их образовании. Такое излучение наблюдается при фотосинтезе в растениях и метаболизме микроорганизмов на примере дрожжей.

Литература

1. Nevolin V. K. Hydrogen atoms based on the hypothesis of Louis de Broglie // *International Journal of Applied Engineering Research*, 2016. V. 11. № 12. P. 7875–7877.
2. Savvatimova I. B. Transmutation of Elements in Low-energy Glow Discharge and the Associated Processes // *J. Condensed Matter. Nucl. Sci.*, 2011. № 8. P. 1–19.
3. Nevolin V. K. Hydrogen Transmutation of Nickel Glow Discharge // *International Journal of Materials Science*, 2017. V. 12. № 3. P. 405–409.



4. Высоцкий В. И., Корнилова Ф. Ф. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. — М.: Мир, 2003. — 302 с.
5. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms and Microbial Metabolism // International Journal of Applied Engineering Research, 2018. V. 13, № 5. P. 2879–2831.
6. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms and Photosynthesis in Certain Plants // International Journal of Applied Engineering Research, 2017. 12 (24), 15406–15408.
7. Fleischman M. and Pons S. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium // Journal of Electrochemical Chemistry and Interfacial Electrochemistry. (261 (2A)): 301–308, April.

ГЛАВА 21

ФОНОВОЕ ГАММА- ИЗЛУЧЕНИЕ И ФОТОСИНТЕЗ РАСТЕНИЙ

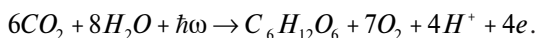
Если учитывать собственную энергию квантового движения электрона в системе протон — электрон по де Бройлю, то можно предсказать возможность существования субатомных состояний атома водорода. Это необычные состояния водорода с более компактной локализацией, позволяющей сблизиться с ядрами элементов на существенно более близкие расстояния. В среднем субатом электрически нейтрален, однако за счет сверхжесткого электронного облака с энергией образования ~ 500 кэВ в целом получается «тяжелый» электрон. Такая частица движется значительно медленнее, чем свободный электрон, и может достаточно близко приближаться к ядрам других элементов за счет кулоновского притяжения разноименных зарядов. Отталкивающее от внешних ядер электрическое поле, которое проникает в электронное облако, в конечном счете может «выдавить» протон из субатома водорода. Однако протон оказывается на значительно более близком расстоянии от внешнего ядра, чем если бы он был просто свободным. Такой протон может преодолеть с некоторой вероятностью кулоновский барьер ядра и вступить с ним в реакцию [1].

Полагая, что субатомы водорода обеспечивают холодную трансмутацию ядер, можно в значительной мере непротиворечиво объяснить ранее накопленный экспериментальный материал



по трансмутации изотопов в биологических системах. В связи с этим для доказательства существования субатомов водорода была проведена серия экспериментов. При образовании связанных состояний субатомов водорода должно наблюдаться характерное ультрафиолетовое излучение с длиной волны в области 206 нм. Такое излучение наблюдалось при фотосинтезе в ряде комнатных растений [2].

Запишем реакцию фотосинтеза, в которой свободные электроны и протоны возникают в клеточных структурах в основном за счет диссоциации воды и восстановления отрицательных ионов кислорода до молекулярного состояния [3]:



В стационарных условиях электроны, слабо связанные со стенками клеточных структур, могут «захватывать» ионы водорода (протоны), образуя с некоторой вероятностью субатомы водорода с энергией связи

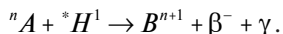
$$\Delta\varepsilon = \frac{2e^2}{9a} = 6,02 \text{ эВ}.$$

Тогда при фотосинтезе должно наблюдаться слабое ультрафиолетовое излучение с характерной длиной волны в области 206 нм.

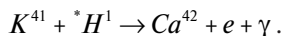
Можно предположить, что в мире растений при фотосинтезе должны генерироваться субатомы водорода, которые, на наш взгляд, жизненно необходимы для защиты и развития растений — воспроизведения необходимых элементов путем холодной трансмутации ядер.

Наличие ядерных реакций можно установить, фиксируя гамма-излучение и, возможно, бета-излучение. Энергия электронов β^- зависит от того, в какой мере субатом водорода взаимодействует с ядром. Если субатом водорода $^*\text{H}^1$ доставил только протон в область захвата ядром, то электрон будет обладать минимальной энергией. Если субатом водорода целиком поглощен ядром, то энергия

вылетающего электрона может быть значительной. Такие реакции можно представить в общем виде как



Нам не удалось наблюдать сколько-нибудь заметное β^- -излучение с энергией более 0,05 МэВ и плотностью потока от 5 част/см²·мин. Наличие β^- -излучения в природе означало бы погружение растений в электрические поля. Приведем пример, когда электрон как таковой не участвует в ядерной реакции. Для воспроизводства кальция в растениях возможны парные реакции непосредственно в листьях, когда одно из ядер калия сталкивается с субатомом водорода ${}^*H^1$, который доставляет протон к ядру калия:



Здесь энергия гамма-квантов этой реакции составляет $\gamma \approx 6,35 \cdot 10^3$ кэВ. Реакции с участием ядра калия и протона экспериментально наблюдались и описаны в [4]. Это «жесткие» гамма-кванты. За счет комптоновского рассеяния на электронах атомов среды эта энергия может существенно уменьшиться и быть доступной для измерения обычными дозиметрами.

Таким образом, при фотосинтезе образуются субатомы водорода, которые «извещают» о своем образовании жестким ультрафиолетовым излучением. В свою очередь, субатомы водорода незамедлительно вступают в ядерные реакции с окружающими ядрами с последующими возможными излучениями. Как показывают теоретические расчеты, субатомы водорода могут способствовать ядерным реакциям и ближайших ядер, сами не участвуя в реакциях. Следовательно, в ночное время, когда фотосинтез прекращается, фоновое излучение ультрафиолета (это показано экспериментально в [2]) и гамма-излучение должны быть исчезающе малыми. Заметим, что это не единственный возможный механизм ядерных трансмутаций и гамма-излучения. Авторы работы [5] обобщили и накопили значительный экспериментальный материал при изучении микроорганизмов. Они пришли к выводу, что механизм



ядерных реакций при низких температурах связан с формированием когерентных коррелированных состояний, образуемых в нестационарных потенциальных ямах наноразмера, формируемых и трансформируемых в зоне роста биологических объектов (в области деления клеток, при репликации ДНК, на поверхности биологических мембран) [5]. Такой универсальный механизм может работать и в темноте.

Цель работы — доказать экспериментально, что при фотосинтезе растений наблюдается эффект фонового гамма-излучения.

Материалы и методы. Метаболизмом микроорганизмов и, стало быть, их излучением можно управлять [6], создавая комфортную температуру обитания и обеспечивая достаточное количество питательных веществ. Растительный мир обладает более высокой организацией, и всякие манипуляции с растениями нередко приводят их в стрессовое состояние, что нарушает естественный ритм их существования, а также процессов, происходящих в них, в частности фотосинтеза. Возможно, с этим связано отсутствие прямых экспериментальных доказательств гамма-излучения растений и наличия ядерных трансмутаций в них, хотя такая возможность кажется естественной и о ней упоминается в монографии [4].

В качестве изучаемых растений были выбраны комнатные растения: мандарин (*citrus unshiu*) с плотной кроной листьев, денежное дерево (*crassula ovate*), которое характеризуется толстыми листьями, и кактус (*cleistocactus*) в виде кустика.

Для измерения гамма-излучения использовались два индикатора *RadiaScan 701A*. Диапазон индикации дозы — от 0,001 до 1000 мЗв, диапазон индикации мощности дозы — от 0,01 до 10000 мкЗв/ч, диапазон энергий фотонного излучения — от 65 до 3000 кэВ. Дозиметры помещались в свинцовые литые контейнеры с толщиной стенок 15 мм и входным отверстием диаметром 25 мм, что уменьшало естественный фон гамма-излучения почти вдвое. Это делалось для увеличения отношения исследуемого сигнала к уровню окружающего фона, который в среднем составлял 0,11 мкЗв/час. Свинцовые контейнеры должны уменьшать «жесткость» высокоэнергичных

гамма-квантов за счет комптоновского рассеяния на электронах атомов, в том числе «скользящего» рассеяния на стенках входного канала свинцового контейнера. Уровень фонового излучения зависел в основном от солнечной активности и погоды — наличия облачности и дождя.

Главная проблема, которая решалась на протяжении многих недель, — привести исследуемые растения в спокойное, бесстрессовое состояние. Перемещение растений в пространстве, изменение ориентации относительно сторон света, изменение освещенности, включение искусственного светодиодного освещения приводили к стрессовому состоянию и исчезновению излучения. Приходилось использовать регулярное влажное опрыскивание, антистрессовые минеральные добавки, которые производятся для многих растений, и фактор времени — выдержку растений в неизменных условиях. «Темная ночь» для растений устраивалась путем надевания двух просторных темных полиэтиленовых пакетов один на другой на горшки с растениями.

Дозиметры располагались на штанге задними стенками друг против друга, могли поворачиваться на 360 градусов, их положение могло изменяться по высоте.

Идея эксперимента заключалась в сравнении показаний дозиметров, один из которых измерял фоновое гамма-излучение. Его входное окно было направлено в сторону от растения. Другой дозиметр измерял возможное излучение от растения и фоновое излучение. Оказалось, что приемлемое время накопления дозы составляло 30 минут. После этого показания дозиметров считывались и обнулялись. Поскольку характеристики дозиметров не совпадали, через каждые 30 минут дозиметры поворачивались на 180 градусов. Время, затрачиваемое на снятие показаний дозиметров, обнуление их показаний, поворачивание дозиметров на 180 градусов, составляло менее минуты. В связи с этим относительная погрешность отсчетов интервалов времени составляла менее 3%. Результаты измерений обрабатывались по следующей формуле:

$$\Sigma\gamma = \left(D_1^1(\Delta t) - D_1^2(\Delta t) \right) + \left(D_2^2(\Delta t) - D_2^1(\Delta t) \right). \quad (21.1)$$



Здесь D_i^k — показания дозиметров за время $\Delta t = 30$ минут. Первое слагаемое в каждой круглой скобке — это показание дозиметра, направленного на растение, второе слагаемое — показание дозиметра, направленного в противоположную сторону от растения. Специальные исследования показали, что пространственная анизотропия гамма-фона в комнатных условиях не обнаружена. Формула (1) дает часовую дозу излучения или мощность дозы.

Проводились пятичасовые дневные сеансы измерений и находилась средняя мощность дозы по формуле

$$\langle \gamma \rangle = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n (D_i^1(\Delta t) - D_i^2(\Delta t)) (-1)^{i-1}. \quad (21.2)$$

В нашем случае $n = 10$. Можно оценить эффект по показаниям каждого в отдельности дозиметра, проведя соответствующие вычитания и усреднения. При этом нужно считать, что уровень фона остается неизменным за время измерений.



Рис. 29. Исследование гамма-излучения от денежного дерева

Результаты и обсуждение. Характерные результаты измерений для мандаринового растения заключаются в том, что средняя мощность дневной дозы излучения составила

$$\langle \gamma_D \rangle = (2 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ мкЗв/ч.}$$

Здесь случайная погрешность измерения дозы совпадает с дискретным единичным цифровым отсчетом дозиметра. При этом средняя мощность дозы фонового излучения составила

$$\langle \gamma_f \rangle = (55 \pm 5) \cdot 10^{-3} \text{ мкЗв/ч.}$$

Таким образом, относительная величина фонового гамма-излучения растения не превышает 2% от уровня фона в помещении. Этот фон $\sim 0,11$ мкЗв/ч окружает растения.

Средняя мощность дозы ночного излучения растения была нулевой:

$$\langle \gamma_H \rangle = (0 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ мкЗв/ч.}$$

Результаты измерения дозы излучения растениями зависят от времени года и жизненного цикла, в котором находится растение. Оно может находиться в состоянии анабиоза. Жизненная активность в этом случае будет минимальной, минимальным будет и гамма-излучение. В частности, измерения дневной дозы мандаринового растения проводились в летний и осенний периоды [7]. Приходилось, как указано выше, искусственно стимулировать активность растения.

Результаты исследования гамма-излучения денежного дерева, которые проводились в осенне-зимний период:

$$\langle \gamma_D \rangle = (1 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ мкЗв/ч, } \langle \gamma_H \rangle = (0 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ мкЗв/ч.}$$

Средняя мощность дневной дозы излучения денежного дерева вдвое меньше, чем мандаринового растения. Заметим, что и излучающая листовая площадь кроны денежного дерева более чем в два раза меньше кроны мандаринового дерева. В обоих случаях



исследования проводились за пределами вегетационного периода растений, в который можно ожидать увеличения гамма-излучения.



Рис. 30. Исследование излучения от кактуса

Особого внимания заслуживают результаты изучения взаимодействия кактуса с фоновым гамма-излучением. В силу представлений, описанных выше, возможное гамма-излучение кактуса

пропорционально его развитой поверхности, поскольку ультрафиолетовое излучение затухает в объеме кактуса. Однако наличие значительной объемной массы должно приводить и к поглощению гамма-квантов. Таким образом, имеются два конкурирующих процесса. В нашем случае объем зеленой массы кактуса составлял не менее 1 литра (объем горшка ~ 1 литр) и в любое время суток в среднем поглощение составляло $\langle \gamma_D \rangle = -(3 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ мкЗв/ч.

Чтобы наблюдать фоновое гамма-излучение кактуса, пришлось дожидаться его цветения при регулярном поливе, в среднем излучение составляло $\langle \gamma_D \rangle = (4 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ мкЗв/ч. После прекращения полива излучение затухало и кактус переходил в режим поглощения фонового гамма-излучения. После восьми недель «засухи» цветы высохли, внешний вид кактуса не изменился, поглощение фонового излучения стабилизировалось. Можно предположить, что жизнедеятельность кактусов продолжается за счет «жесткого» фотосинтеза, связанного с поглощением гамма-квантов, и обеспечения электрон-ионной проводимости среды в клеточных структурах.

Таким образом, фоновое гамма-излучение листовых растений в пределах чувствительности дозиметров можно связать с дневным излучением, когда имеют место фотосинтез и фоновое жесткое ультрафиолетовое излучение [2]. Жизнедеятельность кактусов в большей мере связана с поглощением фонового гамма-излучения.

Для прикладных целей названные виды излучения могут стать средством удаленного диагноза состояния растений. Для этого необходимо исследование гамма-спектров излучения и поглощения растений с более чувствительной аппаратурой и более широким диапазоном энергий.

Литература

1. Nevolin V. K. Hydrogen Atoms based on the Hypothesis of Louis de Broglie // International Journal of Applied Engineering Research, 2016. 11: 7875–7877.



2. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms and Photosynthesis in Certain Plants // *International Journal of Applied Engineering Research*, 2017. 12: 15406–15408.
3. Гольд В. М., Гаевский Н. А., Головнова Т. И., Беонг Н. П., Горбанева Т. Б. *Физиология растений*, 2008. — Красноярск: ИПК СФУ. — 148 с.
4. Высоцкий В. И., Корнилова А. А. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. — М.: Мир, 2003. — 302 с.
5. Высоцкий В. И., Корнилова А. А. Ядерные реакции и трансмутация изотопов в биологических структурах // *Журнал формирующихся направлений науки*, 2003. 17–18 (5): 34–42.
6. Nevolin V.K. Hydrogen Subatoms and Microbial Metabolism // *International Journal of Applied Engineering Research*, 2018. 13: 2879–288.
7. Nevolin V.K. Background Plants' Gamma Radiation of During Photosynthesis // *The Way of Science*, 2020. № 9. (79): 11–14.

ГЛАВА 22

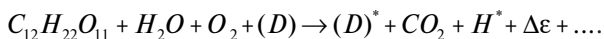
ФОНОВОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ НИКЕЛЯ В РАСТВОРЕ ДРОЖЖЕЙ

Если учитывать собственную энергию квантового движения электрона в системе протон — электрон по де Бройлю, то можно предсказать возможность существования субатомных состояний атома водорода. Это необычные состояния водорода с более компактной локализацией, позволяющей сближаться с ядрами элементов на существенно более близкие расстояния. В среднем субатом электрически нейтрален, однако за счет сверхжесткого электронного облака с энергией образования ~ 500 кэВ в целом получается «тяжелый» электрон [1]. Такая частица движется значительно медленнее, чем свободный электрон, и может достаточно близко приближаться к ядрам других элементов за счет кулоновского притяжения разноименных зарядов. Отталкивающее электрическое поле от внешних ядер, которое проникает в электронное облако, в конечном счете может «выдавить» протон из субатома водорода. Однако протон оказывается на значительно более близком расстоянии от внешнего ядра, чем если бы он был просто свободным. Такой протон может преодолеть с некоторой вероятностью кулоновский барьер ядра и вступить с ним в реакцию [2].

Полагая, что субатомы водорода обеспечивают холодную трансмутацию ядер, можно в значительной мере непротиворечиво объяснить ранее накопленный экспериментальный материал по трансмутации изотопов в биологических системах. В связи с этим для доказательства существования субатомов водорода была



проведена серия экспериментов. При образовании связанных состояний субатомов водорода должно наблюдаться характерное ультрафиолетовое излучение с длиной волны в области 206 нм. Такое излучение наблюдалось при метаболизме дрожжей в водном растворе с сахаром [3]. Откуда возникают субатомы водорода при брожении дрожжей? Процесс размножения молекул дрожжей условно можно представить в виде [4]



Молекула сахара содержит значительное количество водорода, который является строительным материалом для размножения молекулы дрожжей (D) почкованием (D)^{*}. При этом ионы водорода могут сталкиваться со слабосвязанными электронами на клеточных стенках и некоторой вероятностью образовывать субатомы водорода H^* с энергией связи $\Delta\varepsilon$:

$$\Delta\varepsilon = \frac{2e^2}{9a} = 6,02 \text{ эВ.}$$

Тогда при метаболизме дрожжей должно наблюдаться слабое ультрафиолетовое излучение с характерной длиной волны в области 206 нм. В свою очередь, субатомы водорода могут вступать в ядерные реакции. Наличие ядерных реакций можно установить, фиксируя гамма-излучение. Заметим, что это не единственный возможный механизм ядерных трансмутаций и гамма-излучения. Авторы работы [5] обобщили и накопили значительный экспериментальный материал при изучении микроорганизмов. Они пришли к выводу, что механизм ядерных реакций при низких температурах связан с формированием когерентных коррелированных состояний, образуемых в нестационарных потенциальных ямах наноразмера, формируемых и трансформируемых в зоне роста биологических объектов (в области деления клеток, при репликации ДНК, на поверхности биологических мембран) [6].

Цель работы — доказать экспериментально, что при метаболизме дрожжей наблюдается эффект фонового гамма-излучения.

Материалы и методы. При метаболизме дрожжей экспериментально было показано, что во время брожения возникает фоновое жесткое гамма-излучение в районе длины волны 206 нм, что свидетельствует о возникновении субатомов водорода. Можно ожидать, что при погружении в бродящий раствор дрожжей сильно развитой металлической поверхности возможно появление гамма-излучения от ядерной трансмутации субатомов водорода.

Далее опишем макет лабораторного устройства, работающего на основе брожения дрожжей. Для его изготовления требуется чашка Петри, никелевая сетка с ячейками шириной 4 см. Лента складывается в виде «гармошки» с высотой ребра, равной высоте чашки Петри. Такая геометрия нужна для максимального улавливания субатомов водорода из раствора дрожжей.



Рис. 31. Никелевая лента в чашке Петри

Далее нужен пластиковый стакан, который можно устанавливать в чашку Петри и на который можно ставить дозиметр. Необходимо иметь два дозиметра гамма-излучения типа *RadioScan-701A*. Один из дозиметров служит для измерения естественного фона гамма-излучения, другой находится в свинцовом контейнере с толщиной стенок 15 мм и с окном для измерения излучения от раствора дрожжей, наливаемых в чашку Петри. Раствор дрожжей готовится из расчета ~35 грамм пищевых дрожжей сорта «Люкс», три кусочка сахара сорта «Чайкофский» и 150 миллилитров питьевой воды.



Температура в помещении обычно колеблется между 22 и 23 °С. Каждый час измеряется гамма-излучение.



Рис. 32. Лабораторное устройство для изучения гамма-излучения при брожении дрожжей

Результаты и обсуждение. Ниже в таблице приведена одна из серий измерений гамма-излучения никелевой сетки в растворе дрожжей в течение шести часов.

Наибольшее излучение во всех сериях измерений наблюдалось в первые часы измерений. Далее излучение спадало по мере затухания брожения в растворе и возвращалось к фоновым значениям.

Гамма-излучение, мкЗв/час, 10^{-3}	52	54	54	53	52	48
Время наблюдения, час	1	2	3	4	5	6

Относительное начальное превышение излучения над фоновым излучением составляло, как правило, до 10% в разных экспериментах. Поскольку изучаемый эффект сравнивался с фоновым гамма-излучением, то в многочасовых экспериментах была очень важна стабильность этого излучения. Уровень фонового гамма-излучения

заметно зависит от погоды, в том числе от дождя, облачности, снегопада. Поток гамма-квантов от трансмутации никеля в растворе дрожжей невелик в силу малого количества субатомов водорода в растворе дрожжей, как упоминалось выше. Ранее были проведены эксперименты по изучению трансмутации в пленках никеля, полученных в магнетроне в атмосфере аргона с добавками водорода. С помощью вторичной ионной масс-спектрометрии установлено изменение изотопного состава пленок, которое должно приводить к излучению гамма-квантов с ожидаемыми энергиями на уровне 67,5 и 94 кэВ.

Таким образом, наблюдается надфоновое излучение гамма-квантов с определенными энергиями при метаболизме дрожжевой культуры. Заметим, что при неумеренном употреблении сахара в пищу возможно образование субатомов водорода и, в том числе, возникновение гамма-излучения с последующей трансмутацией элементов в организме человека, что небезопасно для здоровья.

Литература

1. Nevolin V. K. Hydrogen atoms based on the hypothesis of Louis de Broglie // *International Journal of Applied Engineering Research*, 2016. V. 11. P. 7875–7877.
2. Nevolin V. K. Hydrogen Transmutation of Nickel Glow Discharge // *International Journal of Materials Science*, 2017. V. 12. № 3. P. 405–409.
3. Nevolin V. K. Hydrogen Subatoms and Microbial Metabolism // *International Journal of Applied Engineering Research*, 2018. 13: 2879–288.
4. Меледина Т. В., Давыденко С. Г. Дрожжи *Saccharomyces Cerevisiae*: морфология, химический состав, метаболизм. — Санкт-Петербург: университет ИТМО, 2015. — С. 88.
5. Vysotsky V. I., Kornilova A. A. Nuclear Fusion and transmutation of isotopes in biological systems. — Moscow: Mir, 2001. — 302.



6. Высоцкий В. И., Корнилова А. А. Ядерные реакции и трансмутация изотопов в биологических системах // Журнал формирующихся направлений науки, 2017. 17–18 (5), 34.

ГЛАВА 23

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ НИКЕЛЯ В РАСТВОРЕ СЕРНОЙ КИСЛОТЫ [8]

Если учитывать собственную энергию квантового движения электрона в системе протон — электрон по де Бройлю, то можно предсказать возможность существования субатомных состояний атома водорода. Это необычные состояния водорода с более компактной локализацией, позволяющей сближаться с ядрами элементов на существенно более близкие расстояния. В силу необычной структуры распределения электронной плотности субатомов водорода их поляризуемость на два порядка меньше, чем у классических атомов водорода. В среднем субатом электрически нейтрален, однако за счет сверхжесткого электронного облака с энергией образования ~500 кэВ в целом получается «тяжелый» электрон [1], который может притягиваться к ядрам других элементов и с большей вероятностью, чем в классическом случае, вступать в ядерные реакции. Для возникновения субатомов водорода согласно [1] необходимо иметь ионы водорода и «покоящиеся» электроны, т.е. электроны, слабо связанные с поверхностью твердого тела, для возможной передачи импульса при столкновении с протоном. Такая ситуация может иметь место, в частности, в магнетронных разрядах или при электролизе с участием водорода.

Явление электролиза с тяжелой водой и палладиевым катодом в 1989 году использовали М. Флейшман и С. Понс для наблюдения



холодного ядерного синтеза [2]. В зарубежной науке начался бум последователей этих экспериментов. Однако многим исследователям так и не удалось воспроизвести эти опыты, тем более была совершенно непонятна физика низкотемпературных ядерных реакций. Многие ведущие ученые в мире и в том числе у нас утверждали, что этого не может быть, основываясь на известной в то время физике ядерных реакций. Тем не менее накопленный за прошедшие годы экспериментальный материал позволил утвердить это направление исследований [3, 4, 5].

Ранее нами было показано [2], что при электролизе имеет место характерное рекомбинационное ультрафиолетовое излучение на длинах волн, близких к 206 нм, т.е. доказана генерация субатомов водорода. Были проведены масс-спектрометрические исследования катодного осадка. Обнаружены изменения изотопного состава пленок никеля по сравнению с анодом. Пики изотопов возрастали с увеличением массового числа, иначе говоря, природные изотопы никеля присоединяли субатомы водорода и накапливались в осадке.

Цель исследования — доказать, что при электролизе никеля может наблюдаться радиация, в частности гамма-излучение. Тем более что попытки воспроизвести опыты М. Флейшмана и С. Понса привели многих исследователей к неудачам.

Материалы и методы. В чашке Петри горизонтально располагался электрод из листового никеля толщиной 0,4 мм с характерными размерами $4 \times 6 \text{ см}^2$. Верхний электрод представлял собой многослойную никелевую сетку с диаметром проволок 0,3 мм и ячейками $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$. В сетке дополнительно были сделаны отверстия диаметром 2 мм для выхода газов при электролизе.

Под чашкой Петри находилась магнитная шайба, которая фиксировала нижний никелевый электрод. К тому же, как показывают теоретические оценки, магнитное поле способствует ориентации спинов субатомов водорода и может способствовать увеличению эффекта.

При приготовлении электролита существенным фактором была исходная чистота продуктов. Наличие в природной воде растворимых солей приводит к потере субатомов водорода в объеме электролита и уменьшению искомого эффекта. Электролит приготавливался из деионизованной воды и ОСЧ концентрированной серной кислоты из расчета 5 мл кислоты на 50 мл воды для диссоциации серной кислоты и наличия в растворе достаточного количества ионов водорода. Поскольку серноокислый никель растворим в воде, то ионы никеля могут участвовать в ядерных реакциях в объеме электролита.

Для измерения гамма-излучения использовались два индикатора *RadiaScan 701A*. Диапазон индикации дозы — от 0,001 до 1000 мЗв, диапазон индикации мощности дозы — от 0,01 до 10000 мкЗв/ч, диапазон энергий фотонного излучения — от 65 до 3000 кэВ. Дозиметры помещались в свинцовые литые контейнеры с толщиной стенок 15 мм и входным отверстием диаметром 25 мм, что уменьшало естественный фон гамма-излучения почти вдвое. Это делалось для увеличения отношения исследуемого сигнала к уровню окружающего фона, который в среднем составлял 0,11 мкЗв/час. Уровень фонового излучения зависел в основном от солнечной активности и погоды — наличия облачности и дождя. Один дозиметр служил для изучения гамма-излучения никеля, другой дозиметр контролировал окружающий фон гамма-излучения.

На рис. 33 представлен вид электролизной ячейки в чашке Петри. Можно видеть металлическое кольцо с фторопластовой вставкой, которое фиксирует верхний электрод из никелевой сетки и всю систему электродов. На рис. 34 представлен никелевый катод, лежащий на дне чашки Петри, покрытый диэлектрической пластинкой. Можно разглядеть на поверхности катода островки (пятна) осажденного в результате электролиза никеля. На рис. 35 представлен общий вид экспериментальной установки. На переднем плане под пластиковым стаканом находится система электродов в чашке Петри. На пластиковый стакан установлен свинцовый контейнер с дозиметром. Справа в свинцовом контейнере находится дозиметр для

определения уровня фонового гамма-излучения. На заднем плане находится источник питания.

Результаты исследования и обсуждение. Для экспериментального исследования гамма-излучения оценим возможные энергии гамма-квантов. Рассмотрим изотопные ядерные реакции с участием субатомов водорода H^* за счет парных столкновений [6, 7]:

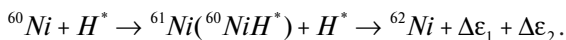


Рис. 33. Внешний вид электролизной ячейки в чашке Петри



Рис. 34. Катод из никеля под диэлектрической пластинкой



Рис. 35. Общий вид экспериментальной установки

Здесь энергия гамма-кванов в первой реакции составляет $\Delta\epsilon_1 \sim 67,5$ кэВ за счет второй $\Delta\epsilon_2 \sim 94$ кэВ. Заметим, что следы образования $^{60}\text{NiH}^*$ нами были замечены при электролизе в масс-спектрах.

Успех экспериментов по наблюдению гамма-излучения зависел от полярности подключения электродов к источнику постоянного тока. Кажалось, естественно подключить верхний электрод из никелевой сетки к отрицательному полюсу, чтобы он был катодом. Однако на протяжении нескольких месяцев при увеличении концентрации серной кислоты (вплоть до появления резкого запаха диоксида серы) и при увеличении тока электролиза никакого излучения не наблюдалось. Были предприняты попытки сделать



многослойный сетчатый катод, чтобы увеличить вероятность столкновения субатомов водорода с поверхностью. Тем не менее вероятность столкновения с ядрами никеля в металле оказалась исчезающе малой, поскольку ядра были экранированы электронной системой металла. Возможно, неудачи большинства последовательных экспериментов Флейшмана и Понса связаны с несоответствующей организацией электролиза и необходимой для этого электролизной ячейки.

Дело в том, что субатомы водорода образуются на сетчатом катоде, а возможность взаимодействовать с атомами никеля мала. Они выносятся потоком обычных атомов водорода в атмосферу воздуха. При смене полярности электродов, когда нижний электрод, лежащий на дне чашки Петри под слоем электролита, стал катодом, наблюдалось гамма-излучение. Возникал скачок излучения над уровнем фона, как только включался электролиз и излучение возвращалось к фоновому после выключения тока.

Субатомы водорода «всплывают» в объеме электролита вместе с обычными атомами водорода и могут вступать в ядерные реакции с ионами никеля путем столкновений. При электролизе ток поддерживался постоянным. Напряжение между электродами в разных экспериментах несколько отличалось. Это связано с сетчатой структурой верхнего электрода, не обеспечивающего постоянство межэлектродного зазора. В связи с этим для сравнительной оценки гамма-излучения в разных экспериментах вычислялась подводимая электрическая мощность. Измерения радиации проводились после каждого часа наблюдений. Установлена следующая закономерность. С увеличением мощности электрической энергии, подаваемой для электролиза, увеличивался скачок гамма-излучения никеля. Например, при мощности 0,1–0,4 Вт скачки составляли в среднем $2 \cdot 10^{-3}$ мкЗв/час, при мощности 1,7 Вт — $5 \cdot 10^{-3}$ мкЗв/час. Дальнейшее увеличение тока приводило к нагреву электролита и его быстрому испарению. Относительное увеличение гамма-излучения никеля по сравнению с фоновыми значениями составляло от 3 до 7,5%. В среднем фоновое излучение составляло 0,11 мкЗв/час.

Таким образом, доказано, что при электролизе атомы водорода в субатомном состоянии могут способствовать ядерной трансмутации никеля, приводящей к гамма-излучению. Исследуя процессы электролиза, можно сделать предложения по увеличению плотности субатомов водорода и эффективности ядерных трансмутаций.

Литература

1. Nevolin V. K. Hydrogen atoms based on the hypothesis of Louis de Broglie // *International Journal of Applied Engineering Research*, 2016. V. 11. № 12. P. 7875–7877.
2. Nevolin V. K. Nuclear Transmutation in Nicel Films Obtained by Electrolysis // *International Journal of Materials Science*, 2018. V. 13. № 3. P. 205–211.
3. Цыганов Э. Н. Холодный ядерный синтез // *Ядерная физика*, 2012. — Т. 75 (2). — С. 174–180.
4. Высоцкий В. И., Корнилова А. А. Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. — М.: Мир, 2003. — 302 с.
5. Savvatimova I. B. Transmutation of Elements in Low-energy Glow Discharge and the Associated Processes // *J. Condensed Matter. Nucl. Sci.*, 2011. № 8. P. 1–19.
6. Пархомов А. Г. Никель-водородные реакторы, созданные после публикаций отчета об экспериментах в Лугано // *International Journal of Unconventional Science*, 2016. № 11. P. 58–62, <http://www.unconv-sciense.org/n11>.
7. Пархомов А. Г. Длительные испытания никель-водородных теплогенераторов в проточном калориметре // *International Journal of Unconventional Science*, 2016. № 12–13. P. 74–79, <http://www.unconv-sciense.org/n12>.
8. Неволин В. К. Гамма-излучение никеля при электролизе в растворе серной кислоты // *Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований*, 2021. — № 5. — С. 57–60.

Заключение

С предсказанием субатомных состояний атомов водорода автора связывает почти 20-летняя история понимания и устранения некоторых противоречий в традиционной нерелятивистской квантовой механике. Эти противоречия возникли из-за описания квантовых систем с помощью волновых функций и отказа от описания квантовых систем с помощью физических переменных. Идея этой книги состоит в том, что нужно осуществлять решение квантовых задач в двух представлениях — в представлении волновых функций и представлении плотности вероятности, и сравнивать конечные показатели. Такой подход позволил получить ряд принципиальных результатов. Перечислим их ниже.

Энергия свободных квантовых частиц, совершающих инфинитное движение, должна всегда состоять из двух слагаемых — энергии поступательного движения и нелокальной квантовой энергии движения, которая не равна нулю даже в том случае, если поступательная энергия равна нулю, поскольку природа квантовых частиц неизменна:

$$E = P^2/2m + \Delta\varepsilon. \quad (1)$$

В связи с этим решение ряда задач о движении квантовых частиц в потенциальных полях в представлении плотности вероятности позволило получить ряд новых результатов [1, 2]. В частности, удалось уточнить выражения для квадрупольных моментов атомов водорода.

Формула де Бройля, высказанная в виде гипотезы и связывающая собственную массу квантовых частиц с квантовой частотой колебаний, является основополагающей:

$$\varepsilon = m_0 c^2 = \hbar\omega, \quad (2)$$

в ряду двух других при составлении квантовых уравнений движения:

$$E = \hbar\omega, \quad \vec{P} = \hbar\vec{k}.$$

Так что энергия ϵ из формулы (2) является составляющей собственной квантовой энергии движения $\Delta\epsilon$ в формуле (1):

$$E = P^2/2m + \delta\epsilon + mc^2. \quad (3)$$

Напомним, что Д. Бом называл $\Delta\epsilon$ квантовым потенциалом. Величина $\delta\epsilon$ в (3) определяется происхождением частицы: например, при ядерных реакциях, в частности при альфа-распаде (параграф 7), она является добавкой к кинетической энергии или равна фермиевской энергии при туннелировании из твердого тела (параграфы 8, 9).

Формула де Бройля позволила посмотреть на спин квантовых частиц несколько с другой стороны, а именно с волновой, и установить, что это квантовая круговая стоячая волна плотности вероятности. В связи с этим у квантовых частиц с ненулевой массой покоя имеется «темное» пространство вокруг вероятностного центра движения частиц. Так родилась идея субатомов водорода — вложить в «темное» пространство электрона протон, который занимает значительно меньшую пространственную область локализации. Далее подход, учитывающий собственную энергию квантовых частиц, был распространен на все возможные состояния водорода.

В исследовании субатомных состояний водорода автор решил круг задач от предсказания существования субатомов водорода до экспериментального подтверждения результатов взаимодействия субатомов водорода с металлами, растениями, микроорганизмами. Все эти результаты убеждают, что субатомы водорода являются одними из инициаторов ядерной трансмутации элементов, о чем свидетельствует гамма-излучение, сопровождающее ультрафиолетовое излучение субатомов водорода.

Литература

1. Неволин В. К. Квантовая физика и нанотехнологии. — М.: Техносфера, 2011. — 127 с.
2. Неволин В. К. Квантовый транспорт в устройствах электроники. — М.: Техносфера, 2012. — 87 с.

Для заметок _____

