

КОНДЕНСАЦИЯ ЛАНҒАН КҮЙДЕГІ ЗАТТАРДЫҢ ФИЗИКАСЫ ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 530.21; 530.24; 530.012

В.В.Архипов¹, Д.Д.Баландина¹, Д.Ж.Карабекова¹, А.С.Кудусов¹, В.В.Соколов²

¹Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова;

²Отделение ООИ, Астана

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА

Мақалада массивті бөлшектің толқын түйдегінің оның компоненттерінің дисперсия нәтижесінде көміскеленуі материяның толқындық теориясы үшін сандық болып табылмайтыны көрсетілген. Нақтылай айтсақ, дискретті гармониктер жинағынан құрылған түйдек көміскеленуден кейін біршама периодтылықпен қайтадан жинақтала алады. Толқындық пакеттің мұндай сипаты динамикалық орнықтылық жұмысында көрсетілген. Ұсынылған модель физикалық вакуумда бөлшектің қозғалысының иллюстрациясы ретінде қолданылады. Бұл қозғалыс сәйкесті антибөлшектері және келесі теңбе-тең бөлшекке импульстің таралуы бар периоды аннигиляциямен жүреді. Модельдің қарама-қайшылықтарының жоқтығын көрсететін сәйкесті эксперименттері бар сандық бағалар қатары келтірілген.

It is shown that a wave packet smearing in consequence dispersion of its components is not critical for wave theory of matter. Namely, the packet, if is composed with a discrete set of harmonics, after the smearing may reconstruct itself at some periodicity. Such behavior is denoted in this paper as dynamical stability. The model may be used for an illustration of particle moving through physical vacuum, that is characterized by periodic annihilations with appropriate antiparticles and delivery its momentum to the next identical particle. The article content a set of numerical evaluations, which are verify an absence of contradictions with correspondence experiments

1. Введение

Теория волнового пакета, имитирующего микрочастицу, была предложена в начале XX в. для решения проблем, возникших в связи с попытками физической интерпретации волн де Бройля. Эта модель позволяла построить локальный объект, обладающий волновыми свойствами, и увязать скорость частицы со сверхсветовыми скоростями дебройлевских волн [1].

Однако отождествление частиц с волновыми пакетами встретило ряд непреодолимых проблем. Основной контраргумент, который приводится практически во всех классических учебниках квантовой механики, — это дисперсия волн де Бройля для частиц с ненулевой массой покоя, вследствие чего волновой пакет расплывается за время порядка 10–11 с [2]. В качестве второго аргумента против волновой природы частиц можно указать тот факт, что волновой пакет не сохраняет свою индивидуальность при прохождении препятствий.

Вообще говоря, вероятностная интерпретация М. Борна и дальнейшее развитие квантовой теории сделали теорию волнового пакета неактуальной в научном плане. Тем не менее она стала неотъемлемой частью курса квантовой механики и до сих пор используется для демонстрации принципа неопределенности Гейзенберга и просто в методологических целях.

Ввиду этого нам представляется актуальным показать не критичность первого из приведенных выше аргументов против теории волнового пакета. А именно ниже мы покажем, что можно сконструировать волновой пакет из дискретного набора гармоник, который будет обладать свойством восстанавливаться с некоторой периодичностью после расплывания вследствие дисперсии его составляющих. Такое поведение волнового пакета называется в представленной работе динамической устойчивостью. В принципе, подобное поведение волновых пакетов валентных электронов уже наблюдалось

экспериментально [3]. Созданное с помощью короткоимпульсного лазера квантовое состояние в виде волнового пакета разбивалось на отдельные фракции и спустя какое-то время вновь восстанавливалось.

В представленной работе исследуются общие условия на составляющие волнового пакета свободных массивных частиц, обеспечивающие его динамическую устойчивость.

Полученные результаты не ставят под сомнение вероятностную интерпретацию волновой функции, однако предложенная модель может использоваться в качестве демонстрации движения элементарной частицы сквозь физический вакуум, где движение частицы представляет собой довольно сложный процесс, сопровождающийся аннигиляциями с античастицами и передачами исходного импульса тождественным частицам.

2. Условия, накладываемые на периодичность волнового пакета

Далее будет рассмотрена некоторая частица, которая характеризуется энергией E_0 и импульсом \vec{p}_0 , связанными со скоростью частицы \vec{v}_0 релятивистскими соотношениями

$$E_0 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad \vec{p}_0 = \frac{m_0 \vec{v}_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad (1)$$

где m_0 — масса покоя частицы. Связь с волновыми свойствами дается выражениями

$$E_0 = \omega_0 \hbar, \quad \vec{p}_0 = \vec{k}_0 \hbar, \quad (2)$$

где ω_0 — циклическая частота и \vec{k}_0 — волновой вектор. Волна де Бройля для свободной частицы, движущейся вдоль оси x , может быть записана стандартным образом:

$$\phi_0 = A e^{i(\kappa_0 x - \omega_0 t)}. \quad (3)$$

Моделирующий частицу стандартный волновой пакет будет иметь вид суперпозиции волн, близких по волновому числу и циклической частоте к параметрам основной моды ϕ_0

$$\phi(x, t) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} A e^{i(\kappa_0 x - \omega(k)t)} dk, \quad (4)$$

где функция $\omega(k)$ определяется основным уравнением релятивистской динамики

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4, \quad (5)$$

откуда

$$(\omega \hbar)^2 - (\vec{k} \hbar)^2 = m_0^2 c^4. \quad (6)$$

Амплитуда $A(k)$ в выражении (4) предполагается настолько малой, что интеграл при $x = 0$ и $t = 0$ является конечным. Для простоты здесь и далее будет считаться, что амплитуды всех компонент одинаковы.

Теперь будем предполагать, что волновой пакет имеет вид подобный (4), но интеграл заменен на сумму

$$\phi(x, t) = \sum_{m=-\Delta m}^{\Delta m} A e^{i(\kappa_m x - \omega_m t)}, \quad (7)$$

где Δm — некоторое целое число, определяющее число компонент (гармоник), входящих в волновой пакет.

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ частица была в точке $x = 0$. Следующее восстановление пакета после расплывания пусть реализуется в некоторой точке $x = I$. Причем это должно произойти в некоторый момент $t = \tau$, за который соответствующая пакету частица долетит до точки $x = I$. Фазу волны де Бройля (3) обозначим как

$$\phi_0(x, t) = k_0 x - \omega_0 t. \quad (8)$$

В точке $x = I$, $t = \tau$ должно быть реализовано условие

$$\phi_0(I, \tau) = -2\pi n, \quad (9)$$

где n — любое целое число. Знак « \leftarrow » поставлен с тем, чтобы можно было считать $n > 0$. Так, сдвиг фаз $\phi_0(I, \tau)$ должен быть отрицательным ввиду отставания частицы от дебройлевской волны. Таким образом,

$$-2\pi n = k_0 l - \omega_0 \tau \quad (10)$$

является условием на пространственный период l и период «мерцания» волнового пакета τ . Очевидно, что величины l и τ должны быть связаны между собой выражением

$$l = v_0 \tau \quad \text{или} \quad \tau = \frac{l}{v_0}. \quad (11)$$

Итак, имеется следующая цепочка рассуждений. Переход в последнем выражении от волновых параметров k_0 и ω_0 к корпускулярным параметрам p_0 и E_0 приводит к выражению

$$\frac{p_0}{\hbar} l - \frac{E_0}{\hbar} \frac{l}{\tau} = 2\pi n. \quad (12)$$

После замены p_0 и E_0 согласно (1) и некоторых простых преобразований получаем окончательное выражение для возможных значений пространственного периода восстановления:

$$l_n = \frac{2\pi n \hbar v_0}{m_0 c^2 \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}. \quad (13)$$

Время «мерцания» пакета $\tau = \frac{l}{v_0}$

$$\tau_n = \frac{2\pi n \hbar}{m_0 c^2 \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}. \quad (14)$$

Можно найти также зависимости l и τ от импульса или волнового вектора ($p_0 = \hbar k_0$). Для этого нужно выразить скорость частицы v_0 через импульс p_0 .

$$l_n = -\frac{2\pi n \hbar p_0}{m_0^2 c^2}; \quad (15)$$

$$\tau_n = \frac{2\pi n \hbar \sqrt{p_0^2 + m_0^2 c^2}}{m_0^2 c^3}. \quad (16)$$

Величину $\Lambda = \hbar / m_0 c$ называют комптоновской длиной волны. Эта постоянная является характерным масштабом микромира $\Lambda \approx 10^{-11}$ м. С учетом этого обозначения пространственный период восстановления волнового пакета может быть записан в виде

$$l_n = \frac{2\pi n \Lambda p_0}{m_0 c}. \quad (17)$$

Период появления пакета, с учетом того, что $p_0^2 + m_0^2 c^2 = E_0^2 / c^2$, можно записать в симметричной по отношению к (17) форме:

$$\tau_n = \frac{2\pi n \Lambda E_0}{m_0 c^3}. \quad (18)$$

3. Отбор составляющих волнового пакета

Составляющие волнового пакета, направленные вдоль оси Ox , должны иметь стандартный вид:

$$\phi(x, t) = A e^{i(kx - \omega t)}, \quad (19)$$

где волновое число k и циклическая частота ω должны принимать некоторые дискретные значения, амплитуда A подбирается таким образом, чтобы максимальная амплитуда пакета имела конечное значение, но для всех составляющих будем считать ее одинаковой. Соответствующие энергия ($E = \hbar \omega$) и импульс ($p = \hbar k$) отличаются от p_0 и E_0 , но удовлетворяют основному соотношению релятивистской динамики для одного и того же значения массы покоя:

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4. \quad (20)$$

Соотношения Эйнштейна для связи волновых и корпускулярных свойств имеют вид:

$$\omega = \frac{E}{\hbar}, \quad k = \frac{p}{\hbar}. \quad (21)$$

Компонента (19) должна быть такой, чтобы принимать максимальные значения в тех же точках, что и ϕ_0 . Вернее, не во всех точках, а в точках $x = l$ целое число. Ввиду того, что все эти точки равноправны, достаточно будет потребовать выполнения условия максимума только в точке $x = l$. Причем это должно произойти в момент $\tau = \frac{l}{v_0}$. Таким образом, получается условие на фазу волны (19):

$$-2\pi m = kl - \omega\tau, \quad (22)$$

где m принимает целые значения. Учет выражения (21) и связь τ с l приводят к уравнению:

$$\frac{p}{\hbar}l - \frac{E}{\hbar} \frac{l}{v_0} = -2\pi m. \quad (23)$$

Замена

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (24)$$

позволяет переписать последнее уравнение в виде:

$$\frac{l}{\hbar} \left(p - \frac{1}{v_0} \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \right) = -2\pi m. \quad (25)$$

Отсюда следует условие на возможную пространственную периодичность, аналогичное (13) или (15):

$$l = \frac{2\pi m \hbar}{\frac{l}{v_0} \sqrt{p_0^2 + m_0^2 c^2} - p}. \quad (26)$$

Чтобы получить условие на возможные импульсы составляющих волнового пакета, следует приравнять это выражение к l_n , полученному для основной моды. Учитывая (15), можно записать:

$$\frac{2\pi m \hbar}{\frac{l}{v_0} \sqrt{p_0^2 + m_0^2 c^2} - p} = \frac{2\pi n \hbar p_0}{m_0^2 c^2}. \quad (27)$$

Выражая скорость частицы v_0 через импульс основной моды и избавляясь от радикалов, получаем квадратное уравнение относительно импульсов p :

$$n^2 p^2 - 2nmp p_0 + (n^2 p_0^2 - (m^2 - n^2)m_0^2 c^2) = 0. \quad (28)$$

Соответствующий дискриминант имеет вид:

$$D = 4n^2 m^2 p_0^2 - 4n^2 (n^2 p_0^2 - (m^2 - n^2)m_0^2 c^2) \quad (29)$$

или, после преобразования:

$$D = 4n^2 (m^2 - n^2) \frac{E_0^2}{c^2}. \quad (30)$$

Таким образом, получаем выражение для импульсов гармоник, входящих в волновой пакет:

$$p_m = \frac{m}{n} p_0 \pm \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} \frac{E_0}{c}. \quad (31)$$

При $m = n$ получаем $p_m = p_0$, т.е. воспроизводится основная компонента волнового пакета. Следует отметить, что согласно последнему выражению должно выполняться условие

$$m \geq n. \quad (32)$$

В противном случае вместо волны вида (19) получится волна с пространственно меняющейся амплитудой. Знак минус в (31) указывает на возможность наличия в волновом пакете составляющих с волновой скоростью, направленной против оси x . Нетрудно видеть, что это будет иметь место при условии

$$mp_0 < \sqrt{m^2 - n^2} \frac{E_0}{c} \quad (33)$$

или

$$mv_0 < \sqrt{m^2 - n^2} c. \quad (34)$$

Можно увидеть, что при нерелятивистских скоростях ($v_0 \ll c$) этому условию будет отвечать значительная часть составляющих волнового пакета. При скорости $v_0 \rightarrow c$ это условие становится

невозможным, т.е. в волновой пакет частицы, движущейся вдоль оси Ox , могут входить только компоненты с положительными проекциями фазовой скорости.

Далее будут найдены условия на энергии компонент волнового пакета, следующие из (31). Для этого следует воспользоваться основным уравнением релятивистской динамики:

$$E_m^2 = p_m^2 c^2 + m_0^2 c^4. \quad (35)$$

Подстановка в него выражения для p_m приводит к условию на энергии составляющих:

$$E_m = \frac{\sqrt{m^2 - n^2} p_0 c \pm m E_0}{n}. \quad (36)$$

Таким образом, составляющие гармоники волнового пакета, периодически собирающегося с периодом τ , имеют вид:

$$\phi_m = A \exp \frac{i}{\hbar} \left(\frac{m}{n} p_0 x \pm \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} \frac{E_0}{c} x - \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} p_0 c t \mp \frac{m}{n} E_0 t \right). \quad (37)$$

4. Численные оценки

Численная оценка возможных значений пространственного периода восстановления динамически устойчивого волнового пакета l для электрона, двигающегося со скоростью 1 м/с , согласно полученной формуле (13) дает минимальное значение порядка 10^{-20} м . Это подразумевает, что расстояния, которые волновой пакет преодолевает в «размытом» состоянии, могут быть гораздо меньше экспериментально наблюдаемых расстояний между двумя последовательными положениями электрона вдоль его траектории. В принципе, для согласия с наблюдаемым поведением электрона будет достаточно требовать значения l порядка размера атома, т.е. $l \sim 10^{-10} \text{ м}$. Таким образом, число n в формулах (15) и (17) может принимать довольно большие значения: $n \sim 10^{10}$. Ниже будут приведены численные оценки количества компонент динамически устойчивого волнового пакета, а также расстояния l и времени «мерцания» пакета τ для атома водорода.

Далее для оценок будут использоваться следующие приближения мировых констант:

$$\text{масса покоя электрона } m_0 \approx 10^{-30} \text{ кг}, \quad (38)$$

$$\text{постоянная Планка } \hbar \approx 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}, \quad (39)$$

$$\text{скорость света } c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}, \quad c^2 \approx 10^{17} \text{ м}^2/\text{с}^2. \quad (40)$$

Согласно боровской модели электрон в атоме водорода двигается по стационарной орбите с характеристической скоростью порядка $\sim 10^6 \text{ м/с}$. Далее будет рассмотрен динамически устойчивый одномерный волновой пакет, соответствующий этому электрону. Его импульс может быть оценен как

$$p_0 \approx m_0 v_0 = 10^{-24} \text{ кг} \cdot \text{м/с}. \quad (41)$$

Пусть пространственный период восстановления пакета будет иметь порядок диаметра атома $l \sim 10^{-10} \text{ м}$. Из формулы (13) следует:

$$n = \frac{l m_0^2 c^2}{2\pi \hbar p_0} \quad (42)$$

или

$$n \approx \frac{10^{-10} \cdot 10^{-60} \cdot 10^{17}}{2\pi \cdot 10^{-34} \cdot 10^{-24}} \approx 10^4. \quad (43)$$

Пусть область локализации электрона будет порядка его классического радиуса $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ м}$. Тогда неопределенность импульса согласно принципу неопределенности будет равна $\Delta p \sim 10^{-19}$. Импульсы составляющих волнового пакета определяются выражением (31). Следует отметить, что

$$m_0^2 c^2 \approx 10^{-60} \cdot 10^{17} = 10^{-43} \text{ (ккгм/с)}^2 \gg p_0^2 \approx 10^{-48} \text{ (ккгм/с)}^2. \quad (44)$$

Таким образом, получается приближенное выражение:

$$p_m = \frac{m}{n} \pm \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} m_0 c. \quad (45)$$

В этой формуле знаки плюс и минус, очевидно, соответствуют отклонению импульсов компонент волнового пакета от импульса основной моды в большую и меньшую сторону. Следовательно, второе слагаемое в правой части представляет собой Δp :

$$\Delta p = \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} m_0 c. \quad (46)$$

Возведение этого выражения в квадрат и замена $m = n + \Delta m$ приводят к выражению

$$\Delta p^2 = \frac{2n\Delta m + \Delta m^2}{n^2} m_0^2 c^2, \quad (47)$$

которое, в свою очередь, нетрудно привести к квадратному уравнению относительно Δm :

$$2nm_0^2 c^2 \Delta m + m_0^2 c^2 \Delta m^2 - n^2 \Delta p^2 = 0. \quad (48)$$

Дискриминант имеет вид:

$$D = 4n^2 m_0^4 c^4 + 4n^2 \Delta p^2 m_0^2 c^2. \quad (49)$$

Отсюда решение уравнения (48) имеет вид:

$$\Delta m = \frac{-2nm_0^2 c^2 \pm 2nm_0 c \sqrt{m_0^2 c^2 + \Delta p^2}}{2m_0^2 c^2} \quad (50)$$

или после преобразования:

$$\Delta m = -n \pm n \frac{\sqrt{m_0^2 c^2 + \Delta p^2}}{m_0 c}. \quad (51)$$

Учет того, что

$$\Delta p \approx 10^{-38} \gg m_0^2 c^2 \approx 10^{-43}, \quad (52)$$

приводит к следующему приближению:

$$\Delta m = -n \pm n \frac{\Delta p}{m_0 c}. \quad (53)$$

Подстановка численных значений приводит к оценке числа гармоник, входящих в исследуемый волновой пакет:

$$\Delta m = -10^4 \pm \frac{10^{-19}}{10^{-22}} \sim 10^3. \quad (54)$$

Можно оценить период «мерцания» волнового пакета согласно формуле (16). Учитывая соотношение (44), можно записать для периода восстановления:

$$\tau \approx \frac{2\pi\hbar}{m_0 c^2}. \quad (55)$$

Следовательно:

$$\tau \approx \frac{2\pi \cdot 10^4 \cdot 10^{-34}}{10^{-30} \cdot 10^{17}} \approx 10^{-16} \text{ с}. \quad (56)$$

Если допустить, что неопределенность положения электрона имеет порядок размера атома, т.е. $\Delta x \sim 10^{-10}$ м, то неопределенность по импульсу $\Delta p \sim 10^{-24}$ кг-м/с, т.е. $\Delta p \sim p_0$. Тогда вместо (54) получим выражение

$$\Delta m = -10^4 \pm \frac{10^{-19}}{10^{-22}} \sim 10^3. \quad (57)$$

Ввиду введенного выше условия $m > n$ и определения $\Delta m = m - n$ можно сделать вывод о невозможности для электрона, имеющего пространственный период восстановления порядка размера атома, иметь область локализации, сравнимую с атомом.

5. Единственность области локализации волнового пакета

Ввиду того, что динамически устойчивый волновой пакет состоит из дискретного набора гармоник, необходимо исследовать вопрос о единственности его места локализации. То есть если все гармоники в момент времени $t = 0$ дают положительный вклад в пакет в точке $x = 0$, то является ли эта точка единственной? Есть ли где-либо в пространстве еще такие координаты, где все гармоники оказываются в одной фазе, равной $2\pi s$, где s — целое число. Если такая точка есть, то это будет означать, что волновой пакет дублируется в пространстве. То есть набор гармоник описывает не одну частицу в точке $x = 0$, а, по крайней мере, две. Учитывая бесконечность и монохроматичность составляющих волнового пакета, можно заключить, что на самом деле таких повторений в пространстве должно быть бесконечное количество и расположены они будут на одинаковом расстоянии. Такая

ситуация никак не соответствует наблюдаемым данным. Каждая частица, насколько известно, локализована в одной, очень малой области и не имеет двойников.

Для проверки изложенного вначале предположения будет рассмотрен волновой пакет в момент времени $t = 0$. Фазы компонент пакета (37) будут иметь вид:

$$\varphi_m = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{m}{n} p_0 x \pm \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} \frac{E_0}{c} x \right). \quad (58)$$

В точке $x \neq 0$, где волновой пакет будет иметь такой же вид, как и в точке $x = 0$, для всех компонент должно выполняться условие

$$\varphi_m = 2\pi s_m, \quad (59)$$

где s_m — любое целое число. Индекс m у числа s_m означает, что для каждой из компонент это число может быть любым. Таким образом, получается условие на возможные значения координаты $x \neq 0$, где имеет место дублирование волнового пакета:

$$\frac{m}{n} p_0 x \pm \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} \frac{E_0}{c} x = 2\lambda\pi s_m. \quad (60)$$

В этом выражении число n является фиксированным — оно определяет периодичность восстановления волнового пакета и одинаково для всех компонент, число m является номером гармоники и может принимать любые целые значения, удовлетворяющие условию $m \geq n$, число s_m может принимать любые целые значения для каждого номера m .

Следует отметить, что координата x , где дублируется волновой пакет, не может быть любой. Очевидно, что координата x должна быть кратной длине волны основной моды λ_0 :

$$\lambda_0 = \frac{2\pi\hbar}{p_0}. \quad (61)$$

Ввиду этого можно сделать следующую замену:

$$x = \lambda_0 \omega, \quad (62)$$

где ω — целое число. Таким образом,

$$x = \frac{2\pi\hbar\omega}{p_0}. \quad (63)$$

Подстановка последнего выражения в условие (60) дает

$$\frac{m}{n} \omega \pm \frac{\sqrt{m^2 - n^2}}{n} \frac{E_0}{cp_0} \omega = s_m. \quad (64)$$

Исходя из этого выражения нужно ответить на вопрос: «Существует ли такое целое число ω и такое значение $E_0 = cp_0$, для которых выполняется это соотношение для какого-нибудь целого числа s_m ?». Ответ становится очевидным, если переписать последнее равенство в виде

$$\omega = \frac{s_m n}{m \pm \sqrt{m^2 - n^2} \frac{E_0}{cp_0}}. \quad (65)$$

Из этого выражения видно, что при фиксированных значениях n и E_0 / cp_0 изменения числа m не могут компенсироваться изменениями числа s_m . Таким образом, можно заключить, что при найденных условиях отбора для компонент волнового пакета его максимально возможное проявление может быть только в одной локальной области и нигде его дубликаты наблюдаться не будут.

6. Заключение

В результате проведенных исследований были найдены условия динамической устойчивости волновых пакетов элементарных частиц с нетривиальной массой. А именно такой волновой пакет должен иметь дискретную структуру, т.е. состоять из счетного набора гармоник вида (31). В этот набор входят волны как с положительной фазовой скоростью относительно групповой скорости пакета, так и с отрицательной. Во времени и в пространстве такой пакет ведет себя следующим образом. Если в начальный момент времени его сгруппированность была максимальной, то через некоторое время, зависящее от массы элементарной частицы и ее скорости, он будет расплываться вследствие дис-

персии. Однако спустя время τ , названное в работе временем мерцания пакета, пакет соберется вновь в прежнем виде. За это время пакет сместится на некоторое расстояние l , которое в работе называется пространственным периодом восстановления пакета. Новое местоположение пакета спустя время τ будет соответствовать тому месту, где должна была бы находиться элементарная частица, которая соответствует пакету. Поскольку пакет не сохраняется во времени, но и не исчезает окончательно, такое его поведение названо динамически устойчивым.

В работе приведен ряд оценок для конкретных физических состояний электрона и протона. Для электрона эти оценки касались количества составляющих гармоник волнового пакета. Как оказалось, для пакета, соответствующего покоящемуся электрону, с размером локализации порядка классического радиуса электрона, мерцающего с периодом $\tau = 1$ с, количество составляющих имеет порядок 10^{20} . А для электрона, двигающегося со скоростью порядка 10^6 м/с и имеющего пространственный период восстановления порядка размера атома, число компонент имеет порядок 10^9 . Учитывая большое число составляющих, можно предположить, что для такого пакета, имеющего дискретную структуру, можно применять аппроксимацию непрерывным распределением для изучения его профиля в пространстве. Для покоящегося протона оценивалось время мерцания. Оказалось, что минимальное значение τ имеет порядок 10^{22} с.

В заключительной части было проведено исследование на предмет единственности волнового пакета, имеющего дискретную структуру. Было показано, что волновой пакет имеет единственную область локализации и нигде в пространстве не дублируется.

Полученные результаты снимают возражение против теории волнового пакета, основанное на дисперсии составляющих его волн. Следует отметить, что в большинстве физических экспериментов целостность частиц не наблюдается и их представление с помощью даже стандартных расплывающихся волновых пакетов не приводит к непреодолимым противоречиям. Дисперсия волн де-Бройля, т.е. расплывание пакета, вступает в конфликт с опытом только в экспериментах с системами атомных масштабов. Результаты представленной работы, т.е. сопоставление частицам динамически устойчивых пакетов делают возможным обойти проблему дисперсии также и на микроскопическом уровне.

Этот результат не ставит под сомнение современную статистическую интерпретацию волновых функций, так как предложенная в работе гипотеза не предлагает решения для сохранения целостности частиц при прохождении препятствий, например потенциальной ступеньки. Однако она может существенно дополнить ее, так как квантовые состояния, имеющие вид волновых пакетов, используются в современной квантовой механике повсеместно, например в области физической химии.

К сожалению, новые величины, введенные в работе, такие как пространственный период восстановления динамического волнового пакета и время мерцания пакета не поддаются абсолютной числовой оценке, а зависят от некоторого целого числа, которое, в свою очередь, связано с числом составляющих пакета. Эту проблему не удалось обойти в представленной работе.

Список литературы

1. Смородинский Я.А., Романовская Т.Б. Луи де Бройль (1892–1987) (Из истории физики) // УФН. — 1988. — Т. 166. — Вып. 4. — С. 753–769.
2. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М. Квантовая механика. — М.: Просвещение, 1961. — 638 с.
3. Eryomin V.V., Vetchinkin S.I., Umanski I.M. Manifestations of wave packet fractional revivals in a Morse like anharmonic system // J. Chem. Phys. — 1994. — Vol. 101. — № 12. — P. 10730–10735.