УРАЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ЛЕСОТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ
УГЛТУ

Н.А. Скорикова

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ. ФИЗИКА ЧАСТИЦ

Екатеринбург
2018

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

ФГБОУ ВО «УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЛЕСОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра физики

Н.А. Скорикова

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ. ФИЗИКА ЧАСТИЦ

Учебно-методическое пособие
для проведения занятий семинарского типа,
организации самостоятельной работы обучающихся
всех направлений и всех специальностей

Екатеринбург
2018

Печатается по рекомендации методической комиссии ИАТТС. Протокол № 3 от 11 января 2018 г.

Рецензент – доктор физ.-мат. наук, профессор М.П. Кащенко.

Редактор Черных Л.Д.
Оператор компьютерной верстки Газеева Е.А.

Подписано в печать 12.03.18		Поз. 17
Плоская печать	Формат 60x84 1/16	Тираж 10 экз.
Заказ №	Печ. л. 2,09	Цена

Редакционно-издательский отдел УГЛТУ
Отдел оперативной полиграфии УГЛТУ

ВВЕДЕНИЕ

Зачем нужно изучать частицы? Почему они так интересны ученым? Интерес к частицам связан напрямую с описанием и пониманием (хотя бы приблизительным) окружающего нас мира и Вселенной. Несколько столетий назад ученые предположили, что все разнообразие природы и окружающего нас мира легче понять, если принять, что материя состоит из атомов (элементов), являющихся, как о них тогда думали, элементарными строительными кирпичиками природы. В дальнейшем обнаружилось, что существуют десятки разных видов атомов, существенно различающихся по химическим и физическим свойствам. В попытках разобраться в разнообразии и поведении атомов учёные поняли, что и они не являются элементарными составляющими материи, а состоят из ещё более мелких частиц, названных электронами, которые окружают атомное ядро и удерживаются около атомных ядер электрическими силами. Сами ядра также имеют сложную структуру, состоят из протонов и нейтронов, удерживаемых внутри ядра сильным взаимодействием.

Кроме сильного ядерного взаимодействия, учеными было открыто слабое ядерное взаимодействие – фундаментальное взаимодействие, проявляющееся при бета-распадах атомных ядер и распадах некоторых элементарных частиц. Взаимодействие названо слабым, поскольку оно намного слабее сильного ядерного и электромагнитного взаимодействий. Открытие новых структурных элементов материи позволило дать объяснения элементарным химическим процессам, испусканию и поглощению света, радиоактивности и т.д.

Теория, которая объединила эти три вида фундаментальных взаимодействий, была названа Стандартной моделью элементарных частиц. Открытия новых частиц подтверждало корректность этой теории. К 1950-м годам стало известно, что к классу адронов, помимо протонов и нейтронов относятся также другие частицы, такие, как пионы, каоны, дельта-барионы, ρ-мезоны. В начале 1970-х появилось новое представление об этих частицах как об объектах, состоящих из других частиц – кварков, антикварков и глюонов, связанных сильным ядерным взаимодействием. В 80-х годах, после открытия тяжелых бозонов, являющихся переносчиками слабого ядерного взаимодействия, было завершено построение Стандартной модели.

В начале 60-х годов ученые пришли к выводу, что для описания свойств окружающего мира требуется присутствие некоей субстанции – ненулевого поля, влияющего на свойства многих частиц в природе. Это поле получило название поле Хиггса в честь ученого, который его первым предложил. Объяснение природы этого поля – одна из приоритетных задач в современной физике элементарных частиц. Квант этого поля называется бозон Хиггса. Для экспериментального обнаружения этого бозона и проверки Стандартной модели элементарных частиц был построен Большой адронный коллайдер (БАК).

Современная квантовая теория поля утверждает, что весь мир, вся Вселенная состоит не из мельчайших частиц, а из множества различных полей: глюонного, кваркового, электронного, электромагнитного и т. д., и отвечает на такие сложные вопросы, как:

1. Что такое частица?
2. Откуда частицы берут свою массу?
3. Что такое поле и бозон Хиггса?

Чтобы понять, откуда берутся частицы и как они взаимосвязаны с полями, необходимо вспомнить основные квантово-механические представления о колебаниях и волнах и их отличия от классической ньютоновской механики.

1. КОЛЕБАНИЯ В КЛАССИЧЕСКОЙ МЕХАНИКЕ

Представим шарик, закрепленный на конце пружины. Уравнение движения, описывающее колебания шара на пружине, достаточно просты, их можно записать, вспомнив основные законы ньютоновской механики.

У шара на пружине есть положение равновесия z_0; если поместим туда шар и отпустим его, пружина не будет толкать его ни в одном из направлений, и шар останется неподвижным. Положение равновесия ($z = z_0$) отмечено голубой линией на рис. 1. Если сместить шар в сторону из положения равновесия (зелёные стрелки), сила упругости пружины F (красные стрелки) будет возвращать шар обратно к положению равновесия. Чем больше смещение шара, тем сильнее действует на него сила упругости (по крайней мере, пока деформация пружины остается упругой).

1.1. Колебательное движение

Выберем ось z так, что $z = z_0$ соответствует положению равновесия шара на пружине, а положительное направление оси z совпадает с его смещением. Сместим шар из положения $z = z_0$ до позиции $z = z_0 + A$; затем, в определённый момент времени t его отпустим. Шар начнёт колебаться. Величина отклонений – амплитуда колебаний – равна A.

В зависимости от того, насколько сильно растянули пружину и сместили шар из положения равновесия, амплитуда A может быть большой (в определенных пределах) или маленькой. Величину, характеризующую частоту отклонения шарика от $z = z_0$, называют частотой колебаний ν. Она оказывается одинаковой вне зависимости от величины амплитуды A и определяется только свойствами шара и пружины.

Положение шара z – это функция, зависящая от времени t ($z(t)$). Математическая формула, описывающая изменение положения шара, имеет вид:

$$z(t) = z_0 + A\cos(2\pi\nu t)\,, \tag{1}$$

где π – иррациональное число, приблизительно равное 3,14;

z_0 – положение равновесия шара;

A и ν – амплитуда и частота колебаний, соответственно.

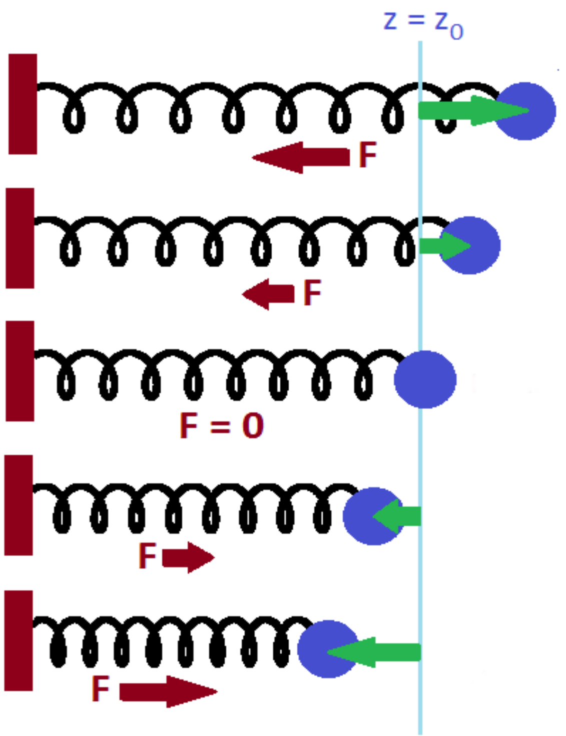

Рис. 1. Шар на пружине (ньютоновская версия гармонического осциллятора)

Эта формула описывает колебательные движения с амплитудой A и частотой v. Примеры колебательного движения шара на пружине с различными значениями начального отклонения и итоговой амплитудой A показаны на рис. 2.[1]

Амплитуда A в области упругости пружины может принимать любые значения. Частота v определяется массой шара и упругостью пружины и не зависит от начального смещения шара из положения равновесия. То есть для того, чтобы получить колебания с другой частотой, необходимо заменить пружину или шарик. Период каждого колебания (сколько времени шарику нужно на то, чтобы пройти вперёд и назад ровно один раз) обозначается T. Период колебания обратно пропорционален частоте, то есть $T = 1/v$. Если период – 5 секунд, тогда частота – раз в пять секунд, или 1/5 секунды, или в единицах системы СИ 5 Гц (герц).[2]

1. Амплитуда и частота больше нуля. Если A будет отрицательной, тогда она будет равна минус A. По сути, амплитуда - это модуль величины $|A|$.

2. В реальной системе из пружины и шара, которая встречается в повседневной жизни, трение приведёт к тому, что амплитуда A будет постепенно уменьшаться и в итоге дойдёт до нуля, когда движение прекратится. Формулы, учитывающие слабое трение при движении, оказываются не намного сложнее. Амплитуда уменьшается очень медленно, поэтому можно использовать упрощённые формулы, не учитывающие трение. Важно знать при этом, что трение всегда уменьшает A. Если трение очень сильное, то оно влияет на частоту v колебаний и период T. Частота колебаний остаётся той же самой даже при уменьшении амплитуды. Поэтому нота, которую выдаёт гитарная струна после того, как её дёрнули, не меняется, даже когда получающийся звук постепенно затухает.

Для полной энергии E колеблющейся пружины можно записать математическую формулу:

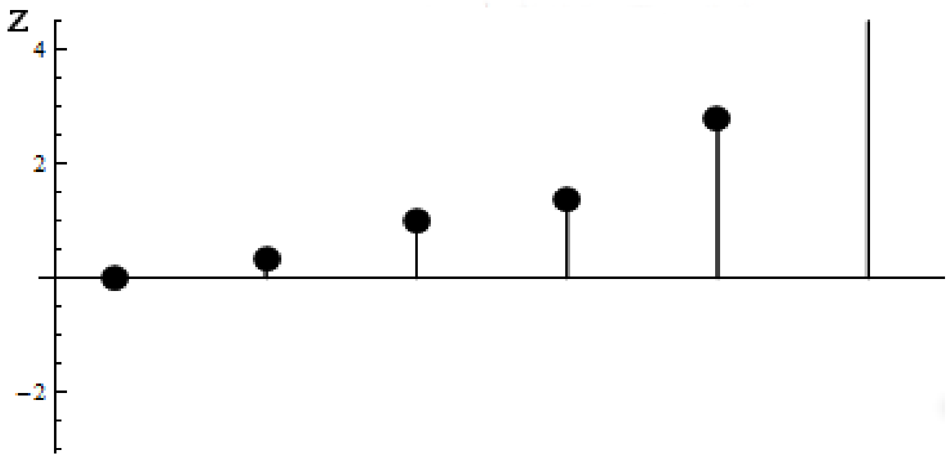

Рис. 2. Колебания шара на пружине с различными амплитудами

$$E = 2\pi^2 \nu^2 A^2 m\,. \tag{2}$$

Из формулы видно, что энергия пропорциональна квадрату амплитуды и квадрату частоты. Полная энергия численно равна сумме кинетической (энергия движения шара) и потенциальной (энергия взаимодействия) энергий. Доли этих энергий в полной энергии постоянно меняются. Однако, согласно закону сохранения энергии, величина полной энергии E остаётся постоянной.[3] Формула колебаний шара на пружине применима практически к любым колебаниям, если амплитуды не слишком велики. Примерами колебательных систем являются: шарик, катающийся по дну чаши; машина, покачивающаяся на амортизаторах; вибрирующая струна скрипки или гитары; брусок ксилофона после удара по нему; и т.п.

1.2. Уравнение колебательного движения

Теперь необходимо вспомнить основные законы классической механики и записать уравнение, решением которого будет уравнение, описывающее колебательные движения шарика на пружине (1). Как упоминалось вначале (см. рис. 1), шар на пружине имеет положение равновесия, которое было обозначено $z = z_0$. Допустим, в какой-то момент времени

3. Существует ещё энергия массы шара, mc^2, но мы её не отслеживаем, поскольку она есть всегда, движется при этом пружина, или нет.

колеблющийся шар находится в другой позиции, позиции z. Если $z > z_0$, то есть смещение от положения равновесия $z - z_0 > 0$, то сила упругости пружины будет направлена в отрицательном направлении z, чтобы вернуть шар назад к положению равновесия (рис.1). И наоборот, если $z < z_0$, то есть смещение от равновесия $z - z_0 < 0$, то сила упругости пружины будет направлена в положительном направлении z, чтобы снова вернуть шар назад к точке равновесия. Чем больше отклонение шара из положения равновесия, тем большая сила действует на него со стороны пружины. Сила упругости F, создаваемая пружиной, связана со смещением шара от положения равновесия уравнением

$$F = -k(z - z_0), \tag{3}$$

где k – положительная величина, зависящая от свойств материала пружины, называемая жесткость пружины. Если шар находится в положении равновесия, то $F = 0$. По второму закону Ньютона $F = ma$, тогда

$$ma = -k(z - z_0)$$

или можно переписать

$$a = -\frac{k}{m}(z - z_0). \tag{4}$$

Это один из способов представления уравнения колебаний. Для записи уравнения в дифференциальной форме (опуская векторную символику для одномерного движения) вспомним кинематические соотношения между ускорением a и координатой z, между ускорением a и скоростью v, и между скоростью v и координатой z.

• Скорость – это первая производная координаты z по времени:

$$v = \frac{dz}{dt}.$$

• Ускорение – это производная скорости по времени:

$$a = \frac{dv}{dt},$$

тогда ускорение – это вторая производная координаты по времени:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dz}{dt}\right) = \frac{d^2z}{dt^2}.$$

Можно переписать формулу (4) с учетом последнего соотношения

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{k}{m}(z - z_0). \tag{5}$$

Теперь можно показать, что колебание, описываемое формулой $z(t) = z_0 + A\cos(2\pi\nu t)$, будет являться решением для уравнения движения (5). Возьмем первую производную координаты от времени и получим скорость частицы:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt}[A\cos(2\pi\nu t)] = -(2\pi\nu)A\sin(2\pi\nu t).$$

Взяв вторую производную по времени в результате получим

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{d}{dt}[-(2\pi\nu)A\sin(2\pi\nu t)] = -(2\pi\nu)^2(z - z_0),$$

где использовалась формула $z(t) = z_0 + A\cos(2\pi\nu t)$ для колебательного движения. Итоговое уравнение получается таким же, как уравнение движения (5), учитывая, что $(2\pi\nu)^2 = \frac{k}{m}$. Частота колебаний при этом равна

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}. \qquad (6)$$

Уравнение движения (5) показывает, что шар и пружина колеблются с указанной частотой, причем эта частота не зависит от амплитуды, она зависит только от жесткости пружины (k) и массы шара (m).

1.3. Резонанс

Резонанс – одно из важнейших явлений природы. Его можно наблюдать в обычной жизни. Резонанс может возникать при использовании некоторых технических приборов, при определенных физических процессах.

Для того чтобы понять, как возникает резонанс можно вспомнить один из примеров колебательной системы – детские качели. Качели – это физический маятник, который будет качаться вперёд и назад с определённой частотой, если отклонить его от положения равновесия, приложив к нему некоторую силу (хотя бы один раз его толкнуть). Для того, чтобы увеличить амплитуду колебаний данной системы, необходимо прикладывать усилия, направленные в ту же сторону, куда движутся в данный момент качели. Это означает, что при резонансе не только частота поступающей внешней энергии совпадает с частотой собственных колебаний системы, но и фаза прилагаемых усилий совпадает с фазой скорости колеблющейся системы. Если поступление энергии происходит в противофазе с естественным движением качелей, то амплитуда будет уменьшаться.

Рассмотрим другую колебательную систему – шар на пружине. Данная система находится в положении равновесия до того, как на нее подействовали с силой F. Если к пружине приложить однократно силу (например, один раз растянуть или сжать ее) и затем отпустить, то она будет совершать собственные колебания около своего положения равновесия с собственной частотой колебаний ν, равной $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$, где k – жесткость пружины, m – масса шара. Пусть сила F продолжит воздействовать на шар на пружине с частотой ν_F, тогда данная система начнет совершать уже вынужденные колебания. Если частота собственных колебаний шара на пружине ν отличается от частоты, с которой воздействует на систему сила F (частотой ν_F), то амплитуда колебаний будет то увеличиваться, то уменьшаться, при этом существенно не меняясь по величине. Если же частота прикладываемой силы совпадет с собственной частотой колебаний системы, то есть $\nu_F = \nu$, то амплитуда колебаний будет увеличиваться. Это явление получило название резонанс.

В физике частиц благодаря резонансу при столкновении двух частиц могут возникнуть условия для создания третьей частицы.

2. КВАНТОВЫЙ ШАР НА ПРУЖИНЕ (ГАРМОНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР)

Выше рассматривалась колебательная система в рамках классической физики. Квантовая механика накладывает дополнительные условия на амплитуду колебаний A, которая в этом случае будет принимать только определённые значения, накладывая ограничения и на полную энергию колебаний, которая зависит от амплитуды колебаний ($E = 2\pi^2\nu^2A^2m$). Известный физик начала XX века Макс Планк первым ввёл новую константу, которая называется постоянной Планка (h) и численно равна $6{,}626068 \cdot 10^{-34}$ м^{2}кг/с.

С учетом введенной константы, для квантового шара на пружине будет верна формула для расчета амплитуд колебаний

$$A = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2nh}{\nu m}}, \tag{7}$$

где n – целое число, например, 0, 1, 2, 1798 или 2348979.

Из формулы видно, что колебания непроизвольные. Если ввести понятие «квантование», то можно назвать n квантовым числом для колебаний. Таким образом, если $n \neq 0$, то говорят, что колебательная система находится в n-м возбуждённом состоянии, а если $n = 0$, то она находится в основном (невозбужденном) состоянии.

На рис. 3 схематично показано, что такое возбужденные состояния и основное состояние. При $n = 0$ в данном случае система не совершает никаких колебаний. Минимальное возможное колебание возникает при $n = 1$.

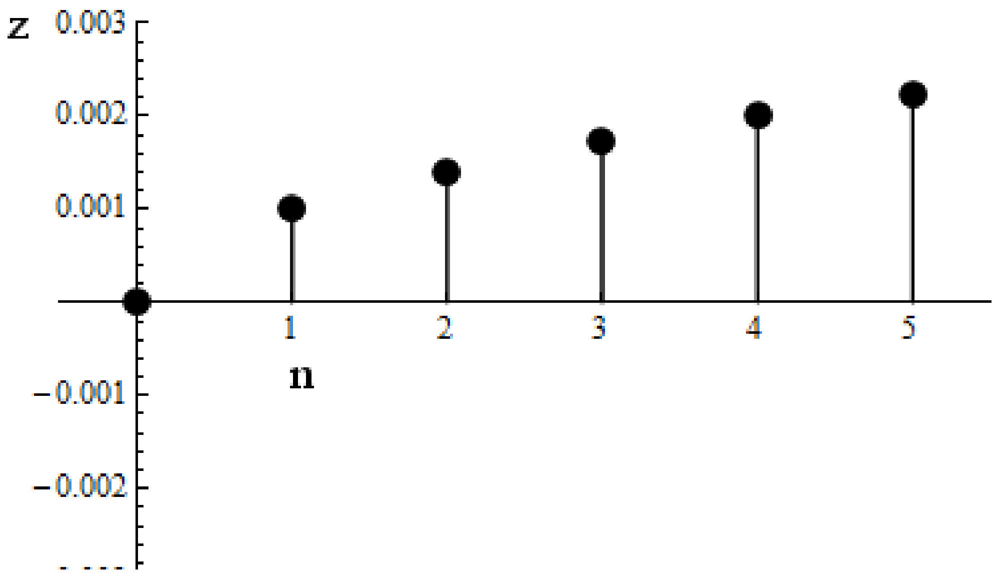

Рис. 3. Схема колебаний шара на пружине с учетом квантования, где n = 0, 1, 2, 3, 4, 5

В макроскопических системах квантование слишком мало. Допустим, есть колебательная система – шар на пружине. Пусть шар весит 50 г, а частота его собственных колебаний – один раз в одну секунду. Тогда при $n = 1$ амплитуда колебаний будет равна

$$A = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2nh}{\nu m}} = 1{,}8 \cdot 10^{-16}\,\text{м},$$

что по значению в 10 раз меньше размера протона. То есть, при таких условиях шар не сдвинется даже на расстояние, которое по порядку величины меньше размера атомного ядра. Поэтому в реальных макросистемах квантование амплитуды обычно не учитывается. Если шар будет колебаться с амплитудой, которая имеет значение, достаточное, чтобы его заметить обычным человеческим глазом, то для такой системы n имеет большое значение, то есть в системе содержится огромное число квантов. Для таких систем, как уже упоминалось выше, величина отклонений может быть практически любой (рис. 4).

Подобные значения отклонений получаются из-за достаточно большой массы шара (шар состоит из огромного количества атомов). Если заменить макрообъект на шар, например, состоящий всего лишь из 100 атомов железа, то минимальная амплитуда колебаний такой системы составляла бы 10^{-6} м. Это достаточно большое отклонение, чтобы можно было его увидеть в микроскоп, данный шарик под действием силы колебался бы намного быстрее, чем шар массой 50 г. А чем больше частота колебаний, тем меньше амплитуда, (7). Но даже при таких небольших размерах шарика довольно сложно заметить квантование.

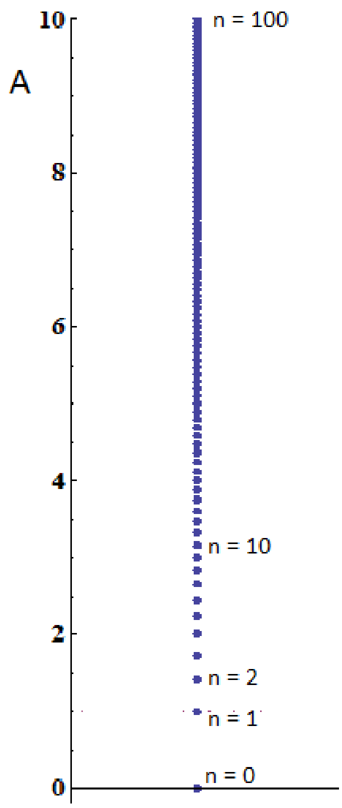

Рис. 4. Амплитуда колебаний *A* для состояния *n*. Для малых *n* отдельные значения *A* расположены относительно далеко друг от друга, но уже при *n = 100* разрешённые значения амплитуды *A* находятся так близко друг от друга, что дискретность заметить очень сложно

2.1. Квантование энергии колебаний

Учтем, что амплитуда квантуется и, подставив в формулу для полной энергии колебаний $E = 2\pi^2 \nu^2 A^2 m$ ее разрешённые значения, получим довольно простой и красивый результат:

$$E = nh\nu\,. \qquad (8)$$

Энергия, сохраняющаяся в колебательной системе, подчиняющейся квантовым законам, пропорциональна *n*, количеству квантов колебаний, постоянной Планка *h* и частоте колебаний *ν*. Эта формула показывает, что энергия, которую необходимо затратить на увеличение *n* квантов на единицу ($n \to n+1$), равна $h\nu$.

Проверим, всегда ли верна формула (8). Для шара на пружине, совершающего колебания с частотой 1 $с^{-1}$ при n = 1, полная энергия будет равна $6{,}626068 \times 10^{-34}$ Дж (джоулей). Энергия равная, 1 Дж, – это изменение энергии тела при совершении над ним работы 1 Дж. Работа 1 Дж – это работа силы в 1 Н, перемещающей тело на расстояние 1 м (это примерно работа, которую необходимо совершить, чтобы поднять, например, яблоко с земли до уровня пояса человека). Таким образом, полученное значение полной энергии для шара на пружине – это невероятно малое количество энергии (даже по сравнению с таким небольшим значением энергии, как 1 Дж). Только в достаточно маленьких по размеру системах (в отдельных молекулах, атомах и др.) частота колебаний может быть достаточно большой, чтобы можно было обнаружить квантование энергии и необходимо было его учитывать.

Оказывается, формула (8) не совсем верна, а правильная формула для расчета полной энергии:

$$E = \left(n + \tfrac{1}{2}\right)h\,. \qquad (9)$$

Этот небольшой сдвиг n на 1/2 означает, что при квантовании гармонического осциллятора существуют нулевые колебания. То есть даже при $n = 0$, когда система находится в основном состоянии (то есть в состоянии с наименьшей энергией), существуют колебания. Энергия нулевых колебаний (энергия основного состояния) для одного осциллятора равна $E = \dfrac{h\nu}{2}$. На рис. 5 схематично продемонстрированы эти нулевые колебания. Шар на пружине (гармонический осциллятор) будет колебаться даже в основном состоянии.

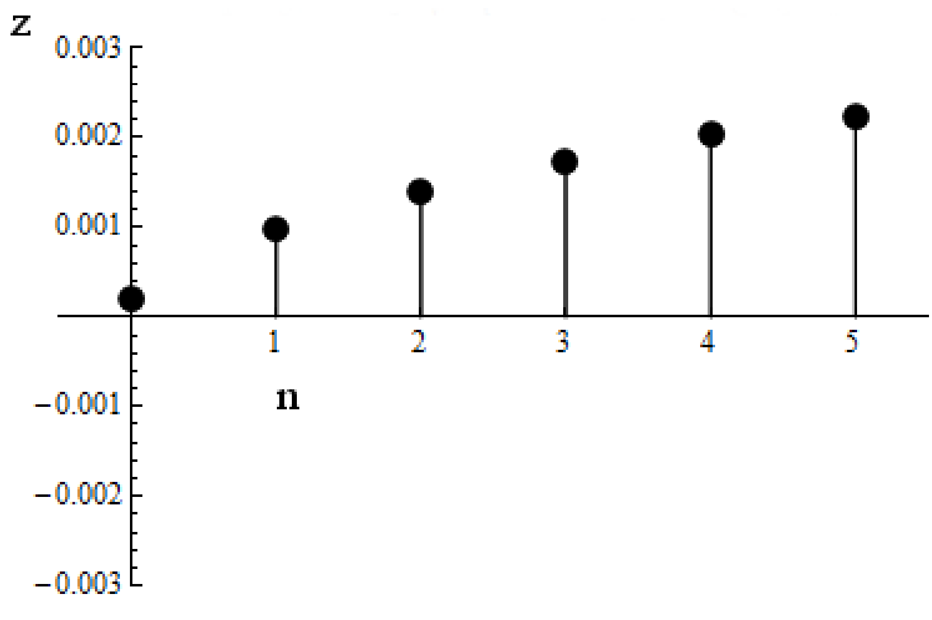

Рис. 5. Существующие нулевые колебания в гармоническом осцилляторе в основном состоянии также влияют и на возбуждённые состояния, хотя при увеличении n это влияние не так заметно

3. ВОЛНЫ, КЛАССИЧЕСКИЙ ВИД

Выше были приведены уравнения, описывающие практически любую макроскопическую колебательную систему (при условии, что трение достаточно мало и амплитуды колебаний не очень велики). Перед тем как начать разбираться, что же такое частицы, необходимо, кроме колебаний, обязательно остановиться более подробно на другом достаточно распространённом явлении природы – волнах. Звук, свет, землетрясения, рябь на поверхности пруда, и т.п. – все это типичные примеры волн.

Что такое волна? В простейшем случае это распространяющийся колебательный процесс с малой амплитудой колебаний (бегущая линейная волна). Геометрически волна характеризуется максимумами (гребни – множество точек волны с максимальным положительным отклонением от состояния равновесия) и минимумами (ложбины или впадины – множество точек волны с наибольшим отрицательным отклонением от состояния равновесия) волны. Данная терминология применима и к поверхностным волнам на границе двух сред (например, для поверхностных волн на воде). Волна способна перемещаться, удаляясь от места, где она возникла, или реализоваться в виде стоячей волны (колебания внутри каких-либо ограниченных областей пространства). В предельном случае можно говорить об одном гребне и впадине, тогда несколько гребней и впадин, которые одновременно вместе движутся в одном направлении, естественно считать последовательностью волн. У поверхностной волны простейшего вида, все максимумы и минимумы одинаковой высоты и глубины, соответственно, и находятся друг от друга на одинаковом расстоянии.

Рассмотрим наглядный пример возникновения физической волны. Представим, что два человека взяли длинную верёвку за концы и туго натянули её в комнате. Затем один из них несколько раз резко двигает рукой, в которой держит один из двух концов верёвки, вверх и вниз. На конце веревки с его стороны появляется череда гребней и впадин – волна, и она пройдёт по веревке к другому ее концу, а затем образовавшаяся волна пропадет, когда противоположный конец веревки закончит колебаться. Такого типа физические волны переносят только энергию, веревка не перемещается по горизонтали от одного человека к другому, а значит, переноса массы не происходит.

Для описания внешнего вида и поведения волны необходимо записать математические уравнения.

3.1. Формула для бесконечной волны в определённый момент времени

Обозначим время буквой t, а координату в пространстве – x. На рис. 6 показано графическое представление волны, распространяющейся в двух направлениях по оси x на большое расстояние. На рисунке видно, что в каждой отдельно взятой точке пространства происходит колебание некой физической величины. Такое поведение физической величины и называется волной. В отличии от волны, которая возникает в результате колебаний конца веревки, эта волна имеет достаточно большое количество максимумов и минимумов, имеющих одинаковый размер и расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга.

Если по горизонтальной оси отложить координату пространства, а по вертикальной — значение физической величины в каждый текущий момент времени, то можно построить график (как показано на рис. 6) $Z\ (x,\ t)$, причем для наглядности принято, что $t = t_0$, то есть $Z\ (x,\ t_0)$. Заметим, что под Z могут подразумеваться разные физические величины. Это может быть и высота верёвки, и температура воздуха в определённой точке пространства и времени, и ориентация магнитного момента атома в определённом месте внутри магнита.

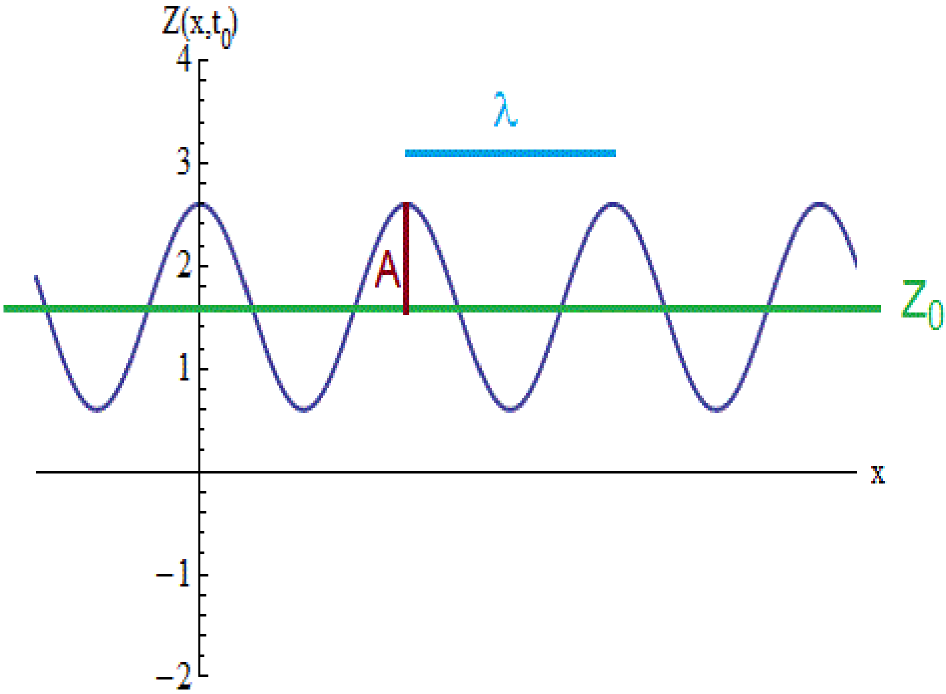

Рис. 6. Графически волна представляет функцию $Z(x,\ t_0)$
от координаты в определённый момент времени $t = t_0$

Волна, описываемая функцией $Z\ (x,\ t_0)$, обладает тремя интересными свойствами:

- существует положение равновесия Z_0, расположенное посередине между максимальным значением Z на гребне и минимальным значением Z во впадине. Часто можно принять $Z_0 = 0$, но не всегда;

- величина отклонений Z от равновесного значения Z_0 у волны называется амплитудой A;

- кроме того, для волны вводится понятие «длина волны» – расстояние, обозначим его λ, между соседними максимумами (гребнями) или между соседними минимумами (впадинами). По сути, данная величина характеризует колебания в пространстве, поэтому, по аналогии с колебательной системой, существует величина, называемая периодом *T*, который равен *1/ν*, и характеризует колебание только во времени.

Данный пример является одним из примеров бегущей волны, которая распространяется в однородной среде без потерь, с зависимостью, описываемой гармонической функцией синуса или косинуса – рис. 7, где cos*(w)* построен на графике как функция от *w*.

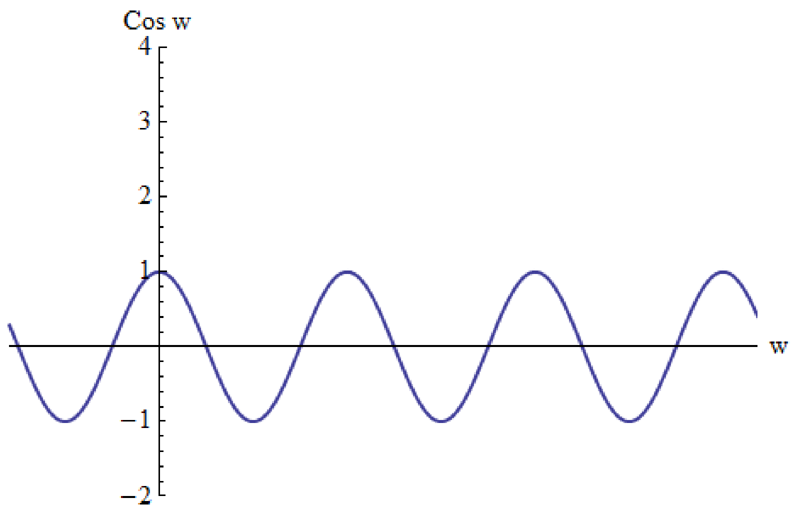

Рис. 7. График функции косинуса cos*(w)*

Cos*(w)* – функция гармоническая, имеющая очевидное значение, которое можно назвать положением равновесия (в нуле), её амплитуда (максимальное или минимальное отклонение от нуля) $|1|$, а длина волны λ равна 2π. Функция $Z(x,t_0)$ математически может быть записана в виде волны с использованием, например, гармонической функции косинус. Для этого сначала необходимо умножить cos*(w)* на величину *A*, чтобы амплитуда стала равна *A*, потом добавить Z_0 ко всей полученной формуле, чтобы получить сдвиг до нужного значения положения (если $A = 0$, то колебаний не будет, и при этом $Z = Z_0$). Заменим аргумент у косинуса *w* на $2\pi x/\lambda$ и отметим, что *cos(w)* принимает максимальные значения при $w = 0$ и $w = 2\pi$ (период колебаний 2π), тогда $\cos(2\pi x/\lambda)$ будет принимать максимальные значения при $x = 0$ и $x = \lambda$. С учетом всего выше сказанного получаем формулу:

$$Z(x,t_0) = Z_0 + A\cos(2\pi\frac{x}{\lambda})\,. \qquad (10)$$

Это формула очень похожа на математическую формулу, описывающую колебательные движения шара на пружине во времени:

$$z(t) = z_0 + A\cos(2\pi\nu t) = z_0 + A\cos(2\pi\frac{t}{T})\,,$$

где ν – частота колебаний, а $T = 1/\nu$ – период колебаний.

При сравнении двух математических формул можно увидеть аналогию.

Отметим, что функция косинуса является четной, то есть cos$[w]$ = = cos$[-w]$. Это означает, что в уравнении (10) можно заменить знак плюс у аргумента на знак минус и записать:

$$Z(x,t_0) = Z_0 + A\cos(-2\pi\frac{x}{\lambda})\,.$$

3.2. Формула для бесконечной волны в заданной точке пространства

Аналогичным образом, фиксируя определённую координату в пространстве, можно отразить изменение волны во времени. Выберем одну точку на графике $Z\,(x,\,t)$ (красная точка на рис. 8), которая в момент времени t_0 находится на гребне волны, и обозначим ее как x_0.

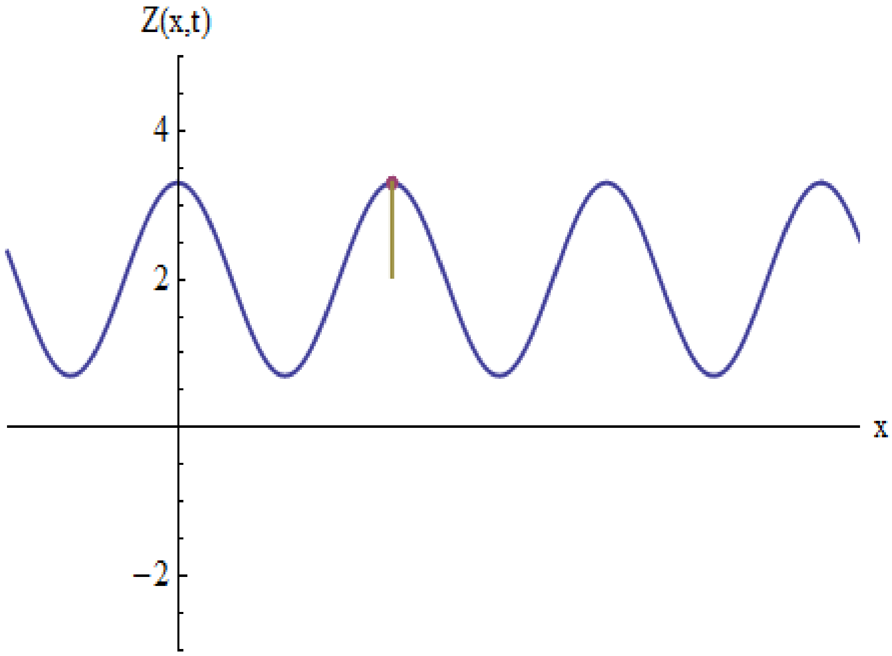

Рис. 8. Волна, описываемая формулой (11) для фиксированной точки в пространстве

Пусть данная волна двигается вправо, в точке x_0 функция принимает значение $Z(x_0, t_0)$, а сама функция меняется во времени по закону $Z(x_0, t)$. Исходя из этого, можно показать, что высота волны в определённой точке пространства x_0 будет совершать движения, которые можно назвать колебательными (красная точка на графике будет перемещаться от максимального значения до минимального и обратно). Поэтому смещения точки должны описываться формулой, аналогичной случаю колебательного движения шара на пружине. Форма записи такой волны содержит зависимость от частоты ν или периода $T = 1/\nu$, где T – время между моментом, когда точке x_0 соответствует максимальное значение, и моментом, когда эта точка снова возвращается к следующему ближайшему максимуму:

$$Z(x_0,t) = Z_0 + A\cos(2\pi\nu t) = Z_0 + A\cos(2\pi\frac{t}{T}). \tag{11}$$

3.3. Полная формула для бесконечной волны

С учетом всего выше сказанного можно записать формулу $Z(x, t)$, которая задает волну в любой точке пространства x в любой момент времени t:

$$Z(x,t) = Z_0 + A\cos(2\pi[\nu t - x/\lambda]) = Z_0 + A\cos(2\pi[t/T - x/\lambda]). \tag{12}$$

Формула (12) объединяет две формулы (10) и (11), для фиксированной точки во времени и для фиксированной точки в пространстве, причем она задает волну, которая движется вправо, так как перед координатой x стоит знак минус. Когда аргумент косинуса $t/T - x/\lambda = 0$ (при $t = 0$ и $x = 0$), график функции, заданный формулой (12), имеет максимум, поскольку $\cos[0]=1$. Если хотя бы немного сдвинуть t, например на $T/10$, то максимум функции так же сдвинется и будет расположен в точке $x = \lambda/10$. Данная точка находится немного правее точки максимума при $t = 0$, то есть волна, заданная функцией (12), действительно будет двигаться вправо. Если заменить знак минус перед x в аргументе косинуса на плюс, то максимум будет в точке $t/T + x/\lambda = 0$. В таком случае при $t = T/10$ точка максимума будет сдвигаться влево ($x = -\lambda/10$), значит, данная волна должна двигаться влево. Аналогичным образом можно показать, что знак минус можно ставить не только перед пространственной координатой x, но и перед t в зависимости от поставленных условий.

3.4. Уравнение движения волн

Полученная формула (12) является решением дифференциального уравнения, которое называется волновым и описывает движение волны. Чтобы установить общий вид волнового уравнения необходимо дважды продифференцировать функцию $Z(x, t)$ по времени t и по координате x:

1. $\frac{d^2 Z}{dt^2}$, изменение по времени $Z(x, t)$.
2. $\frac{d^2 Z}{dx^2}$, изменение в пространстве $Z(x, t)$.

Зная это, можно предположить, что общий вид волнового уравнения будет такой:

$$C_t \frac{d^2 Z}{dt^2} + C_x \frac{d^2 Z}{dt^2} = C_0 (Z - Z_0), \tag{13}$$

где C_t, C_x и C_0 – константы.

Отметим, что в случае, если $C_t = 1$, $C_x = 0$, а $C_0 = -k/m$, данное уравнение (13) переходит в уравнение (5), которое описывает колебания шара на пружине. Значения констант могут быть разными в различных физических системах. Все волны, описываемые уравнением (13), можно условно разделить на два разных класса, которые отличаются друг от друга разными константами. Для волн одного класса (обозначим их как волны Класса 1) C_0 будет отрицательным и будет равняться минус $(2\pi\mu)^2$, где μ – это минимально допустимая частота, а для волн другого класса (Класса 0) C_0 будет равно нулю. Причем для обоих классов C_x будет отрицательным и равным $C_x = -c_w^2$(здесь c_w – скорость волны).

К волнам Класса 0, например, можно отнести звуковые волны, распространяющиеся в разных средах (в воздухе, в воде и т.д.). Для таких волн скорость c_w – скорость звуковых волн в соответствующей среде. Также к волнам данного класса относятся световые волны, где $c_w = c$ – скорость света в вакууме, и другие электромагнитные волны. Для всех этих волн характерна зависимость частоты и длины волны друг от друга. То есть, если частота равна v, то длина волны будет определяться по формуле $\lambda = c_w/v$. При этом скорость распространения волн c_w будет одинаковой для одного вида волн, распространяющихся в одной среде (например, при распространении любой световой волны в вакууме ее скорость будет равна c). Амплитуда волн Класса 0 при разных частотах может быть любой (в допустимых пределах).

В отличии от волн Класса 0 для волн Класса 1 характерно то, что у этих волн существует минимально допустимая частота μ, при этом скорости волн могут быть разными, поскольку $(c_w/\lambda)^2$ всегда положительно либо равно μ. Чтобы приблизиться к $v = \mu$, необходимо увеличивать длину волны λ. При достаточно больших длинах волн частота волны будет приближаться к μ, но меньше μ она стать не может. То есть для волн Класса 1 возможно выбрать практически любое значение частоты v, но при условии, что $v > \mu$. В случае, если $v >> \mu$, а длина волны λ мала и, соответственно,

$1/\lambda$ очень велика, то для волн Класса 1 можно получить $\nu \approx c_w / \lambda$, то есть, при больших значениях частот и малых длинах волн у волн этого класса будет примерно такое же соотношение между частотой и длиной волны, как и у волн Класса 0. Поэтому такие волны будут перемещаться со скоростью, (примерно) равной c_w. Для волн обоих классов верно то, что амплитуда A может быть практически любой и не зависеть от частоты.[4] Сложно придумать наглядный пример волны Класса 1. Далее будет показано, какие явления описываются такими уравнениями. Для простоты сначала рассматривались бесконечные волны. Однако, реальная волна представляет собой конечное количество максимумов и минимумов, и имеет конечную длину L, то есть, у неё будет $M_L = L/\lambda$ гребней (максимумов), тогда переносимая этой волной энергия будет равняться $2\pi^2\nu^2A^2M_L$ (полученная формула похожа на формулу для полной энергии, сохраняющейся в колебательной системе), где M_L – масса отрезка верёвки длиной L.

В Классе 1 существует очень интересная волна. Это случай, когда $\nu = \mu$ (частота колебаний равна своему минимальному значению), а длина волны $\lambda \to \infty$. При этом функция $Z(x, t)$ не зависит от координаты x в любое время, то есть является константой, а колебания Z по времени происходят по тому же закону, что и колебания шара на пружине с частотой μ.

4. КВАНТОВЫЕ ВОЛНЫ

По аналогии с рассмотренным выше шаром на пружине можно предположить, что разница между классическими и квантовыми волнами будет в том, что в доквантовом случае амплитуда может принимать практически любые значения, как и энергия, а в квантовом случае амплитуда и энергия квантуются.

Волна с частотой ν и длиной волны λ, с амплитудой A колебаний около положения равновесия Z_0, будет задаваться уравнением: $Z(x,t) = Z_0 + A\cos(2\pi[\nu t - x/\lambda])$. При этом полная энергия, приходящаяся на одну длину волны, равна $2\pi^2\nu^2A^2J_\lambda$, где J_λ – константа, величина которой зависит от среды, в которой распространяется волна.

В рамках квантовой механики волны характеризуются тем, что амплитуда A таких волн может принимать только определенные дискретные значения, которые пропорциональны $\sqrt{n}$, где n – количество квантов. При

---

[4] Подсчитать скорость волн Класса 0 можно, следя за смещением максимумов, так как в Классе 0 волны всех частот перемещаются с одной скоростью. Волны Класса 1 разной частоты будут перемещаться с разной скоростью. Скорость такой волны нельзя определить по смещению её максимумов. Для таких волн характерно то, что ее гребни движутся быстрее, чем c_w, при этом скорость самой волны получается меньше, чем c_w. В таком случае вводят понятия «групповой» и «фазовой» скорости.

этом разрешённые значения для полной энергии E будут пропорциональны $\left(n+\frac{1}{2}\right)$. Если записать формулу для полной энергии такой системы, то она будет выглядеть также, как и для гармонического осциллятора $E=\left(n+\frac{1}{2}\right)h$. То есть каждый квант волны переносит энергию величиной $h\nu$.

Формулу для расчета амплитуды колебаний A для конечной волны, у которой L/λ гребней, можно записать так: $A=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2nh\lambda}{\nu LJ_{\lambda}}}$. Из формулы видно, что амплитуда пропорциональна $\sqrt{\frac{nh}{\nu}}$ и зависит от L. Чем длиннее волна, тем будет меньше её амплитуда колебаний, то есть для каждого кванта волны энергия всегда равна $h\nu$.

На рис. 9 показаны волны: слева – волна, для которой амплитуда пропорциональна квадратному корню из количества квантов, при этом другие амплитуды существовать не могут. Справа – волна, с учетом того, что существуют колебания даже при $n = 0$.

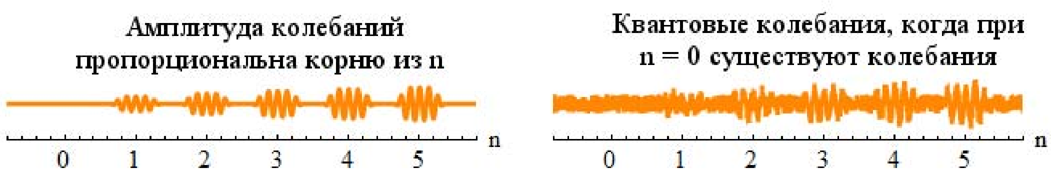

Рис. 9

Ранее все волны условно были поделены на два разных типа: волны Класса 0 и Класса 1. Для волн Класса 0 даже при небольшом значении энергии может существовать волна малой частоты, имеющая большую длину волны.

Для волн Класса 1 существует минимальная частота $\nu_{min} = \mu$, и, соответственно, для них существует и квант минимальной энергии:

$$E_{\min}=h\nu_{\min}=h\mu .$$

Если величина энергии меньше этого минимально возможного значения энергии, то квант такой волны не будет существовать. Для всех квантов волны Класса 1 с конечной длиной волны и большой частотой будет выполняться условие

$$E\geq h\mu .$$

Из всего выше сказанного можно сделать следующий вывод. В доквантовой физике можно принять, что амплитуда волн, как и амплитуда колебаний шара на пружине, может изменяться непрерывно. В рамках квантовой механики принимается существование минимальной ненулевой амплитуды волны, как и амплитуды колебаний шара на пружине. А сама амплитуда может принимать только дискретные значения.

5. ПОЛЯ

Для того, чтобы перейти к рассмотрению частиц и попытаться объяснить, что же это такое, необходимо сначала дополнительно ввести еще одно понятие – это понятие поля. Выше была введена функция, которая описывала движение волн $Z(x, t)$. Это функция, зависящая от координаты пространства и от времени, имеет также характерные свойства, которыми обладают периодические функции. Эта особенность позволяет волнам оказываться в числе решений уравнения, которое может описывать также и поле. То есть зависимость $Z(x, t)$ можно назвать функцией, описывающей определенное поле.

Рассмотрим несколько примеров полей, имеющих разную физическую интерпретацию. При этом уравнения, которые будут задавать эти поля (функция, зависящая от координаты и времени) будут иметь очень похожий математический вид. Рассмотрев различные примеры физических полей, можно будет перейти к рассмотрению поля с точки зрения специальной теории относительности Эйнштейна. Итак, функция $Z(x, t)$ может задавать поле, характеризующее разные физические параметры, например:

- высоту верёвки, протянутой через комнату;
- высоту воды в реке;
- плотность кристалла или газа;
- ориентацию магнитных моментов атомов в магните;
- скорость ветра;
- температуру, плотность или давление воздуха.

Любое значение этой функции – это, соответственно, высота, плотность, ориентация магнитного момента, скорость ветра или температура воздуха в определенной точке пространства и в определенный момент времени. То есть поле описывает и характеризует одно из свойств определенной среды или материала.

5.1. Поле высоты верёвки

Сначала рассмотрим простой пример, в котором функцию $Z(x, t)$ обозначим как $H(x, t)$. Тогда зависимость $Z(x, t)$ задает величину, на которую будет отклоняться колеблющаяся веревка. Функцию $H(x, t)$ назовем полем высоты веревки. По сути это набор значений высоты верёвки в каждой точке пространства по оси x, выбранной вдоль верёвки, в любой момент времени t. Если известен вид функции $H(x, t)$, то можно определить, насколько отклонилась верёвка от своего положения равновесия в любой точке x пространства и в любой момент времени. Веревка находится в состоянии равновесия на высоте H_0 тогда, когда она просто натянута через комнату, то есть, нет никаких колебаний ($H(x, t) = H_0$). В этом случае поле высоты будет константой. Пусть по веревке будет двигаться волна, тогда поле высоты этой веревки можно задать формулой (12), и данное поле будет давать информацию только о том, насколько в данный момент времени отклонилась веревка в данной точке пространства от своего положения равновесия.

5.2. Поле смещения атомов кристаллической решётки

Рассмотрим другой пример поля. Предположим, что есть кристаллическая решетка, в которой атомы расположены на одинаковых расстояниях друг от друга. Для простоты и наглядности допустим, что расстояние между атомами достаточно большое и, следовательно, можно выделить каждый, например, 10-й атом красным цветом (рис. 10). То есть между любыми двумя красными точками находятся всего 10 атомов.

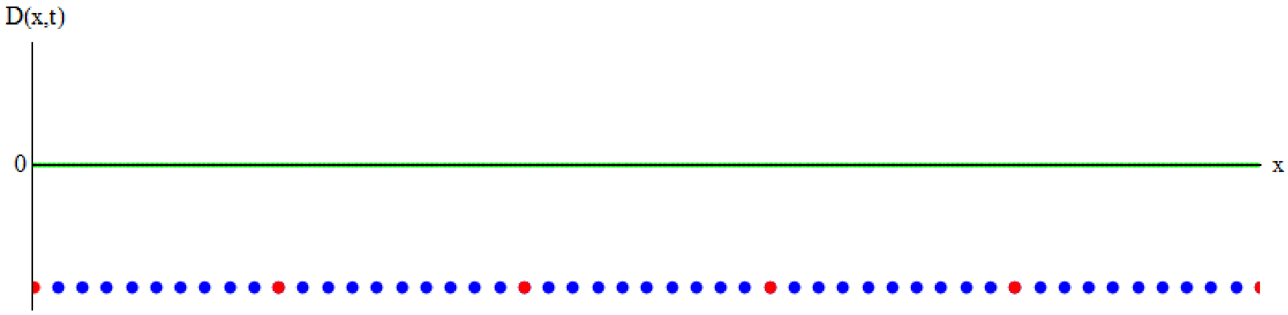

Рис. 10. Один из рядов атомов в кристаллической решетке

Заметим, что в реальной кристаллической решетке между двумя несоседними атомами может содержаться намного больше атомов.

Функцию координаты и времени обозначим как $D(x, t)$ и назовем ее полем смещения атомов решетки из положения равновесия. Эта зависимость дает информацию о том, насколько в момент времени t произвольно выбранный атом, находящийся в положении равновесия x_0, сдвинулся от этой точки. В случае, когда все атомы в решетке находятся в состоянии равновесия, поле, описываемое функцией $D(x, t)$, будет равно 0. Отклонение любого атома решетки от этого положения приводит к тому, что атом начинает колебаться, и ближайшие атомы, расположенные вдоль оси x, будут совершать колебательные движения, то есть можно сказать, что вдоль этой оси распространяется волна. При этом график функции $D(x, t)$

представляет собой некую периодическую функцию, которая ведёт себя похожим образом, если сравнивать ее с графиком $H\,(x,\,t)$ из примера, описанного выше.

5.3. Поле ориентации магнитных моментов атомов постоянного магнита

Постоянный магнит состоит из атомов, каждый из которых имеет собственный магнитный момент (то есть небольшое собственное магнитное поле). В обычном состоянии в постоянном магните в отсутствии внешнего магнитного поля все атомные магнитные моменты ориентированы так, что вместе создают общее магнитное поле. Если размагнитить постоянный магнит (например, нагреть его до высокой температуры или поместить его в сильное внешнее магнитное поле, имеющее направление, противоположное направлению ориентации собственных магнитных моментов атомов), то каждый атомный момент будет ориентирован случайным образом. На рис. 11 схематически стрелочками изображено направление собственных магнитных моментов атомов в постоянном магните.

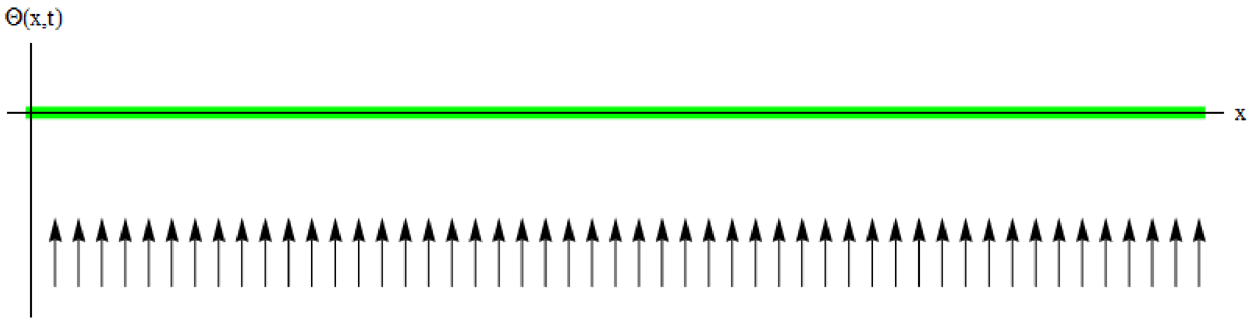

Рис. 11. Ориентация магнитных моментов атомов в постоянном магните

Пусть в нём каждый атомный момент будет направлен вверх. Обозначим через $\Theta(x,\,t)$ функцию, задающую ориентацию этих собственных магнитных моментов в любой момент времени и в любой точке внутри постоянного магнита. Назовем эту зависимость полем. По сути $\Theta(x,\,t)$ – это угол между магнитным моментом каждого атома и выбранной вертикальной осью, который меняется под воздействием, например, внешнего магнитного поля. Когда проходит волна в магните, направления атомных магнитных моментов начинают колебаться. График $\Theta(x,\,t)$ будет выглядеть так же, как и в двух предыдущих случаях.

5.4. Поле давления воздуха

Рассмотрим еще один пример поля. Пусть есть идеальный газ в длинной трубе. Зададим направление оси x вдоль трубы. Молекулы газа двигаются хаотично, при этом постоянно сталкиваются друг с другом и с внутренними стенками трубы. В состоянии равновесия плотность газа и давление являются постоянными величинами. Обозначим давление как функцию $P(x, t)$. Через газ проходит звуковая волна, которая периодически изменяет давление и плотность газа, заставляя отдельные молекулы двигаться в определенном направлении. Если построить график функции $P(x, t)$, то он будет представлять собой периодически изменяющуюся функцию, которая по своему виду совпадает с видом функций $H(x, t)$, $D(x, t)$ и $\Theta(x, t)$.

5.5. Вывод

Все приведенные выше поля описывают свойства абсолютно разных физических сред. Волны в соответствующем поле будут двигаться с постоянной скоростью c_w, причем в разных полях эта скорость будет разной. Все проходящие через данные поля волны являются примерами волн, которые, согласно данной ранее классификации, относятся к волнам Класса 0. То есть все эти волны ведут себя одинаково и могут быть описаны одним и тем же уравнением движения (12). Изучение волн и соответствующих полей в определенных условиях не позволяет однозначно определить, в какой среде находится поле или какое из свойств среды данное поле описывает. Изучая определенный вид волн, можно однозначно сказать только, согласно приведенной выше классификации, к какому классу относится данная волна. Подобную классификацию можно применять и для полей. Поле – это универсальное представление и его поведение часто, но не всегда, не зависит от свойств конкретной среды. В связи с этим может возникнуть вопрос: “Может ли существовать поле без среды?”.

6. ПОЛЕ БЕЗ СРЕДЫ

Во всех предыдущих примерах поле характеризовало некоторые свойства среды, которые могут меняться в данный момент времени при каком-либо воздействии. Но при этом, несмотря на существенные отличия этих свойств, при определенных условиях поля ведут себя одинаково, и это поведение от свойств среды никак не зависит. В 1905 году в рамках специальной теории относительности Эйнштейн выдвинул гипотезу о том, что световые волны, являющиеся электромагнитными волнами (волны в электрических и магнитных полях) и распространяющиеся с одинаковой скоростью в вакууме (со скоростью света c) могут существовать так, как будто нет никакой среды. Гипотетическую среду, в которой существуют электромагнитные волны, называли «эфиром»; однако, Эйнштейн утверждал, что такой среды не существует, а также записал ряд уравнений, которые показывали, что в такой среде нет необходимости. «Эфир» заменили на четырехмерное пространство, объединяющее три пространственные координаты и время. Одной из предпосылок для создания специальной теории относительности стали уравнения Максвелла, считающиеся венцом классической электродинамики. В рамках электродинамики Максвелла принято считать, что скорость распространения электромагнитных волн в вакууме, равная скорости света, не зависит от скорости источника, что противоречит законам классической механики. Отклонения в протекании каких-либо физических процессов в рамках классической механики Ньютона принято называть релятивистскими эффектами, а скорости, при которых эти эффекты можно обнаружить, называются релятивистскими скоростями. Релятивистские скорости – это скорости близкие по величине к скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Основные постулаты специальной теории относительности можно записать следующим образом:

• все законы природы в любых инерциальных системах отсчета (системы, которые движутся равномерно и прямолинейно) проявляют себя одинаково;

• скорость света c в вакууме является постоянной, не зависит от положения наблюдателя и от его скорости.

В рамках данной теории можно утверждать, что при скоростях, сравнимых со скоростью света, разные наблюдатели, находящиеся в разных системах отсчета, движущихся друг относительно друга, могут обнаружить, что длина одного и того же объекта будет изменяться, и время между событиями для таких наблюдателей будет разным. Можно записать соответствующие формулы. Кроме этого, если измерить скорость объекта по отношению к наблюдателю, то оказывается, что скорость этого объекта будет всегда меньше, либо равна c (это предельная скорость).

То есть можно сказать, что без среды могут существовать релятивистские поля, которые удовлетворяют специальным уравнениям движения. Самое простое релятивистское поле может быть задано уравнениями движения Класса 0 или Класса 1. Скорость волны c_w при этом будет принимать значение скорости света c. Все электромагнитные поля являются простым примером релятивистских полей, относящихся к Классу 0. То есть для релятивистских полей Класса 0 можно записать уравнение:

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} - c^2 \frac{d^2 Z}{dx^2} = 0 . \tag{14}$$

А поля, которые можно отнести к Классу 1, будут задаваться уравнением:

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} - c^2 \frac{d^2 Z}{dx^2} = -(2\pi\mu)^2 (Z - Z_0). \tag{15}$$

Специальная теория относительности не накладывает никаких ограничений на минимально возможную частоту колебаний μ (за исключением условия, что μ^2 должно быть положительным) или на положение равновесия Z_0. Волны релятивистских полей переносят энергию и информацию из одной точки пространства в другую. Важно отметить, что волны одного поля могут влиять на физические процессы, которые происходят во втором поле.

Экспериментально доказано, что релятивистские поля существуют без среды и не характеризуют свойства какой-либо среды или материи.

7. ЧТО ЖЕ ТАКОЕ ЧАСТИЦЫ?

Основные представления о колебаниях, волнах и полях в рамках классической ньютоновской теории и квантовой механики, уравнения движения, которые были приведены выше, все это сможет помочь понять, что такое «частица». Электроны, фотоны, кварки, глюоны и нейтрино – все это примеры частиц. Современная наука позволяет описать обнаруженные к настоящему времени частицы и объяснить их свойства.

Будем считать релятивистские поля фундаментальными объектами Вселенной, которые могут влиять на большинство физических процессов, происходящих в ней.

Ранее было сказано, что все релятивистские поля можно поделить на два класса, которые описываются с помощью уравнений (14) и (15), соответственно. Обозначим минимальную частоту волны μ в полях Класса 1 как ν_{min}.

Свет – это электромагнитные волны разных частот, которые могут распространяться в вакууме и описываются уравнением для релятивистских полей Класса 0. Скорость распространения таких волн – постоянная величина, равная c, поэтому c часто называют просто скоростью света.

Пусть в поле Класса 1 есть волна, характеризующаяся амплитудой колебаний A, частотой ν, длиной волны λ и положением равновесия Z_0, тогда, согласно уравнению движения, частота и длина волны должны быть связаны с минимальной частотой $\mu = \nu_{\min}$ формулой

$$\nu^2 = \left(\frac{c}{\lambda}\right)^2 + \mu^2 = \left(\frac{c}{\lambda}\right)^2 + \nu_{\min}^2. \tag{16}$$

Если использовать геометрический подход к данной формуле, то несложно заметить аналогию с теоремой Пифагора и представить ее графически в виде прямоугольного треугольника, как показано на рис. 12. При $\lambda \to \infty$, а $\nu \to \nu_{\min}$ треугольник превращается в вертикальную линию (рис. 12, внизу). Аналогичным образом треугольник преобразуется в горизонтальную линию (рис. 12, справа) при условии $\nu_{\min} = 0$. Извлекая квадратный корень из выражения $\nu^2 = \dfrac{c^2}{\lambda^2}$, получим $\nu = \dfrac{c}{\lambda}$. Данное выражение геометрически будет представлять собой горизонтальную линию.

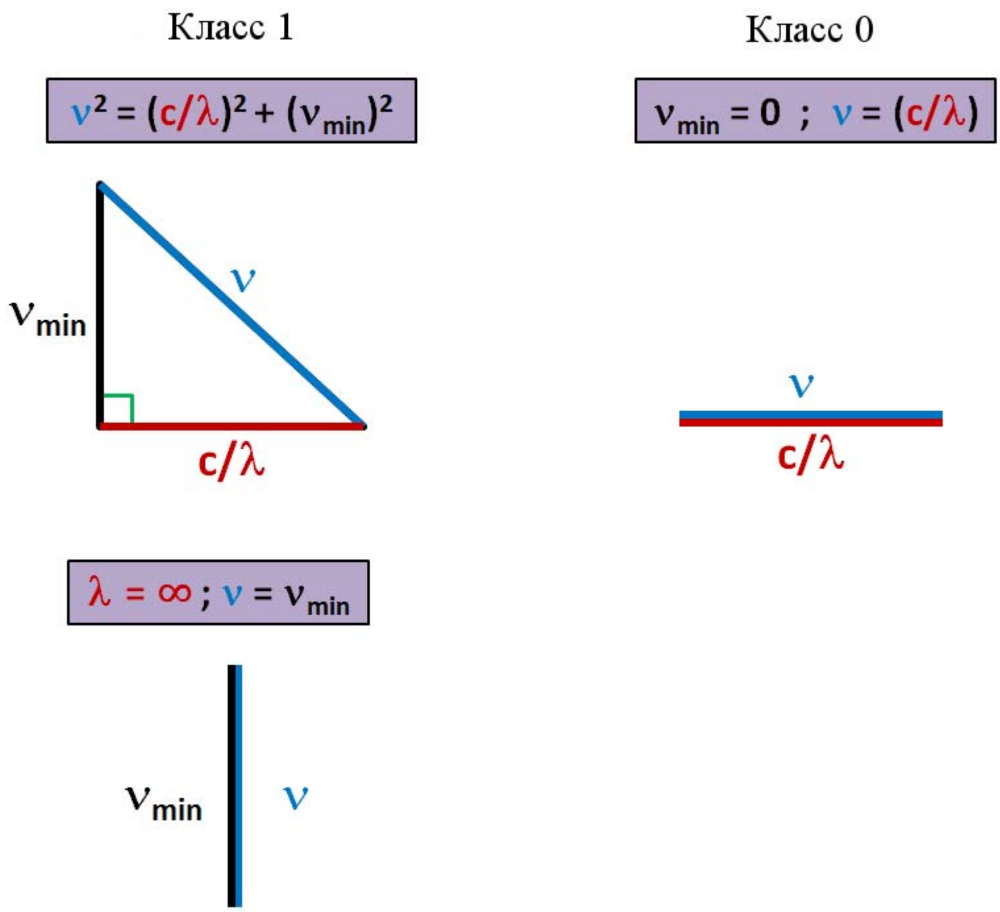

Рис. 12. Геометрическая интерпретация формулы (16)
в виде прямоугольного треугольника

8. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ КВАНТОВЫЕ ПОЛЯ

Амплитуда колебаний не может быть любой. Согласно квантово-механическим представлениям, она принимает только дискретные значения, пропорциональные $\sqrt{n}$, где n = 0, 1, 2, 3 и т.д., то есть это число, которое обозначает количество квантов колебаний в волне. Полная энергия волны равна:

$$E = \left(n + \tfrac{1}{2}\right) h,$$

где h – постоянная Планка.

То есть, полная энергия, приходящаяся на один квант, зависит только от частоты колебаний волны, и равна

$$E' = h\nu .$$

В 1905 году Эйнштейн для световых волн, объясняя фотоэффект, впервые выдвинул гипотезу о том, что свет испускается порциями (квантами). Энергия одного кванта равна $h\nu$.

Возведем в квадрат обе части уравнения $E' = h\nu$ и подставим соотношение (16) для квадрата частоты, тогда можно записать:

$$E'^2 = (h\nu)^2 = \left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2 + (h\nu_{\min})^2. \tag{17}$$

Согласно теории относительности, энергия и импульс объекта, движущегося со скоростью, близкой к скорости света, стремятся к бесконечности. Для достижения такой скорости частице с ненулевой массой потребуется очень большая энергия. При нулевой скорости энергия частицы равна $E_0 = mc^2$ и называется энергией покоя. Релятивистская энергия и импульс связаны между собой формулой:

$$E = (pc)^2 + (mc^2)^2. \tag{18}$$

Данную зависимость можно проинтерпретировать геометрически с помощью теоремы Пифагора (рис. 13).

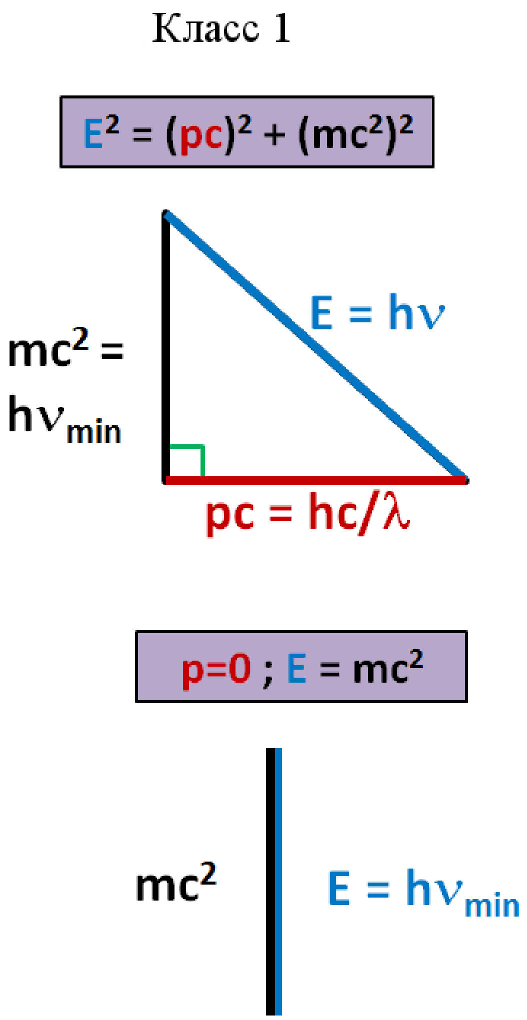

Рис. 13. Геометрическое представление формулы (18)
с использованием теоремы Пифагора

Если сравнить между собой формулы (17) и (18), то нетрудно получить следующие равенства:

$$pc = \frac{hc}{\lambda}, \tag{19}$$

$$mc^2 = h\nu_{\min}. \tag{20}$$

Перепишем уравнение (19) в виде:

$$\lambda = \frac{c}{p}, \tag{21}$$

и получим формулу, которая является математическим выражением гипотезы де Бройля, которую он выдвинул в 1924 году. Эта гипотеза заключается в том, что корпускулярно-волновой дуализм является универсальным свойством материи, и все частицы проявляют еще и волновые свойства. А длина волны при этом определяется по формуле (21) и называется волной де Бройля.

Если подставить в уравнение для энергии (18) $m = 0$ и извлечь квадратный корень, то получим:

$$E = pc. \tag{22}$$

Если $m = 0$ (частица безмассовая), то согласно формуле (22), такая частица может двигаться только со скоростью света и не может находиться в покое. Отдельные кванты электромагнитных волн (в том числе и любых видов световых волн), которые относятся к Классу 0, представляют собой безмассовые частицы, называемые фотонами.

Уравнение (20) можно переписать в виде:

$$m = \frac{h\nu_{\min}}{c^2}.$$

С помощью полученного выражения можно определить массу частицы, каждая частица представляет собой квант поля Класса 1. Минимальная энергия такого кванта равна $h\nu_{\min}$.

Таким образом, можно сделать для начала вывод о том, что частицы – это кванты релятивистских полей. Частицы, не имеющие массы, – это кванты полей, описываемых уравнением для Класса 0. Частицы, обладающие массой, соответствуют полям, которые удовлетворяют уравнению для Класса 1.

Согласно современным представлениям частицы в некоторых случаях могут вести себя как неделимый объект (частица), а в некоторых случаях как волна с минимальной энергией и амплитудой колебаний.

9. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Современная теория строения и взаимодействия элементарных частиц получила название «Стандартная модель элементарных частиц». В физике элементарных частиц эта теория описывает электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия всех элементарных частиц. Данная теория неоднократно подтверждалась экспериментально. Модель базируется на квантовой теории поля, основными объектами изучения в которой являются квантовые поля: электронное, мюонное, электромагнитное, кварковое и т.д. Как уже говорилось выше, под словом «частица» понимают некоторые отдельные состояния этих полей. Всего стандартная модель описывает 61 частицу, и пока многими учеными воспринимается как основная. Обнаруженный в 2012 году бозон Хиггса завершил экспериментальное обнаружение элементарных частиц в рамках данной модели.

Прежде чем перейти к основным положениям, на которых базируется стандартная модель элементарных частиц, необходимо вспомнить, из чего состоят все окружающие нас предметы. Все, что нас окружает, состоит из атомов, а атомы, в свою очередь, сами состоят из нескольких элементарных частиц. Атомы обычно объединяются, образуя молекулы. Для примера можно рассмотреть один из простейших видов атомов – атом гелия. Это второй по счету элемент периодической таблицы Менделеева. Гелий – это инертный газ, не склонный образовывать молекулы. Как любой атом, атом гелия состоит из нескольких элементарных частиц: двух нейтронов и двух протонов, которые составляют ядро атома, а также двух электронов, движущихся в поле ядра (рис. 14).

Рис. 14. Условное строение атома гелия (размер ядра соизмерим с размером атома, то есть, увеличен в 10^5 раз)

Элементарные частицы нейтрон и протон относятся к адронам (частицам, которые удерживаются в атомном ядре, благодаря сильному взаимодействию). Все адроны делятся на две группы:

- барионы, которые состоят из трёх кварков;
- мезоны, которые состоят из пары «частица-античастица».

Нейтрон – частица с электрическим зарядом, равным 0, состоящая из двух нижних (d – кварки, обозначенны красным цветом) и одного верхнего (u – кварк, обозначен желтым) кварков. Протон, положительно заряженная частица (электрический заряд +1), состоит из одного нижнего и двух верхних кварков (рис. 15).

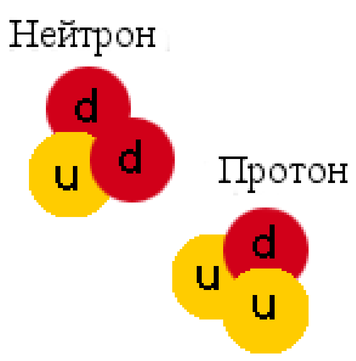

Рис. 15. Кварковая модель нейтрона и протона

Согласно основным положениям стандартной модели все элементарные частицы по своим статистическим свойствам делятся на фермионы и бозоны. Всё вещество состоит из 12 фундаментальных квантовых полей, квантами этих полей являются фермионы. Все фермионы делятся на лептоны (электрон, мюон, тау-лептон и три нейтрино: электронное, мюонное, тау-лептонное) и на кварки (u, d, s, c, b, t).

Все лептоны делятся на две группы:

- частицы с зарядом «-1» – это электрон, мюон (более тяжёлая частица) и тау-частица (самая массивная);
- частицы с зарядом, равным нулю, – электронное нейтрино, мюонное нейтрино и тау-лептонное-нейтрино. Нейтрино – это частица с очень маленькой массой и зарядом, равным 0.

Сами кварки, в свою очередь, делятся на две группы:

- кваркам первого типа, с зарядом +2\3: верхний (u-кварк), очарованный (c-кварк) и истинный кварки (t-кварк);
- кварки второго типа, с зарядом -1\3: нижний (d-кварк), странный (s-кварк) и прелестный (b-кварк) кварки.

Истинный и прелестный – самые массивные кварки, а верхний кварк – обладает наименьшей массой в кварковом семействе.

Лептоны, имеющие заряд, участвуют в слабом и электромагнитном взаимодействиях, нейтральное нейтрино – только в слабом взаимодействии, а кварки участвуют в сильном, слабом и электромагнитном взаимодействиях.

Частицы (виртуальные) – переносчики взаимодействий относятся к бозонам. Различают четыре вида взаимодействий:

- электромагнитное;
- сильное ядерное;
- слабое ядерное;
- гравитационное.

Фотон – это единственная частица, которая переносит электромагнитное взаимодействие. Переносчиками сильного взаимодействия являются глюоны. Это наиболее сложное из полей, содержащее 8 различающихся носителей. С помощью глюонов кварки удерживаются внутри адронов, так что в свободном состоянии отдельные кварки не наблюдаются. Три тяжелых калибровочных бозона (W^+, W^-, Z^0) осуществляют слабое взаимодействие. С их помощью фермионы могут, например, превращаться друг в друга. Чрезвычайно слабая в масштабах микромира сила, гравитационная. Частицы-переносчики – гравитоны. В стандартной модели элементарных частиц их обычно не учитывают.

Из всего выше сказанного можно нарисовать схему (рис. 16), лежащую в основе стандартной модели (наличие античастиц подразумевается, но из соображений компактности схемы явно не приводится).

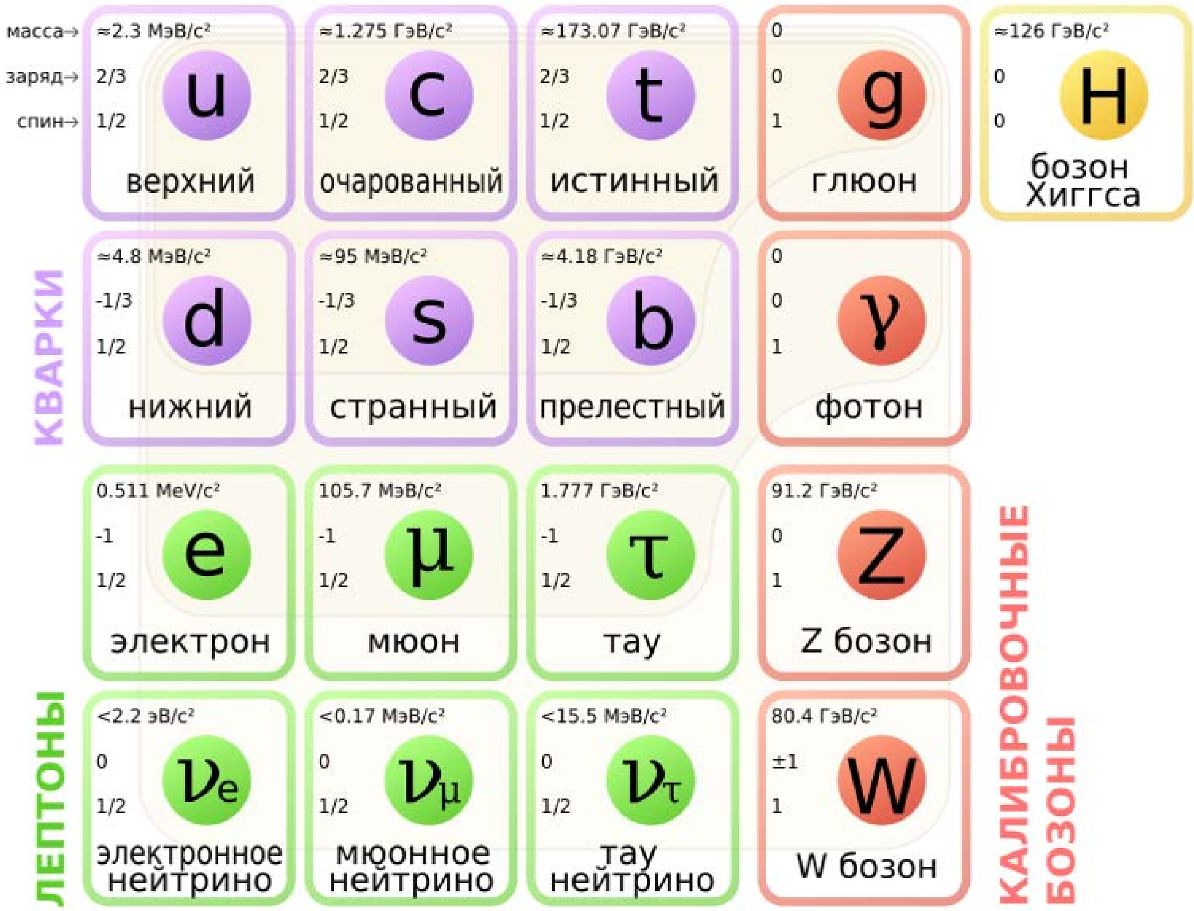

Рис. 16. Стандартная модель элементарных частиц

Стандартная модель, не является чем-то окончательным в теории элементарных частиц. Любые явления, эффекты, частицы, которые не укладываются в рамки данной модели и не предсказываются ей, обобщенно принято называть «Новая физика». Изучение любых отклонений от существующей теории (наряду с обнаружением бозона Хиггса, подтвердившего представления Стандартной модели) является основной задачей исследований на Большом адронном коллайдере (БАК).

10. ПОЛЕ ХИГГСА

С ростом расстояния сила слабого ядерного взаимодействия падает, это означает, что частицы ±W и Z^0 – бозоны, участвующие в слабом ядерном взаимодействии, должны обладать массой, в отличии от безмассовых частиц, переносящих сильное ядерное и электромагнитное взаимодействия, глюонов и фотона, соответственно. Для объяснения наличия массы калибровочных бозонов, вводится поле Хиггса, которое взаимодействует со всеми другими полями. Наглядно хиггсовский механизм можно представить с помощью следующей аналогии. Пенопластовые шарики (аналог безмассовых частиц), рассыпанные по поверхности стола, легко сдуть, однако если их рассыпать по поверхности воды, сдуть их будет сложно. Благодаря взаимодействию с водой (аналог хиггсовского поля) шарики приобретают инертность. Рябь на поверхности воды от ветра в этой аналогии будет представлять бозоны Хиггса. Масса элементарной частицы зависит от того, насколько сильно данная частица взаимодействует с полем Хиггса. Переносчики слабого взаимодействия при высоких энергиях массы не имеют, однако, при достаточно низких энергиях поле Хиггса вызывает нарушения симметрии, из-за которых бозоны приобретают массу. Поле Хиггса порождает частицы – бозоны Хиггса. Описанный механизм был впервые предложен в шестидесятых годах британским физиком-теоретиком Питером Хиггсом. Лишь в 2012 году во время экспериментов на БАК был обнаружен бозон Хиггса, он имеет массу приблизительно 125 ГэВ. Своим существованием эта частица окончательно подтвердила правильность существующей Стандартной модели элементарных частиц.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 5-и кн.: кн.1: Механика: учеб. пособие для втузов. – М.: АСТ: Астрель, 2006. – 336 с.

2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 5-и кн.: кн.5: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пособие для втузов. – М.: АСТ: Астрель, 2005. – 368 с.

3. Of particular significant: Conversations About Science with Theoretical Physicist Matt Strassler// https://profmattstrassler.com/

5. Вайнберг С. Квантовая теория поля. – М.: Физматлит, 2003. Т. 1, 2.

7. Хозе В.А. // УФН. Т. 145. 1985. С. 185–223.

СОДЕРЖАНИЕ