*Теоретическая физика, астрофизика и космология* ISSN 1991-3117; EISSN 1991-3907
Том **11**, N 1, с. 1 – 11, в1, 1 мая 2016 
Электрон.: ТФАК: 5600-042 в1, 1 мая 2016 DOI: 10.9751/TFAK.5600-042

# Диффузионный механизм для малой массы составных частиц и новые перспективы для преонных моделей

*Захид Закир* [1]

## Аннотация

При диффузии холодного лёгкого газа в тёплом тяжёлом газе в период до релаксации тепловые скорости лёгких и тяжёлых атомов одного порядка и лёгкий газ остаётся холодным, а средние энергии его частиц приблизительно сохраняются. Описание такой консервативной диффузии аналогично формализму квантовой механики, а сама квантовая механика оказывается описанием диффузии в вакууме, где коэффициент диффузии определяется постоянной Планка делённой на массу. Рост диффузионного потока при локализации частиц ведёт к росту осмотического давления, что выявляет «микроскопический механизм» соотношений неопределённостей и позволяет выявить случаи, когда можно «обойти» запреты, налагаемые ими, в частности, решить парадокс большой массы составных частиц в преонных моделях. Если две лёгкие частицы (атомы) с разными массами начали диффундировать на расстояниях намного больше длины свободного пробега, то механизм диффузии препятствует их дальнейшему сближению и для образования составной частицы надо затратить тем больше энергии, чем меньше конечный объём локализации. Однако, если две частицы вначале находились на расстоянии меньше длины свободного пробега и за время меньше времени свободного пробега успели образовать связанное состояние (атомы соединились в молекулу), то далее эта составная частица (молекула) диффундирует так же, как другие лёгкие частицы (атомы), но с массой чуть меньше суммарной массы первоначальных частиц. В статье предложено использовать такой же механизм образования составных частиц малой массы и в диффузионной квантовой механике и затем этот механизм применён к простейшей из моделей преонов – модели ришонов.

*PACS*: 12.60.Rc, 12.60.Nz, 03.65.Ta, 05.30.Ch, 05.40.Jc
*Ключевые слова: составные модели, техницвет, квантовая механика, консервативная диффузия*

## Оглавление



[1] *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан*, zahidzakir@theor-phys.org

## Введение

В Стандартной Модели (СМ), хорошо описывающей основные структуры и процессы физики частиц при достигнутых энергиях, число частиц, вводимых как фундаментальные и бесструктурные, велико и составляет несколько десятков.

Однако, СМ не исключает, что при высоких энергиях и, соответственно, малых расстояниях у этих частиц может проявиться внутренняя структура и более того, это даже желательно. Во-первых, фундаментальность скалярного поля является недостатком СМ, так как его петлевые вклады растут с энергией обрезания степенным образом и становятся недопустимо большими задолго до планковского масштаба. Во-вторых, если первичность стабильных частиц первого поколения кварков и лептонов ещё можно понять, то трудно считать настолько же первичными ещё два их поколения, отличающиеся лишь массами.

В связи с этим были созданы составные модели частиц СМ, субчастицы которых стали называть под первоначальным именем *преоны*, применяя другие названия для конкретных моделей [1-3]. Однако, в этих моделях возник *парадокс массы* – малость области локализации преонов ведёт к большим кинетическим энергиям преонов из-за соотношения неопределённостей, тогда как наблюдаемые массы частиц СМ на много порядков меньше. Это означает, что энергия связи преонов должна почти полностью компенсировать их кинетическую энергию. Но даже в этом случае разница масс между возбуждёнными состояниями должна быть намного больше масштаба масс частиц СМ, так что второе и третье поколения фермионов не могут быть просто возбуждёнными состояниями первого поколения.

Попытки совместить парадокс массы с квантовой механикой или обойти его различными способами существенно усложняли модели, в результате чего преонные модели перестали вызывать прежний интерес. Вместо них стали развивать теории с несоставными частицами, которые порождали больше проблем, чем решали и приводили к ещё более сложным наборам первичных частиц, чем даже сама СМ.

Для составных моделей открылись новые перспективы с появлением диффузионной трактовки квантовой механики [4], в которой квантовые флуктуации связаны с консервативной диффузией классических частиц в флуктуирующем вакууме. В этой интерпретации квантовой механики также возникает физический механизм для гравитации как термодиффузии в вакууме, что делает теорию гравитации частью квантовой теории и упрощает проблему объединения полей.

В данной статье будет показано, что из диффузионной квантовой механики следует также новый механизм образования составных частиц малой массы, аналогичный механизму химических реакций между примесями. Этот механизм, если окажется реалистичным, практически снял бы парадокс массы, сделав составные модели частиц СМ состоятельными и тем самым ещё более упростив ситуацию с объединением полей. В статье обсуждены применения этого механизма к преонным моделям на примере простейшей из них – модели ришонов [1-3].

В разделах 1 и 2 статьи излагается диффузионный механизм для массы составных частиц и в разделах 3 и 4 обсуждается применение нового механизма к моделям преонов. Краткое изложение диффузионной квантовой механики и модели ришонов приведено в Приложениях 1 и 2.

## 1. Образование составных частиц при обычной диффузии

В физической и химической кинетике хорошо изучены диффузионные модели неравновесных процессов при химических реакциях в смесях газов. Диффузия электронов и ионов с учётом ионизации и рекомбинации в газах также хорошо описывается такими моделями. Они позволяют найти условия химического равновесия, когда из примесных атомов образуются примесные молекулы (рекомбинация) и затем происходит диссоциация этих молекул [5].

Обычные законы для идеальных газов применимы и к диффузии примесей и связывают парциальные давления $p_i$ и объём области локализации $V_i$:

$$p_i V_i \sim T. \tag{1}$$

В среде с определённой температурой при уменьшении $V_i$ вероятности столкновений примесных атомов между собой возрастут, но тогда увеличатся и $p_i$.

Условия диссоциативного равновесия, когда скорости прямых и обратных реакций равны, выражаются законом действующих масс, который связывает равновесные концентрации $c_i$ начальных и конечных компонентов. Например, для реакции $A+B=AB$ этот закон даёт:

$$c_A c_B = c_{AB} K_c(p,T), \tag{2}$$

где $K_c(p,T)$ константа химического равновесия примесей. Если левая сторона (2) больше правой, то для достижения равновесия либо должны уменьшиться начальные концентрации, либо должна расти концентрация конечного связанного состояния.

При описании блуждания отдельного атома каждой примеси и далее блуждания образованной ими молекулы концентрации следует заменить на соответствующие плотности вероятности. В результате получаем вероятностный аналог закона действующих масс для примера (2):

$$\rho_A \rho_B = \rho_{AB} K_c(p,T), \tag{3}$$

который следует также из определения условных вероятностей.

Все это относится к обычной (диссипативной) диффузии, когда примеси находятся в тепловом равновесии со средой (растворителем) и средние кинетические энергии молекул примесей и растворителя равны. В следующем разделе будет рассмотрен случай, когда массы атомов примесей намного меньше массы атомов среды, а до релаксации равны не кинетические энергии, а среднеквадратичные скорости, что меняет всю картину, так как диффузия оказывается консервативной.

## 2. Образование составных частиц при консервативной диффузии

Консервативная диффузия реализуется при диффузии холодного лёгкого газа в тёплом тяжёлом газе в коротком интервале времени вначале процесса релаксации, когда тепловые скорости лёгких и тяжёлых атомов близки и лёгкий газ остаётся холодным, а средняя энергия её частиц примерно сохраняется. Теория такой диффузии и её применение к квантовой теории кратко изложены в Приложении 1. Квантовая механика оказывается описанием консервативной диффузии классических частиц в вакууме с коэффициентом диффузии $D=\hbar/2m$ [4].

В диффузионной трактовке квантово-механические явления выступают как следствия обычных газовых законов и явления диффузии, а необычно лишь сохранение средней энергии диффундирующих частиц, реализующееся даже в обычных газах при специфических условиях и в небольшом интервале времени. В частности, соотношение неопределённостей есть следствие газовых законов для примесей, аналогичных (1):

$$p_i V_i \sim T_i, \tag{4}$$

где теперь температуры примесей $T_i$ разные и намного меньше температуры среды $T_i \ll T$. Частицы выступают как «примеси» в флуктуирующем вакууме с некоторой температурой и диффузионный поток растёт с уменьшением размеров области их локализации. Такое прояснение «микроскопического механизма» соотношений неопределённостей позволяет выявить также случаи, когда их ограничения не действуют при некоторых условиях, что и решает парадокс массы.

Два примера такого законного «обхода» некоего жёсткого запрета дают релятивистская кинематика и хромодинамика. В первом случае неограниченный рост энергии частицы с ненулевой массой при приближении к скорости света запрещает таким частицам достигать скорости света, но если частица рождается с нулевой массой, то этот запрет на неё не действует и она движется именно со скоростью света. Во втором случае неограниченный рост силы взаимодействия адронов по мере их сближения снимается при учёте размера адронов, внутри которого действует хромодинамика с асимптотической свободой и силы взаимодействия по мере сближения наоборот ослабляются.

При диффузии в газах имеется прямая аналогия с последним примером, так как наличие областей с длиной свободного пробега $l_D$ разделяет составные объекты и процессы на две группы. Первая - это структуры и процессы с характерными размерами $l \gg l_D$, где действуют газовые законы, и вторые – с размерами $l \ll l_D$, где между столкновениями траектории атомов классические и имеет место «асимптотическая свобода» от газовых законов.

В примеси лёгких газов в тяжёлом газе химические реакции между примесями должны успеть произойти за времена, намного меньшие времени свободного пробега в газе. Если два атома примеси успевают соединиться до очередного столкновения с молекулами среды, а энергия связи больше тепловой энергии последних, то далее новая молекула быстро не распадётся. При этих условиях образовавшиеся молекулы далее диффундируют также, как и прежние атомы примеси, но с большей массой. Поскольку массы атомов примеси были намного меньше массы молекул газа-растворителя, то новые молекулы раствора также останутся лёгкими по сравнению с молекулами растворителя.

Итак, если две лёгкие частицы (атомы) с массами $m_1$ и $m_2$ начали диффундировать в тяжёлом газе на расстояниях гораздо больше $l_D$, то механизм диффузии препятствует их дальнейшему сближению и для образования ими составной частицы надо затратить тем больше энергии, чем меньше объём локализации. Однако, если эти же две частицы вначале процесса находились друг от друга на расстоянии гораздо меньше $l_D$ и за время меньше времени свободного пробега $\tau_D$ успели образовать связанное состояние (атомы образовали молекулу) с размерами $l_{sub} \ll l_D$ то далее эта составная частица (молекула) с большой вероятностью диффундирует практически так же, как и другие лёгкие частицы (атомы), но с массой порядка суммарной массы $m_1 + m_2$. Вероятность распада (диссоциации) составной частицы в дальнейшем тем меньше, чем энергия связи больше тепловой энергии в среде.

Диффузионная природа квантовых флуктуаций, таким образом, ведёт к новой возможности образования составных частиц в квантовой механике, где частицы классические и лишь диффундируют в вакууме. Две классические «точечные» частицы вполне могут оказаться на очень малом расстоянии $l_{sub}$ и могут успеть образовать связанное состояние. Несмотря на малость вероятности их столкновений, если учитывать лишь состоявшиеся столкновения, то вероятность успешных соединений тогда будет достаточно большой и по соотношения типа (3) можно было бы рассчитывать вероятности образования составных частиц.

В случае консервативной диффузии, однако, складываются и умножаются не вероятности альтернативных и одновременных событий, а их амплитуды. Поэтому вместо соотношения (3) будет иметь место определение переходной вероятности при консервативной диффузии (знакомое из квантовой механики):

$$\langle AB | A, B \rangle = \tilde{K}_c(p, T). \tag{5}$$

Константы равновесия $\tilde{K}_c$, естественно, зависят от характера сил, образующих связанное состояние.

Если при этом энергия связи $U_s$ по модулю больше энергии флуктуаций вакуума на этих расстояниях

$$|U_s| > \hbar c / l_{sub}, \tag{6}$$

то образовавшаяся (также классическая) составная частица будет устойчивой. Её масса $m_{12}$ при этом будет меньше суммы масс составляющих частиц на величину дефекта массы

$$m_{12} \simeq m_1 + m_2 - \Delta m, \tag{7}$$

где $\Delta m = |U_s| / c^2$.

Здесь мы не будем углубляться в детали этого явления, ограничившись лишь самим фактом существования такой принципиальной возможности и далее в разделе 4 рассмотрим некоторые следствия этого факта для составных моделей частиц СМ.

## 3. Основные идеи и проблемы составных моделей частиц СМ

В СМ имеется ряд проблем, при попытках решения которых и возникли составные модели. Скалярное поле даёт петлевые вклады, растущие с энергией обрезания степенным образом и поэтому скалярные частицы СМ вряд ли являются первичными. Первыми составными моделями скалярных частиц стали модели техницвета. Эти модели увеличивали как число первичных фермионов (добавляя технифермионы), так и калибровочных бозонов (техницвет), что делало их намного сложнее СМ.

Но введение технифермионов позволяет строить из них и фермионы СМ, что не только существенно упрощает модели техницвета, но также может решить проблему повторения поколений кварков и лептонов. Поэтому логичным шагом было создание по аналогии с техницветом моделей, где составными являются как скаляры, так и все фермионы СМ. Однако, в этих моделях число калибровочных бозонов по-прежнему будет больше, чем в СМ, что усложняет объединение полей.

В результате, следующим логичным шагом стало построение из субчастиц – преонов – не только скаляров и фермионов, но и калибровочных бозонов СМ, что значительно упрощало как состав первичных частиц, так и объединение полей. Создание таких радикальных моделей завершил первый этап развития составных моделей, когда возникли модели свободные от основных проблем СМ, будучи гораздо проще СМ.

В свою очередь, у каждой из моделей возник ряд собственных проблем, а также имелась одна общая для всех них проблема – парадокс массы. Наиболее простой, логичной и элегантной из таких моделей является модель ришонов [1,2], основные положения которой приведены в Приложении 2.

Модель ришонов чрезвычайно экономна – все частицы СМ состоят только из двух видов преонов - ришонов $T$ и $V$ со спином ½ и электрическими зарядами $Q=(1/3,0)$, а также их античастиц. Квантовые числа связанных состояний из трёх ришонов в точности воспроизводят квантовые числа фермионов первого поколения СМ, а те же состояния с добавлением одной из пар $V\overline{V}$ или $T\overline{T}$ ведут к ещё двум поколениям. Динамика, лежащая в основе модели, подлежит уточнению и есть разные варианты [3], но главное затруднение модели было связано с парадоксом массы. Именно на примере этой модели и рассмотрим далее решение парадокса массы, следующее из диффузионного подхода.

Решение парадокса массы завершает второй этап в развитии составных моделей, когда достигается их состоятельность с теоретической точки зрения и начинает третий этап, когда теория должна дать ответ на вопросы динамики, а эксперимент - указать масштабы расстояний и энергий, где проявляется преонная субструктура. Эти масштабы находятся в большом интервале расстояний $10^{-18}\div10^{-33}$ см и энергий $10^{3}\div10^{19}$ ГэВ и поиск субструктуры частиц СМ в этой области и проверка предсказаний динамических моделей становятся в дальнейшем основной тенденцией физики частиц.

## 4. Модели преонов с диффузионным механизмом для малой массы

Парадокс массы возникает по двум причинам. Первая причина – малость энергия связи для компенсации кинетической энергии субчастиц. Вторая причина - применение к составным моделям стандартного формализма квантовой механики, в том числе соотношений неопределённостей, без учёта деталей «микроскопического механизма» квантовых флуктуаций.

В диффузионной трактовке, выводящей квантовомеханические законы из конкретного «микроскопического механизма» - консервативной диффузии классических частиц в флуктуирующем вакууме, при определённых условиях парадокс массы не возникает, что уже обсуждалось в разделе 2. Уточним теперь эти условия и их следствия для составных моделей с учётом специфики преонов и их предполагаемых взаимодействий.

Основные условия образования составных частиц малой массы, ещё до уточнения характера взаимодействий преонов, следующие:

1) массы преонов должны быть достаточно малыми, видимо они должны быть даже безмассовыми, чтобы могли образовать безмассовый фотон и очень лёгкие нейтрино;

2) преоны необходимо рассматривать как «точечные» частицы в том смысле, что их размеры намного меньше радиуса составных частиц;

3) размеры составных частиц в свою очередь должны быть намного меньше «длины свободного пробега» при диффузии преонов в физическом вакууме;

4) энергия связи преонов должна по модулю превышать энергию вакуумных флуктуаций при радиусе составной частицы (6).

Время жизни составной частицы в дальнейшем тем больше, чем энергия связи больше тепловой энергии в вакууме. Поскольку в диффузионной трактовке энергия покоя частиц связывается с их тепловой энергией в физическом вакууме [4], то отсюда следует, что *чем меньше масса покоя составной частицы, тем она стабильнее.* Предельным выражением этого свойства было бы утверждение, что составные частицы наименьшей массы при данном заряде и спине, стабильны. Это подтверждается стабильностью фермионов первого поколения, а также фотона и, возможно, глюонов.

## Заключение

В рамках стандартной квантовой механики, где локализация частиц ограничена соотношениями неопределённостей, парадокс массы в составных моделях кварков и лептонов практически неразрешим и поэтому перспективы создания непротиворечивой модели весьма туманны, что и проявилось в застое в этой области исследований за последние более чем 35 лет.

В рамках диффузионной трактовки квантовой механики же, представляющей собой следующий шаг в понимании механизмов квантовых явлений, где последние объясняются из консервативной диффузии классических частиц в физическом вакууме, соотношения неопределённостей не являются абсолютным ограничением и поэтому открываются новые перспективы естественного разрешения парадокса массы.

Новый механизм является аналогом химических реакций между смесями в газах, которые происходят на расстояниях меньших длины свободного пробега и мало зависят от механизмов диффузии, действующих на больших расстояниях между атомами смеси. Поэтому на расстояниях существенно меньших «длины свободного пробега» субчастиц в физическом вакууме они могут образовывать составные системы с суммарной массой намного меньшей той, которая следует из соотношений неопределённостей.

Таким образом, диффузионная природа квантовых флуктуаций ведёт к новому механизму для формирования составных частиц малой массы, когда их масса может быть не порядка $\sim \hbar / cl_{sub}$, а порядка суммы эффективных масс преонов $m_1 + m_2$.

## Приложение 1. Диффузионная трактовка квантовой механики

Диффузия *холодного* лёгкого газа в *тёплом* тяжёлом газе на начальной стадии *до релаксации*, как оказалось, качественно отличается от обычной диссипативной диффузии [4]. В модели идеального газа здесь средняя энергия лёгких частиц приблизительно сохраняется и процесс очень близок к *консервативной диффузии*. При столкновении с тяжёлой частицей среды в системе покоя последней меняется в основном направление скорости лёгкой частицы, а изменение модуля скорости очень мало. В системе покоя газа флуктуации скорости лёгкой частицы $\delta v_D \sim V = (6kT / M)^{1/2}$, где $V$ - средняя тепловая скорость тяжёлых частиц, $T$ - температура среды, $M$ - масса тяжёлых частиц и $k$ - постоянная Больцмана. Траектории лёгких атомов состоят из участков свободного пробега между столкновениями, а их средняя кинетическая энергия сохраняется при большом числе столкновений $n_D \sim M / m$, где $m$ - масса лёгкой частицы. В первом приближении процесс статистически обратим во времени.

В период консервативности (т. е. до релаксации) ансамбль лёгких частиц не находится в тепловом равновесии со средой. В отличие от газа Лоренца, где тепловые энергии атомов лёгкого и тяжёлого газа равны, в нашем случае одного порядка лишь их тепловые скорости. Поэтому тепловая энергия лёгких частиц, как и температура лёгкого газа $T_l$, будут намного меньше, чем у тяжёлого газа $T_l \ll T$.

При такой консервативной диффузии усреднив по ансамблю лёгких частиц в каждый момент времени $t$ для участка свободного пробега определяем среднюю длину $l_D$ и среднее время $\tau_D$, скорость $v_D = l_D / \tau_D$, импульс $p_D = mv_D$, кинетическую энергию $E_D = mv_D^2 / 2$ и укороченное действие $S_D = p_D l_D$. В статистической механике вводится элемент фазового объёма $\Delta\Gamma = \Delta p \Delta x$ где частица находится в интервале $\Delta t$. В нашем случае имеется выделенной значение *элементарного фазового объёма*:

$$\Delta\Gamma = p_D l_D = ml_D^2 / \tau_D = \Gamma_D, \tag{8}$$

совпадающее с $S_D$. Определение коэффициента диффузии $l_D^2 = 2D\tau_D$ тогда даёт:

$$\Gamma_D = 2mD, \qquad D = \Gamma_D / 2m. \tag{9}$$

Теория обычной диссипативной диффузии в равновесной смеси для блуждания одной лёгкой частицы ведёт к формализму *броуновского движения*. Для консервативной диффузии же естественным оказывается *гидродинамический* формализм. Поскольку траектория частицы между столкновениями классическая, то дрейфовый импульс $\mathbf{p}_\mathrm{v} = m\mathbf{v}$, где $\mathbf{v}$ - скорость дрейфа, выражается через функцию действия $S(x,t)$ как:

$$m\,\mathbf{v}(x,t) = \nabla S(x,t). \tag{10}$$

Пусть внутри области пространства $\Delta V$ концентрация лёгких частиц $c_D$ больше, чем вне $\Delta V$. В малые интервалы времени число лёгких частиц, покидающих $\Delta V$ в среднем больше, чем входящих в неё, т.е. здесь имеет место диффузионный поток лёгких частиц $\mathbf{j}_D = \mathbf{u}c_D$ из $\Delta V$ во внешнюю область, где $\mathbf{u}$ - *скорость диффузионного потока*. В изотермической среде ($T = const.$) в первом приближении этот поток пропорционален градиенту концентрации и направлен в обратную сторону:

$$\mathbf{j}_D = \mathbf{u}c_D = -D \cdot \nabla c_D, \quad \mathbf{u} = -D\frac{\nabla c_D}{c_D} = -D\frac{\nabla n_D}{n_D}, \tag{11}$$

где $n_D$ - плотность числа лёгких частиц. Если описывать только одну лёгкую частицу, то в (11) вместо $n_D$ фигурирует плотность вероятности $\rho(x,t)$, которая нормирована на единицу и, ввиду сохранения вероятности, удовлетворяет уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\rho) = 0. \tag{12}$$

Соотношение для $\mathbf{u}$ в (11) и свойства $\mathbf{u}$ тогда принимают вид:

$$\mathbf{u} = -D \cdot \frac{\nabla\rho}{\rho}, \qquad \bar{\mathbf{u}} = \int \mathbf{u}\rho\, d^3x = 0, \quad \int \mathbf{u}^2 \rho\, d^3x \neq 0. \tag{13}$$

Импульс же $\mathbf{p}_u = m\mathbf{u}$ удовлетворяет *соотношению неопределённостей* (при $\bar{\mathbf{x}} = 0$):

$$\sqrt{\overline{\mathbf{p}_u^2} \cdot \overline{\mathbf{x}^2}} \geq \left|\overline{\mathbf{p}_u \cdot \mathbf{x}}\right| = m\left|\int \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}\,\rho\, d^3x\right| = mD\left|\int \nabla\rho \cdot \mathbf{x}\, d^3x\right| = \frac{\Gamma_D}{2}. \tag{14}$$

Гамильтониан, с учётом (10) и (13), приобретает вид:

$$H = \int\left(\frac{\mathbf{p}_\mathbf{v}^2}{2m} + \frac{\mathbf{p}_\mathbf{u}^2}{2m} + V\right)\rho\, d^3x = \int\left(\frac{1}{2m}(\nabla S)^2 + \frac{\Gamma_D^2}{8m}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2 + V\right)\rho\, d^3x, \tag{15}$$

где каноническая пара - это $S(x,t)$ и $\rho(x,t)$, а скобки Пуассона для них имеют вид:

$$\{A,B\}=\int\left(\frac{\delta A}{\delta\rho}\frac{\delta B}{\delta S}-\frac{\delta B}{\delta\rho}\frac{\delta A}{\delta S}\right)d^3x,\quad \{\rho(x,t),S(x',t)\}=\delta(x-x'). \qquad (16)$$

Соответствующие канонические уравнения:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\{\rho,H\}=\frac{\delta H}{\delta S},\qquad \frac{\partial S}{\partial t}=\{S,H\}=-\frac{\delta H}{\delta\rho}. \qquad (17)$$

дают уравнение непрерывности (12) и уравнение Гамильтона-Якоби:

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\left(\frac{(\nabla S)^2}{2m}+V\right)-\frac{\Gamma_D^2}{8m}\frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}=0, \qquad (18)$$

Плотность вероятности $\rho$ входит в эту систему уравнений нелинейно и для двух альтернатив $\rho_{12}\neq\rho_1+\rho_2$, но они линеаризуются при каноническом преобразовании к паре $\psi_1,\psi_2$, которую можно представить как комплексную амплитуду вероятности:

$$\psi=\psi_1+i\psi_2=\sqrt{\rho}\exp(iS/\Gamma_D). \qquad (19)$$

Уравнения (12)-(18) тогда переходят в уравнение Шредингера для $\psi(x,t)$:

$$i\Gamma_D\frac{\partial\psi}{\partial t}=\left(-\frac{\Gamma_D^2}{2m}\Delta+V\right)\psi. \qquad (20)$$

Здесь имеет место суперпозиция состояний: $\psi=c_1\psi_{(1)}+c_2\psi_{(2)}+...$ и поэтому при классической консервативной диффузии складываются не вероятности альтернатив, а их *амплитуды* вероятностей. Физический смысл же волнового поведения состоит в периодическом повторении вдоль траектории участков свободного пробега со средней длиной $l_D$, а также в наличии связанного с ними элементарного фазового объёма $\Gamma_D$.

Итак, консервативная диффузия в классических системах при указанных выше условиях описывается математическим аппаратом квантовой механики с заменой $\hbar\to\Gamma_D$. Сама же квантовая механика оказывается лишь частным случаем классической консервативной диффузии при $\Gamma_D=\hbar$. «Квантование», таким образом, сводится к тому, что классическая частица, которая в нерелятивистской теории в классическом (пустом) пространстве и силовом потенциале $V$ имела бы энергию $\mathbf{p}_\mathrm{v}^2/2m+V$, будучи помещённой в физический вакуум флуктуирует, а к её импульсу и энергии добавляются «тепловые» и диффузионные вклады.

Состояние свободной частицы соответствует плоской волне $\psi\sim\exp[i(\mathbf{px}-Et)/2mD]$, где $S(\mathbf{x},t)=\mathbf{px}-Et$ и $\rho=const.$, так что в этом случае $\mathbf{u}\sim\nabla\rho=0$ и нет диффузионной части нерелятивистского импульса $\mathbf{p}_u=0$, а значит и $E_u=0$. Для связанного состояния же $S(t)=-Et$, $\rho(x)$ обеспечивает локализацию частицы в окрестности центра инерции с $\mathbf{u}^2>0$, а $U_u=\mathbf{p}_u^2/2m$ есть та энергия, которая была затрачена (стенками ящика или силовым полем) для локализации частицы в данной области. Поэтому чем меньше область локализации частицы, тем больше будет энергия локализации $U_u$, что и выражает соотношение неопределённостей (14).

В релятивистской теории имеется постоянная добавка к энергии любой частицы конечной массы – энергия покоя $E_0=mc^2$, физический смысл которой был неясным. В диффузионной трактовке она оказывается тепловой энергией частиц в вакууме $\sim kT_l$.

При диффузии *многих* частиц на их флуктуации затрачивается заметная доля энергии вакуума, что понижает плотность энергии вакуума и возникает «градиент температуры». Это ведёт к термодиффузии [4], которая обладает всеми свойствами, присущими гравитации, т.е. гравитация в диффузионной квантовой механике возникает естественным образом как проявление консервативной термодиффузии в вакууме.

## Приложение 2. Простейшая модель с двумя преонами - модель ришонов

Модель ришонов [1,2] является простейшей в смысле числа преонов (всего два преона $T,V$ (и два антипреона $\bar{T},\bar{V}$). Оба преона (названные ришонами) – фермионы со спином $J=1/2$ и отличаются друг от друга в основном электрическим зарядом: $T$ заряжен ($Q_T=1/3$) (соответственно у $\bar{T}$ заряд $Q_{\bar{T}}=-1/3$), а $V$ электрически нейтрален ($Q_V=0$). Массы их считаются малыми.

В данной модели все частицы СМ, как фермионы, так и бозоны, составные - фермионы являются 3-преонными состояниями, а калибровочные бозоны – 6-преонными (в первоначальной версии модели [1,2]). Попытки описать динамику по аналогии с хромодинамикой сильно усложнили модель [3] и поэтому здесь ограничимся простейшей версией модели, оставив на будущее уточнение динамики, которая может оказаться необычной.

Простейший фермион может быть построен из трех преонов. Из восьми возможных комбинаций два соответствуют лептонам, а шесть – двум кваркам с тремя цветными состояниями. Второе и третье поколения кварков и лептонов могут соответствовать либо возбуждённым уровням первого поколения, либо, что более вероятно, отличаться от них присутствием пар $V\bar{V}$ и $T\bar{T}$ [3]. Цвета кварков возникают из различия трёх расположений одного из преонов в кварке, хотя пока неясно чем они отличаются. В Таблице 1 приведён преонный состав фермионов СМ.

Здесь сопоставление второму и третьему поколениям состояний с одной из пар $V\bar{V}$ и $T\bar{T}$ условно и приводится для примера, так как в зависимости от деталей динамики и вклада в массу эти два столбца могут поменяться местами.

Сохранение разницы чисел преонов и антипреонов каждого вида ведёт к двум сохраняющимся квантовым числам для составных частиц СМ:

$$n(T)-n(\bar{T})=3Q, \qquad n(V)-n(\bar{V})=3Q-3(B-L), \tag{21}$$

где *B*, *L* – числа барионов и лептонов.

**Таблица 1**. Преонный состав фермионов СМ.

| Q | 1-поколение | | 2-поколение | | 3-поколение | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| +1 | $e^+$ | $TTT$ | $\mu^+$ | $TTT\bar{V}V$ | $\tau^+$ | $TTT\bar{T}T$ |
| +2/3 | $u_1$ | $TTV$ | $c_1$ | $TTV\bar{V}V$ | $t_1$ | $TTV\bar{T}T$ |
| | $u_2$ | $TVT$ | $c_2$ | $TVT\bar{V}V$ | $t_2$ | $TVT\bar{T}T$ |
| | $u_3$ | $VTT$ | $c_3$ | $VTT\bar{V}V$ | $t_3$ | $VTT\bar{T}T$ |
| +1/3 | $\bar{d}_1$ | $VVT$ | $\bar{s}_1$ | $TVV\bar{V}V$ | $\bar{b}_1$ | $TVV\bar{T}T$ |
| | $\bar{d}_2$ | $VTV$ | $\bar{s}_2$ | $VTV\bar{V}V$ | $\bar{b}_2$ | $VTV\bar{T}T$ |
| | $\bar{d}_3$ | $TVV$ | $\bar{s}_3$ | $VVT\bar{V}V$ | $\bar{b}_3$ | $VVT\bar{T}T$ |
| 0 | $\nu_e$ | $VVV$ | $\nu_\mu$ | $VVV\bar{V}V$ | $\nu_\tau$ | $VVV\bar{T}T$ |

В каждом поколении фермионов полное число преонов равно полному числу антипреонов ($6T+6V+6\bar{T}+6\bar{V}$). Более того, на уровне преонов вещество и антивещество одинаково распространены во вселенной, так как пара электрон-протон, также как нейтрон, содержит равное количество преонов и антипреонов.

Состояния преон-антипреонной пары $V\bar{V}$, $T\bar{T}$ с $J=0$ могут соответствовать скалярным составным частицам, а с $J=1$ - векторным частицам. Две пары с $J=1$ могут образовать как новые скаляры, так и 4-преонные состояния с $J=2$: $VV\bar{V}\bar{V}$, $TV\bar{V}\bar{T}$, $VT\bar{T}\bar{V}$ и $TT\bar{T}\bar{T}$, являющиеся аналогом гравитона.

Состояниям же из трёх преон-антипреонных пар соответствуют векторные калибровочные бозоны СМ. Преонный состав бозонов СМ приведён в Таблице 2.

**Таблица 2**. Преонный состав бозонов СМ.

а) бозоны электрослабой теории

| | |
|---|---|
| $H_V$ | $V\bar{V}$ |
| $H_T$ | $T\bar{T}$ |

| | |
|---|---|
| $W^+$ | $TTTVVV$ |
| $W^-$ | $\bar{T}\bar{T}\bar{T}\bar{V}\bar{V}\bar{V}$ |
| $A^0$ | $VVV\bar{V}\bar{V}\bar{V}$ |
| $B$ | $TTT\bar{T}\bar{T}\bar{T}$ |

б) глюоны

| | | | |
|---|---|---|---|
| $G_{12}$ | $TTV\bar{T}\bar{V}\bar{T}$ | $\tilde{G}_{12}$ | $VVT\bar{V}\bar{T}\bar{V}$ |
| $G_{21}$ | $TVT\bar{T}\bar{T}\bar{V}$ | $\tilde{G}_{21}$ | $VTV\bar{V}\bar{V}\bar{T}$ |
| $G_{23}$ | $TVT\bar{V}\bar{T}\bar{T}$ | $\tilde{G}_{23}$ | $VTV\bar{T}\bar{V}\bar{V}$ |
| $G_{32}$ | $VTT\bar{T}\bar{V}\bar{T}$ | $\tilde{G}_{32}$ | $TVV\bar{V}\bar{T}\bar{V}$ |

Фотоны и $Z^0$ образуются из $A^0$ и $B$ путём смешивания с углом Вайнберга $\theta_W$. Пока не ясен механизм нарушения чётности в слабых взаимодействиях, но модель позволяет вычислить $\theta_W$ и даёт $\sin^2\theta_W = 1/4$ на уровне субструктур, близкое к наблюдаемому значению 0.23 на уровне составных частиц.

Глюоны перестраивают преоны в кварке, переводя состояния $VTT$ в $TVT$, $VVT$ в $VTV$ и т.д., т.е. действуют только на цветные состояния.

## Литература


1. Harari H. (1979) *Phys. Lett*. **86B**, 83.
2. Shupe M.A. (1979) *Phys. Lett*. **86B**, 87.
3. Harari H., Seiberg N. (1981) *Phys. Lett*. **98B**, 269.
4. Закир З. (2014) *Теор. физ., астрофиз. и космол.,* **9**(2), 55.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (2002) Статистическая физика. М.