слое. Безотражательный режим в рассматриваемом случае реализуется при условии: $\sin h''_{E,H} d = 0$.

В приближении тонкого слоя ($h''_{E,H} d$ <<1) получаем следующее соотношение между коэффициентами отражения R''_E и R''_H : $\frac{R''_E}{R''_H} \approx \frac{(\varepsilon\mu_\perp - \varepsilon_{II})}{(\varepsilon_\perp - \varepsilon\mu_{|II})}$. При известном значении величины диэлектрической проницаемости стенок слоя ε по результатам измерения коэффициентов отражения для двух поляризаций волн можно заключить является ли среда би-анизотропной, а также оценить: 1) при больших значениях ε соотношение между компонентами магнитного тензора $\mu_\perp, \mu_{II}$, 2) при малых ε – соотношение между компонентами диэлектрического тензора $\varepsilon_\perp$, ε_{II}.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 11-02-97013).

Н.В. Лунин
ФБОУ ВПО «ВГАВТ»

СВЯЗЬ НЕОБРАТИМОСТИ С НЕСОХРАНЕНИЕМ ЧЕТНОСТИ

Предложена математическая схема, сочетающая обратимость уравнений, выполнение законов сохранения и содержащая необратимость процессов, позволяющая совместить их с не сохранением комбинированной четности в квантовой теории поля.

Хотя зарядовое сопряжение, пространственная инверсия и обращение времени, т.е. *C,P,T*-симметрии, и их сочетания исследуются уже в течение нескольких десятков лет, причины их существования и особенно нарушений остаются неясными. Кажется, что, несмотря на усилия в их экспериментальном изучении, число направлений таких исследований не уменьшается, а скорее растет. Это же можно сказать и о возможных теоретических схемах, которые могли бы описать уже известные, установленные экспериментально, причины и условия сохранения этих симметрий и их сочетаний, а также их нарушений [1].

Расширение направлений исследований говорит, по-видимому, о том, что еще не сформулирован такой подход, который, может быть не учитывая конкретные условия и детали процессов, мог бы содержать необходимые особенности математической схемы, способной описать условия и сохранения, и нарушения этих симметрий.

Сформулируем минимальные требования к простейшей такой схеме:

а) уравнения, лежащие в ее основе, обратимы;

б) выполнение всех необходимых законов сохранения, вытекающих из этих уравнений;

в) схема должна содержать и обратимые, и необратимые процессы в замкнутой физической системе;

г) наблюдаемые, вычисленные на основе схемы, должны допускать физическую интерпретацию, сопоставимую с различием «правого» и «левого» в экспериментальных результатах.

Разумеется, эти требования могут рассматриваться лишь как необходимые.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в работах по несохранению четности *P* и комбинированной четности *CP*, которые тесно связаны с теоремой Людерса-Паули, т.е. *CPT =inv,* относительно редко рассматривается обращение времени. Возможно это объясняется тем фактом, что оно достаточно обсуждалось в связи с необратимыми процессами в квантовой механике вообще [2] и с ростом энтропии в термодинамике в частности.

Поскольку нарушение комбинированной четности *CP* и необратимость являются связанными, первая может существовать только при наличии последней, а в ряду физических задач необратимость рассматривается более важной [3] еще и потому, что она проявляется не только в слабых взаимодействиях.

Нарушение комбинированной четности при условии выполнения теоремы Людерса-Паули необходимо сосуществует с временной необратимостью. Поэтому можно предположить, что решение вопроса о необратимости в квантовой механике, а также подходы и методы, использованные при этом, могут оказаться применимыми и при рассмотрении нарушения комбинированной четности в квантовой теории поля.

Некоммутативность преобразований является общей чертой и квантовой механики, и квантовой теории поля. Более того, лежащая в основе теоремы Людерса-Паули специальная теория относительности, включает преобразования на некоммутативных группах. Поэтому представляет интерес рассмотрение комбинированной четности и ее нарушения в КТП подобно рассмотренной ранее необратимости в КМ на основе этой особенности преобразований и их групповых свойств.

Существует [4] утверждение: «... что пространство-время с нулевой кривизной, такое, как пространство Минковского, не обладает энтропией», откуда следует, что плоские пространства не содержат необратимости. Ненулевая кривизна пространства преобразований является, в частности, отражением их некоммутативности. В работах [5,6] показано, что в замкнутых квантовомеханических системах, описываемых только обратимым уравнением Шредингера, обратимые и необратимые процессы могут сосуществовать, а некоммутативность преобразований является необходимым условием необратимости.

В [5,6] необратимость рассмотрена на основе неевклидова принципа суперпозиции [6,7]. Он представляет собой композиции альтернативных матричных преобразований на мультипликативной некоммутативной группе Ли произвольной размерности:

$$\begin{aligned} M &= \left[\left(AB^{-1}\right)^{1/2} B\right]^2, \qquad D = \left[(AB)^{1/2} B^{-1}\right]^2, \\ T &= \left(AB^{-2}A\right)^{1/2} A^{-1}B, \qquad T' = \left(AB^2A\right)^{1/2} A^{-1}B^{-1}. \end{aligned} \tag{1}$$

Очевидно, что если $A,B \in G$, то и все эти их композиции принадлежат той же группе *G.* Все четыре композиции обладают определенными дискретными симметриями. При перестановке, $A \leftrightarrow B$: $M \rightarrow M$, $D \rightarrow D^{-1}$, $T \rightarrow T^{-1}$, $T` \rightarrow (T`)^{-1}$. При инверсии, $A \rightarrow A^{-1}$, $B \rightarrow B^{-1}$: $M \rightarrow M^{-1}$, $D \rightarrow D^{-1}$, $T \rightarrow T$, $T` \rightarrow T`$. Имеется еще одна дискретная симметрия, которую можно назвать «обращением последовательности умножения» и которая может применяться ко всем четырем композициям также и вместе с перестановкой и (или) инверсией. Например только с перестановкой $A \leftrightarrow B$ для композиции *T* она приводит к $T = (AB^{-2}A)^{1/2}A^{-1}B \Rightarrow AB^{-1}(BA^{-2}B)^{1/2} = T$. Та же композиция, но без перестановки

$$T = (AB^{-2}A)^{1/2}A^{-1}B \Rightarrow BA^{-1}(AB^{-2}A)^{1/2} = T^{-1}.$$

Т.е. в первом случае $T \rightarrow T$, а во втором $\mathrm{T} \rightarrow \mathrm{T}^{-1}$. Любопытно, что запись таких преобразований ассоциируется с зеркальными отображениями друг друга.

Для псевдоунитарной группы *SU(1,1)*, которой принадлежат преобразования решений уравнения Шредингера в спинорном представлении, эти композиции обладают геометрической интерпретацией в пространстве Лобачевского. Представив альтернативные парциальные пропагаторы в базисе матриц Паули в виде $A = \exp(\mathbf{a}\sigma)$ и т.д., где $(\mathbf{a}\sigma)$ – скалярное произведение вектора и матриц Паули, векторы **m, d** отображаются на карте Пуанкаре как симметричная и антисимметричная диагонали параллелограмма со сторонами **a** и **b**. Векторы **t** и **t`** ортогональны их плоскости, направлены противоположно друг другу и определяют площади параллелограммов со сторонами **a**, **b** и **a**, **-b** соответственно [6]. Можно показать, что при малых **a** и **b**: **m** $\cong$ **a+b**, **d** $\cong$ **a-b**, **t** $\cong$ i[**ba**] $\cong$ **-t`**, т.е. неевклидов принцип суперпозиции переходит в обычный, евклидов.

При обращении времени *t* все парциальные пропагаторы переходят в обратные. Это отвечает обратимости основных уравнений квантовой механики и приводит к тому,что все эрмитовы формы, отвечающие наблюдаемым, для процесса $t_1 \to t_2 \to t_1$, построенные на основе парциальных пропагаторов, переходят сами в себя. Композиции *M* и *D* из (1) также обратимы: при **a** $\to$ **-a, b** $\to$ **-b** векторы **m** $\to$ **-m** и **d** $\to$ **-d** [6]. Поэтому и парциальные пропагаторы, и их композиции *M* и *D* к необратимости не приводят.

По-другому преобразуются при обращении времени композиции *T* и *T`*. Пользуясь экспоненциальным представлением всех матриц, выразим параметры вектора **t** в этом представлении для композиции *T*:

$$\mathrm{n}^t = \frac{i[\mathbf{n}_b \mathbf{n}_a]}{\sqrt{1-(\mathbf{n}_b \mathbf{n}_a)^2}}, \quad \mathrm{th}t = \frac{\sqrt{1-(\mathbf{n}_b \mathbf{n}_a)^2}\ \mathrm{th}b \cdot \mathrm{th}a}{1-(\mathbf{n}_b \mathbf{n}_a)\mathrm{th}b \cdot \mathrm{th}a}. \tag{2}$$

Из (2) видно, что переход к обратным преобразованиям A^{-1} и B^{-1}, что означает изменение знаков единичных векторов $\mathbf{n}_a$ и $\mathbf{n}_\mathrm{b}$, приводит к $T \to T$, а не к обратной матрице. То же относится и к матрице *T`*. Поэтому композиции *T* и *T`*, построенные из обратимых парциальных пропагаторов, приводят к необратимости. Отметим однако, что даже при некоммутативности *A* и *B* существуют условия, когда *T* не приводит к необратимости [6].

Композиция *T`* отличается от *T* лишь заменой $B \to B^{-1}$, как это следует из (1). Из (2) видно, что при этом векторы **t** и **t`** направлены противоположно друг другу, а длины их различны. Последние определяют площади не равных, в отличие от геометрии Евклида, смежных параллелограммов на плоскости Лобачевского, построенных на векторах **a,b** и **a,-b** [6,7].

В [8] показано, что для свободных частиц, описываемых стационарным уравнением Шредингера, те линии, на которых выполняются все законы сохранения, являются в общем случае винтовыми линиями, радиус и шаг которых пропорционален длине волны де Бройля. Взаимодействие переводит одни винтовые в другие.

Пусть в начальной точке задан спинор $\Phi(0) = \text{столбец}(\mathrm{a}e^{i\alpha}, \mathrm{b}e^{i\beta})$. Он порождает в этой точке полный набор наблюдаемых – четырех эрмитовых форм $j_s(0) = \Phi^+ \sigma_s \Phi$, обладающих смыслом скоростей (или импульсов) и имеющих вид

$$\begin{aligned} j_0 &= a^2 + b^2, \quad j_1 = 2ab\cos(\beta - \alpha), \\ j_3 &= a^2 - b^2, \quad j_2 = 2ab\sin(\beta - \alpha). \end{aligned} \tag{3}$$

При отсутствии взаимодействия пропагатор, действующий на спинор и принадлежащий группе *SU(1,1)*, имеет вид $Q = \exp(ikz\sigma_3)$. Эрмитовы формы (3) преобразуются при этом как [8]

$$\begin{aligned} j_0(z) &= a^2 + b^2 = j_0(0), \qquad j_1(z) = j_1(0)\cos 2kz + j_2(0)\sin 2kz, \\ j_3(z) &= a^2 - b^2 = j_3(0), \quad j_2(z) = -j_1(0)\sin 2kz + j_2(0)\cos 2kz, \end{aligned} \tag{4}$$

а траектория частицы – линия, на которой выполняются все законы сохранения для свободной частицы ($j_0 = const, j_3 = const$) – представляет собой винтовую линию, закручивающуюся против часовой стрелки (при $j_3 \geq 0$) вокруг оси z. Замена $Q \to Q^{-1}$ приводит, согласно (4), к винтовой линии, закручивающееся по часовой стрелке.

В общем случае, когда имеется взаимодействие, пропагатор меняется на $Q = \exp(q_1\sigma_1 + q_2\sigma_2 + ikz\sigma_3)$ с действительными q_1, q_2 и $k(z)$. Переход $Q \to Q^{-1}$ и в этом случае меняет правую винтовую на левую, но вместе с тем меняются радиус и шаг.

Таким образом, композиции T и T`, содержащие необратимость, приводят к двум винтовым линиям, закручивающимся в противоположных направлениях и имеющих различные радиус и шаг.

Положительно определенную эрмитову форму j_0 можно сопоставить с энергией частицы , а j_1 и j_2 – с векторами поляризации ее поперечного движения. Поскольку j_0 для T и T`, определяемые длиной векторов **t** и **t`** [8], различны, то и соответствующие энергии различны. Из-за того, что в эрмитовы формы j_s компоненты векторов $\mathbf{n_t}$ ($\mathbf{n_{t'}}$) входят и линейно, и в виде произведений, различаться могут также и поляризации, отвечающие обеим композициям.

Подчеркнем, что геометрической причиной различия энергий и, возможно, поляризаций лево- и правовинтовых частиц, порожденных содержащими необратимость композициями парциальных пропагаторов, является различие площадей и других элементов смежных параллелограммов, построенных на векторах **a, b** и **a, -b**, которое является одной из особенностей геометрии Лобачевского и которое не содержится в геометрии Евклида.

Следует иметь в виду, что в измеряемые в эксперименте величины дают вклад также и эримтовы формы, отвечающие парциальным пропагаторам A и B, а также композициям M и D, хотя они и не дают вклада в необратимость и связанное с ним нарушение комбинированной четности.

Исходным пунктом изложенного выше являлось предположение об описании явлений с помощью уравнения Шредингера. Выполнение законов сохранения, требующее, согласно теоремам Нетер, теоретико-группового описания преобразований решений, и их некоммутативность, показывающая недостаточность евклидова принципа суперпозиции и требующая его обобщения, привели к неевклидову принципу суперпозиции. Последний позволил установить, что в замкнутых системах, описываемых только обратимыми уравнениями, существуют композиции обратимых преобразований, которые содержат необратимость, тем самым допуская сосуществование в них обратимых и необратимых процессов.

Геометрический подход к преобразованиям решений уравнения Шредингера в спинорном представлении, установление метрики и гауссовой кривизны пространства преобразований, отвечающих пространству Лобачевского, позволили, в частности, найти две композиции преобразований, содержащие необратимость. Эти композиции приводят к количественным различиям лево- и правовинтового движения квантовых частиц при соответствующих условиях, и, согласно теореме Людерса-Паули, содержат возможность количественного описания нарушения комбинированной четности.

В данном рассмотрении не содержалось никаких предположений о характере взаимодействия. Поэтому можно предположить, что оно, возможно с необходимой детализацией или обобщениями, применимо и к слабым взаимодействиям, где несохранение комбинированной четности установлено экспериментально, и к поиску несохранения четности в других взаимодействиях и системах, где имеется необратимость.

Неевклидов принцип суперпозиции применим к преобразованиям на группах любой размерности, и потому пригоден для преобразований биспиноров, что необходимо для описания релятивистских явлений в квантовой теории поля, при этом число наблюдаемых – эрмитовых форм, определяющих пространственное поведение системы, значительно возрастает. В рамках спинорного описания данный подход применим к тем объектам, которые могут быть описаны уравнениями типа Шредингера, например к спиральным молекулам в биологии и другим подобным объектам, в которых явление хиральности, в частности различие левого и правого, представляется существенным.

Список литературы:

[1] Шабалин Е.П. УФН, т.171, № 9, 951 (2001).
[2] Кадомцев Б.Б. УФН, т.165, № 8, 967 (1999).
[3] Гинзбург В.Л. УФН, т.169, № 4, 419 (1999).
[4] Пригожин И., Стенгерс И. Время, хаос, квант. М., Прогресс, 1999.
[5] Лунин Н.В., Коган В.И. ДАН, т. 399, №6, 753 (2004).
[6] Лунин Н.В., Коган В.И. Прикладная физика, № 6, 6 (2009).
[7] Lunin N.V. in Theoretical Concepts of Quantum Mechanics. Ed. M.R. Pahlavani InTech, Rijeka, 2012, p.263. (http://www.intechopen.com)
[8] Lunin N.V. JRLR, v.29, № 5, 441 (2008).

Е.Н. Мясников
ФБОУ ВПО «ВГАВТ»

ДИФФУЗИЯ ПЛАЗМЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ДВУХЖИДКОСТНОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

В приближении двухжидкостной магнитной гидродинамики предложен механизм генерации индукционного электрического поля, возникающего вследствие дрейфового движения ионной компоненты, приводящего к протеканию диамагнитного тока. Получено решение, описывающее равновесие магнитоактивной плазмы низкого давления, в котором самосогласованное потенциальное электрическое поле компенсирует градиент давления электронной компоненты и приводит к выполнению условия квазинейтральности. Индукционное поле уравновешивает градиент газокинетического давления плазмы в плоскости, ортогональной к регулярному магнитному полю, и приводит к равенству потоков электронов и ионов, в результате чего устанавливается двуполярный режим диффузии, при котором декремент возмущений плазмы зависит только от двух диффузионных коэффициентов – амбиполярного продольного (ионного) и амбиполярного поперечного (электронного).

Введение

Диффузия ионизованного газа в магнитном поле изучалась в большом количестве экспериментальных и теоретических работ применительно к задачам, связанным с