Письма в ЖЭТФ, том 35, вып.1, стр. 39 – 41 *5 января 1982 г.*

О ВОЗМОЖНОМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ПОИСКЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕГО ПОЛЯ ЯНГА – МИЛЛСА

И.С.Шапиро

Вычислен обусловленный изоспиновым калибровочным полем сдвиг интерференционных полос в опыте типа Бома – Ааронова с нейтронами.

В последние годы значительно прогрессировала техника нейтронной интерферометрии. Недавно ее возможности были продемонстрированы в эксперименте Бома – Ааронова с медленными нейтронами, пересекавшими область пространства с отличным от нуля статическим электромагнитным вектор-потенциалом **A**, но с равными нулю напряженностями полей (**H** = **E** = 0). В данных условиях на электрический заряд нейтрона e_n было получено ограничение $e_n < 10^{-12} e$, где e – заряд электрона (см. [1]).

В связи с этим становится актуальным количественное рассмотрение аналогичного интерференционного опыта, направленного на поиск классического поля Янга – Миллса, отвечающего изоспиновой калибровочной группе $SU(2)$. Ниже приводятся результаты вычисления интерференционного эффекта при движении нейтрона в поле Янга – Миллса для двух вариантов опыта – с вращающимся блоком твердого вещества (упоминание о таком опыте, как о мысленном эксперименте, содержится в статье Ву и Янга [2]) и с вращающимся сверхтекучим He^3-A.

Надлежит сделать два предварительных замечания. Во-первых, подчеркнем, что неквантованное изоспиновое калибровочное поле, порождаемое *внешним источником* является дальнодействующим (как и классическое электромагнитное поле). Вопрос о том, отвечают ли квантованному изоспиновому полю какие-либо частицы вообще (массивные или безмассовые), по нашему мнению, пока остается открытым, и в данной статье не обсуждается. Во-вторых, отметим, что в наиболее распространенной сегодня рабочей концепции сильных взаимодействий (квантовой хромодинамике) локальная симметрия имеет место для "цвета", тогда как с "ароматами" (в частности, с изоспином) никакое калибровочное поле не связывается. В настоящей же работе рассматриваются явления, обязанные своим происхождением неабелевому калибровочному полю, сопряженному именно группе "ароматов". Поскольку такая возможность экспериментально не исключена, осуществление соответствующих поисковых опытов представляет, на наш взгляд, определенный интерес.

Будем исходить из уравнения для изоспинового магнитного поля $\mathbf{H}^k$, создаваемого внешним током с плотностью $\mathbf{j}^k$:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}^k + \epsilon e_{klm}[\mathbf{A}^l\mathbf{H}^m] = (4\pi/c)\mathbf{j}^k. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{A}^l$ – вектор-потенциал поля, ϵ – калибровочный заряд, входящий в ковариантные производные, e_{klm} – антисимметричный единичный тензор, все изоспиновые индексы k,l,m пробегают значения 1, 2, 3. Плотность тока $\mathbf{j}^k$ дается равенствами

$$\mathbf{j}^k = \epsilon\rho^k\mathbf{v}, \quad \rho^k = <\hat{T}_k>\rho, \tag{2}$$

в которых ρ – плотность носителей изоспина (ядер), $\hat{T}_k$ – оператор изоспина, $\mathbf{v}$ – скорость носителей. Для реальных ядер диагонален оператор $\hat{T}_3$, тогда как операторы $\hat{T}_1$ и $\hat{T}_2$ недиагональны и их средние значения равны нулю. Мы имеем:

$$<\hat{T}_3> = \frac{Z-N}{2}, \quad <\hat{T}_1> = <\hat{T}_2> = 0 \tag{3}$$

и, соответственно,

$$\mathbf{j}^3 = \epsilon\rho\frac{Z-N}{2}\mathbf{v}, \quad \mathbf{j}^1 = \mathbf{j}^2 = 0 \tag{4}$$

(Z, N – числа протонов и нейтронов в ядре). В силу равенства (4) с уравнением (1) совместима такая калибровка вектор-потенциала, при которой $\mathbf{A}^1 = \mathbf{A}^2 = \mathbf{0}$, вследствие чего $\mathbf{H}^1 = \mathbf{H}^2 = \mathbf{0}$, и для $\mathbf{H}^3$ получается обычное уравнение Максвелла. Легко поэтому вычислить поле $\mathbf{H}^3$, создаваемое бесконечно длинным вращающимся цилиндрическим блоком вещества, и его поток F через поверхность, пересекающую цилиндр. С учетом того, что вне цилиндра $\mathbf{H}^3 = 0$, а внутри – $\mathbf{H}^3$ параллельно оси вращения, находим:

$$F = \frac{\epsilon}{c}\pi^3R^4(Z-N)\rho n, \tag{5}$$

где R – радиус цилиндра, n – число оборотов в секунду.

Представим себе, что вращающийся цилиндр охватывается двумя когерентными пучками нейтронов, встречающихся и интерферирующих в некоторой точке за цилиндром. При одинаковых геометрических длинах путей каждого из пучков, наличие в пространстве вектор-потенциала $\mathbf{A}^3$ изоспинового калибровочного поля приведет к появлению разности фаз,

$$\Delta\phi = -\frac{\epsilon_n}{\hbar c}\oint\mathbf{A}^3d\mathbf{x} = -\epsilon_nF/\hbar c \tag{6}$$

здесь ϵ_n – калибровочный заряд нейтрона:

$$\epsilon_n = -\epsilon/2. \tag{7}$$

Сводя вместе (5) – (7) получаем для разности фаз

$$\Delta\phi = \frac{\epsilon^2}{\hbar c}\frac{\pi^3}{2c} R^4 (Z - N)\rho n. \tag{8}$$

При указанных выше условиях интенсивность в месте встречи будет равна $\cos^2(\Delta\phi/2)$(при одинаковых и равных 1/2 амплитудах каждого из пучков). Поскольку, как это следует из изложенного, эффект в изменении интенсивности равен $(1/4)(\Delta\phi)^2 \propto R^8$, для поиска явления выгодно использовать "широкоплечные" интерферометры. Для цилиндра с R = 10 см из металлического ^{238}U, вращающегося со скоростью n = 100 об/сек, уменьшению интенсивности в главном максимуме на 1% ($\Delta\phi \approx 0{,}2$) будет отвечать $\epsilon \approx 1{,}3 \cdot 10^{-15} e$.

Рассмотрим теперь вращающийся сверхтекучий He^3 в A-фазе. Известно (см [3, 4]), что в этой квантовой жидкости могут возникать вихревые дефекты монопольного типа ("вихри с концом"). Как показано Г.Е.Воловиком, если бы куперовская пара (из двух атомов He^3) была заряжена, то создаваемое таким вихрем магнитное поле на достаточно больших (по сравнению с длиной когерентности) расстояниях в точности совпадало бы с полем магнитного монополя с квантованным по Дираку магнитным зарядом[1)]. Переходя от электромагнитного поля к янг-миллсоновскому, заметим, что калибровочный заряд куперовской пары равен ϵ, а эффективный "магнитный" заряд монополя будет

$$\gamma = \hbar c/2\epsilon. \tag{9}$$

Описывая монополь вектор-потенциалом

$$A^3_\vartheta = A^3_r = A^1 = A^2 = 0,\ A^3_\phi = \frac{\gamma}{r}\,\mathrm{tg}\frac{\vartheta}{2} \tag{10}$$

мы получим по формуле (6) для нейтронов, охватывающих вихревую нить в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$), разность фаз:

$$\Delta\phi = \pi/4 \tag{11}$$

т.е. интерференционный эффект порядка единицы при сколь угодно малых ϵ. Разумеется, опыт с He^3-A в значительной мере более проблематичен, чем с вращающимся твердым телом.

Автор признателен Г.Е.Воловику за сообщение результата о магнитном поле заряженного вихря с концом и А.И.Франку за обсуждение вопросов нейтронной интерферометрии.

Литература

1. *Greenberger D.M., Atwood D.K., Arthur J., Shull G., Schlenker M.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 751.
2. *Wu T.T., Yang C.N.* Phys. Rev., 1975, **D12**, 3843.
3. *Воловик Г.Е., Минеев В.П.* Письма в ЖЭТФ, 1976, **23**, 647.
4. *Blaha S.* Phys. Rev. Lett., 1976, **36**, 874.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 ноября 1981 г.

1) Любопытно, что квантование в данном случае обусловлено точечным дефектом поля директора, т.е. гомотопической группой $\pi_2(S^2)$, а не $\pi_1(G)$, где G – калибровочная группа. Для электромагнитного поля $G = U(1) = S^1$, и так как $\pi_1(S^1) \cong \pi_2(S^2)$, то квантования магнитного заряда получаются одинаковыми. Для поля Янга – Миллса, квантования заряда, обусловленные $\pi_2(S^2)$ и $\pi_1(G)$, вообще говоря, различны.