

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ НА  
СУЩЕСТВОВАНИЕ КВАЗИМАГНИТНОГО (АРИОННОГО)  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ**

*В.Ф.Бобраков<sup>1)</sup>, Ю.В.Борисов, М.С.Ласаков, А.П.Серебров,  
Р.Р.Тальдаев, А.С.Трофимова*

*Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П. Константина АН СССР  
188350, Гатчина*

*<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований*

Поступила в редакцию 21 февраля 1991 г.

Приведены результаты поиска квазимагнитного взаимодействия электронов. Установлено, что квазимагнитное (арионное) взаимодействие между электронами не превышает  $10^{-14}$  от их магнитного взаимодействия, для константы арионного взаимодействия электронов это эквивалентно ограничению  $x_e^2 < 2 \cdot 10^{-4}$ .

Ряд теоретических моделей (суперсимметричные теории, "техни цвет", модели великого объединения) указывает на возможность существования физических безмассовых или очень легких частиц. С подробным теоретическим исследованием таких моделей можно ознакомиться в обзора <sup>1)</sup>. Стандартная модель допускает существование таких частиц. Они весьма интересны с экспериментальной точки зрения, поскольку могут быть обнаружены в экспериментах лабораторного масштаба. Различные теоретические модели приводят к существованию псевдоскалярной безмассовой стабильной частицы - ариона <sup>2)</sup>. Модельно независимые свойства и возможные способы детектирования арионного дальнодействия наиболее полно изложены в <sup>1)</sup>. Там же рассмотрена аналогия между арионным и магнитным полями. Обмен арионами между двумя фермионами  $f_1$  и  $f_2$  приводит к потенциалу:

$$V(r) = -x_{f_1}x_{f_2} \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} \frac{1}{r^3} [\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 - 3(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n})], \quad (1)$$

где  $\vec{\sigma}_1$  и  $\vec{\sigma}_2$  - спиновые матрицы Паули,  $n = \vec{r}/r$ ,  $G_F$  - константа Ферми,  $x_f$  - параметр, зависящий от вакуумных средних полей. Это взаимодействие с точностью до знака эквивалентно взаимодействию спиновых магнитных моментов с "магнетоном"  $x_f(G_F/8\pi\sqrt{2})^{1/2}$ . Источником арионного поля, так же как и магнитного, служат ориентированные спины. Основное же отличие состоит в том, что арионное поле не связано с движущимися электрическими зарядами.

Таким образом, в наиболее простом виде задача лабораторного эксперимента состоит, во-первых, в том, чтобы создать систему поляризованных спинов, во-вторых, скомпенсировать или заэкранировать магнитное поле этих спинов электрическими токами и, в-третьих, попытаться обнаружить "спиновым" детектором наличие квазимагнитного поля в экранированной области. Под "спиновым" детектором подразумеваем любую магнитометрическую систему, основанную на взаимодействии спинов частиц с измеряемым полем. Результат такого эксперимента можно представить в виде отношения  $\Delta B/B_0$ , где  $B_0$  - величина магнитного поля системы поляризованных спинов, заэкранированного токами,  $\Delta B$  - величина поля, измеренная "спиновым" детектором в экранированной области. Это отношение пропорционально константе арионного взаимодействия.

имодействия  $x_{f_1}$ ,  $x_{f_2}$ . Для электронов, например, <sup>2</sup>:

$$\frac{\Delta B}{B_0} = x_e^2 \frac{G_F m_e^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} = 4,7 \cdot 10^{-11} x_e^2. \quad (2)$$

В лабораторных экспериментах наиболее жесткие ограничения получены в работе <sup>3</sup>:  $|x_e x_q| < 2,5 \cdot 10^{-3}$  и в работе <sup>4</sup>:  $|x_e x_q| < 10^{-2}$  для арионного взаимодействия электронов и кварков, а также в работе <sup>5</sup>:  $x_e^2 < 10^{-3}$  для арионного взаимодействия электронов.

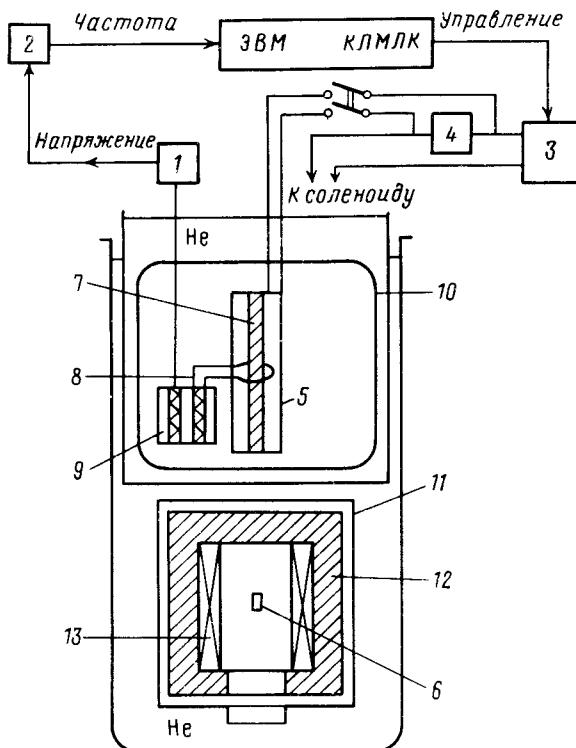


Рис. 1. 1 - Магнитометр; 2 - вольтметр; 3 - электромашинный усилитель; 4 - шунт; 5 - калибровочная катушка; 6 - датчик Холла; 7 - ферромагнитный стержень; 8 - трансформатор потока; 9 - циммермановский сквид; 10 - свинцовый экран; 11 - ниобиевый экран; 12 - ферромагнитный экран; 13 - сверхпроводящий соленоид

Схема эксперимента, который был нами осуществлен, показана на рис.1. В качестве источника арионного поля использовался массивный ферромагнитный экран, который перемагничивался при переключении сверхпроводящего соленоида. Детектором служил ферромагнитный стержень в сверхпроводящем экране, который размещался по оси источника, возможно ближе к его торцу. Изменение магнитного потока в стержне измерялось при помощи сквида с трансформатором потока. Результатом эксперимента, как уже говорилось ранее, является измерение отношения  $\Delta B/B_0$  в экранированной области. Таким образом, необходимо создать максимально возможное  $B_0$  и при этом суметь подавить его до уровня, меньшего  $\Delta B$ , т.е. для коэффициента экранирования должно выполняться соотношение  $K > \frac{B_0}{\Delta B}$ . В нашем эксперименте коэффициент экранирования можно представить как произведение трех

коэффициентов:  $K = K_\Phi K_n K_c$ , где  $K_\Phi$  - коэффициент экранирования ферромагнитного экрана,  $K_n$  - коэффициент экранирования ниобиевого экрана,  $K_c$  - коэффициент экранирования свинцовых экранов. Каждый из этих коэффициентов был измерен:  $K_\Phi > 10^2$ ;  $K_n \approx 10^5$ ;  $K_c \approx 10^8$ . Итого:  $K > 10^{15}$ . Следовательно, поиск эффекта можно производить до уровня  $\Delta B/B_0 \sim 10^{-15}$ . Кроме того, коэффициент экранирования свинцовых экранов накладывает определенные требования на величину рассеянного магнитного поля токоввода:  $\Delta B_t < \Delta B K_c$ . Квантовым магнитометром на оптической накачке производился контроль рассеянного поля. Было получено при токе  $\approx 15$  А ( $B_0 \sim 200$  Э)  $\Delta B_t < 10^{-6}$  Э. При таком рассеянном поле и коэффициенте экранирования  $K_c \approx 10^8$  поиск эффекта можно производить до уровня  $\Delta B/B_0 \sim 10^{-16}$ . Рассмотрим теперь конкретную процедуру измерения. В режиме измерения установка работала следующим образом. По программе ЭВМ с электронного модуля подается ток на управляющую обмотку электромашинного усилителя, который питает сверхпроводящий соленоид. Магнитное поле соленоида контролируется датчиком Холла. Ток в цепи соленоида контролируется по напряжению на измерительном шунте. Как это обычно принято, для подавления вклада от медленного дрейфа смена полярности тока осуществлялась в следующей последовательности: + - - + - + + - - + + - - +. Длительность такого блока измерения составляет 15 сек. Напряжение с выхода сквид-магнитометра преобразуется цифровым вольтметром в частоту и затем подается на счетчики, которые осуществляют в непрерывном режиме набор массивов  $N_i^+$  и  $N_i^-$  - счет при соответствующей полярности за один блок измерений. Разность  $\Delta N_i = N_i^+ - N_i^-$  пропорциональна искомому арионному полю. Накопление идет до заполнения буфера ЭВМ (27 блоков - цикл измерений). Затем производится начальная обработка цикла:  $N_2^+ = \Sigma N_i^+$ ;  $N^- = \Sigma N_i^-$  ( $i = 1, 27$ )  $\Delta N = (N^+ - N^-)/27$ ;  $\sigma^2 = \Sigma(\Delta N_i - \Delta N)^2/26 \times 27$ . Для пересчета  $\Delta N$  в константу арионного взаимодействия измерительную систему надо прокалибровать. Калибровать измерительный тракт можно, подавая на стержень известное магнитное поле. Напряжение с измерительного шунта подается на калибровочную катушку. Затем по той же программе, по которой производятся измерения, определяется калибровочная константа  $\Delta N_k = N^+ - N^-$ . Если обозначить  $H_k$  - амплитуду калибровочного поля, то

$$\frac{\Delta B}{B_0} = \frac{\Delta N \pm \sigma}{\Delta N_k} \frac{H_k}{B_0}. \quad (3)$$

По результатам калибровки:  $\frac{\Delta B}{B_0} = |5,7 \cdot 10^{-15} (\Delta N \pm \sigma)|$ . Для константы взаимодействия:

$$x_e^2 = \frac{\Delta N \pm \sigma}{\Delta N_k} \frac{H_k}{4,7 \cdot 10^{-11} B_0} \approx |(\Delta N \pm \sigma) 1,2 \cdot 10^{-4}|. \quad (4)$$

Было выполнено около двухсот циклов измерений. Суммарный набор статистики составил  $\approx 28$  ч. Гистограмма  $\Delta N_i$  приведена на рис.2. Согласно критерию Пирсона при уровне значимости  $q = 0,1$  ( $\chi_n^2 \approx 8,7$ ;  $\chi^2 \approx 11,7$ ;  $\chi_b^2 \approx 27,6$ ) удовлетворяется гипотеза о нормальности распределения. Совместная обработка всей совокупности измерений дает результат:

$$\Delta N = (-0,7 \pm 7,9) \cdot 10^{-1}. \quad (5)$$

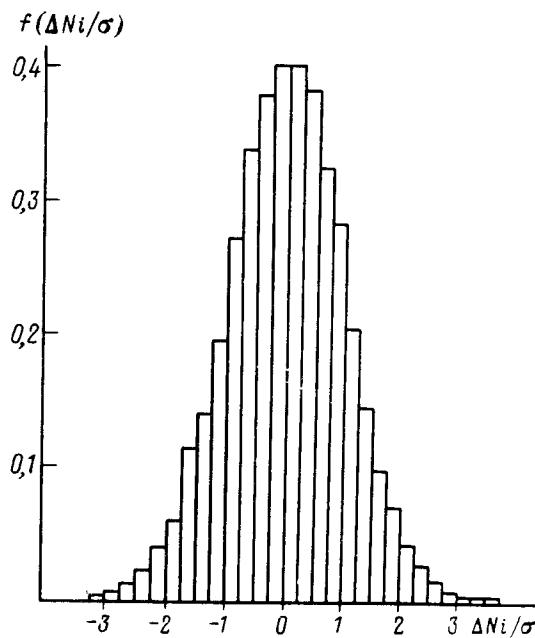


Рис. 2. Гистограмма распределения отклонения от среднего величины  $\Delta Ni$ , нормированной на ее среднеквадратичное отклонение

Измеренный эффект не выходит за пределы ошибки. На уровне достоверности 95% получено ограничение:

$$\frac{\Delta B}{B_0} < 8,5 \cdot 10^{-15}. \quad (6)$$

Таким образом, в эксперименте был достигнут коэффициент экранирования  $\approx 10^{14}$  и установлено, что на этом уровне энергия взаимодействия поляризованных электронов не имеет каких-либо "квазимагнитных" добавок. Для параметра арионного взаимодействия электронов при уровне достоверности 95% отсюда следует ограничение:

$$x_e^2 < 2 \cdot 10^{-4}. \quad (7)$$

Это в пять раз более жесткое ограничение, чем в ранее опубликованной работе<sup>5</sup>. Следует отметить, что возможно дальнейшее совершенствование метода с увеличением чувствительности на 1-2 порядка.

Мы признательны А.А.Ансельму за постоянный интерес и внимание к нашей работе. Мы благодарны И.С.Алтареву, С.Н.Иванову, А.Г.Харитонову, Р.З.Ягуду за многочисленные обсуждения в ходе работы, а также Васильеву Б.В. за обсуждение методики эксперимента и предоставление для работы сквид-магнитометра.

### Литература

1. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г. Легкие и безмассовые хигтсовские частицы. Материалы зимней школы ЛИЯФ, Л., 1985; Anselm A.A. Proceedings 25-th Rencontre de Moriond,  $Z^0$ -Physics, p 291.
2. Ансельм А.А. Возможное новое дальнодействие и способы его обнаружения. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 46.
3. Александров Е.Б., Ансельм А.А., Умарходжаев Р.М. Ограничение на существование нового типа фундаментального ("арионного") дальнодействия в опыте по исследованию прецессии спинов ядер ртути. ЖЭТФ, 1983, 85, 1890.
4. Ансельм А.А., Неронов Ю.И. ЖЭТФ, 1985, 88, 1946.
5. Vorobyev P.V., Gitars Ya.I. Phys. Lett., 1988, 208, 146; Воробьев П.В., Гитарц Я.И. Препринт ИЯФ 87-138, Новосибирск, 1987.