

B.75

41



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

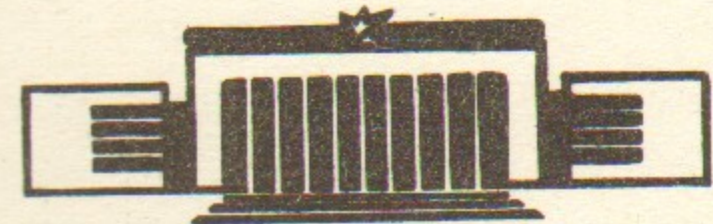
П.В.Воробьев

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПОЛЕ КРУЧЕНИЯ  
И КВАЗИМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

( Экспериментальные возможности )

ПРЕПРИНТ 83-161

БИБЛИОТЕКА  
Института ядерной  
Физики СО АН СССР  
Инд. № \_\_\_\_\_



НОВОСИБИРСК



Л. В. ВОРОБЕВ

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПОЛЕ КРУЧЕНИЯ И  
КВАЗИМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

(экспериментальные возможности)

ПРЕПРИАТ КЭ-101

В этой работе обсуждаются экспериментальные ограничения на поле кручения и квазимагнитные взаимодействия. Рассмотрены различные методы детектирования кручения, наиболее эффективными представляются методы, использующие ферромагнетики.

Обсуждаются экспериментальные ограничения на кручение и другие квазимагнитные взаимодействия. рассматриваются различные методы детектирования кручения. наиболее эффективными представляются методы, использующие ферромагнетики.

Обсуждаются экспериментальные ограничения на кручение и другие квазимагнитные взаимодействия. рассматриваются различные методы детектирования кручения. наиболее эффективными представляются методы, использующие ферромагнетики.

Можно отметить, что в настоящее время экспериментальные возможности в области исследования кручения и квазимагнитных взаимодействий существенно расширились.

Можно отметить, что в настоящее время экспериментальные возможности в области исследования кручения и квазимагнитных взаимодействий существенно расширились.

ВЫВОДЫ

Выводы: 1. Экспериментальные возможности в области исследования кручения и квазимагнитных взаимодействий существенно расширились.

Уравнения для расчета кручения и квазимагнитных взаимодействий приведены в [3, 4].

Литература: 1. В. В. Воробев, Докл. АН СССР, 1983.

2. В. В. Воробев, Докл. АН СССР, 1983.

3. В. В. Воробев, Докл. АН СССР, 1983.

4. В. В. Воробев, Докл. АН СССР, 1983.



В этой работе обсуждаются эксперименты, которые могут быть использованы для детектирования или установления верхней границы поля кручения и других квазимагнитных взаимодействий. Кручение впервые было введено в теорию гравитации Э. Картаном [1]. В настоящее время различные модификации теории гравитации Эйнштейна-Картана (Т.Э.К.) привлекают большое внимание (в основном теоретиков [2]).

Теория формулируется для 4-многообразий, оснащенных, наряду с метрикой  $g_{ik}$ , тензорным полем кручения  $\tau_{jk}^i$ , которое сопоставляется с локальными вращениями и позволяет ввести в теорию спин и спиновые взаимодействия, отсутствующие в ОТО. Кручение естественным образом возникает в калибровочных теориях [3] и, вероятно, играет важную роль в теории вакуума при масштабах порядка планковской длины  $l = 10^{-33}$  см [4]. Кроме того, Т.Э.К. привлекательна еще и тем, что позволяет построить несингулярные космологические модели, асимптотически выходящие на фридмановский режим расширения [5, 6].

Недавно открыто явление прецессии осей галактик и квазаров [7], причем, оси прецессии параллельны в масштабах сотен мегапарсек. Это можно рассматривать как указание на наличие космологического поля кручения, однородного в таком масштабе.

## ВВЕДЕНИЕ

Тензор кручения  $\tau_{jk}^i$  определяется через несимметричную связность  $\Gamma_{jk}^i$ :

$$\tau_{jk}^i = (\Gamma_{jk}^i - \Gamma_{kj}^i) / 2.$$

Уравнения поля для простейшей Т.Э.К. с нераспространяющимся кручением [8,9] :

$$R_{ik} - g_{ik}R/2 = \kappa T_{ik} \quad (1)$$

$$\tau_{ik}^j + \delta_{ik}^j \tau_k = \kappa S_{ik}^j$$

или

$$R_{ik} - g_{ik}R/2 = \kappa T_{ik} \quad (2)$$

$$\tau_{\alpha\beta}^0 = 8\pi L_p^2 S_F^\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} = \bar{Q}^\gamma; \quad \alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3,$$

где:  $\kappa = 8\pi G/c^2$ ,  $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} = \varepsilon_{[\alpha\beta\gamma]}$  — символ Леви-Чивита;

$R_{ik}$  — тензор кривизны,  $\tau_k = \tau_{ki}^i$ ;

$S_{jk}^i = U^i S_{jk}$ ,  $U^i$  — скорость;

$S_{jk}$  — тензор плотности спина

$L_p = (G\hbar/c^3)^{1/2}$  — планковская длина,  $S_F^\gamma$  — плотность поляризованных фермионов.

Здесь, очевидно, возможно только контактное взаимодействие, так



как поле  $Q$  есть лишь в той области пространства, где плотность спина не нулевая. В более сложных теориях возможно существование свободного поля кручения и его распространение в вакууме [10, 11].

Для бесспиновой материи уравнения Т.Э.К. (1) совпадают с уравнениями ОТО. Бесспиновые тела движутся по геодезическим и в этом смысле в Т.Э.К. выполняется принцип эквивалентности.

Спинорная материя  $S=1/2(\mu, e, \nu)$  взаимодействует только с псевдовектором кручения

$$\bar{Q} = (\sqrt{g})^{-1} \epsilon^{ijkl} \tau_{klj} / 3!$$

Материя, имеющая угловой момент орбитального происхождения (гироскопы, небесные тела), с полем кручения  $\bar{Q}$  не взаимодействуют, поэтому эксперименты с гироскопами типа стенфордского (см. дополнение А.) и астрономические наблюдения не могут дать информацию о поле кручения. Информацию о  $\bar{Q}$  дают только эксперименты со спинорными частицами, либо со средами, имеющими ненулевую интегральную проекцию спинов нескомпенсированных электронов (пара- и ферромагнетики). Однако, в динамических теориях с распространяющимся кручением гироскоп может взаимодействовать с  $\bar{Q}$  косвенно, через влияние антисимметричной части тензора энергии-импульса  $T_{[ik]} \sim \bar{Q}_i$  на метрику [11]. В этом смысле обнаруженная недавно прецессия осей галактик и квазаров может рассматриваться как указание на наличие космологического поля кручения.

Приближенное решение уравнений движения для неподвижной спинорной частицы в пространстве с кручением [8,12] имеет вид

$$d\bar{S}/dt = 3c\bar{S} \times \bar{Q}, \quad (3)$$

где  $\bar{S}$ —вектор спина в единицах  $\hbar$ . В релятивистском случае

$$d\bar{S}/dt = (3c/\gamma) \bar{S} \times \bar{Q},$$

Таким образом, вектор спина прецессирует с частотой

$$\omega_Q = (3c/\gamma) Q$$

Это очень похоже на выражение для прецессии спина электрона во внешнем магнитном поле  $\bar{H}$

$$d\bar{S}/dt = ge/(2mc\gamma) \bar{S} \times \bar{H}, \quad (4)$$

$$\omega_H = ge/(2me\gamma) \cdot H,$$

где  $g$ — $g$ -фактор электрона.

Поскольку в дальнейшем мы будем говорить исключительно об

электронах (позитронах), удобно сопоставить  $\bar{Q}$  некоторое эффективное магнитное поле  $\bar{H}$

$$\omega_H = \omega_Q \rightarrow \bar{H}_Q = \bar{Q} \cdot 3mc^2/e \rightarrow \bar{H}_{Q[\text{э}]} \sim 10^4 \bar{Q} \text{ [см}^{-1}\text{]}, \quad (5)$$

соответственно в гамильтониане взаимодействия производится замена

$$H_{int} = 3c\bar{S}\bar{Q} \rightarrow H = \bar{\mu}\bar{H}_Q$$

### ОГРАНИЧЕНИЯ НА $\bar{Q}$ ИЗ $g-2$ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

По-видимому, наилучшее современное ограничение на величину космологического поля  $\bar{Q}$  можно извлечь из экспериментов по измерению аномального магнитного момента электрона.

**Эксперименты с геониумом [13,14].** Недавно Ван Дик с сотрудниками получили превосходные результаты по измерению  $g$ -фактора изолированного в специальной магнитной ловушке электрона (позитрона) [14]. Сравнивались циклотронная частота  $\omega_c = 2\mu H/\hbar$  и аномальная частота  $\omega_a = \omega_s - \omega_c$ , где  $\omega_s = g\mu H/\hbar$ —частота прецессии спина тогда  $(g-2)/2 = \omega_a/\omega_c$  или  $g = 2 + 2\omega_a/\omega_c$  измерения дают значение  $g$ -фактора, которое с точностью до  $10^{-11}$  совпадает с предсказанием КЭД. Точность измерения  $g$  в этом эксперименте также порядка  $10^{-11}$ .

В присутствии поля кручения уравнения прецессии получаются комбинацией уравнений (3) и (4):

$$d\bar{S}/dt = \bar{S} \times [\bar{H}ge/2mc + 3c\bar{Q}] \quad (6)$$

В случае, когда  $\bar{H} \parallel \bar{Q}$  (6) можно представить в виде

$$d\bar{S}/dt = \bar{S} \times \bar{\omega}_c [g/2 + \omega_Q/\omega_c] = \bar{S} \times \bar{\omega} \cdot g_{ef}/2.$$

здесь, очевидно,  $g_{ef} = g + \omega_Q/\omega_c$ . Из того, что  $g_{ef}$  совпадает с  $g_{кэ0}$  с точностью  $\delta \sim 10^{-11}$ , получим

$$Q \leq \delta\omega_c/6c = \delta\mu H/6ch.$$

Таким образом, из экспериментов Ван Дика следует, что  $\bar{Q} < 10^{-11} \text{ см}^{-1}$ .

**Эксперименты по сравнению аномальных магнитных моментов электрона и позитрона на накопителе [15].** Выражение для прецессии спина релятивистского электрона в накопителе имеет вид

$$d\bar{S}/dt = \bar{S} \times \bar{\omega}_c (1 + \gamma a)$$

Здесь  $a = (g-2)/2$ —аномальный магнитный момент;



$\omega_c = eH/mc\gamma$  — циклотронная частота.

Пусть аномальные магнитные моменты электрона и позитрона отличаются  $a_+ - a_- = 2d$ . Тогда отличаются и частоты прецессии

$$\omega_+ = \omega_c(1 + \gamma(a+d)). \quad (7)$$

$$\omega_- = \omega_c(1 + \gamma(a-d)). \quad (8)$$

Измеряя тем или иным путем разность  $\delta = \omega_+ - \omega_-$ , найдем  $d$ . Результаты измерений на накопителе [15] дают для относительной разности частот  $\Delta = \delta/\omega_c$  верхнюю границу  $\Delta < 10^{-5}$ . Комбинируя (7) и (8), получим  $\Delta = \gamma d$ , откуда  $d < \Delta/\gamma \sim 10^{-8}$ , так как  $\gamma \sim 10^3$ .

Однако, можно считать, что аномальные магнитные моменты  $e^-$  и  $e^+$  равны, и использовать значение  $\Delta$  для оценки величины поля кручения. Теперь выражения для частот  $\omega_+$  и  $\omega_-$  выглядят так:

$$\omega_+ = \omega_c(1 + \gamma a) + 3cQ/\gamma \quad (9)$$

$$\omega_- = \omega_c(1 + \gamma a) - 3cQ/\gamma. \quad (10)$$

Разный знак при члене, содержащем кручение в (9) и (10), объясняется тем, что электроны и позитроны движутся в накопителе по одной магнитной дорожке навстречу друг другу и их спины прецессируют в разные стороны. Однако, «докрутка» спина от взаимодействия с полем кручения происходит в одну и ту же сторону как у  $e^+$ , так и у  $e^-$ . Это приводит к различию частот  $\omega_+$  и  $\omega_-$ . Комбинируя (9) и (10), получим

$$Q < \Delta\gamma\omega_c/6c$$

что при  $\gamma \sim 10^3$  дает верхнюю границу для  $Q$ :  $Q < 10^{-6}$  см $^{-1}$ . Это заметно хуже, чем ограничения, следующие из экспериментов Ван Дика, и совсем далеко от области, где может ожидать наблюдение эффектов кручения:  $Q \sim 10^{-25}$  см (см. дополнение В).

### ЭКСПЕРИМЕНТЫ С МАГНИТНЫМИ СРЕДАМИ

По-видимому, значительно более высокой чувствительности можно достичь в экспериментах с использованием магнитных сред. Как уже отмечалось (5), для электронов поле  $q$  эквивалентно некоторому эффективному  $\bar{H}$  (электрон не знает за магнитный или за механический момент его «тянут»):  $\bar{H}_Q = 10^4 \bar{Q}$  см $^{-1}$ . Однако, это поле не взаимодействует с орбитальными моментами и поэтому не экранируется сверхпроводящими экранами. Таким образом, если среда парамагнитна или ферромагнитна и экранирована от действия внешних магнитных полей сверхпроводящим экраном, взаимодействие электронов имеющих нескомпенсированный момент с полем кручения  $\bar{Q}$  приводит к появлению объемной на-

магниченности

$$\bar{M} = \chi H_Q = 10^4 \chi \bar{Q}.$$

Кроме того, на электроны замагниченного тела (постоянный магнит) действует момент сил со стороны  $q$ , приводящий к прецессии магнита в целом. Но этот эффект, по-видимому, не представляет интереса, так как и без того очень малая частота прецессии спинов  $\omega = 3cQ$  становится исчезающе малой при учете момента инерции магнита.

Рассмотрим первый эффект пусть среда — парамагнетик, например, соли редкоземельных элементов со спиновой восприимчивостью (церий марганцевый нитрат и т.д.). Намагниченность единицы объема дается выражением

$$\bar{M} = n\mu L(\mu H_Q/kT),$$

где  $L$  — функция Ланжевена:  $L = \text{cth } x - 1/x$ ;  $n$  — число атомов в единице объема.

В слабых полях  $x \ll 1$  и  $L(x) = x/3$ . Тогда:

$$\bar{M} = n\mu^2 H_Q / 3kT = \chi H_Q.$$

При гелиевых температурах для парамагнитных солей РЗЭ  $\chi \sim 1 \div 10$  намагниченность  $\bar{M}$  порождает соответствующую магнитную индукцию

$$\bar{B} = 4\pi \bar{M}$$

или

$$\bar{B} = 4\pi 10^4 \chi \bar{Q}.$$

Используя образец достаточно больших размеров, связанный посредством сверхпроводящего трансформатора со сверхпроводящим джозефсоновским магнитометром (СКВИД), можно получить высокий уровень чувствительности по  $Q$ . Для СКВИДа с чувствительностью  $\sim 10^{-4} \Phi_0$  и образца РЗЭ сечением  $10^3$  см $^2$  получим  $Q \sim 10^{-19}$  см $^{-1}$  ( $\Phi_0 = hc/2e = 2 \cdot 10^{-7}$  Гс·см $^2$  — квант магнитного потока). Использование методов синхронного детектирования с очень узкой полосой позволит, по-видимому, еще увеличить чувствительность.

Естественно, полная объемная энергия индуцированного магнитного поля

$$E_H = 1/8\pi \int_V B H dv$$

не превосходит



$$E_Q = c \int_v S(Q) Q dv.$$

Еще интереснее возможность использования ферромагнетиков с высокой магнитной проницаемостью в слабых полях. Начальная проницаемость супермаллоя достигает  $10^5$ , максимальная  $\sim 10^6$ , а такой материал как криоперм-10 имеет  $\mu \sim 2.5 \cdot 10^5$  при  $T = 4.2$  К и очень низкий уровень магнитных тепловых шумов при температуре  $\sim 4$  К. Поэтому, если вместо РЗЭ в детекторе использовать криоперм-10, чувствительность может быть увеличена еще примерно в  $10^3$  раз, так как  $B = \mu_F H_Q$ , причем для образцов эллипсоидальной формы с  $\mu \rightarrow \infty$ ,  $\mu_F$  определяется выражением

$$\mu_F = \pi l^2 / [4S(\ln l/r - 1)].$$

здесь  $l$  — длина образца,  $S$  — площадь поперечного сечения образца,  $r$  — его радиус (подробности см. в [16,17]).

Таким образом, используя достаточно длинный образец, чувствительность, вероятно, можно довести до  $Q \sim 10^{-23}$  см $^{-1}$  и выше. Это соответствует частоте прецессии спина  $\omega = 3cQ \sim 10^{-12}$  с $^{-1}$ , что сравнимо с ожидаемой частотой прецессии стенфордского гироскопа. Поэтому такой детектор может использоваться и для наблюдения «магнитных» компонент метрики  $g_{0i}$ , связанных с вращением Земли.

Однако, в случае ферромагнетика не исключено, что тепловые флуктуации доменных стенок и шумы экранов могут несколько понизить чувствительность ферромагнитного детектора (см. дополнение D.)

Можно представить следующую схему детектора (рис.1). Образец из супермаллоя или криоперм-10, заключенный в медный экран для подавления магнитных шумов, вместе со сверхпроводящим трансформатором потока и СКВИДом жестко закреплены внутри сверхпроводящего экрана в котором замыкается поток магнитного поля образца. Этот экран подвешен на оси мотора и вращается с частотой порядка нескольких герц внутри неподвижного сверхпроводящего экрана, изолирующего систему от внешних полей. Система обработки выделяет фурье-гармонику сигнала на частоте вращения привода. (Такой сигнал возникнет на выходе СКВИДа, если детектируется поле  $q$ ). Поскольку детектор вращается вместе с Землей, мощность этой гармоники должна модулироваться, причем период модуляции должен быть равен половине

звездных суток (если поле кручения космологическое). Внешнее магнитное поле должно подавляться системой сверхпроводящих экранов до уровня  $H_{\sim} < 10^{-20}$  Гс.

### ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА НА НЕЙТРИНО

В работе [18] рассмотрен эффект Мессбауэра на нейтрино. Монохроматические нейтрино получаются в результате распада трития  ${}^3_1\text{T} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}$ , при этом  $\beta$ -электрон садится на орбиту  ${}^3_2\text{He}$ . Теоретическая оценка ширины линии перехода  $\Delta E \sim 10^{24}$  эВ, но за счет ряда эффектов, связанных с взаимодействием атомов в кристалле, ширина линии должна возрасти до  $\Delta E \sim 10^{-20}$  эВ =  $10^{-32}$  эрг. Взаимодействие спинов  $\bar{\nu}$  и  $e^-$  с полем  $Q$  должно приводить к уширению линии  $\Delta E_Q \sim c\hbar Q \sim 10^{-17} Q$ . Сравнивая  $\Delta E$  и  $\Delta E_Q$ , получаем предельную чувствительность  $Q \sim 10^{-15}$  см $^{-1}$ .

### ОГРАНИЧЕНИЯ НА КОНСТАНТУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В уравнениях (1) и (2) связь кривизны и кручения с соответствующими источниками определяется одной константой —  $G$ . Однако, константа взаимодействия (или характерная длина  $L_*$ ) в уравнениях, определяющих кручение, не фиксирована теорией. Из данных по рассеянию нейтрино [19,20] —  $L_* < 10^{-1} L_F$ ; из данных по сверхтонкой структуре мюония [10] —  $L_* < 10^0 L_F$ . Из измерения взаимодействия намагниченных образцов, разделенных сверхпроводящим экраном, сравнительно просто может быть получено ограничение на уровне  $L_* < 10^{-2} L_F$ , так как дифференциальные весы позволяют надежно измерять  $\delta F/F$  на уровне  $10^{-14}$  [21]. Однако эксперименты такого рода автору не известны. Из результатов по сравнению  $g-2$  для  $e^-$  и  $e^+$  на электрон-позитронном накопителе [15] —  $L_* < 10^2 L_F$ .

Таким образом, лучшая оценка для  $L_*$ :  $L_* < 10^{-1} L_F$ . Кроме того, существует астрофизическая оценка [20]:  $L_* < 10^{-8} L_F$ , но она, как признает сам автор, ненадежна (здесь  $L_F = (G_F/\hbar c)^{1/2}$  — характерная длина слабых взаимодействий  $L_F \sim 10^{-16}$  см).

Используя схему, аналогичную приведенной на рис.1, можно значительно улучшить оценку верхней границы  $L_*$ . Схема соответствующего детектора приведена на рис.2. Детектор, состоит из ферромагнетика (криоперм-10), заключенного в медный экран для подавления магнитных шумов, СКВИДа и сверхпроводящего трансформатора потока и размещен в межполюсном зазоре элект-



ромагнита. От поля магнита детектор экранирован сверхпроводящим экраном. Чувствительность СКВИДа  $10^{-4} F_0$ , при сечении образца  $1 \text{ см}^2$  и  $\mu_F \sim 10^3$ , это соответствует эффективному магнитному полю  $H_Q \sim 10^{-14} \text{ Э}$ . Так как  $H_Q/H_0 = (L_*/L_c)^2$ , где  $L_c = \hbar/mc$ , то при величине внешнего поля  $H_0 = 10^4 \text{ Э}$  можно получить ограничение на  $L_*$  на уровне  $\leq 10^{-4} L_c$  и лучше.

Видно, что методы детектирования кручения с использованием магнитных сред выглядят наиболее перспективными (см. также [22]).

### ДРУГИЕ КВАЗИМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Существует ряд теорий, которые приводят к квазимагнитному взаимодействию: калибровочные теории с безмассовым аксионом [23], теория со спонтанно нарушенной полной относительностью [24], теории супергравитации  $N=1$  которые эквивалентны Т.Э.К. с безмассовой частицей спина  $S=3/2$  [25], и некоторые другие. Причем, по-видимому, некоторые из этих теорий могут быть сформулированы на языке кручения [25].

Дополнение А.

#### Релятивистский гироскоп Шиффа.

Вращение массивного тела в ОТО приводит к специфическим гравитационным эффектам, напоминающим магнитное взаимодействие: между вращающимися телами возникают дополнительные (гравитационные) силы, зависящие от относительной ориентации осей вращения, вращение тела приводит к прецессии гироскопов, расположенных вблизи от вращающегося тела, по отношению к удаленным гироскопам и неподвижным звездам.

Шифф [26] впервые исследовал движение гироскопа в поле вращающейся массы (Земля) в рамках ОТО. В первом приближении уравнение движения гироскопа, свободно подвешенного на орбите, имеет вид [27]:

$$\frac{d\bar{L}}{dt} = \bar{L} \times \left( \frac{3GM}{2c^2 R^3} (\bar{R} \times \bar{V}) + \frac{GI}{c^2 R^3} \left( 3(\omega \bar{R}) \frac{\bar{R}}{R^2} - \bar{\omega} \right) \right)$$

где  $\bar{L}$ —вектор углового момента гироскопа;  $V$ —скорость гироскопа на орбите;  $R$ —радиус орбиты;  $M$ —масса Земли,  $I$ —момент инерции Земли;  $\omega$ —частота вращения Земли. Первый член описывает спин-орбитальное взаимодействие, второй—спин-спиновое. Интересующее нас спин-спиновое взаимодействие, очевидно, приводит к прецессии гироскопа с частотой

$$\Omega = \frac{2GI}{c^2 R^3} \omega P_2(\cos \Theta),$$

где  $P_2$ —полином Лежандра. Для Земли  $\Omega \sim 3 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$  или  $\sim 3 \cdot 10^{-9}$  рад/сутки.

Для наблюдения релятивистской прецессии гироскопа стенфордская группа готовит спутниковый эксперимент. В спутнике, свободном от сноса, свободно подвешивается несколько гироскопов, каждый из которых представляет собой шар из плавленного кварца диаметром  $\sim 2 \text{ см}$ , сферичность и однородность плотности которого выдержаны с точностью не хуже  $10^{-6}$ . Масса гироскопа—9 г, момент  $L = 4.6 \cdot 10^3$ . Шары покрыты тонкой пленкой ниобия. Струями гелия гироскопы раскручиваются до 200 об/с. После этого полость с гироскопами откачивается до высокого вакуума и охлаждается до гелиевой температуры. Ниобий переходит в сверхпроводящее состояние и в результате эффекта Лондона, гироскоп приобретает магнитный момент. Система джозефсоновских магнитометров позволяет определить направление магнитного момента, что и служит методом регистрации прецессии. Естественно, система должна быть идеально экранирована от внешних магнитных полей и других помех.

Дополнение В.

#### «Оптимистическая» космологическая оценка поля кручения.

Очевидно, что величина

$$L_Q = \left( \frac{16\pi G}{c^3} \right)^{-1} \bar{Q}^i \bar{Q}_i = \frac{\hbar}{16\pi} \frac{\bar{Q}^i \bar{Q}_i}{L_p^2}$$

имеет размерность плотности лагранжиана. Предположив, что вселенная имеет критическую плотность и доминирующим видом материи является поле кручения, получим  $\bar{Q}^i \bar{Q}_i \sim R$  ( $R \sim 10^{-55} \text{ см}^{-2}$ —скалярная кривизна мира). Таким образом,  $Q \sim \sqrt{R} \sim 10^{-27} \text{ см}^{-1}$ . Если в результате расширения и охлаждения мира, поле  $Q$  приобретает доменную структуру, то вселенная в среднем будет однородна и изотропна и будет расширяться по фридмановскому закону. Такая доменная структура не будет проявляться в обычных наблюдениях, так как нет отклонения траекторий от геодезических, а есть лишь вращение плоскости поляризации.

Оценка, приведенная выше, сделана в предположении, что константа взаимодействия для поля кручения— $G$  и характерная длина  $L_* = L_p (G\hbar/c^3)^{1/2}$ —планковская длина. Если константа взаимодействия отличается от  $G$  и, таким образом,  $L_* \neq L_p$ , то соответственно изменится и оценка  $Q$ .  $Q \sim (L_*/L_p) \cdot \sqrt{R}$ , т. е.  $Q$  может быть значительно больше, чем  $10^{-27} \text{ см}^{-1}$ . И, наконец, посмотрим какому  $Q$  соответствует скорость прецессии осей галактик [7], ес-



ли она объясняется эффектами кручения. Скорость прецессии, найденная в [7]  $\sim 10^{-13}$  рад/год  $\sim 10^{-20}$  с<sup>-1</sup>. Отсюда получаем  $Q \sim 10^{-31}$  см<sup>-1</sup>.

Дополнение С.

### Неустойчивость вакуума во внешнем поле кручения.

Энергия спинорной частицы в поле кручения зависит от ориентации спина относительно вектора поля  $Q$ . Для спина, параллельного полю

$$E_{\uparrow} = mc^2 + 3/2c\hbar Q,$$

для спина, антипараллельного полю

$$E_{\downarrow} = mc^2 - 3/2c\hbar Q,$$

разность  $\Delta E = 3c\hbar Q$ .

Когда  $\Delta E > 2mc^2$ , вакуум становится неустойчивым относительно рождения пар спинорных частиц. При этом плотность спина рожденных пар приводит к частичной компенсации внешнего поля  $Q$ . Таким образом  $Q < 2mc/3\hbar$ , и для мюонов это дает  $Q < 10^{12}$  см<sup>-1</sup>, для электронов —  $Q < 10^{10}$  см<sup>-1</sup>. Для нейтрино ситуация сложнее: если  $m_\nu = 30$  еВ,  $Q < 10^6$  см<sup>-1</sup>, если же  $m_\nu = 0$ , то энергетическая щель отсутствует и возможно катастрофическое рождение пар  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ . Этому может воспрепятствовать следующий эффект.

Вселенная заполнена морем вырожденных нейтрино, и рождение пар из вакуума полем  $Q$  возможно лишь в том случае, если энергия пары превосходит энергию Ферми  $E_F$ . Если предположить, что плотность нейтринного моря равна критической, то  $E_F = 0.13$  еВ [28], что дает для  $Q$ :  $E_F = 3\hbar c Q$ ;  $Q < 10^3$  см<sup>3</sup>.

Как видно, рождение пар из вакуума не накладывает серьезных ограничений на величину поля кручения.

Дополнение D.

### Шумы детектора.

Спектр мощности шумов ферромагнетика приведен на рис.3, заимствованном из работы [29]. Видно, что спектральная мощность  $S$  магнитного шума резко падает в области низких частот. В области максимума при температуре образца  $T = 300$  К мощность магнитных шумов превосходит мощность тепловых шумов примерно в 10 раз для сравнительно сильных полей ( $H > H_c$ ). Для слабых магнитных полей ( $H < H_c$ ) мощность магнитного шума резко уменьшается, приближаясь к тепловой. Такие материалы, как криоперм-10 имеют  $\mu \sim 2.5 \cdot 10^5$  при 4.2 К и низкий уровень

тепловых шумов. Поэтому выгодно работать в области низких температур и низких частот перемагничивания образца.

Оценить тепловые флуктуации поля в ферромагнитном образце можно следующим образом. Распределение плотности энергии в спектре равновесного излучения при температуре  $T$  определяется законом Релея-Джинса:

$$q_{RI}(\omega, T) d\omega = \frac{8\pi\omega^2}{c^3} kT d\omega.$$

В то же время:  $q_H(\omega, T) d\omega = \mu H^2(\omega) / 8\pi d\omega$ . Полагая  $q_H = q_{RI}$ , получим  $\mu H^2 = 32\pi^2 \omega^2 kT / c^3$ , что, при  $\mu = 10^3$  и  $T \sim 10$  К соответствует ограничению чувствительности по  $Q$  на уровне  $Q \sim 10^{-4} H \sim 10^{-25}$  см<sup>-1</sup>. Очевидно, следует применять синхронное детектирование с большим временем накопления сигнала и узкой полосой.

### Собственные шумы СКВИДа

Спектральная мощность собственных шумов СКВИДа представлена на рис.4, заимствованном из работы [30]. В области низких частот шум имеет вид  $S \sim 1/F$  и связан, по-видимому, с движением квантовых вихрей, захвативших поток в сверхпроводнике экрана СКВИДа. Очевидно, выгодно работать в области белого шума 0.1—10 Герц. Низкая частота выгодна также и потому, что в области низких частот резко падают магнитные шумы образца. Кроме того, массивный образец проще вращать с частотой, не превосходящей несколько герц. По-видимому, целесообразно использовать СКВИД с прямым считыванием (без ВЧ подмагничивания), так как модуляция потока осуществляется вращением образца.

Выражаю искреннюю благодарность Л.М.Баркову, М.С.Золотереву, Л.М.Курдадзе и Б.В.Чирикову за внимание к работе и обсуждения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Cartan E.*, Compt.rend., 174, 539, 1922.  
Перевод в сб. Альберт Эйнштейн и теория гравитации, Мир, М., 1979.
2. *Hehl A., Von der Heyde, Kerlick G.D., Nester J.M.*, Rev.mod.phys., 48, 399, 1976.
3. *Kibble T.W.B.*, J.mat.phys., 2, 212, 1961.
4. *Finkelstein D., Misner C.W.*, Ann.phys., 6, 230, 1959.
5. *Minkevich A.V.*, Phys.lett., 80A, 232, 1980.
6. *Пономарев В.Н.*, В сб. Теория относительности и гравитация, Нау-



- ка, М., 1976.
7. *Birch P.* Nature, 298, 451, 1982.
  8. *Кречет В.Г., Пономарев в.н.*, В сб. Проблемы теории гравитации и элементарных частиц, Атомиздат, М., 1976
  9. *Hojman S.*, Phys.rev.d, 18, 2741, 1978.
  10. *Hayashi K., Shirafuji T.*, Phys.rev.d, 19, 3524, 1979.
  11. *Yasskin P.B., Stoeger w.r.*, Phys.rev.d, 21, 2081, 1980.
  12. *Audretsch J.*, Phys.rev.d, 24, 1470, 1981
  13. *Экстрем Ф., Вайнленд Д.*, УФН, 134, 711, 1981
  14. *Schwinberg P.B., Van Dyck R.S., Dehmelt H.G.*, Phys.rev.lett., 47, 1679, 1981.
  15. *Serednyakov S.I., Sidorov V.A., Skrinsky A.N., Tumaikin G.M., Shatunov Ju.M.*, Phys.lett., 66B, 102, 1977.
  16. *Розенблат М.А.*, Электричество, 7, 26, 1957.
  17. *Чечерников В.И.*, Магнитные измерения, изд-во МГУ, 1963.
  18. *Андрюшин В.И., Мельников В.И.*, Препринт ИТФ-73-5Р, Киев, 1973.
  19. *Nevill D.E.*, Phys.rev.d, 25, 573, 1982.
  20. *Nevill D.E.*, Phys.rev.d, 21, 2075, 1980.
  21. *Слабкий Л.И.*, Методы и приборы предельных измерений в экспериментальной физике, Наука, М., 1973.
  22. *Anselm A.A., Uraltsev N.G.*, Phys.lett., 116B, 161, 1982.
  23. *Ансельм А.А.*, Письма в ЖЭТФ, 36, 46, 1982.  
*Ансельм А.А., Лобашов В.М., Уральцев Н.Г.*, Письма в ЖЭТФ, 35, 266, 1982.
  24. *Андреев А.Ф.*, Письма в ЖЭТФ, 36, 82, 1982.
  25. Геометрические идеи в физике, под ред. Ю.И. Манина, Мир, М., 1983.
  26. *Schiff L.I.*, Phys.rev.lett 4, 215, 1960.
  27. *Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж.*, Гравитация, Мир, М., 1977.
  28. *Бугаев Э.В., Котов Ю.Д., Розенталь И.Л.*, Космические мюоны и нейтрино, А.И., М., 1970.
  29. *Колачевский Н.Н.*, Магнитные шумы, Наука, М., 1971
  30. *Кларк Дж.*, В сб. Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение, Мир, М., 1981

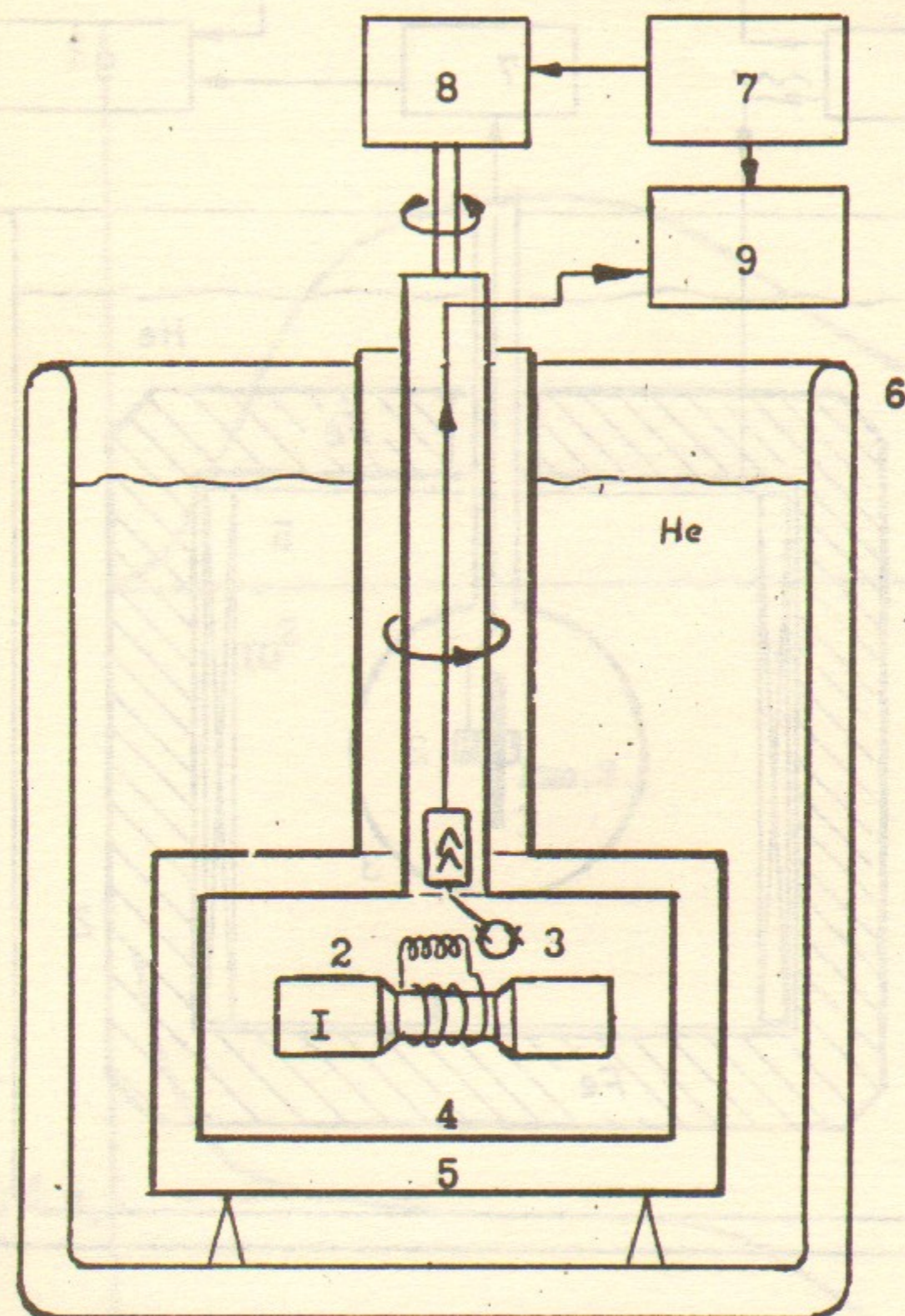


Рис. I.

I - зонд: крионерм-10; 2 - трансформатор потока; 3 - СКВИД; 4 - вращающийся сверхпроводящий экран; 5 - сверхпроводящий экран; 6 - криостат; 7 - задающий генератор; 8 - синхронный мотор; 9 - коррелометр.



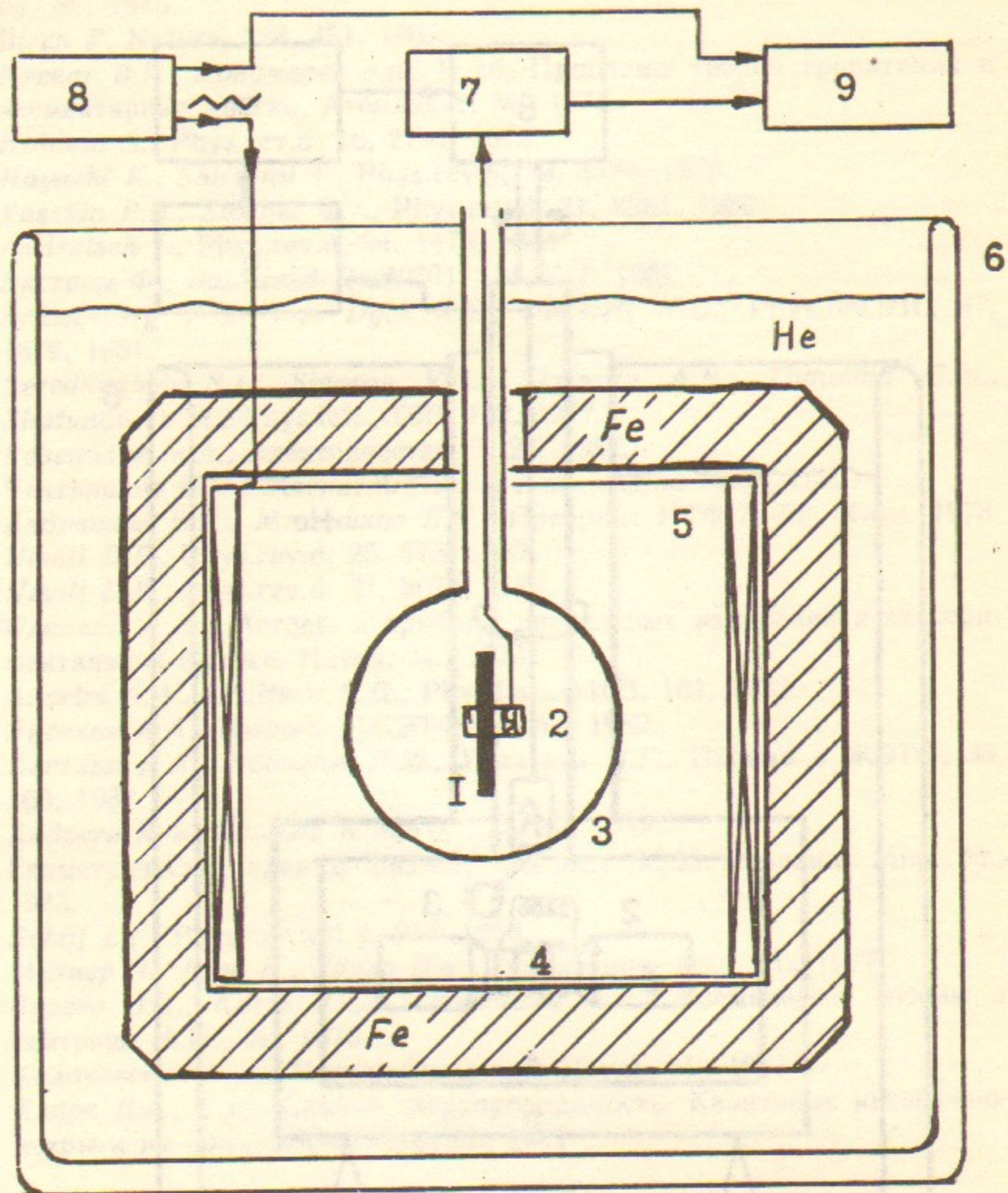


Рис.2.

- 1 - зонд: крионерм-10; 2 - СКВИД Циммермана;  
 3 - сверхпроводящий экран; 4 - магнит;  
 5 - сверхпроводящая намагничивающая обмотка;  
 6 - криостат; 7 - блок считывания СКВИД'а;  
 8 - источник питания магнита; 9 - коррелометр.

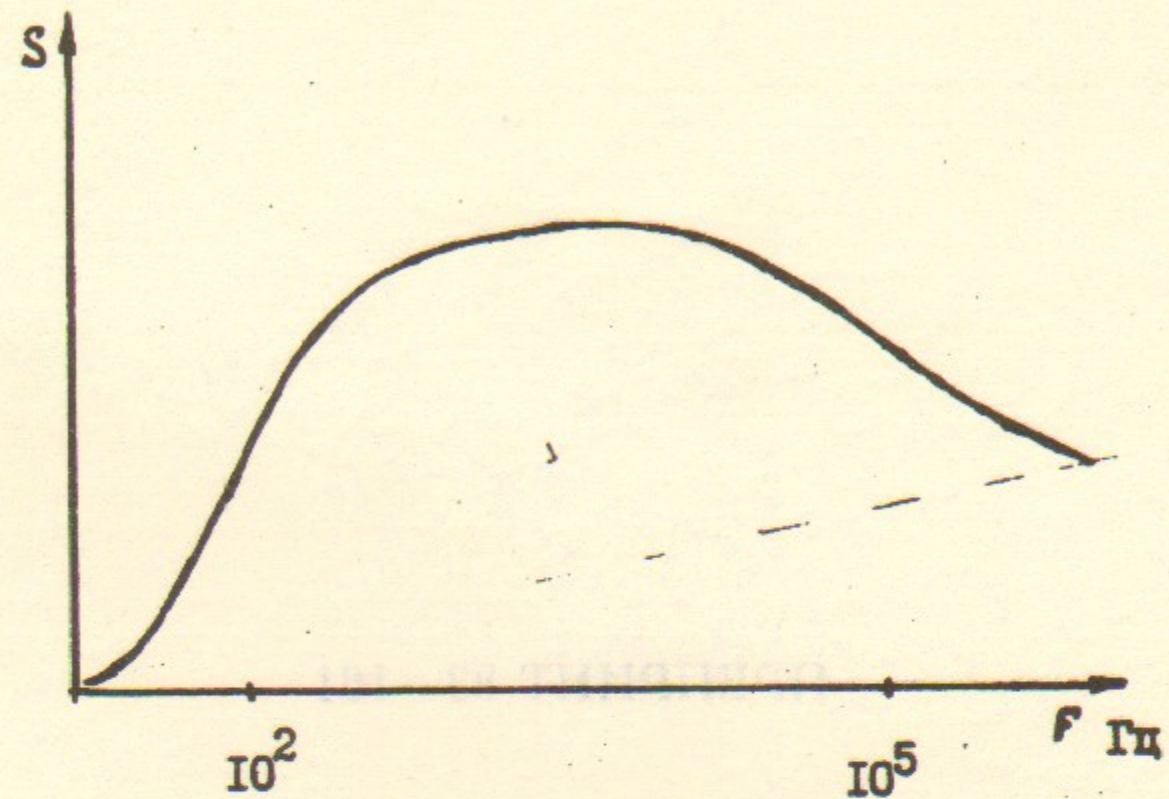


Рис.3.

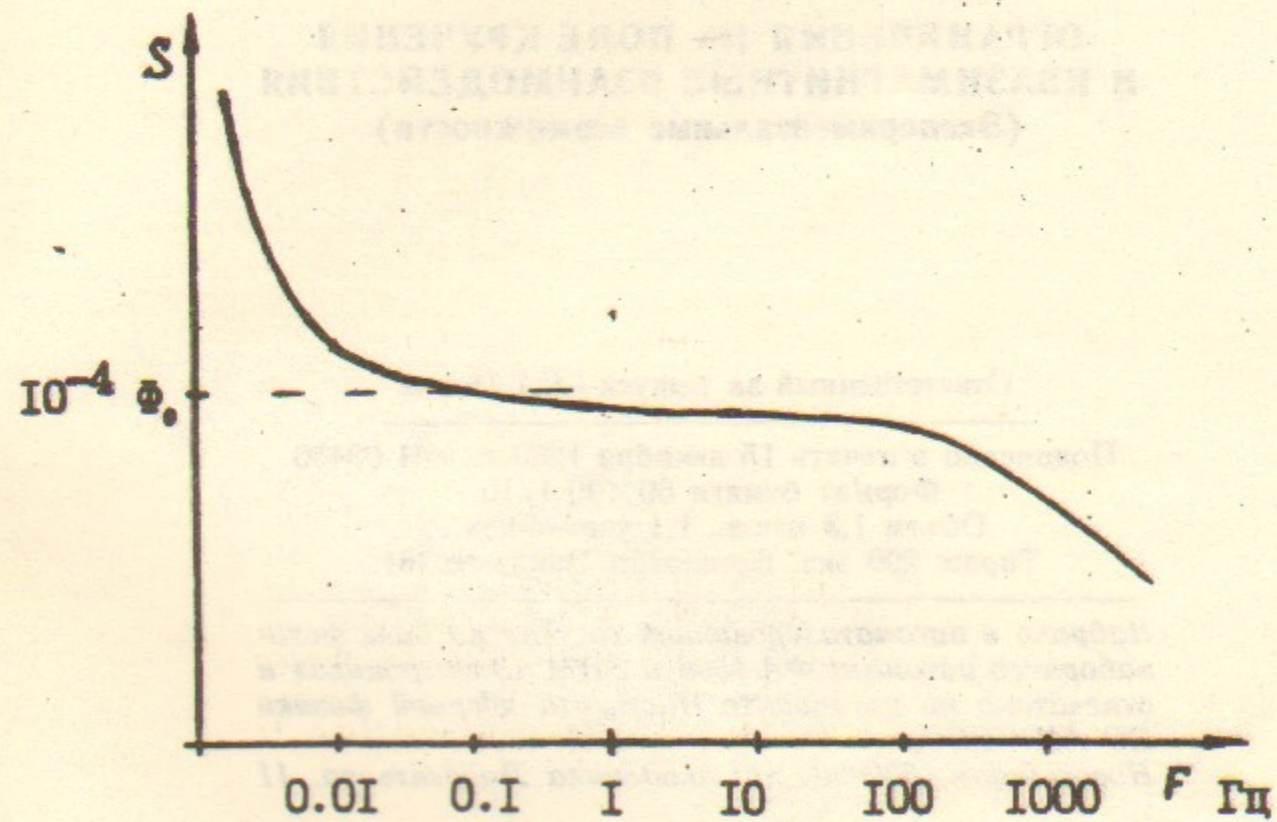


Рис.4.



ПРЕПРИНТ 83—161

*П.В.Воробьев*

**ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПОЛЕ КРУЧЕНИЯ  
И КВАЗИМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
(Экспериментальные возможности)**

Ответственный за выпуск—С.Г.Попов

Подписано в печать 15 декабря 1983 г. МН 03489

Формат бумаги 60×90 1/16.

Объем 1,3 печ.л., 1,1 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 161.

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА-1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11*