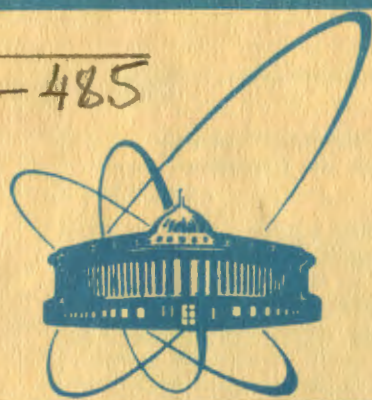


П-485



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

е  
А

2317/2-81

11/5-81

P3-81-3

Ю.Н.Покотилловский

О ВОЗМОЖНОСТИ УТОЧНЕНИЯ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НЕЙТРОНА  
МЕТОДОМ СПИНОВОГО ЭХА  
НА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНАХ

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Заряд нейтрона измерялся в работах<sup>/1-3/</sup> методом регистрации отклонения пучка нейтронов в электрическом поле и в работах<sup>/4,5/</sup>\* косвенным образом - путем измерения заряда молекул. В прямых экспериментах получен верхний предел для заряда  $|q_n| \leq 5 \cdot 10^{-18} |q_e|$ , в косвенных измерениях  $|q_n| \leq 2 \cdot 10^{-22} |q_e|$ .

В последнее время предложены новые варианты прямых экспериментов, обладающие, в принципе, более высокой чувствительностью. В<sup>/6/</sup> описана модификация метода отклонения нейтронного пучка в электрическом поле с использованием ультрахолодных нейтронов, отражающихся от плоского горизонтального зеркала и фокусируемых на щель детектора с помощью вертикального цилиндрического зеркала. В<sup>/7/</sup> сообщено о намерении использовать для уточнения заряда нейтрона нейтронный интерферометр. В<sup>/8/</sup> приведены предварительные результаты эксперимента с использованием фокусирующих нейтронных линз:  $|q_n| \leq 10^{-20} |q_e|$ . В работе<sup>/9/</sup>, посвященной описанию метода спинового эха для тепловых нейтронов, содержится, в частности, предложение измерять заряд нейтрона этим методом.

В настоящей работе описана модификация метода нейтронного спинового эха в применении к ультрахолодным нейтронам /УХН/, а также предложен высокочувствительный эксперимент по измерению заряда нейтрона.

## 2. СПИНОВОЕ ЭХО НА НЕЙТРОНАХ

Суть метода нейтронного спинового эха заключается в следующем. Пучок поляризованных нейтронов через специальное устройство неадиабатического поворота спина нейтронов на  $90^\circ$  проходит в рабочую область с магнитным полем, направленным перпендикулярно поляризации пучка нейтронов. Рабочая область разделена на две одинаковые части, в которых магнитные поля направлены в противоположные стороны и равны по абсолютной величине. В этом случае полные углы прецессии спинов нейтронов в двух половинах рабочей области равны по модулю и противоположны

---

\* В книге<sup>/5/</sup> приводится ссылка на частное сообщение И.Кинга.

по знаку, так что в конце рабочей области восстанавливается первоначальная поляризация независимо от скорости нейтронов. Если имеется разница во времени пролета нейтронами двух половин рабочей области, то это приводит к изменению поляризации на выходе рабочей области, которое можно измерить по изменению интенсивности нейтронов после анализатора. Эксперимент по поиску заряда нейтрона заключается в регистрации изменения скорости счета нейтронов при приложении электрического поля вдоль направления пучка в одной из половин рабочей области или переключении знаков поля в обеих половинах рабочей области.

Чувствительность такого эксперимента сразу можно оценить по порядку величины. Интенсивность  $J$  прошедших через анализатор нейтронов следующим образом выражается через угол  $\phi$  между направлением намагниченности анализатора и направлением магнитного момента нейтрона:

$$J \sim J_0 \cos^2 \frac{\phi}{2} \quad /1/$$

Выражение для чувствительности к изменению энергии нейтрона имеет вид

$$\frac{dJ}{dE} = \frac{dJ}{d\phi} \cdot \frac{d\phi}{dt} \cdot \frac{dt}{dv} \cdot \frac{dv}{dE} \sim J_0 \gamma H \cdot \frac{\ell}{v^2} \frac{1}{mv} = J_0 \gamma \frac{H\ell}{mv^3} \quad /2/$$

Здесь  $t$  - время пролета рабочей области длиной  $\ell$ ;  $v, m$  и  $E$  - скорость, масса и энергия нейтронов,  $\gamma$  - гиромагнитное отношение для нейтрона. Чувствительность резко возрастает с уменьшением энергии нейтронов.

При работе в пучковой геометрии поток медленных нейтронов пропорционален:

$$J_0(v_z) \sim \Delta v_z \cdot (\Delta v_r)^2, \quad /3/$$

где  $\Delta v_z$  и  $\Delta v_r$  - соответственно интервалы продольной и поперечной компонент скорости нейтронов в пучке. Следовательно,

$$\frac{dJ}{dE} \sim \gamma \frac{H\ell}{m} \frac{\Delta v_z (\Delta v_r)^2}{v^3} \quad /4/$$

При работе с пучком тепловых нейтронов, как предложено в<sup>9/</sup>,  $\Delta v_z/v_z \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ , так как устройство неадиабатического поворота спина на  $90^\circ$  эффективно работает лишь в довольно узком интервале скоростей нейтронов. Отсюда очевиден выигрыш в чувствительности за счет перехода в область УХН. В этом случае  $\Delta v_z/v_z \sim 1$ , поскольку устройства для поворота спина на  $90^\circ$  могут работать в области УХН для всего спектра. Введение в рабочую область зеркального нейтронновода приводит к дополнительному увеличению чувствительности на несколько порядков, так

как при этом  $\Delta v_r / v_z \sim 1$ , в то время как для тепловых нейтронов  $\Delta v_r / v_z \sim 10^{-2}$  при работе с умеренной коллимацией пучка.

### 3. СХЕМА УСТАНОВКИ

Схема предлагаемой установки показана на рис. 1. УХН от источника поступают в установку по нейтроноводу /1/. На входе расположен тонкопленочный ферромагнитный поляризатор /2/\*. Особенность его заключается в том, что он должен работать автономно, без внешнего намагничивающего поля, которое разрушило бы необходимую однородность магнитного поля в рабочей области.

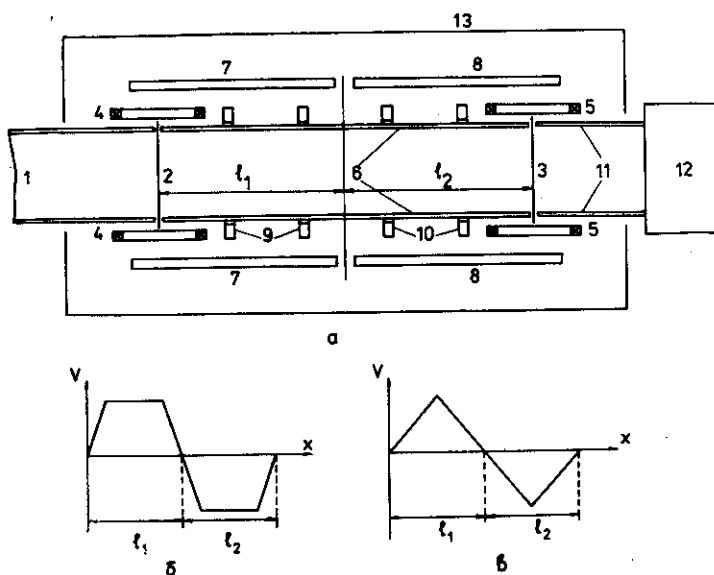


Рис.1. Схема установки /а/; возможные распределения электрического потенциала в рабочей области /б,в/.

\* Такой поляризатор одновременно выполняет функцию устройства для поворота спина нейтрона на  $90^\circ$  относительно направления магнитного поля в рабочей области. В принципе возможно использование отдельного поляризатора в комбинации с устройством адиабатического поворота спина ультрахолодных нейтронов на  $90^\circ$ , как это делалось в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона /10/. Однако юстировка в этом случае сложнее.

Периодическое подмагничивание поляризатора /2/ /и анализатора /3// осуществляется с помощью катушек /4 и 5/. Поляризованные нейтроны проходят в рабочую область, ограниченную зеркальным нейтроноводом /6/. В рабочей области магнитное поле, создаваемое катушками /7 и 8/, направлено по оси нейтроновода /перпендикулярно направлению поляризации нейтронов/ в противоположные стороны в двух половинах пролетной базы между поляризатором и анализатором. В рабочей области действует электрическое поле, создаваемое кольцевыми электродами /9 и 10/; распределение потенциала показано на рис. 1б, в. После анализатора нейтроны по зеркальному нейтроноводу /11/ проходят в детектор /12/. Вся установка окружена магнитным экраном /13/. В эксперименте измеряется разность скоростей счета при переключении знаков потенциалов электродов /9 и 10/.

#### 4. РАСЧЕТ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Если направления намагниченностей поляризатора и анализатора совпадают, то интенсивность нейтронов после анализатора равна

$$J = \int_{v_1}^{v_2} N(v) \cos^2 \frac{\gamma}{2} \left\{ \int_0^{l_1} \frac{H_1(x)}{v(x)} dx - \int_0^{l_2} \frac{H_2(x)}{v(x)} dx \right\} dv. \quad /5/$$

Здесь  $N(v)$  - спектр проекций скорости нейтрона на ось нейтроновода;  $H_1(x)$  и  $H_2(x)$  - соответственно величины магнитного поля в двух половинах рабочей области.

В /5/ не учитывается поглощение нейтронов в поляризаторе и анализаторе и отражение от их поверхностей. Второй эффект будет рассмотрен ниже. Магнитное поле  $H(x)$ , конечно, неоднородно по объему, что диктуется самой постановкой эксперимента, однако необходима однородность поля в каждом поперечном сечении нейтроновода. Выбирается  $l_1 = l_2 = l$  с максимальной точностью, однако здесь рассматривается несколько более общий случай  $l_1 \neq l_2$ .

$$v(x) = \sqrt{\frac{2}{m}} \sqrt{\frac{m v_0^2}{2} + E(x)}, \quad /6/$$

где  $m$  - масса нейтрона;  $v_0$  - начальная скорость нейтрона; потенциальная энергия  $E(x) = qV(x)$  /  $q$  - заряд нейтрона/. Простые вычисления с учетом малости  $E$  по сравнению с кинетической энергией нейтронов приводят к следующему выражению:

$$J = \int_{v_1}^{v_2} N(v) \cos^2 \frac{\gamma}{2} \left\{ \frac{\Delta(Hl)}{v} - \frac{E \langle Hl \rangle}{m v^3} \right\} dv, \quad /7/$$

где

$$\Delta(H\ell) = \int_0^{\ell_1} H_1(x) dx - \int_0^{\ell_2} H_2(x) dx = \ell \cdot \bar{\Delta H}, \quad /8/$$

$$\langle H\ell \rangle = \frac{1}{2} \left( \int_0^{\ell_1} H_1(x) dx + \int_0^{\ell_2} H_2(x) dx \right) = \ell \cdot \bar{H}, \quad /9/$$

$E = V_0 q$ ;  $V_0 = \max\{V(x)\}$ , и распределение потенциала соответствует рис. 16.

Чувствительность определяется выражением

$$\frac{dJ}{dE} \Big|_{E=0} = \gamma \frac{\langle H\ell \rangle}{m} \int_{v_1}^{v_2} N(v) \sin \gamma \frac{\Delta(H\ell)}{v} \frac{dv}{v^3} = \gamma \frac{\ell \bar{H}}{m} \int_{v_1}^{v_2} N(v) \sin \gamma \frac{\ell \Delta H}{v} \frac{dv}{v^3}. \quad /10/$$

Для потенциала, распределенного в соответствии с рис. 1в, чувствительность в два раза меньше.

На рис. 2 показаны графики зависимости  $\frac{J}{J_0}(\Delta H)$  и  $\frac{dJ(\Delta H)}{J_0 dE}$  при следующих значениях параметров установки:  $\ell = 20$  см;  $H = 100$  Э и спектре нейтронов в виде "столика":

$$N(v) = \begin{cases} 0, & v < v_1, \quad v > v_2, \\ \frac{1}{v_2 - v_1}, & v_1 < v < v_2, \end{cases} \quad /11/$$

$v_1 = 3,2$  м/с;  $v_2 = 5,7$  м/с /соответственно граничные скорости алюминия и меди/.

Время, необходимое для регистрации заряда  $q$  с точностью  $\Delta q = q$ , равной одной статистической ошибке измерения:

$$T = \frac{2}{n \left( \frac{dJ}{dE} \right)^2 q^2 V_0^2}, \quad /12/$$

где  $n$  - интенсивность нейтронов на входе устройства.

При максимальной чувствительности из графика на рис. 2:  $\frac{dJ}{J_0 dE} = 4 \cdot 10^{11}$  эВ<sup>-1</sup>;  $V_0 = 300$  кВ;  $n = 10^8$  с<sup>-1</sup> и  $q = 10^{-21}$  | $q_e$ | получаем  $T = 40$  ч.

Как видно из выражений /7/-/10/, выбор рабочей точки осуществляется отдельным изменением величины магнитного поля в двух половинах рабочей области.

## 5. ТЕХНИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ

### А. Однородность и стабильность магнитного поля

Как видно из кривых рис. 2, период осцилляций интенсивности на выходе анализатора в рассмотренном примере составляет  $\sim 10^{-2}$  Э. Стабильность магнитного поля вдоль траекторий нейт-

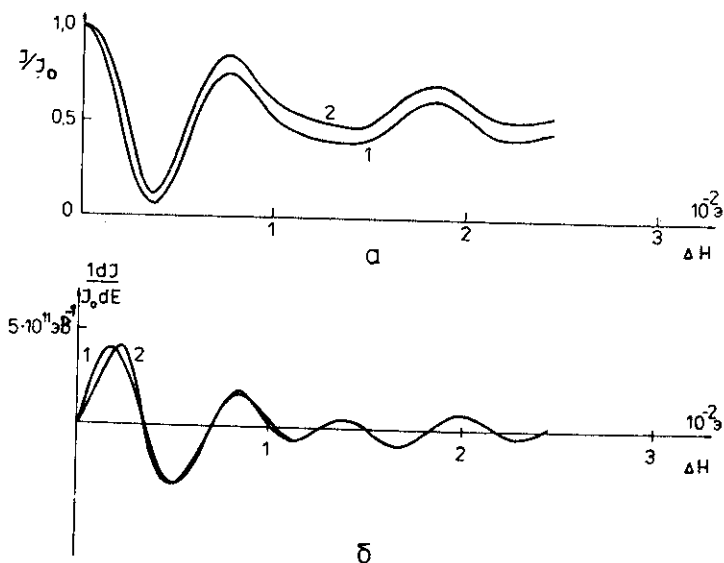


Рис.2. Расчетная зависимость скорости счета нейтронов от разности величины магнитного поля в двух половинах рабочей области  $H=100$  Э,  $l=20$  см/: 1 - без учета переотражений нейтронов между поляризатором и анализатором; 2 - с учетом переотражений /а/. Расчетная зависимость чувствительности установки от разности величин магнитного поля в двух половинах рабочей области: 1 - без учета переотражений нейтронов; 2 - с учетом переотражений /б/.

ронов и однородность в каждом поперечном сечении нейтронновода должны быть не хуже  $10^{-3}$  Э. Время пролета нейтрона через установку  $\frac{l}{v} \sim 0,1$  с, поэтому ухудшать чувствительность могут лишь флуктуации поля в области частот 10 Гц; более низкочастотные флуктуации в методе спинового эха компенсируются, высокочастотные усредняются. Это обстоятельство существенно облегчает задачу стабилизации поля.

### Б. Точность и жесткость механических узлов

Поляризатор и анализатор должны быть расположены строго параллельно друг другу и перпендикулярно оси нейтронновода. Это может быть достигнуто в рабочих условиях с помощью юстиро-

вочных винтов. Необходимая точность определяется требованием

$$\Delta l \ll \frac{v}{\gamma H} \approx 2 \text{ мкм}, \quad /13/$$

где  $\Delta l$  - разброс в расстоянии между плоскостями поляризатора и анализатора.

#### В. Отражающая поверхность нейтроновода

При распространении нейтронов по зеркальному нейтроноводу необходимо строгое постоянство продольной компоненты скорости. Отклонение геометрии отражающей поверхности от идеальной /цилиндрической или плоской в случае прямоугольного сечения нейтроновода/ может привести к изменению продольной компоненты скорости после отражения нейтрона и соответственно к размыванию кривых, подобных указанным на рис. 2. При малых углах  $\alpha$  отклонения поверхности от идеальной изменение  $\Delta v$  продольной компоненты скорости  $v$  равно

$$\Delta v = 2\alpha v \operatorname{ctg} \beta, \quad /14/$$

где  $\beta$  - угол падения нейтрона на поверхность. Наихудшая ситуация имеет место, когда отражение с изменением скорости происходит посередине пролетной базы. Исходя из требования, чтобы разность фаз  $\Delta \phi$  прецессии спина нейтрона за счет изменения

скорости нейтрона не превышала 0,1:  $\Delta \phi = \gamma H \Delta t = \gamma \frac{H \ell \Delta v}{v^2} < 0,1$ , получаем ограничение на  $\alpha$ :

$$\alpha \leq \frac{0,1 v}{2\gamma H \ell \operatorname{ctg} \beta}. \quad /15/$$

При  $v = 4 \cdot 10^2 \text{ см/с}^{-1}$ ;  $H = 10^2 \text{ Э}$ ;  $\ell = 20 \text{ см}$ ;  $\beta = 60^\circ$  это дает  $\alpha \leq 0,2 \text{ угл.с.}$  Это довольно серьезное требование.

#### Г. Неадиабатичность прохождения нейтроном области реверса магнитного поля

В описанном методе спинового эха необходимо, чтобы прохождение нейтроном пространственной области, в которой рабочее магнитное поле меняет направление /середина рабочей области/, было неадиабатическим<sup>19/</sup>.

Оценим вероятность неадиабатического прохождения для системы из двух поставленных вплотную одинаковых соосных длинных соленоидов с полями, направленными навстречу друг другу. Вероятность неадиабатического прохождения определяется формулой<sup>11/</sup>



$$w = \exp\left(-\frac{\pi \mu H_r^2}{\hbar v \partial H_x / \partial x}\right), \quad /16/$$

где  $\mu$  - магнитный момент нейтрона;  $v_x$  - осевая компонента скорости нейтрона;  $H_x$  и  $H_r$  - соответственно осевая и радиальная компоненты магнитного поля.

Используя общие выражения для поля тонкого соленоида<sup>/12/</sup>, можно получить приближенную формулу для компонент поля в плоскости торца соленоида вблизи его оси:

$$H_r \approx H_0 \frac{4\epsilon^{5/2}}{(1+\epsilon)^6}, \quad /17/$$

$$H_x \approx \frac{H_0}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{x^2}{R^2 + x^2}}\right), \quad /18/$$

где  $H_0$  - магнитное поле на оси внутри длинного соленоида;  $x$  - расстояние вдоль оси соленоида от его торца;  $R$  - радиус соленоида;  $\epsilon = \frac{r}{R}$ ;  $r$  - расстояние от оси соленоида.

Для системы из двух соленоидов получаем

$$w = \exp\left(-\frac{32\pi\mu\epsilon^5 H_0 R}{\hbar v}\right). \quad /19/$$

При  $r = 1$  см;  $R = 30$  см;  $H_0 = 100$  Э;  $v = 400$  см/с на основе формулы /19/ получаем  $w \sim 0,9$ . Дополнительная коррекция в области реверса магнитного поля может существенно улучшить ситуацию.

#### Д. Рассеянные поля поляризатора и анализатора

Рассеянные поля тонкопленочных поляризатора и анализатора, являющихся постоянными магнитами, могут быть сделаны достаточно малыми за счет уменьшения толщины пленок. Расчет показывает, что напряженность рассеянного поля поляризатора с индукцией 20 кГс, толщиной  $10^8$  А и диаметром 5 см составляет  $\sim 10^{-23}$ . Конфигурация рассеянного поля такова, что оно может быть компенсировано с помощью поля проводников с током, расположенных вблизи поляризатора /и анализатора/ вне рабочей области устройства.

#### 6. УЧЕТ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ НЕЙТРОНОВ МЕЖДУ ПОЛЯРИЗАТОРОМ И АНАЛИЗАТОРОМ

Сделаем следующие предположения:

- 1/ поляризатор и анализатор имеют 100% поляризующую способность;
- 2/ интенсивность отраженных от анализатора /и поляризатора/

нейтронов выражается через угол  $\phi$  между направлением намагниченности анализатора /поляризатора/ и направлением магнитного момента падающего нейтрона следующим образом:

$$J = J_0 \sin^2 \frac{\phi}{2}, \quad /20/$$

при этом направление магнитного момента отраженных нейтронов противоположно намагниченности пленки.

Угол поворота спина нейтрона при однократном пролете рабочей области в соответствии с /7/ равен

$$\alpha = \frac{\gamma}{2} \left\{ \frac{\Delta(H\ell)}{v} - \frac{E \langle H\ell \rangle}{mv^3} \right\}, \quad /21/$$

где обозначения такие же, как к формулам /9/, /10/.

Тогда можно найти, что интенсивность прошедших через анализатор нейтронов /в расчете на один начальный поляризованный нейтрон/, получаемая в результате последовательных переотражений между анализатором и поляризатором, равна

$$\begin{aligned} J &= \cos^2 \frac{\alpha}{2} + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \frac{\alpha}{2} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \frac{\alpha}{2} \cdot \cos^2 \frac{\alpha}{2} \cdot \cos^2 \frac{\alpha}{2} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \dots \\ &= \cos^2 \frac{\alpha}{2} + \sin^4 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \frac{\alpha}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \cos^4 \frac{\alpha}{2} = \frac{2 \cos^2 \frac{\alpha}{2}}{1 + \cos^2 \frac{\alpha}{2}}. \end{aligned} \quad /22/$$

В этом случае интенсивность нейтронов после анализатора может быть представлена в виде формулы

$$J = \int_{v_1}^{v_2} N(v) \frac{2 \cos^2 \frac{\gamma}{2} \left\{ \frac{\Delta(H\ell)}{v} - \frac{E \langle H\ell \rangle}{mv^3} \right\}}{1 + \cos^2 \frac{\gamma}{2} \left\{ \frac{\Delta(H\ell)}{v} - \frac{E \langle H\ell \rangle}{mv^3} \right\}} dv, \quad /23/$$

а выражение для чувствительности следующее:

$$\left. \frac{dJ}{dE} \right|_{E=0} = \frac{2\gamma \bar{H}\ell}{m} \int_{v_1}^{v_2} N(v) \frac{\sin \left\{ \gamma \frac{\Delta(H\ell)}{v} \right\} dv}{\left[ 1 + \cos^2 \frac{\gamma \Delta(H\ell)}{2v} \right]^2 v^3}. \quad /24/$$

Соответствующие расчетные кривые показаны на рис. 2.

В заключение автор выражает признательность Д.А.Корнееву за полезное обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И.С., Эстулин И.В. ЖЭТФ, 1956, 30, с. 579.
2. Zorn J.C., Chamberlain G.E., Hughes V.W. Bull.Amer.Phys. Soc., 1960, 5, p. 36.
3. Shull C.G., Billmann K.W., Wedgwood F.A. Phys.Rev., 1967, 153, p. 1415.
4. Zorn J.C., Chamberlain G.E., Hughes V.W. Phys.Rev., 1963, 129, p. 2566.
5. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. "Наука", М., 1976, с. 85.
6. Кашукеев Н.Т., Янева Н.Б. Болгарский физический журнал, 1978, 5, с. 243.
7. Physics Today, August 1975, p. 20.
8. ILL Annual Report, 1979, p. 87.
9. Mezei F. Z.Phys., 1972, 255, p. 146.
10. Ежов В.Ф. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с. 39.
11. Владимирский В.В. ЖЭТФ, 1960, 39, с. 1062.
12. Карасик В.Р. Физика и техника сильных магнитных полей. "Наука", М., 1964, с. 26.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 февраля 1981 года.