

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



7135

Чит. зала

РЗ - 7135

Ф.Л.Шапиро

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P3 - 7135

Ф.Л.Шапиро

## УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Работа доложена на Конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов (ВНР, Будапешт, 31 июля - 5 августа 1972 г.)

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**



Федор Львович Шапиро  
(1915 - 1973)

## 1. Введение

Под ультрахолодными нейтронами /УХН/ понимают обычно нейтроны с энергией  $E < 10^{-4}$  эв. Эта область энергий издавна привлекала внимание /по крайней мере, как всякая необследованная область/, однако малость потоков УХН и трудности с фонами делали измерения на обычных нейтронных спектрометрах практически невозможными. Об этом свидетельствует тот факт, что в богатой коллекции нейтронных сечений, собранной в известном атласе *BNL-325*, данных для энергий ниже  $2 \cdot 10^{-4}$  эв нет.

Для обхода трудностей было предложено вести измерения с движущимся /убегающим от нейтронов/ образцом так, чтобы скорость нейтрона относительно образца была в несколько раз меньше его скорости в лабораторной системе координат <sup>/1/</sup>. Штейерл <sup>/2/</sup> и Майер-Лейбниц <sup>/3/</sup> предложили методы эффективного выделения УХН. На основе предложения Майер-Лейбница в Мюнхене был создан спектрометр УХН с разрешением 20% в области энергий  $10^{-7} - 5 \cdot 10^{-4}$  эв, на котором с 1968 года успешно ведутся измерения <sup>/4,5,6/</sup>. К этим работам мы вернемся позже.

В 1959 г. Я.Б.Зельдович <sup>/7/</sup> отметил весьма любопытную особенность нейтронов самых низких энергий - они должны испытывать полное отражение от сред при любых углах падения.

Так как при полном отражении нейтронная волна проникает в среду на малую глубину  $\approx \lambda \approx 100 \text{ \AA}$ , вероятность потери нейтрона при одном отражении должна быть мала, и нейтрон, заключенный в откачанную полость в среде, будет находиться в ней в течение времени, необходимого на  $10^3 - 10^5$  пересечений полости, с учетом, конечно,

ограничения, накладываемого радиоактивным распадом нейтрона, период которого близок к 1000 сек. Отражение и преломление нейтронов можно рассматривать как следствие существования потенциальной энергии взаимодействия нейтрона со средой, равной

$$U = 2\pi\hbar^2 Nb/m - \vec{\mu} \vec{B}, \quad /1/$$

где  $N$  - число ядер в единице объема,  $b$  - когерентная длина рассеяния нейтрона на связанном ядре,  $m$  - масса нейтрона,  $\mu$  - его магнитный момент,  $B$  - магнитная индукция. Первый член /1/ есть усредненная по объему энергия взаимодействия нейтрона с ядрами, второй член - усредненная энергия магнитного взаимодействия.

Численно

$$U = 157(\rho b/A) \pm 6,03 B \text{ нэВ /нанозэлектронвольт/, /2/}$$

где  $\rho$  - плотность в г/см<sup>3</sup>,  $b$  - длина рассеяния в единицах ферми /10<sup>-13</sup> см/,  $A$  - массовое число,  $B$  - магнитная индукция в килогауссах. Значения  $U$  для некоторых сред приведены в табл. 1. Для большинства ядер  $b > 0$  и нейтрон, летящий из вакуума в среду, встречает ступень потенциала высотой  $U$ . Если слагающая кинетической энергии нейтрона, связанная с движением по нормали к поверхности среды, меньше  $U$ , нейтрон не может преодолеть барьер и отражается. Если полная кинетическая энергия нейтрона в вакууме меньше высоты барьера, отражение происходит при любых углах падения. Таким образом, граничная энергия полного отражения

$$E_{гр} = U = 2\pi\hbar^2 Nb/m - \vec{\mu} \vec{B}. \quad /3/$$

Из сказанного ясно, что магнитные поля также могут приводить к отражению нейтронов. Удержание нейтронов в магнитных полях специальных конфигураций было рассмотрено В.В.Владимирским /8/. И.И.Гуревич и Л.В.Тарасов в книге, вышедшей в 1965 г. /9/, посвятили удер-

жанию нейтронов специальную главу, чем способствовали ознакомлению физиков с этим интересным феноменом. Они отметили, правда, что ожидаемая интенсивность УХН с энергией порядка  $E_{гр} \approx 10^{-7}$  эв столь мала, что вряд ли возможно будет использовать их в эксперименте. Преодолению этого пессимизма помог большой интерес к поискам электрического дипольного момента нейтрона, возникший после сенсационного открытия в 1964 г. нарушений  $CP$ - и  $T$ -инвариантностей в распадах нейтральных  $K$ -мезонов. Несмотря на настойчивые поиски, до настоящего времени ни в каких других элементарных процессах нарушений временной обратимости не было обнаружено. Существование электрического дипольного момента /ЭДМ/ у элементарной частицы явилось бы проявлением  $T$ -неинвариантности. Нейтрон, пожалуй, является наиболее удобным объектом для поиска ЭДМ. До настоящего времени проведено уже несколько весьма тщательных экспериментов /10/, последний из которых /11/ привел к оценке:

$$\text{ЭДМ нейтрона}/e < 1 \cdot 10^{-23} \text{ см},$$

где  $e$  - элементарный заряд.

Измерение ЭДМ сводится к определению очень малой энергии взаимодействия ЭДМ с известным электрическим полем. Так как погрешность измерения энергии обратно пропорциональна времени измерения, то переход от пучкового эксперимента /время измерения  $\approx 10^{-2}$  сек/ к эксперименту, в котором нейтроны удерживаются в установке в течение, скажем,  $10^2$  сек, приведет /если не возникнет ограничений со стороны статистики/ к повышению чувствительности опыта на 4 порядка, не говоря о подавлении некоторых систематических погрешностей, существенно лимитирующих возможности пучкового эксперимента /10,11,12/. Указанные соображения стимулировали в 1968 г. дубненскую группу сделать попытку экспериментальной проверки принципа удержания УХН /14/. Хотя доступный в этой работе поток тепловых нейтронов был очень мал /  $\approx 10^{10}$  н/см<sup>2</sup> сек/, опыт дал положительный результат; более удовлетворительные с количественной стороны результаты были получены затем на реакторах с тепловым потоком  $10^{13}$  н/см<sup>2</sup> сек. Можно сказать, "черт оказался не так страшен, как его малюют" - УХН

оказались доступны эксперименту с относительно простой и недорогой аппаратурой.

Обзор современной ситуации с УХН начнем с вопроса об их получении. При этом мы иногда без специальных оговорок будем пользоваться более узким определением УХН, как группы нейтронов с энергией  $E < E_{гр}$  для данной среды, испытывающих полное отражение от границы среда - вакуум при любых углах падения.

## 2. Получение УХН

### а/ Горизонтальные каналы

При уменьшении энергии нейтрона сечения неупругих процессов возрастают по закону  $1/v$  и в области УХН достигают больших величин. Так, для алюминия при комнатной температуре при энергии нейтрона 0,1 мкэв полное сечение взаимодействия приближается к 150 барнам, чему соответствует средний свободный пробег  $\approx 1$  мм. Из этих 150 барн 115 барн приходится на сечение захвата нейтрона  $\sigma_c$ . Остаток практически полностью представляет сечение нагрева  $\sigma_{нагр}$  т.е. сечение неупругого рассеяния, при котором энергия нейтрона становится больше граничной энергии стенок нейтроновода. Она возрастает на величину порядка  $kT$ , ( $T$  - температура рассеивателя) - много большую энергии УХН/. Таким образом, при каждом взаимодействии УХН с вероятностью, близкой к 100%, исчезают. Ввиду этого из замедлителя могут выходить практически только УХН, образовавшиеся в поверхностном слое толщиной порядка средней длины свободного пробега УХН, равной

$$l = 1/N(\sigma_c + \sigma_{нагр}).$$

Учет указанных особенностей взаимодействия УХН с веществом приводит к схеме извлечения их из реактора, указанной на рис. 1. Здесь 1 - активная зона реактора, 3 - нейтроновод /например, медная электрополированная труба/, в котором поддерживается вакуум порядка  $10^{-4}$  мм рт.ст., 2 - конвертор - пластина вещества толщиной

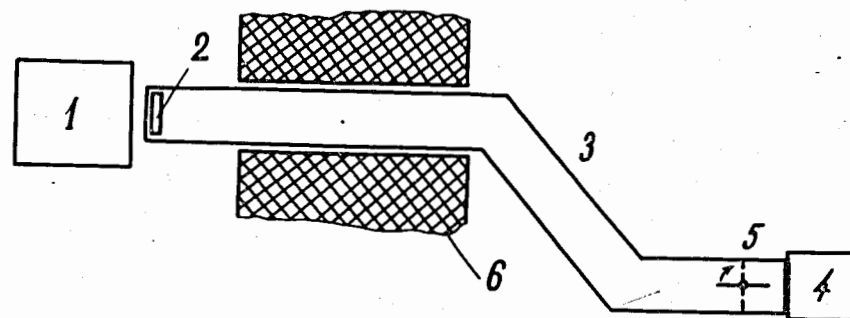


Рис. 1. Схема горизонтального канала УХН: 1 - активная зона реактора; 2 - конвертор УХН; 3 - труба-нейтроновод полного отражения; 4 - детектор УХН; 5 - поворотная шторка - пленка из материала нейтроновода толщиной несколько мкм, служащая для отделения УХН от фона более быстрых нейтронов.

в несколько пробегов УХН, облучаемая тепловыми нейтронами; некоторые из них в результате неупругого рассеяния со сбросом энергии /  $\sigma_{\text{охл}}$  / переходят в область энергий УХН. УХН, вышедшие из конвертора с энергией  $E < E_{\text{гр}}$  материала нейтроновода, многократно отражаясь, движутся к детектору 4, в котором регистрируются, если поворотная шторка 5 открыта. Шторка представляет собой тонкий /несколько мкм/ слой из материала нейтроновода. В закрытом положении она отражает нейтроны с  $E < E_{\text{гр}}$ , но практически не задерживает нейтронов, для которых энергия, соответствующая нормальной компоненте скорости, больше  $E_{\text{гр}}$ . В этом положении измеряется фон детектора. Поток УХН с энергией в интервале  $E, E + dE$ , выходящих с единицы площади конвертора, пропорционален потоку  $\Phi_0$  тепловых нейтронов, облучающих конвертор, среднему по спектру тепловых нейтронов сечению образования УХН в конверторе  $\bar{\sigma}_{\text{охл}}$  и толщине слоя, из которого УХН выходят, т.е. длине пробега УХН в конверторе  $l^*$ :

$$d\Phi_{\text{УХН}} = C \cdot \Phi_0 \frac{\bar{\sigma}_{\text{охл}} dE}{\sigma_{\text{с}} + \sigma_{\text{нагр}}} = C \Phi_0 E dE \frac{\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}}{(\sigma_{\text{с}} + \sigma_{\text{нагр}}) E^{1/2}} \quad /4/$$

В /4/ использована известная зависимость сечений от энергии УХН. При  $E \rightarrow 0$   $\sigma_{\text{охл}} \sim E^{1/2}$ , а  $\sigma_{\text{с}}$  и  $\sigma_{\text{нагр}} \sim E^{-1/2}$ ; ввиду этого числитель и знаменатель дроби в правой части /4/ не зависят от  $E$  /при  $E \rightarrow 0$ /. Константу в /4/ можно найти из следующих соображений. При отсутствии захвата и равенстве температур конвертора и замедлителя в системе устанавливается равновесный максвелловский спектр нейтронов с температурой  $T_{\text{Н}}$ , равной температуре среды. В этих условиях поток УХН из конвертора будет соответствовать потоку в соответствующем участке равновесного спектра, т.е. для участка энергий  $E, E + dE$  будет равен:

$$d\Phi_{\text{УХН}} = \frac{E dE}{4T_{\text{Н}}^2} \Phi_0 \quad /5/$$

\* Потенциальную энергию нейтрона в конверторе считаем пока равной нулю ( $U_k = 0$ ).

ТАБЛИЦА I

значения граничных энергий, длины волны и скорости нейтрона для некоторых веществ

|    | $E_{\text{гр}} = U (10^{-3} \text{ эв})$ | $\lambda_{\text{гр}} (\text{ \AA})$ | $v_{\text{гр}} (\text{ м.сек}^{-1})$ |
|----|--|-------------------------------------|--------------------------------------|
| Al | 0,55                                     | 1220                                | 3,2                                  |
| Mg | 0,605                                    | 1160                                | 3,36                                 |
| Cu | 1,72                                     | 690                                 | 5,7                                  |
| C  | 1,94                                     | 650                                 | 6,1                                  |
| Be | 2,40                                     | 580                                 | 6,8                                  |
| Fe | 3,4<br>0,8                               | 490<br>896                          | 7,95<br>4,37                         |
| Co | 1,66<br>-0,488                           | 700                                 | 5,56<br>0                            |
| Ni | 2,806<br>2,074                           | 540<br>628                          | 7,23<br>6,21                         |

ПРИМЕЧАНИЕ: для ферромагнетиков приведены значения  $u + \mu B$  и  $u - \mu B$ , где  $B$  - индукция насыщения, принята равной 21,6 кГс для Fe, 17,9 для Co и 6,1 кГс для Ni.

независимо от материала конвертора. В то же время отношение  $\sigma_{\text{охл}} E^{-1/2} / \sigma_{\text{нагр}} E^{1/2}$  зависит от спектра частот

вещества. Противоречие снимается, если при равенстве температур тепловых нейтронов ( $T_H$ ) и конвертора ( $T_K$ )

$\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2} \approx \sigma_{\text{нагр}} E^{1/2}$ . Используя принцип детального равнове-

сия, легко доказать, что при  $T_H = T_K$  имеет место

соотношение  $\sigma_{\text{нагр}} E^{1/2} = T_H^2 \bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}$  \*. С учетом этого,

сравнивая /4/ и /5/, находим  $C = 1/4 T_H^2$  и

$$d\Phi_{\text{УХН}} = \frac{E dE}{4T_H^2} \Phi_0 \frac{\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}}{(\sigma_c + \sigma_{\text{нагр}}) E^{1/2}} \quad /6/$$

Выражение /6/ необходимо еще дополнить учетом отражения УХН от скачка потенциала на границе конвертор - вакуум /если  $U_K \neq 0$  / и учетом ослабления потока УХН при диффузии вдоль нейтропровода к детектору /см. /16, 17/ /. Упругое рассеяние УХН не сказывается существенно на их выходе, если материал однородный. В работах /4, 5/ наблюдалось сильное рассеяние УХН в недостаточно однородных веществах. Благодаря рассеянию на неоднородно-

\*

$$\sigma_{\text{нагр}} = \int \sigma(E \rightarrow E_1) dE_1,$$

$$\sigma_{\text{охл}} \approx \int \sigma(E_1 \rightarrow E) \frac{E_1 dE_1}{T_H^2} e^{-E_1/T_H}.$$

Используя соотношение детального равновесия  $\sigma(E \rightarrow E_1) E e^{-E/T_K} = \sigma(E_1 \rightarrow E) E_1 e^{-E_1/T_K}$

и полагая  $E \ll T_K$ ,  $e^{-E/T_K} = 1$ , получаем  $\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2} = E^{-1/2} \int \sigma(E \rightarrow E_1) E e^{E_1/T_K} \frac{dE_1}{T_H^2} e^{-E_1/T_H}$ .

Таким образом, при  $T_K = T_H$   $\sigma_{\text{нагр}} E^{1/2} = T_H^2 \bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}$ .

стях путь нейтрона для выхода наружу удлиняется, возрастают потери и выход падает.

Из /6/ следует, что спектр потока УХН имеет вид  $E dE$ , т.е. соответствует начальному участку максвелловского спектра независимо от того, насколько исходный спектр тепловых нейтронов близок к равновесному в области малых энергий.

Рассмотрим теперь, как выход УХН меняется при изменении температуры конвертора, предполагая  $T_H = \text{Const}$ . При  $T_K \rightarrow 0$   $\sigma_{\text{нагр}} \rightarrow 0$ , так как невозбужденный конвертор не может отдавать нейтрону энергию. Пробег УХН возрастает, они выходят из более толстого слоя конвертора. Сечение охлаждения тепловых нейтронов  $\bar{\sigma}_{\text{охл}}$  также уменьшается, однако оно остается конечным при  $T \rightarrow 0$ . Поэтому, во всяком случае при отсутствии захвата, увеличение глубины выхода сказывается сильнее, чем уменьшение генерации и выход УХН при охлаждении конвертора растет. Расчеты, основанные на имеющихся данных о фоновых спектрах веществ /16/ подтверждают этот вывод /см. рис. 2 и табл. 2, заимствованные из /16/ /. Эффект охлаждения особенно велик для веществ с очень малым отношением сечения захвата к сечению рассеяния, таких как тяжелая вода, полиэтилен, бериллий. Эксперимент подтверждает рост выхода УХН при охлаждении конвертора. Так, в /16/ получено, что при охлаждении полиэтиленового конвертора от комнатной температуры до  $90^\circ \text{K}$  поток УХН вырос в  $4 \pm 0,2$  раза; охлаждение гидрида циркония до  $130^\circ \text{K}$  дало увеличение потока в  $2,3 \pm 0,2$  раза.

Надо заметить, что в обоих случаях выигрыш оказался меньше расчетной величины, равной 5,5 для полиэтилена и 3,4 для гидрида циркония. Причина расхождения неизвестна, можно подозревать упомянутое выше влияние рассеяния УХН на неоднородностях, которое в расчетах не учитывалось.

С точки зрения выхода УХН материал для конвертора должен удовлетворять условно  $\sigma_c \ll \sigma_{\text{нагр}}$ , где  $\sigma_{\text{нагр}}$  можно извлечь из данных о полных сечениях для холодных нейтронов / $E \leq 10^{-3}$  эв/, вычитая сечения захвата и упругого рассеяния. Нейтрон, образовавшийся в конвер-

Таблица 2

Выход УХН из конверторов при  $T_K = T_H = 300^\circ\text{K}$   
(за 1 принят выход из полиэтилена)

| Конвертор    | Расчет | Эксперимент        |
|--------------|--------|--------------------|
| $Zr H_{1,6}$ | 0,9    | $1,0 \pm 0,1^{**}$ |
| Mg           | 0,41   | $0,48 \pm 0,07$    |
| Al           | 0,087  | $0,096 \pm 0,014$  |

\*\* Это значение получено с  $Zr H_{1,9}$ .

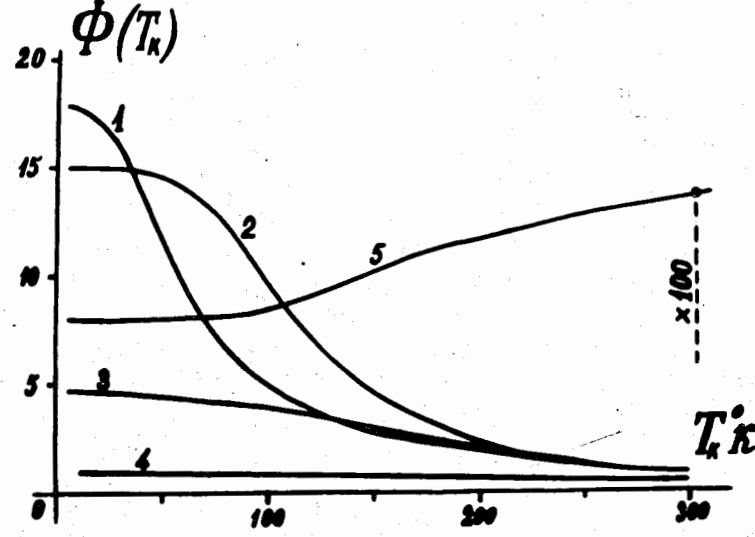


Рис. 2. Расчетная зависимость потока УХН от температуры конвертора. По оси абсцисс - температура конвертора, по оси ординат - поток УХН / за 1 принят поток из полиэтилена при  $T_K = 300^\circ\text{K}$ . Температура спектра тепловых нейтронов принята  $T_H = 300^\circ\text{K}$ . 1 - полиэтилен; 2 - бериллий; 3 - гидрид циркония; 4 - магний; 5 - алюминий.



торе с энергией  $E'$ , будет иметь в вакууме энергию  $E = E' + U_K$ , где  $U_K$  - потенциальная энергия нейтрона в веществе конвертора. В горизонтальном нейтроноводе без больших потерь распространяются нейтроны с энергией, меньшей граничной энергии нейтроновода  $E_{гр} = U_H$ . Так как  $E' > 0$ , то должно быть  $U_K < U_H$ . При медном нейтроноводе это условие исключает такие хорошие конверторы как  $D_2O$ ,  $Be$ , графит. Некоторые хорошие конверторы, например, вода, органические жидкости исключаются требованием низкого давления паров; другие, например, полиэтилен - требованием радиационной стойкости в поле излучений реактора. Эти ограничения привели к тому, что в первой работе группы Дубна - Институт атомной энергии им. Курчатова /17/ в качестве конвертора был использован алюминий, для которого фактор  $\bar{\sigma}_{охл} (\sigma_c + \sigma_{нагр})$  зарезает выход УХН примерно в 10 раз. В дальнейшем этой группой были опробованы более выгодные конверторы - проточная вода в тонком алюминиевом сосуде, магний, гидрид циркония. Наблюдавшиеся скорости счета УХН представлены в таблице 3, в которой приведены также и результаты группы Дубна - ИЯФ Алма-Ата и группы В.М.Лобашева из Ленинградского института ядерной физики. При тепловом потоке  $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{12}$  н/см<sup>2</sup> сек поток УХН в интервале  $0 < E \leq E_{гр}$  из хорошего конвертора, для которого  $\sigma_c \ll \sigma_{нагр}$  например, для гидрида циркония, при медном нейтроноводе  $E_{гр} = 0,17$  мкэв/и  $T_H = 400$  °К составляет

$$\Phi_{ухн} = \frac{1}{8} \Phi_0 \left( \frac{E_{гр}}{T_H} \right)^2 = 17 \text{ н/сек.}$$

Скорость счета с учетом потерь в нейтроноводе и 50%-ой эффективности детектора должна быть примерно в 5 раз меньше, т.е. порядка 3 н/см<sup>2</sup> сек. Наблюдаемая скорость счета /табл. 3, строки 5 и 6/ близка к 1 н/см<sup>2</sup> сек, т.е. в несколько раз меньше. Является ли расхождение реальным и каковы его причины, в настоящее время не ясно. Спектр потока УХН, выходящих из медного канала с алюминиевым конвертором, измерялся довольно грубо в работе /17/. Схема и результаты опыта представлены на рис. 3. На пути к детектору нейтроны проходили колено

Таблица 3  
Характеристики горизонтальных каналов УХН

| Истатут                     | Конвертор, температура   | Тепловой поток на конвертор, $\Phi_0$ , н/см <sup>2</sup> сек | Нейтроновод  | Скорость счета $\Phi_{ухн}$ , нн/см <sup>2</sup> сек | Детектор и его площадь   |
|-----------------------------|--|---|--|--|--|
| ИЯФ им. Курчатова, Москва   | $Al$ , $\approx 600^\circ K$   | $7 \cdot 10^{12}$   | $Cu$<br>$\varnothing 9,6 \text{ см}$<br>$L 6 \text{ м}$  | 5  | $LiOH \cdot H_2O + ZnS$<br>12 см <sup>2</sup>  |
| --                          | $H_2O, Al$ - обложка толщиной 0,3 мм $\approx 300^\circ K$                                       | $2 \cdot 10^{13}$   | --   | 100  | Проточн. счетчик с $^{63}Ni$ с окислом $Al_2O_3$ толщиной 0,05 мм площадь 80 см <sup>2</sup> |
| --                          | $Al$   | $5 \cdot 10^{12}$   | $Cu$ $\varnothing 6,5 \text{ см}$<br>$L 4 \text{ м}$   | 4  | --   |
| --                          | $Mg, Al$ - обложка 0,2 мм $Zr H_{1,6} > 300^\circ K$   | --  | --   | 8,8  | --   |
| --                          | $Zr H_{1,6} \approx 300^\circ K$   | --  | --   | 24   | --   |
| --                          | $Zr H_{1,6} \approx 300^\circ K$   | --  | --   | 27   | --   |
| --                          | $Zr H_{1,6} \approx 100^\circ K$   | --  | --   | 48   | --   |
| ИЯФ им. Курчатова, Алма-Ата | $Mg, 320^\circ$<br>$H_2O$<br>$Al$ - обложка 0,25 мм, $250^\circ K$<br>$Zr H_{1,6}$ $230^\circ K$ | $5 \cdot 10^{12}$   | $Cu$ $\varnothing 17,5 \text{ см}$<br>$L 7 \text{ м}$  | 11   | $LiOH \cdot H_2O + ZnS$<br>14 см <sup>2</sup>  |
| ИЯФ Дубна                   | $Mg$ в тонкой $Al$ - обложке   | --  | --   | 6  | --   |
| Дубна                       | $Al$ - обложка   | $\approx 1,5 \cdot 10^{13}$                                   | стекло с покрытием $Ni$ , $\varnothing - 4 \text{ см}$<br>$L = 5 \text{ м}$<br>модель с покрытием $Ni$ | 20   | --   |
| Дубна                       | --   | --  | --   | 50   | $Li + ZnS$<br>$\approx 30 \text{ см}^2$  |
| Дубна                       | --   | --  | --   | 5  | --   |

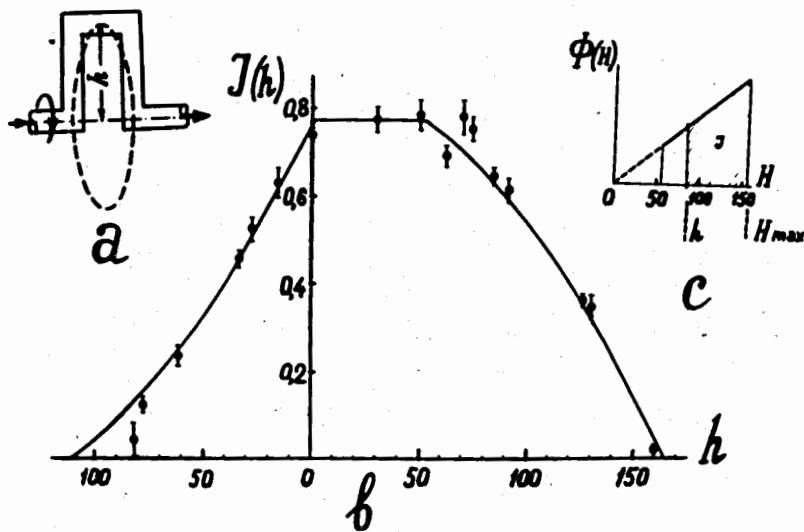


Рис. 3. Опыт по измерению спектра УХН: а - поворотное колено из медной трубы, установленное на пути УХН к детектору; в - зависимость скорости счета детектора от высоты колена; с - идеализированный спектр УХН из  $Al$ -конвертора в медном нейтроноводе.  $H$  - высота подъема нейтрона в поле тяжести в см, примерно равная энергии нейтрона в нэозв.

из медной трубы, высота которого  $h$  могла изменяться /рис. 3а/. При  $h > 0$  /колено поднято/ в детектор проходят нейтроны, высота подъема которых в поле тяжести  $H = E/mg$  больше высоты колена  $h$ . Численно высота подъема в см почти точно равна энергии нейтрона, выраженной в нэв  $H_{см} = 0,98 E$  нэв/. При  $h < 0$  /колено опущено/ нейтроны, которые при падении с высоты  $h$  ускоряются до энергии, большей  $E_{гр}$  нейтроновода, поглощаются в медных стенках; в детектор проходят только более медленные нейтроны. На рис. 3с показан идеализированный вид ожидаемого спектра УХН: линейная зависимость от энергии; спектр начинается от граничной энергии алюминия и кончается при граничной энергии меди /по оси абсцисс отложена высота подъема  $H$ , пропорциональная энергии/. На рис. 3в сплошные линии представляют скорость счета детектора в функции высоты колена  $h$ , рассчитанную для спектра рис. 3с. Кривые после нормировки неплохо соответствуют экспериментальным точкам, что можно рассматривать как подтверждение справедливости в основных чертах спектра 3с.

## 26. Другие способы получения УХН

На рис. 4 приведена схема вертикального канала УХН, созданного Штейерлом в Мюнхене /4,5/. Здесь 1 - активная зона реактора, 2 - графитовый конвертор, примыкающий к активной зоне. Поток тепловых нейтронов на конверторе составляет  $10^{13}$  н/см<sup>2</sup> сек. 4 - круглый медный нейтроновод, слегка изогнутый /радиус кривизны 35 мм/ для устранения фона быстрых нейтронов и гамма-квантов. 3 - вращающийся прерыватель, обеспечивающий в измерениях по времени пролета в области энергий 0,5 - 20 мкэв разрешение 10%. Участок нейтроновода ниже прерывателя представляет собой алюминиевую полированную трубу, электролитически покрытую никелем. 5,6 - образец, детектор  $BF_3$  с  $Al$ -окном толщиной 0,1 - 0,25 мм, криостат для охлаждения образца. Измерения показали, что наблюдаемая зависимость скорости счета детектора от времени пролета соответствует максвелловскому спектру нейтронов, выходящих из конвертора. Абсолютная величина

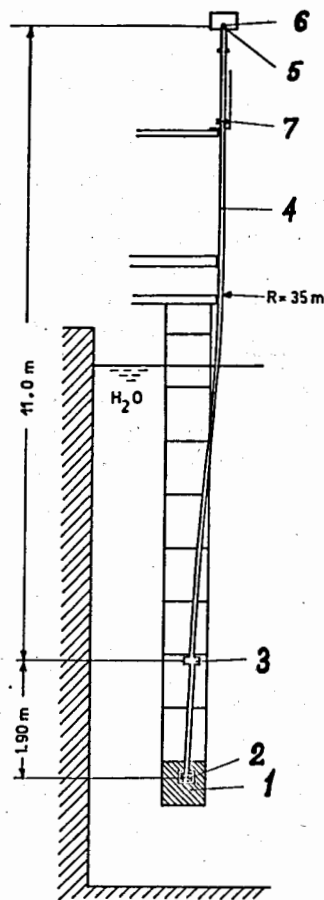


Рис. 4. Вертикальный канал УХН: 1 - активная зона реактора; 2 - графитовый конвертор УХН; 3 - вращающийся прерыватель; 4 - медный нейтронотвод; 5 - образец, помещенный в криостате; 6 - детектор  $BF_3$  с  $Al$ -окном толщиной 0,1 - 0,25 мм; 7 -  $Al$ -окно толщиной 0,1 мм.

на интенсивности соответствует ожидаемой, если допустить, что средняя вероятность потери нейтрона при одном отражении от стенки нейтронотвода составляет 4-5%. В области энергий 0,1 мкэВ потери в нейтронотводе снижают скорость счета примерно в 30 раз.

Преимуществом вертикального канала является большая свобода в выборе материала конвертора; хотя из конвертора выходят нейтроны с энергией  $E > U_k$ , у достаточно высоко расположенного образца спектр будет начинаться с нуля.

Штейерл <sup>/2/</sup>, Антонов, Вуль и Казарновский <sup>/20/</sup> и Кашукеев <sup>/21/</sup> предложили несколько вариантов механических устройств, предназначенных для замедления холодных нейтронов до области УХН. На рис. 5 приведена для примера схема нейтронной турбины Штейерла. Изогнутые лопатки укреплены на ободе вращающегося колеса и движутся с окружной скоростью, скажем,  $v = 25$  м/сек. Нейтроны со скоростью порядка 50 м/сек направляются из зеркального нейтронотвода на лопатки под углом, при котором происходит зеркальное отражение. После нескольких последовательных отражений нейтрон в системе координат лопатки отклоняется на угол, близкий к  $180^\circ$ , и движется со скоростью  $50 - 25 = 25$  м/сек в направлении, обратном скорости лопатки. В лабораторной системе координат его скорость будет близка к нулю, т.е., проходя через турбину, нейтроны замедляются до области УХН.

Какова сравнительная эффективность движущихся зеркал, вертикальных и горизонтальных каналов УХН? Ответ быстрее всего можно получить, опираясь на теорему Лиувилля, согласно которой плотность функции распределения нейтронного газа в фазовом пространстве при движении остается постоянной. Пространственная плотность нейтронов равна плотности /средней/ в фазовом пространстве, умноженной на объем пространства импульсов, занимаемый нейтронами. Последний естественно считать одинаковым для всех способов приготовления УХН /например, УХН занимают область энергий от 0 до  $E_{гр}$  и угловое распределение скоростей изотропно/. Исходный спектр тепловых нейтронов также считаем одним и тем же, тогда /с точностью до отличия Больцмановского фак-

тора  $e^{-E/k T_H}$  от  $1/\rho$  плотность в фазовом пространстве также одна и та же для всех способов приготовления УХН. Но тогда из теоремы Лиувилля сразу следует, что пространственная плотность, а, значит, и поток УХН не зависит от способа их приготовления. Реально, конечно, могут возникнуть различия, связанные с отклонениями установок от идеала, например, дополнительные потери нейтронов из-за плохой поверхности зеркал и т.д. В настоящее время еще нет данных для сравнения различных источников УХН с точки зрения технической реализации. Хотя механические замедлители нейтронов в принципе и не дают выигрыша по сравнению с собиранием "готовых" УХН из реактора, на практике они могут оказаться полезными, например, для работы с УХН на уже имеющихся пучках тепловых или холодных нейтронов.

Приведенные выше соображения исключают возможность увеличения плотности УХН путем, например, сжатия нейтронного газа поршнем. Однако "сжатие" во времени - использование импульсного нейтронного источника - может дать значительный выигрыш. Если в нейтронную ловушку вводить УХН в момент вспышки импульсного реактора, а по окончании вспышки изолировать ловушку, то в идеальном случае отсутствия потерь плотность УХН в ловушке будет соответствовать пиковой плотности нейтронов, которая может на несколько порядков превосходить среднюю по времени <sup>15,24</sup>. Пусть  $\tau$  и  $\theta$  - соответственно длительность вспышки /по тепловым нейтронам/ и интервал между последовательными вспышками импульсного реактора.  $S$  - площадь излучающей УХН поверхности конвертора,  $\tau_1$  - длительность открытого состояния затвора УХН /считаем  $\tau_1 > \tau$ ,  $\Sigma$  - внутренняя поверхность сосуда, в который УХН поступают из конвертора,  $\mu$  - вероятность потери УХН при одном отражении от стенки сосуда,  $s$  - площадь отверстия, через которое УХН отбираются из сосуда для использования. Если  $n$  средняя плотность УХН в сосуде,  $n_0$  - средняя плотность УХН на поверхности источника, то, приравняв число УХН, поступающих в сосуд за 1 вспышку, и число, покидающих сосуд за один период, имеем:

$$\frac{n_0 v}{4} S \theta = \frac{n v}{4} \{ S \tau_1 + \Sigma \mu \theta + s \theta \}. \quad /7a/$$

В /7a/ пренебрегается изменением  $n$  во времени, пространственной неоднородностью распределения УХН в сосуде, распадом нейтрона. Аналогично, при стационарном режиме работы реактора на той же мощности

$$\frac{n_0 v}{4} S = \frac{n_1 v}{4} (S + \Sigma \mu + s). \quad /76/$$

Сравнивая /7a/ и /76/, находим фактор выигрыша, который дает импульсный режим:

$$\frac{n}{n_1} = 1 + \frac{1 - \tau_1 / \theta}{\tau_1 / \theta + \Sigma \mu / S + s / S}. \quad /8/$$

При обсуждении /8/ будем считать, что время соединения сосуда с источником составляет малую долю интервала между вспышками, т.е.  $\tau_1 / \theta \ll 1$ . В этом случае выигрыш от импульсного режима будет велик, если знаменатель /8/ будет мал по сравнению с 1. Для этого требуется, чтобы светящая площадь конвертора была велика по сравнению с эффективной поглощающей поверхностью сосуда  $\Sigma \mu + s$ . Для некоторых веществ можно ожидать значения вероятности поглощения при одном отражении в диапазоне  $10^{-5}$ . Если удастся реализовать на опыте столь малые значения  $\mu$ , то, вероятно, можно будет за счет импульсного режима работы достигнуть увеличения плотности удерживаемых в сосуде УХН на несколько порядков. Для этого нужно будет еще решить непростую задачу создания источников и довольно быстрых затворов УХН большой площади.

### 3. Удержание УХН

Решая задачу об отражении плоской нейтронной волны, падающей из вакуума на идеальную плоскую границу полубесконечной среды, в которой на нейтрон действует

потенциал  $V = U - iU_1$ , нетрудно получить следующее выражение для вероятности потери нейтрона из зеркально отраженного пучка:

$$\mu = 2 \frac{U_1}{U} \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} \quad /9/$$

В /9/  $x = v/v_{гр} \cdot \cos \theta$ ,  $v$  - скорость нейтрона,  $v_{гр}$  - граничная скорость, соответствующая энергии нейтрона  $E_{гр} = U$  /предполагается  $U > 0$ /. Выражение /9/ справедливо при  $\mu \ll 1$ . Действительная часть потенциала  $U$  определяется выражением /1/  $U = 2\pi\hbar^2 N Re b/m$ . Кажется бы, мнимую часть потенциала можно получить, подставив сюда вместо действительной части длины рассеяния ее мнимую часть  $Im b$ , пропорциональную, согласно оптической теореме, полному сечению взаимодействия нейтрона  $\sigma_t$ :

$$Im b = - \frac{k \sigma_t}{4\pi},$$

где  $k$  - волновое число нейтрона. Это, однако, не совсем так. В самом деле, в присутствии комплексного потенциала распространяющаяся в среде плоская нейтронная волна затухает с линейным коэффициентом затухания, пропорциональным мнимой части потенциала  $U_1$  /если  $U_1 \ll E-U$ /. С другой стороны, в кристаллической среде, если длина волны нейтрона больше удвоенного максимального межплоскостного расстояния решетки, упругое когерентное рассеяние не приводит к ослаблению нейтронного пучка, т.е. линейный коэффициент затухания определяется не полным сечением, а меньшей величиной - суммой сечений захвата, неупругого рассеяния и упругого некогерентного рассеяния \*. Таким образом, пропорциональности между  $U_1$  и  $\sigma_t$ , а, значит, и между  $U_1$  и  $Im b$  нет. Подробное рассмотрение задачи о нахождении эффективного потенциала взаимодействия нейтрона со средой содержится в работе Игнатовича /22/, где изложена также история

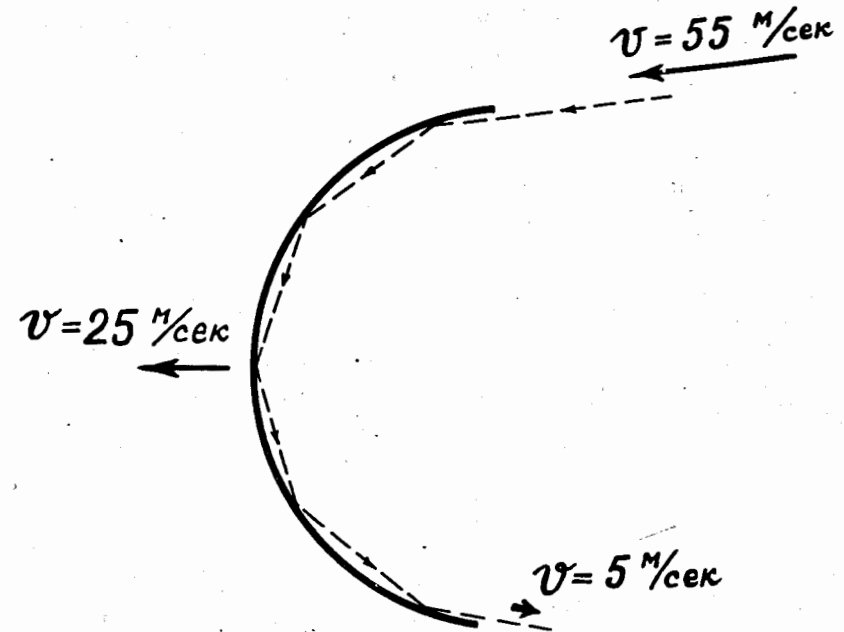


Рис. 5. Иллюстрация принципа действия турбины Штейерла. Изогнутые лопатки движутся с окружной скоростью 25 м/сек. Нейтроны со скоростью 55 м/сек, попадая на лопатку, испытывают несколько последовательных отражений и покидают лопатку со скоростью  $55 - 25 = 30$  м/сек относительно лопатки, т.е. со скоростью  $\approx 5$  м/сек в лабораторной системе координат.

вопроса. Далее, при отражении нейтрона упругое некогерентное рассеяние \* ослабляет зеркально отраженный пучок, приводя /наряду с шероховатостями поверхности/ к образованию компоненты диффузно-рассеянных нейтронов. Диффузно-рассеянные нейтроны остаются в сосуде, в котором УХН удерживаются, поэтому при оценке времени удержания УХН в сосуде упругое рассеяние не следует принимать во внимание. С учетом всего сказанного для величины  $U_1/U$  в /9/ примем

$$\eta = \frac{U_1}{U} = \frac{(lm b) \text{эфф}}{Re b} \approx \frac{k(\sigma_c + \sigma_{\text{ну}})}{4\pi b} \quad /10/$$

В силу закона  $1/v$ , справедливого для сечений захвата и неупругого рассеяния, числитель /10/ не зависит от энергии. Усредняя /9/ по углам падения, имеем для изотропного распределения нейтронов по углам:

$$\bar{\mu} = \frac{2\eta}{y^2} (\text{arc sin } y - y \sqrt{1 - y^2}), \quad /11/$$

где  $y^2 = E/E_{\text{гр}}$ . При  $E = E_{\text{гр}}$   $\mu = \pi\eta$ . При уменьшении энергии нейтрона вероятность потери нейтрона падает; при  $y \ll 1$

$$\bar{\mu} = \frac{4}{3} \eta y (1 + \frac{3}{10} y^2 + \dots). \quad /11a/$$

В таблице 4 для некоторых веществ приведены ожидаемые значения  $1/\pi\eta$ , имеющие смысл среднего числа столкновений со стенкой до потери для нейтрона с энергией, близкой к граничной. Вероятность исчезновения в секунду нейтрона со скоростью  $v$ , заключенного в сосуд, равна

$$W = \frac{v}{l} \bar{\mu} + \lambda, \quad /12/$$

\* Для аморфной среды ослабление определяется полным сечением упругого рассеяния.

Таблица 4

Среднее число отражений до потери для нейтронов с энергией, близкой к  $E_{\text{гр}}$ .

| Вещество        | $E_{\text{гр}}$ , мкэв | $1/\pi\eta = 4\ell/k(\sigma_c + \sigma_{\text{ну}})$ |
|-----------------|------------------------|--|
| Медь, 300°К     | 0,17                   | $2,3 \cdot 10^3$                                     |
| Графит, 300°К   | 0,19                   | $5,3 \cdot 10^4$                                     |
| Графит, 100°К   |                        |  |
| Бериллий, 300°К | 0,24                   | $6,4 \cdot 10^4$                                     |
| Бериллий, 100°К |                        |  |

где  $\bar{l}$  - средний пробег нейтрона между двумя столкновениями со стенкой,  $\lambda \approx 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$  - постоянная радиоактивного распада нейтрона. Обратная величина  $T = 1/W$  есть среднее время удержания нейтрона в сосуде. Если сосуд заполнен нейтронами различных скоростей, то затухание числа нейтронов будет неэкспоненциальным, так как вероятность поглощения  $\mu$  зависит от энергии нейтрона.

Группа Дубна - ИАЭ провела некоторые измерения времен удержания нейтронов в сосудах /17/. Схема постановки опыта приведена на рис. 6а. Сосуд 3 представлял собой трубу длиной 2-3 м диаметром 6-14 см. Через вентиль 1 сосуд заполнялся нейтронами из канала УХН. После закрытия вентиля нейтроны выдерживались в сосуде в течение некоторого времени  $t$ , после чего открывался вентиль 2, соединяя сосуд 3 с детектором нейтронов 4. Измерения проводились с различными временами выдержки  $t$ . Зависимость, наблюдавшаяся для стеклянной трубы, приведена на рис. 6в; здесь  $N$  - полное число нейтронов /за вычетом фона/, зарегистрированных детектором после открытия вентиля 2. Прямая на рис. 6в соответствует среднему времени удержания 104 сек. На рис. 6с приведена зависимость скорости счета детектора от времени после открытия вентиля 2 /суммировано по большому числу заполнений/. Из рис. 6с следует, что среднее время опорожнения трубы составляет 7 сек, тогда как газокинетическая величина  $4l/v/l$  - длина сосуда / вдвое меньше. Различие связано с нечернотой детектора, отражавшего примерно половину падавших на него УХН.

Первые эксперименты /17/ с сосудами из меди, пиролитического графита, бериллия и тефлона дали для среднего числа столкновений со стенкой до потери нейтрона значения в интервале 500 - 1500, что значительно меньше ожидавшегося не только для веществ с малым захватом, но и для меди. Штейерл и Кестер в Мюнхене провели недавно эксперимент по изучению удержания нейтронов в графите по другой схеме /23/. Сосуд объемом 7 л со стенками из пиролитического графита после длительного прогрева при  $400^\circ \text{C}$  в вакууме  $10^{-7}$  мм рт.ст.

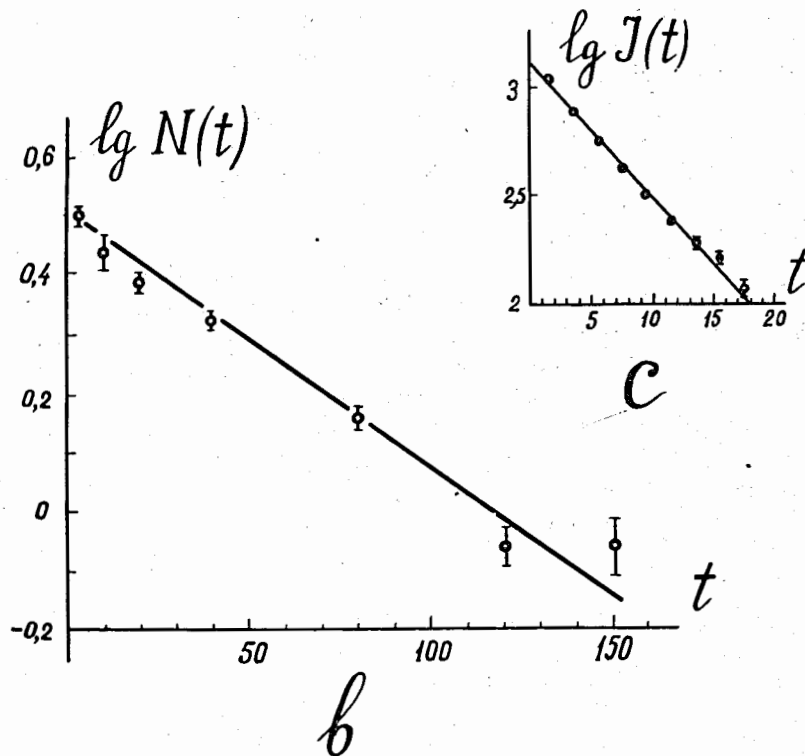
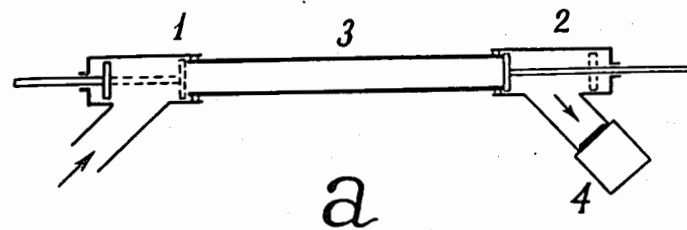


Рис. 6. Измерения времени удержания УХН в сосудах: а/ схема опыта: 1,2 - вентили для открывания и закрывания входа и выхода нейтронов в сосуде для хранения 3. 4 - детектор УХН. в - зависимость числа нейтронов, зарегистрированных детектором после открытия вентиля 2, от времени выдержки нейтронов в сосуде 3. с - зависимость скорости счета детектора 4 от времени, прошедшего после открытия вентиля 2, характеризующая скорость вытекания нейтронов из сосуда 3 после открытия вентиля.

опускался к активной зоне реактора, наполнялся УХН и поднимался в защиту. Измерялась зависимость числа нейтронов в сосуде от времени после наполнения. Результаты оказались в согласии с данными <sup>17/</sup>, несмотря на значительно лучшую очистку поверхности графита и лучшие вакуумные условия.

В таблице 5 приведены результаты недавних опытов группы Дубна - ИАЭ по удержанию УХН в сосудах из меди, стекла и тефлона. В этих опытах были использованы затворы с пневматическим приводом, обеспечивающие более плотное по сравнению с <sup>17/</sup> закрывание сосуда без щелей, что видимым образом не сказалось на результатах. Варьировались способы очистки поверхности сосудов, что привело к получению несколько больших времен удержания, чем в первой работе <sup>17/</sup>. Найденные из опыта средние числа столкновений до потери УХН оказались для меди примерно в 2 раза меньше ожидаемой величины, для стекла примерно в 20 раз меньше. Расхождению в 2 раза вряд ли можно придавать серьезное значение ввиду грубости как эксперимента, так и теоретической оценки, которая не учитывает, например, влияния шероховатостей и повышенной амплитуды тепловых колебаний поверхностных атомов. <sup>18/</sup>. Расхождение для стекла, а также для графита и бериллия не поддается пока объяснению, необходимы дальнейшие эксперименты.

#### 4. Другие эксперименты с УХН

##### Пропускание тонких пленок

На мюнхенском спектрометре УХН были выполнены измерения пропускания через тонкие пленки некоторых веществ при нормальном падении нейтронного пучка <sup>5,25/</sup>. Результаты для медной фольги толщиной 4,71 мкм приведены на рис. 7 <sup>25/</sup>. Кривые 1 и 2 рассчитаны теоретически соответственно для монохроматических нейтронов и с учетом реального разрешения спектрометра. Согласно эксперимента и теории вполне удовлетворительное. Отмечается, что подобные измерения могут служить для определения абсолютных значений плотности материала

Таблица 5  
Результаты измерений времен удержания УХН в замкнутых сосудах

| Материал и внутренний диаметр трубы | Обработка внутренней поверхности  | Интервал скорости УХН (м/сек <sup>2</sup> ) | Среднее время удержания, сек | Среднее число отсчетов до потери 1/μ | Оценочная величина 1/μ из данных о нейтронных сечениях |
|-------------------------------------|---|---|------------------------------|--------------------------------------|--|
| Медь 8,5 см                         | Электрополировка электролитом H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> + CuO <sub>2</sub> | 3,2±5,7                                     | 16±1                         | 8,94·10 <sup>2</sup>                 | 4,17·10 <sup>3</sup>                                   |
| "                                   | "   | "   | 29±2,2                       | 1,64·10 <sup>3</sup>                 | "  |
| "                                   | Электрополировка электролитом H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>                    | "   | 30±2,2                       | 1,69·10 <sup>3</sup>                 | "  |
| "                                   | "   | 4,5±5,7                                     | 27±1,5                       | 1,68·10 <sup>3</sup>                 | 3,68·10 <sup>3</sup>                                   |
| "                                   | "   | 0 ± 4,6                                     | 68±6                         | 3,42·10 <sup>3</sup>                 | 6,25·10 <sup>3</sup>                                   |
| "                                   | "   | 1,5±2,9                                     | 105±                         | 3,23·10 <sup>3</sup>                 | 10,5·10 <sup>3</sup>                                   |
| Стекло 8 см <sup>1)</sup>           | Промывка спиртом  | 3,2±3,9                                     | 25                           | 1,14·10 <sup>3</sup>                 | 1,03·10 <sup>3</sup>                                   |
| "                                   | Травление 3% раствором HF   | "   | 52±6                         | 2,44·10 <sup>3</sup>                 | "  |
| "                                   | Многократное травление 3% раствором HF  | "   | 104±7                        | 5,17·10 <sup>3</sup>                 | "  |
| Тефлон 8 см                         | Обработка горячим раствором NaOH  | 3,2±4,8                                     | 10±1,4                       |                                      |  |

ПРИМЕЧАНИЕ: 1) Стекло марки ИЗВ плотность 2,25 гр/см<sup>3</sup>, состав (по весу) SiO<sub>2</sub> 63,5%, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 15,5%, MgO 4%, CaO 13%, Na<sub>2</sub>O 2%, F 2%.

2) Изменен интервал скоростей УХН достигалось путем подъема или опускания сосуда относительно уретки конвертора УХН.

3) Полное сечение для Si и сечение нейтронного рассеяния для стекла брались из работы <sup>6/</sup>, с учетом поправки, сообщенных автором <sup>6/</sup>.



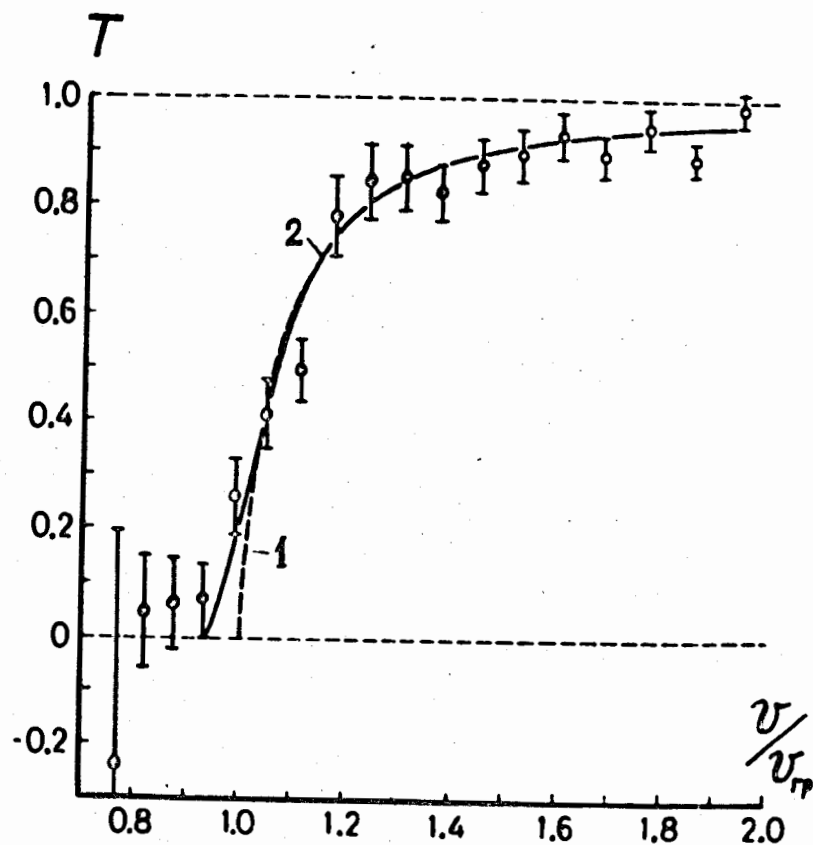


Рис. 7. Пропускание медной пленки для УХН.

и толщины пленки, а также для определения длины когерентного рассеяния нейтрона с точностью  $\approx 1\%$ .

#### Закон $1/v$

В работах<sup>/4,5,6/</sup> приведены результаты измерений полных сечений для золота, алюминия, меди, стекла, слюды и воздуха. В интервале скоростей нейтронов 5 - 100 м/сек сечения следуют закону  $1/v$  и хорошо смыкаются с литературными данными для области холодных нейтронов /скорости сотни м/сек/ \*.

На рис. 8 приведены данные для золота. Полное сечение пропорционально  $1/v'$ , где  $v'$  - скорость нейтрона внутри образца. Пунктирная кривая - зависимость  $1/v$ ,  $v$  - скорость нейтрона в вакууме, - при малых скоростях заметно отклоняется от экспериментальных точек. Измерения при низких температурах позволяют оценить роль неупругого рассеяния нейтронов. В случае золота данные

для температур 300 и 80° К совпадают; для более легких веществ при охлаждении сечения заметно уменьшаются. В области УХН при низкой температуре образца полное сечение практически совпадает с сечением поглощения. Ввиду этого УХН могут оказаться полезными для аккуратных измерений сечений захвата. Как известно, закон  $1/v$  для неупругих процессов имеет место, если взаимодействие является короткодействующим - убывает с расстоянием быстрее, чем обратно пропорционально квадрату расстояния /см., например, <sup>/26/</sup> /. В веществе на нейтрон наряду с короткодействующими ядерными силами действуют также магнитные силы - взаимодействие магнитного момента нейтрона с магнитными моментами ядра и электронной оболочки атома. Штейерл рассмотрел вопрос о том, в какой мере магнитные взаимодействия могут сказаться на сечении поглощения УХН <sup>/5/</sup>. Он пришел к выводу, что поле ядерного магнитного момента приводит к относительному изменению сечения захвата порядка  $10^{-10}$ . Влияние атомного магнитного момента может быть на

\* При вычислении сечений из измеренных пропусканий вводилась поправка на отражение нейтронов образцом.

несколько порядков больше, но и оно мало. Рассмотренные выше экспериментальные данные не противоречат этим заключениям.

#### Пропускание химически неоднородных материалов

В измерениях с образцами дюралюминия, алюминия чистоты 99%, бумаги Штейерл обнаружил, что в области малых скоростей УХН /  $v < 20$  м/сек/ ослабление пучка значительно больше, чем можно ожидать из экстраполяции сечений по закону  $1/v$  /4, 5, 27/. Отклонение можно объяснить добавочным упругим рассеянием УХН на неоднородностях плотности или состава. Из сравнения наблюдаемого энергетического хода пропускания с рассчитанным в различных предположениях о характере неоднородностей /размеры, форма, число/ можно получить представление о характеристиках неоднородностей. Измерения углового распределения рассеянных нейтронов значительно облегчат извлечение информации о неоднородностях.

Влияние шероховатости поверхности на полное отражение и пропускание медленных нейтронов

Этому вопросу посвящена работа Штейерла /28/, в которой проводится теоретический анализ и показывается, что шероховатость поверхности является основной причиной потерь, наблюдаемых при распространении нейтронов в нейтроноводах полного отражения. В /28/ приводятся результаты измерения пропускания тонкой медной пластинки для УХН в интервале скоростей - 3 - 200 м/сек. Для полированной пластинки получено согласие с законом  $1/v$ , тогда как для неполированной пластинки при  $v < 20$  м/сек точки идут заметно выше. Данные для неполированной пластинки хорошо согласуются с расчетной кривой, учитывающей влияния шероховатостей. Автор приходит к выводу, что УХН могут быть полезным средством изучения поверхностей.

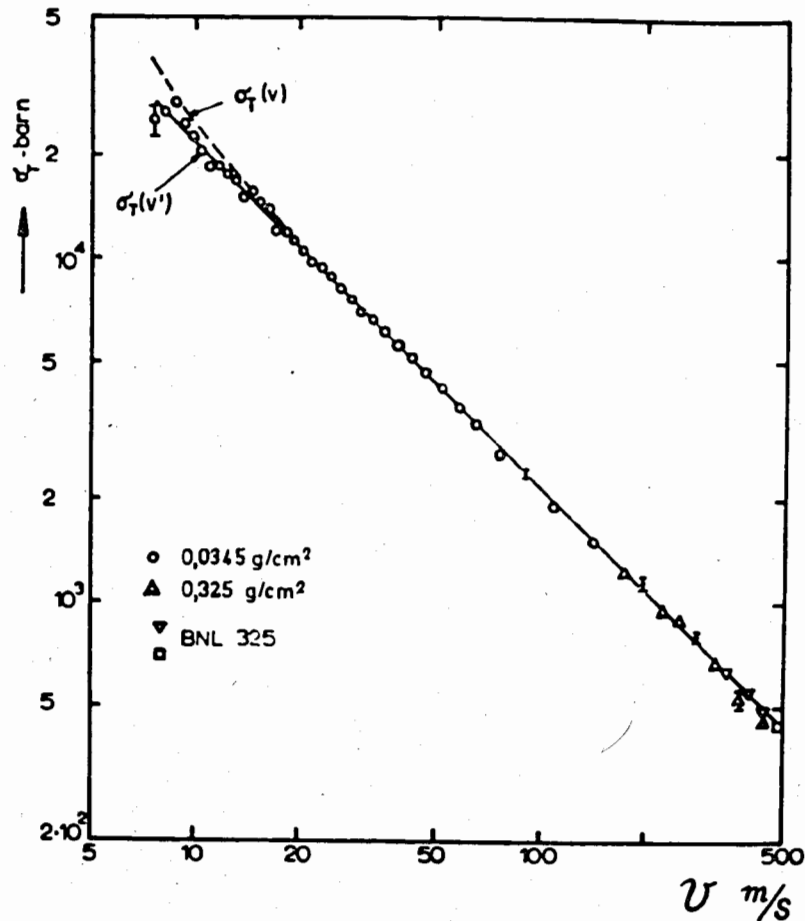


Рис. 8. Зависимость полного сечения меди от скорости нейтрона по измерениям /6/.

## Распространение УХН

В работе /17/ изучалось распространение УХН в нейтронах из электрополированных медных труб. Для описания использовалась элементарная теория диффузии /14 а, 17/\*/. Для труб внутренним диаметром  $2R = 9,4$  см удовлетворительное описание достигается при следующих параметрах диффузии: диффузионная длина  $L = 4,7$  м, коэффициент диффузии  $D = 1,7 \text{ м}^2 / \text{сек}$ . Полученная величина на порядок больше значения  $D_0 = 2Rv/3$ , отвечающего полностью диффузионному рассеянию УХН при столкновении со стенкой. Так как  $D = \frac{2-\alpha}{\alpha} D_0$ , где

$\alpha$  - доля нейтронов, испытывающих диффузионное рассеяние, отсюда следует  $\alpha \approx 0,18$ , в качественном согласии со значением, которое дает теория для параметров шероховатости трубы, определенных с помощью электронных микрофотографий ее поверхности.

### 5. Возможные применения УХН

Характерные особенности УХН, такие как очень малая энергия, большая длина волны, возможность удержания в замкнутых сосудах и магнитных ловушках, открывают специфические возможности использования УХН в эксперименте. Этот вопрос в той или иной мере затрагивается во всех цитированных выше работах, связанных с УХН /см., в частности, /15/ /. В этом разделе мы упомянем для полноты уже обсужденные выше направления использования УХН и кратко обсудим некоторые другие возможности.

а/ Изучение свойств нейтрона, как элементарной частицы:

- 1/ поиски электрического дипольного момента,
- 2/ измерение периода полураспада нейтрона,

\* Некоторые данные о точности диффузионного приближения применительно к молекулярному течению газов содержатся в работе /29/. Они применимы и к течению УХН.

- 3/ измерения корреляций при распаде нейтрона,
- 4/ поиски электрического заряда нейтрона.

Имеющиеся экспериментальные данные для периода полураспада нейтрона получены методом счета продуктов распада, выделяющихся пучком тепловых нейтронов. Два измерения /30/, претендующие на наибольшую точность, отличаются примерно на 10%, что в несколько раз превосходит ошибку измерения. Если удастся достичь ожидаемых малых потерь при хранении УХН в охлажденных сосудах из бериллия или графита, можно было бы поставить опыт по определению периода распада нейтрона путем измерения периода затухания числа УХН, удерживаемых в большом сосуде. Использование еще одной независимой методики измерений весьма способствовало бы увеличению точности и надежности данных о такой фундаментальной константе, как период распада нейтрона.

Использование УХН позволяет поднять чувствительность опыта по измерению электрического заряда нейтрона /31, 32/. Н.Т.Кашукеев /32/ пришел к выводу, что есть возможность при помощи УХН на 2 порядка повысить точность существующей оценки заряда нейтрона и довести ее до  $10^{-20}$  элементарного заряда.

### б/ Ядерная и реакторная физика

Измерения длин когерентного рассеяния и сечений поглощения нейтронов.

в/ Физика твердого тела, физическая химия.

1/ Измерение малых энергетических сдвигов при неупругом и квазиупругом рассеянии.

2/ Изучение структур с периодом порядка длины волны УХН и неоднородностей такого же масштаба. Пример: магнитная структура сверхпроводников 2-го рода.

3/ Изучение поверхностей твердых тел по влиянию состояния поверхности на пропускание и отражение УХН и потери при удержании УХН в замкнутом объеме.

Рассмотрению взаимодействия УХН с немагнитными и магнитными материалами посвящены работы /33-35/ ; в них обсуждаются и некоторые другие интересные для физики конденсированных сред опыты.

г/ Некоторые более экзотические возможности.

1/ Нейтронная мишень для изучения взаимодействия быстрых частиц со свободным нейтроном.

2/ Нейтронный микроскоп.

3/ Измерение низких температур /миллиградусный диапазон/ по зависимости полных сечений или сечений неупругого рассеяния от температуры образца.

4/ Охлаждение в миллиградусном диапазоне за счет неупругого рассеяния /нагрева/ УХН.

Осуществимость некоторых из перечисленных выше опытов зависит от интенсивности пучков УХН и от плотности УХН в ловушках, которые будут достигнуты. Принципиальный предел плотности нейтронов в ловушке, накладываемый требованием, чтобы энергия Ферми нейтронного газа в ловушке была ниже граничной энергии стенок, недостижимо высок -  $4 \cdot 10^{16}$  н/см<sup>3</sup> для бериллиевого сосуда. В настоящее время достигнута плотность  $10^{-2} - 10^{-1}$  н/см<sup>3</sup>. Таким образом имеется неограниченный простор для совершенствования источников УХН.

Для увеличения плотности накопленных нейтронов, быть может, особенно интересны магнитные ловушки. В тороидальной ловушке ограничена только поперечная /радиальная/ компонента импульса нейтрона, тогда как продольная /касательная/ слагающая может находиться в диапазоне, более широком, чем диапазон удержания УХН. Увеличение объема пространства импульсов приводит к росту плотности нейтронов. По-видимому, можно получить выигрыш порядка десяти. Хотя работ по осуществлению магнитной ловушки пока, насколько автору известно, не было, рассмотрение относящихся сюда теоретических вопросов продолжается /36/.

## 6. Заключение

За несколько лет, прошедших с начала экспериментального изучения УХН, показано:

1/ УХН получают относительно просто; интенсивность, достигаемая на реакторе с тепловым потоком  $10^{13}$  н/см<sup>2</sup> сек, уже достаточна для многих измерений.

2/ УХН ведут себя в соответствии с теоретическими ожиданиями, хотя вопрос о механизме потери УХН в сосудах из Ве, графита еще не ясен.

3/ Перспективы использования УХН достаточно привлекательны, чтобы оправдать дальнейшие усилия по развитию техники работы с ними - источников, нейтронных водов, детекторов без отражающего окна, сосудов с большим временем удержания, экономных методов спектроскопии. В связи с последним следует отметить успешное развитие в спектроскопии по времени пролета корреляционных методов /37/, осуществление которых в случае УХН упрощается - по крайней мере сейчас - отсутствием больших загрузок.

4/ Работа с УХН, особенно с "удерживаемыми" нейтронами, очень интересна тем, что здесь мы вернулись к простой и наглядной постановке опыта, напоминающей иногда "добрые старые времена классической физики". Это замечание не относится к поиску ЭДМ нейтрона, который не будет ни очень простым, ни очень дешевым. Так как, однако, проблема чрезвычайно интересна, не исключено, что этот опыт будет осуществлен в ближайшие годы.

В заключение пользуюсь приятной возможностью поблагодарить многих коллег и, прежде всего, доктора А.Штейерла, любезно сообщивших сведения о ходе и результатах своих исследований. Я глубоко благодарен В.В.Голикову, В.И.Лущикову, Ю.Н.Покотиловскому, А.В.Стрелкову, Л.В.Грошеву, А.М.Демидову, В.Н.Дворецкому, С.Н.Николаеву, Ю.Н.Панину, Е.З.Ахметову, Д.К.Каипову, В.А.Конксу, в сотрудничестве с которыми получены многие из экспериментальных результатов, приведенных в настоящем докладе. Я признателен В.К.Игнатовичу, В.И.Лущикову, Ю.Н.Покотиловскому и А.В.Стрелкову за помощь при подготовке доклада. Благодарю Ю.М.Останевича и И.М.Франка, прочитавших рукопись и сделавших полезные замечания.

## Литература

1. E.Tunkelo a A.Palmgren. Nucl.Instr.Meth. 46, 70 (1967).
2. A.Steyerl. Internal Report of the FRM; Munich, 1966.

3. D.Marx et al. "Konferenzbericht Diskussionstagung Neutronenphysik an Forschungsreaktoren", Zurich, April 25-28, 1967, 217.
4. A.Steyerl Phys.Lett. 29B, 30 (1969).
5. A.Steyerl. Transmissionmessungen mit ultrakalten Neutronen, Dissertation Technische Universitat Munchen, 1971.
6. A.Steyerl, H.Vonach. Z. Physik, 250, 166 (1972).
7. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952 /1959/.
8. В.В.Владимирский. ЖЭТФ, 99, 1062 /1960/.
9. И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов. "Физика нейтронов низких энергий". Изд. Наука, Москва, 1965, 287.
10. П.Д.Миллер. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра /ЭЧАЯ/ 2, вып. 4, 959, Москва, Атомиздат, 1972.
11. P.D.Miller et al. Частное сообщение, июнь 1972 г.
12. Ф.Л.Шапиро. УФН, 95, 145 /1968/.
13. Д.А.Куржниц. Цитировано в /15/.
14. В.И.Лущиков, Ю.Н.Покотилевский, А.В.Спрелков, Ф.Л.Шапиро.  
а/ Препринт ОИЯИ, РЗ-4127, Дубна, 1968;  
б/ Письма ЖЭТФ, 9, 23 /1969/.
15. А.В.Антонов, Б.В.Гранаткин, А.И.Исаков, М.В.Казарновский, Ю.А.Меркульев, В.Е.Солодилов. Труды ФИАН, 57, 270 /1972/.
16. В.В.Голиков, В.И.Лущиков, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-6556, Дубна, 1972.
17. Л.В.Грошев, В.Н.Дворецкий, А.М.Демидов, В.И.Лущиков, Ю.Н.Панин, Ю.Н.Покотилевский, А.В.Спрелков, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970.
18. А.Марадудин. Дефекты и колебательный спектр кристаллов. Изд. "Мир", Москва, 1968, гл. XII.
19. R.Golub. Physics Lett., 38A, 177 (1972).
20. А.В.Антонов, Д.Е.Вуль, М.В.Казарновский. Письма ЖЭТФ, 9, 307 /1969/.
21. Н.Т.Кашукеев. Докл. Болгарской Академии наук, 23, 1473 /1970/.
22. В.К.Игнатович. Препринт ОИЯИ, Р4-6553, Дубна, 1972.
23. A.Steyerl. Частное сообщение; июнь 1972.
24. Ф.Л.Шапиро. ЭЧАЯ, 2, вып. 4, 975 /1972/.
25. A.Steyerl. "Interference in the Ultracold Neutron Transmission Through Thin Layers" - (1972) to be published.
26. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. "Квантовая механика", Издательство физико-математической литературы, Москва, 1963, §140.
27. A.Steyerl. "Transmission of Ultracold Neutrons Through Inhomogeneous Substances" (1972) - to be published.
28. A.Steyerl. "Effect of Surface Roughness on the Total Reflexion and Transmission of Slow Neutrons", submitted to Z. Physik, 1972.
29. D.H.Davis, Journ.Appl.Phys., 31, 1168 (1960).

30. A.N.Sosnovsky, P.E.Spivak, J.A.Prokofiev, I.E.Kutikov, P.J.Dobrinin. Nucl.Phys., 10, 395 (1959);  
Christensen C.J., A.Nielsen, A.Bahnsen, W.K.Brown, B.M.Rustad. Riso Report N 226, March 1971.
31. C.G.Shull. Some Lectures on Neutron Physics. Summer School. Alushta, May 1969; Preprint 3-4981, Dubna 1970, p. 351.
32. Н.Т.Кашукеев. Доклады Болгарской Академии наук, 24, 717 /1971/.
33. K.Binder. "Wirkungsquerschnitte für die streuung von "ultrakalten" Neutronen", PTHM - FRM No 110, 1970.
34. K.Binder. Z.Naturforschung 26a, 432 (1971).
35. К.Хенниг, К.Темпельхофф, Э.А.Усманова. Препринт ОИЯИ, 14-5189, Дубна, 1970.
36. И.М.Матора, О.А.Спрелина. Препринт ОИЯИ, РЗ-5902, Дубна, 1971; Матора И.М. Препринт ОИЯИ, Р4-6356, Дубна, 1972.
37. В.Глезер. Эчая 2, вып. 4, 1125 /1972/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 мая 1973 года