

P3-2003-232

Л. В. Мицына, В. Г. Николенко, А. Б. Попов,
Г. С. Самосват

ОЦЕНКА ЗАРЯДОВОГО СРЕДНЕКВАДРАТИЧНОГО
РАДИУСА НЕЙТРОНА ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ
СТРУКТУРНОГО ФАКТОРА БЛАГОРОДНОГО ГАЗА.
МОДЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Среднеквадратичный зарядовый радиус нейтрона $\langle r_n^2 \rangle$ является важной фундаментальной константой, которая характеризует внутреннюю зарядовую структуру нейтрона. В настоящее время существуют многочисленные оценки $\langle r_n^2 \rangle$, полученные из экспериментов по взаимодействию медленных нейтронов с атомами. В этих экспериментах получены значения (п, е)-длины рассеяния b_{ne} , которая однозначно связана с $\langle r_n^2 \rangle$:

$$b_{ne} = \frac{M_n e^2}{3\hbar^2} \langle r_n^2 \rangle, \quad (1)$$

где M_n - масса нейтрона, e - заряд электрона. В литературе можно найти 10 – 12 значений b_{ne} , полученных с ошибками $< 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ фм}$ и распределенных в интервале $-(1,30 - 1,60) \cdot 10^{-3} \text{ фм}$ [1, 2]. Это означает, что многие из них явно ошибочны. Проблема состоит в том, что во всех проведенных экспериментах эффект от (п, е)-взаимодействия проявляется на фоне более значительных вкладов от взаимодействия нейтрона с ядром и коллективом атомов. Причем в экспериментах разного типа при извлечении величины b_{ne} поправки на учет маскирующих эффектов имеют разный характер и чаще всего превышают вклад от (п, е)-рассеяния. Такая ситуация с проблемой b_{ne} ($\langle r_n^2 \rangle$) продолжает стимулировать как повторный анализ уже проведенных экспериментов, так и новые предложения [2 – 4].

В настоящей работе продемонстрирована (в продолжение нашего исследования [3]) возможность получения величины b_{ne} на примере модельного эксперимента по изучению угловых распределений рассеянных нейтронов на Kr для разных плотностей газа. Уже более 20 лет значительный интерес сосредоточен на изучении структурных факторов $S(q)$ благородных газов как источнике информации о потенциалах межатомных взаимодействий. При анализе дифракционных эффектов в угловых распределениях рассеянных низкоэнергетических нейтронов на благородных одноатомных газах вводятся кинематические поправки на тепловое движение атомов, на влияние контейнера, на эффективность регистрации нейтронов, а также на вклад (п, е)-рассеяния. В результате всех вводимых поправок делается переход от интенсивности рассеяния нейтронов $I(q)$ или $I(\theta)$ ($q = 4\pi \sin(\frac{\theta}{2})/\lambda$, θ - угол рассеяния, λ - длина волны нейтрона) к извлекаемому структурному фактору $S(q)$.

Наше предложение состоит в том, чтобы при анализе первичных экспериментальных данных об угловом распределении рассеянных моноэнергетических нейтронов на благородных газах, получаемых при разных плотностях газа, извлекать не только искомый в подобных экспериментах структурный фактор $S(q)$, но также еще один дополнительный параметр – длину (п, е)-рассеяния b_{ne} , – вносящий в наблюдаемые данные относительный вклад, совершенно не зависящий от плотности газа и имеющий свою специфическую зависимость от переданного импульса q (угла рассеяния), определяемую атомным формфактором $f(q)$.

В работе [3], используя данные работы [5], мы из $S(q)$ и указанных авторами поправок восстановили исходные экспериментальные данные и провели их анализ для разных q с введением дополнительного свободного параметра, зависящего от b_{ne} . Таким образом, для каждого заданного q были заново получены $C(q)$, однозначно связанные со структурным фактором $S(q)$:

$$S(q) - 1 = \frac{nC(q)}{1 - nC(q)},$$

где n – плотность газа. Подробности проведенного анализа данных из [5] изложены в [3], где показано, что при достижении достаточных точностей поправок, вводимых в анализ экспериментальных угловых распределений, можно извлекать значение b_{ne} с удовлетворительной точностью.

Эту возможность более наглядно демонстрирует описанный ниже модельный эксперимент с тем же Kr и той же энергией рассеиваемых нейтронов $E_0 = 0.0143$ эВ, как и в работе [5]. В нашем псевдоэксперименте приняты идеальные условия с исключением учета роли контейнера и перерассеяния нейтронов на самом исследуемом газе. Рассеяние медленных нейтронов на атомах одноатомного газа, находящихся в тепловом движении, мы описываем следующим образом (на один нейтрон, на один атом и один стерадиан):

$$\begin{aligned} \frac{dI(q)}{d\Omega} &= \\ &= \frac{\sigma_s}{4\pi} \left[F_s(V_0, q, A) + \frac{8\pi a_{coh} b_{ne} f(V_0, q)}{\sigma_s} \right] + \\ &+ \frac{nC(q)}{1 - nC(q)} \left[\frac{\sigma_{coh}}{\sigma_s} F_s(V_0, q, 2A) + \frac{8\pi a_{coh} b_{ne} f(V_0, q)}{\sigma_s} \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Член, стоящий в первых квадратных скобках, описывает рассеяние на одном атоме, где функция $F_s(V_0, q, A)$ учитывает влияние теплового движения атомов [6]:

$$\begin{aligned} F_s(V_0, \theta, A) &= \frac{(A+1)^2}{A^2 \sqrt{\pi} V_0 B_0} \int_0^\infty \frac{V^2}{\sqrt{V_0^2 + V^2 - 2V_0V \cos \theta}} \times \\ &\times \exp \left\{ - \frac{\left(V^2 - V_0^2 \frac{A-1}{A+1} - \frac{2V_0V \cos \theta}{A+1} \right)^2}{4 \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 B_0^2 (V_0^2 + V^2 - 2V_0V \cos \theta)} \right\} dV. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

- V_0 - начальная скорость нейтрона,
- V - скорость нейтрона после рассеяния,
- θ - угол рассеяния в лабораторной системе,
- T - температура газа в K ,

A - атомный вес,

$$B_0 = \sqrt{\frac{2kT}{mA}} = 128,9 \sqrt{\frac{T}{A}} \quad [\text{м/с}].$$

Приведем еще некоторые полезные формулы:

$$q = 43,94 \sqrt{E_{eV}} \sin \frac{\theta}{2} \quad [1/\text{Å}]$$

или

$$q = 1,59 \cdot 10^{-3} \sqrt{V_0^2 + V^2 - 2V_0V \cos \theta} \quad [1/\text{Å}].$$

Атомный формфактор мы брали в виде [7]

$$f(E, \theta) = \frac{Z}{\sqrt{1 + \frac{5797,4}{q_0^2} E_{эВ} \sin^2 \frac{\theta}{2}}},$$

а константу q_0 для криптона равной $6,6 [1/\text{Å}]$ [7].

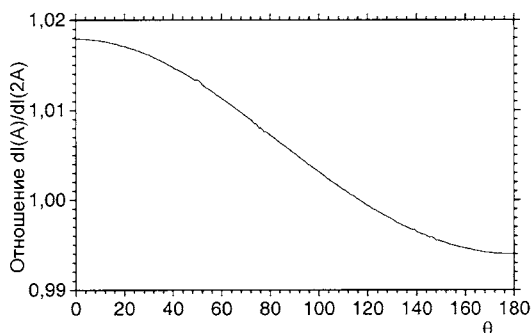


Рис.1. Отношение вторых членов формулы (2), вычисленных с одинарным и удвоенным атомным весом

Второй член формулы (2) описывает эффект дифракции на соседних ядрах также с учетом теплового движения атомов газа, но при этом функция F_s вычисляется в предположении, что дифрагируемый нейтрон рассеивается на двух ближайших атомах, имеющих одинаковые (в одном направлении и равные по величине) векторы скоростей (в противном случае интерференция на этих ядрах не наблюдается). На рис.1 представлено отношение вторых членов формулы (2), вычисленных с подстановкой в F_s одинарного и удвоенного атомного веса. Видно, что различие учета удвоенного

атомного веса по сравнению с одинарным атомным весом при малых углах достигает более 2 %.

Отметим также, что вынесение членов $\frac{8\pi a_{coh} b_{ne} f(V_0, q)}{\sigma_s}$ за знак интеграла в (3)

требует уточнения. Наши старые расчеты методом Монте-Карло актов рассеяния нейтронов на атомах [2] показали, что усреднение значений формфакторов для тех актов рассеяния в системе центра масс, которые приводят к углу рассеяния θ в лабораторной системе, дает величину формфактора очень близкую к $f(V_0, \theta)$ в лабораторной системе. Что касается вынесения за знак интеграла множителя $\frac{nC(q)}{1-nC(q)}$, то проверка показала, что это не приводит к заметным ошибкам. Для

«постановки» нашего модельного эксперимента эти обстоятельства, как и способ учета движения атомов при дифракции, не имеют значения, т. к. псевдоэкспериментальные данные симулируются по формулам (2) и (3), и эти же формулы используются для анализа псевдоэкспериментальных данных. Естественно, при анализе реальных экспериментальных данных потребуется уточнение формулы (2), если будет установлена в этом необходимость. Будущий анализ по измененной формуле не вызовет затруднений. Проблемы останутся в учете влияния контейнера и многократного рассеяния.

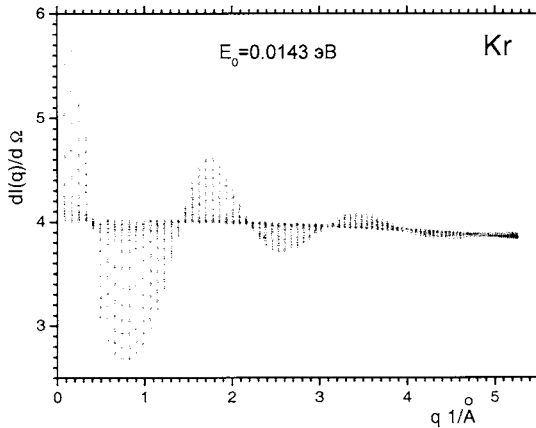


Рис. 2. Расчетная интенсивность рассеянных нейтронов в зависимости от переданного импульса для 15 плотностей Kr до проведения статистического разброса. Увеличение амплитуды дифракционных волн соответствует увеличению плотности газа

Наш первый этап состоял в подготовке псевдоэкспериментальных данных. Он был проведен с использованием функции (2) и генератора случайных чисел для разброса точек в пределах заданных ошибок, для которых была выбрана

относительная точность $3 \cdot 10^{-3}$. Функция $C(q)$ взята из работ [3, 5]. Было разыграно два набора данных: по 99 и по 20 точек на интервал углов $0-180^\circ$. Использовался набор 15 плотностей газа от 0.0269 до $5.58 \cdot 10^{21} \text{ 1/cm}^3$. На рис. 2 представлен общий вид данных для первого розыгрыша из 99 значений q для каждой плотности при начальной энергии нейтрона $E_0 = 0.0143 \text{ эВ}$ в диапазоне $q = 0-5.2 \text{ 1/\AA}$ ($0-180^\circ$). Были использованы известные данные для естественного криптона: $a_{coh} = 7.44 \text{ фм}$, $\sigma_{coh} = 6.96 \text{ б}$, $\sigma_s = 7.84 \text{ б}$ и $b_{ne} = -1.32 \cdot 10^{-3} \text{ фм}$.

Проведено несколько вариантов анализа псевдоэкспериментальных данных.

1. Последовательно фитировались данные для определенного q для всех 15 плотностей газа. В каждой подгонке находились два параметра: b_{ne} и $C(q)$, а затем оценивалось среднее значение b_{ne} по всем подгонкам.
2. Одновременно фитировались все данные для всех q и выбранного набора плотностей газа и находились параметры b_{ne} и $C(q)$.

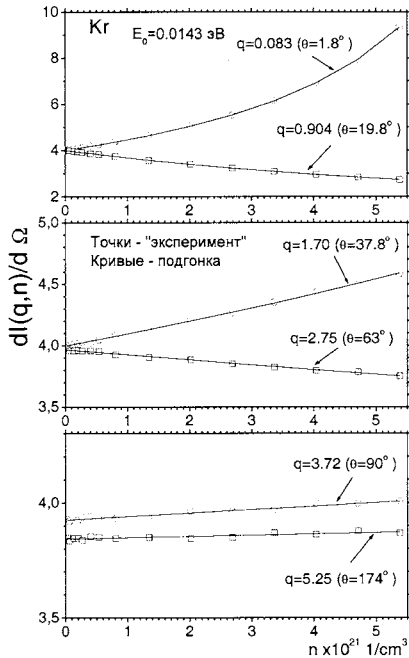


Рис. 3. Пример подгонки по варианту 1 для шести выбранных углов (q) рассеяния

На рис. 3 представлены подгонки по варианту 1 для некоторых углов (q). Видно, что при $n \rightarrow 0$ «экспериментальные» точки и подгоночные кривые сходятся к близким значениям. Анализ данных для 99 углов дает разброс b_{ne} от -1.15 до $1.55 \cdot 10^{-3}$ фм с оценкой среднего $\langle b_{ne} \rangle = -(1.337 \pm (0.173/\sqrt{99}) \pm 0.017) \cdot 10^{-3}$ фм. На рис. 4 показаны значения b_{ne} и $C(q)$ из каждой подгонки.

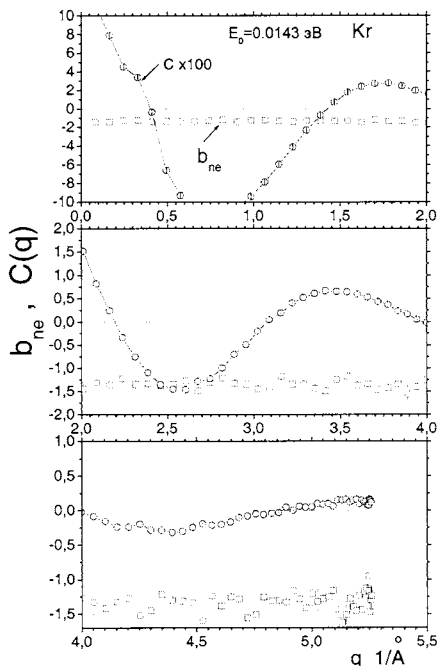


Рис. 4. Результаты подгонок по варианту 1. $C(q)$ увеличено в 100 раз, b_{ne} изображено в масштабе 10^{-3} фм

На рис. 5 представлен результат одновременной подгонки по варианту 2 для 99 свободных параметров $C(q)$ и параметра b_{ne} . Для рисунка выбраны результаты только для трех указанных на нем плотностей газа. Полученный набор параметров $C(q)$ показан на рис. 6. В этом случае значение $b_{ne} = -1.337 \pm 0.017$ фм точно соответствует первому варианту анализа. Сравнение $C(q)$ из разных подгонок (рис. 4 и 6) также обнаруживает их совпадение в пределах ошибок.

Для варианта 2 были проведены подгонки с ограниченным набором данных, в том числе и с набором данных из 20 значений на интервал углов $0-180^\circ$ для каждой плотности газа. Результаты этих подгонок приведены в таблице.

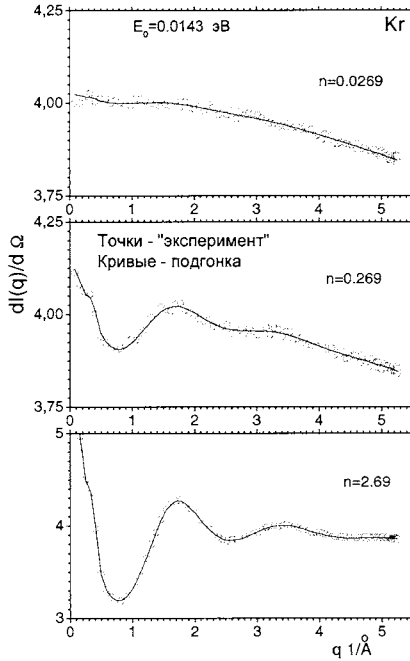


Рис. 5. Результаты одновременной подгонки по всему набору данных с демонстрацией только случаев для трех указанных на рисунке плотностей газа (в 10^{21} 1/см^3)

Результаты разных подгонок

Плотности газа	Число точек	χ^2	$b_{nc} \times 10^3 \text{ фм}$
Набор из 99 значений q			
Все 15 плотностей	1485	496	$-1,337 \pm 0,017$
0,0269; 0,0673; 0,1345	297	72	$-1,335 \pm 0,053$
0,0269 – 0,269	495	145	$-1,329 \pm 0,039$
0,269; 0,4035	198	33	$-1,434 \pm 0,147$
0,269; 0,4035; 0,538	297	68	$-1,323 \pm 0,102$
Набор из 20 значений q			
Все 15 плотностей	300	100	$-1,325 \pm 0,037$
0,0269 – 0,269	220	65	$-1,314 \pm 0,042$
0,269 – 2,69	140	41	$-1,286 \pm 0,067$

Была опробована также подгонка только самой малой плотности $0,0269$ с двумя параметрами: b_{ne} и нормировочной константы C_{norm} , – в подгоночной формуле (2) был отброшен второй член в фигурных скобках, ответственный за дифракцию. Как и

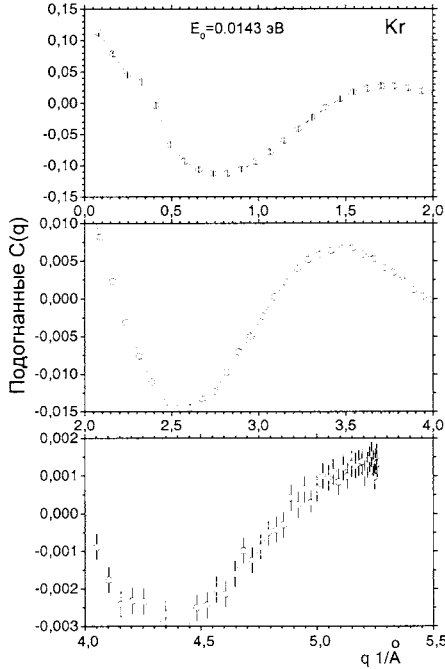


Рис. 6. Функция $C(q)$, полученная во втором варианте фитирования

можно было предвидеть, угловое распределение для одной энергии нейтронов описывается хорошо, но извлечь с удовлетворительной точностью значение b_{ne} не удается: для числа точек 99 и $20 \Delta b_{ne} \sim 0,3 - 0,6$. Это можно видеть на рис.7, где псевдоэкспериментальное распределение при удовлетворительных значениях χ^2 описывается кривыми, полученными для существенно разных значений b_{ne} . Увеличение относительной точности псевдоэкспериментальных данных до $\delta = 10^{-4}$ для плотности газа $0,0269 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3$ также не позволяет извлечь b_{ne} с хорошей точностью, так как при подгонке из-за остаточных дифракционных эффектов значения χ^2 становятся очень большими. Уменьшение же плотности в 10 раз до $0,00269 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3$ позволяет достичь точности извлечения b_{ne} менее 4 % при значении $\chi^2 < 1$ на одну точку, однако вряд ли

возможно реализовать проведение эксперимента с получением столь высокой точности измерения угловых распределений рассеянных нейтронов при давлении газа 0,1 атм.

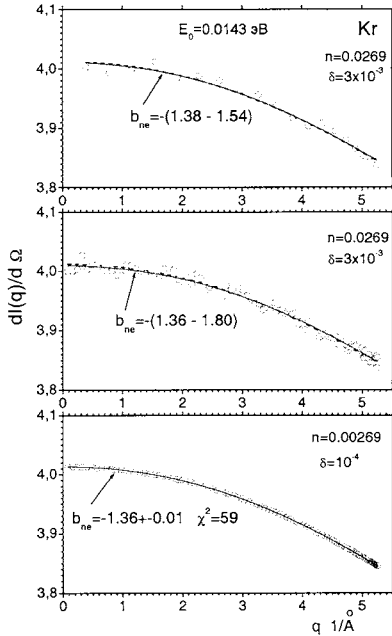


Рис. 7. Результат подгонки данных для одной толщины $n = 0.0269 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3$ с относительной точностью $\delta = 3 \cdot 10^{-3}$ и $n = 0.00269 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3$ с $\delta = 10^{-4}$

Заключение

Результаты работы убедительно подтверждают принципиальную возможность извлечения длины (n, e) -рассеяния из угловых распределений рассеянных моноэнергетических тепловых нейтронов на одноатомных благородных газах, обсужденную нами ранее в работе [3]. При этом показано, что проявление дифракции с увеличением плотности газа не препятствует решению задачи, а это означает, что измерения можно проводить при достаточно больших давлениях, когда относительные поправки на вклад от рассеяния нейтронов на контейнере становятся меньше. По-прежнему дополнительного рассмотрения требует поправка на многократное рассеяние в самом газе, которую надо рассматривать для конкретных условий эксперимента. Оптимистичным обстоятельством является тот факт, что измерения можно проводить при малых энергиях нейтронов, когда использование ^3He -счетчиков с давлением около 10 атм снимает проблему поправки на вариацию эффективности регистрации нейтронов в зависимости от угла рассеяния. Это показывают наши дополнительные расчеты с учетом эффективности детекторов нейтронов. Общий итог нашей работы [3] и настоящего

исследования – вполне возможно получение длины (n, e)-рассеяния с точностью лучше 5 %, если использовать широко применяемые методики измерения структурных факторов газов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 03-02-16883.

Литература

1. S.Kopecky, J.A.Harvey, N.W.Hill, M.Krenn, M.Pernicka, P.Riehs, S.Steiner. *Phys.Rev.* **C56**, 2229 (1997)
2. G.G.Bunatian, V.G.Nikolenko, A.B.Popov, G.S.Samosvat, T.Yu.Tretyakova. *Z.Phys.* **A359**, 337 (1997)
3. L.V.Mitsyna, V.G.Nikolenko, S.S.Parzhitski, A.B.Popov, G.S.Samosvat. *Communication JINR E3-2003-183*, Dubna,2003.
4. J.-M.Sparenberg, H.Leeb, *Phys.Rev.*, **C66**, 055210 (2002)
5. A.Teitsma, P.Egelstaff. *Phys.Rev.*, **A21**, 367 (1980)
6. V.E.Krohn, G.R.Ringo. *Phys.Rev.*, **148**, 1303 (1966); В.Ф.Турчин. *Медленные нейтроны*. М.:Госатомиздат, 1963.
7. V.F.Sears. *Phys.Reports*, **141**, 282 (1986)

Получено 18 декабря 2003 г.

Мицына Л. В. и др.

P3-2003-232

Оценка зарядового среднеквадратичного радиуса нейтрона из измерений структурного фактора благородного газа. Модельный эксперимент

Рассмотрена принципиально новая возможность определения среднеквадратичного зарядового радиуса нейтрона ($\langle r_n^2 \rangle$) из данных о рассеянии тепловых нейтронов на благородных газах, получаемых с целью извлечения из наблюдаемых дифракционных эффектов структурных факторов и потенциалов взаимодействия между атомами. Эти измерения проводятся при широком наборе плотностей газов, и при получении структурных факторов $S(q)$ вводятся разные поправки, в том числе и на (n, e) -взаимодействие (с учетом длины (n, e) -рассеяния b_{ne} , которая однозначно связана с $\langle r_n^2 \rangle$). Идея нового подхода состоит в извлечении b_{ne} из анализа экспериментальных данных как дополнительно неизвестного параметра. Предложенный новый метод оценки значения b_{ne} демонстрируется на примере модельного эксперимента, основанного на измерениях угловых распределений рассеянных нейтронов с энергией $E_0 = 0,0143$ эВ, на Kr при разных плотностях газа. Показано, что при наличии данных для 20 и более углов и нескольких значений плотностей газа от $0,0269 \cdot 10^{21}$ до $2,69 \cdot 10^{21}$ $1/\text{cm}^3$ и при относительной точности экспериментальных точек $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ имеется возможность извлечь значение b_{ne} с точностью не хуже 5 %.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

Mitsyna L. V. et al.

P3-2003-232

Estimate of Neutron Charge Mean Squared Radius from the Structure Factor Measurements for Noble Gas. Model Experiment

A principally new possibility of obtaining the mean squared charge radius of neutron ($\langle r_n^2 \rangle$) from thermal neutron scattering data for noble gases is considered. These data are customarily used for extracting the structure factors and atomic interaction potentials from visible diffraction effects, and measurements are made at many different gas densities. To obtain the structure factor $S(q)$, different corrections were introduced, including the correction for (n, e) interaction (taking into account the (n, e) -scattering length b_{ne} , which is directly connected with $\langle r_n^2 \rangle$). The idea of the method consists in extracting the b_{ne} from the analysis of experimental data as a complementary unknown parameter. The proposed new approach to the b_{ne} evaluation is demonstrated by a model experiment based on measurements of angular distributions of scattered neutron with energy $E_0 = 0.0143$ eV for Kr at different gas densities. It was shown that, if there are data for 20 or more angles and a few densities of gas from $0.0269 \cdot 10^{21}$ to $2.69 \cdot 10^{21}$ $1/\text{cm}^3$ and if the relative accuracy of experimental points is $\sim 3 \cdot 10^{-3}$, it is possible to extract the b_{ne} with an accuracy not worse than 5 %.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *О. Г. Андреева*
Макет *Е. В. Сабанеевой*

Подписано в печать 26.01.2004.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,91. Тираж 290 экз. Заказ № 54274.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/