

УДК 621

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ДЕЙТЕРИРОВАННУЮ ПОРИСТУЮ ЖИДКОСТЬ В.А. Битюрин¹, А.А. Быков², В.Ю. Великодный^{1,3}, А.В. Дыренков², Б.Н. Толкунов¹

1 – Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

2 – Московский физико-технический институт, Долгопрудный

3 – Институт прикладной механики РАН, Москва

bitvurin@ihed.ras.ru; vvelikodny@mail.ru

Аннотация

В работе представлен теоретический анализ проблемы и результаты экспериментальных исследований воздействия сильных ударных волн на предварительно вакуумированную дейтерированную пористую жидкость (жидкость, содержащую пузырьки диаметром $d_b \sim 1 \div 4$ мм при высоком объемном газосодержании φ , $0,2 \leq \varphi \leq 0,95$) с целью реализации реакций синтеза легких ядер. Пористая жидкость состояла из жидкой фазы – D_2O и газовой фазы в виде пузырьков – D_2 при давлении $P \cong 0,01$ атм. Ударные волны создавались кольцевым разрядом в результате взрыва проволочки при импульсной подаче тока. Были измерены потоки нейтронов с использованием метода, основанного на активации индия. Для этого быстрые нейтроны замедлялись толстой пластиной из полиэтилена. Затем измерения проводились на γ -спектрометре с кристаллом NaI. Зарегистрированы абсолютные величины выхода нейтронов Φ в импульсе в телесном угле 4π , $\Phi \cong 10^8 \div 10^{10}$.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL RESEARCH OF SHOCK WAVE INFLUENCE ON DEUTERIUM POROUS LIQUID

This article present theoretical and experimental research of strong shock wave influence on deuterium porous liquid. This liquid contains bubbles that diameter is near $d_b \sim 1 \div 4$ mm and ratio of gas volume to net volume is about 0.2-0.95. Purpose of work is realization of light nuclei fusion. Shock waves were produced by ring discharge when small wire was burst with high voltage. Neutron flow was measured with indium activation after neutron deceleration by polyethylene apron. γ -spectrometer measured neutron flow was equal to $\Phi \cong 10^8 \div 10^{10}$ in solid angle 4π .

1 Теоретическое обоснование возможности реализации реакций синтеза легких ядер при ударноволновом воздействии на дейтерированную пористую жидкость

Значительный интерес в теоретическом и экспериментальном плане к исследованиям при акустическом и ударноволновом воздействии на дейтерированные пузырьковые среды возник после выхода в свет публикации с участием Р.И. Нигматулина [1]. Ранее вышла публикация на близкую тему [2], но она не имела такого резонанса в мире как работа [1].

При акустическом воздействии на дейтерированную среду начальный перепад давления $-\Delta P_0$ (при обжатии пузырька) составляет $\sim 10 \div 40$ атм. Это связано с тем, что длина звуковой волны λ должна быть значительно больше диаметра d_b пузырька ($\lambda \gg d_b$) во избежание разрушения пузырьков и обеспечения симметрии обжатия, так как: $\Delta P \sim \frac{c}{\lambda} \rho \cos(\omega t)$,

где ρ - плотность жидкости; ω - угловая частота; t – время; c – скорость звука. Это приводит к тому, что область, где могут реализоваться термоядерные температуры, слишком мала, так

как процесс кумуляции должен происходить только за счет самофокусировки ударной волны, возникающей при обжатии одиночного пузырька. Кроме того, за счет того, что начальный пузырек, получаемый в результате воздействия на дейтерированный ацетон альфа частицами, как бы растягивается акустической волной, то в нем мало активного вещества из-за существенного вакуумирования. Поэтому возникают проблемы сходные при реализации инерциального термоядерного синтеза, инициируемого лазерным излучением (см. [3]), хотя там начальные значения ΔP_0 существенно выше и начальные плотности существенно выше.

В данной работе основное внимание уделяется теоретическому анализу процессов, основанному на результатах более ранних работ [4-7, 11-15], и экспериментальным исследованиям возможности получения нейтронов в результате реакции $d+d$ (d – ядро дейтерия), возникающих при ударноволновом воздействии на тяжелую воду, содержащую вакуумированные пузырьки дейтерия. Ударная волна генерируется кольцевым разрядом при взрыве проволоки. Начальная плотность в пузырьках контролируется и соответствует ее величине при давлении форвакуума $P=0,01$ атм, что существенно больше чем в акустическом методе, когда пузырек имеет максимальный размер в фазе растяжения.

В [6] была разработана теория структуры сильной ударной волны в пористой жидкости. Получено аналитическое решение задачи. Толщина ударной волны δ определяется из соотношения

$$\frac{d_b}{\delta} = \frac{|B|}{4} (1 - \varphi_I) \quad (1.1)$$

где φ_I – начальное объемное газосодержание; d_b – средний диаметр пузырьков;

$$|B| = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\kappa M_I^2 (1 - \varphi_{II})}{\varphi_I^{5/3} (1 - \varphi_I)^{4/3}} \Gamma_{11} \frac{\left(1 - \frac{c_{II}}{c_I}\right)^3}{\frac{\gamma - 3}{2(\gamma - 1)} \left(\frac{\varphi_{II} P_{II} (1 - \varphi_I)}{\varphi_I P_I (1 - \varphi_{II})} - 1\right)}, \quad (1.2)$$

где M_I – число Маха; κ - показатель политропы; γ - показатель адиабаты; $\Gamma_{11} = 1,12$ – эмпирическая константа (см. [7]); P_{II} – давление за фронтом ударной волны, P_I – давление перед фронтом ударной волны; c_{II} – скорость за фронтом ударной волны; c_I – скорость перед фронтом ударной волны; φ_{II} - объемное газосодержание за фронтом ударной волны.

Показано [4-6], что при изменении объемного газосодержания в пределах $\varphi_I = 0,2 \div 0,8$ толщина ударной волны δ может меняться в пределах $3d_b \leq \delta \leq 10^5 d_b$. Причем при $\varphi_I = 0,38$ величина толщины ударной волны лежит в пределах $\delta \cong 10^4 d_b \div 10^5 d_b$ и слабо зависит от числа Маха. Последнее иллюстрируется на рисунке 1.

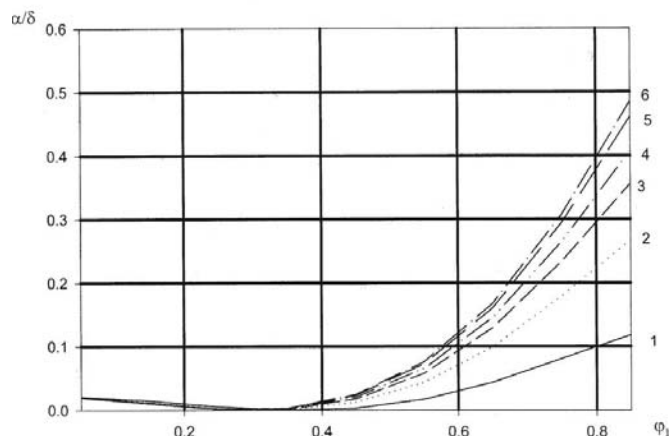


Рис. 1 Изменение отношения среднего диаметра пузырька d_b к толщине ударной волны δ в зависимости от объемного газосодержания φ при различных значениях числа Маха: 1. $M=2.1$; 2. $M=3.1$; 3. $M=4.1$; 4. $M=5.1$; 5. $M=6.1$; 6. $M=7.1$.

В этом случае (при $\varphi \approx 0,38$) размывается само понятие ударной волны, и она вырождается в волну сжатия. Изменение толщины ударной волны при ее распространении в гетерогенной среде в широких пределах позволило подобрать условия для воздействия на пузырьковую среду, близкие к однородному сжатию в адиабатическом режиме без разрушения пузырьков. При этом имеются два характерных масштаба.

Первый – при распространении ударной волны в объеме, содержащем гетерогенную среду. Для него масштабом для толщины ударной волны, а также параметров изменения давления, плотности и скорости во фронте является диаметр пузырька.

Для описания процессов сжатия пузырька, формирования и распространения ударной волны могут быть использованы результаты задачи о «сферическом поршне», решенной ранее Ландау – Станюковичем (см [8]). Обоснуем это положение. Длина свободного пробега в газе при нормальных условиях $\lambda_1 \sim 10^{-5}$ см или 10^{-4} мм (см. [9]). В условиях форвакуума при $P_0 \sim 0,01$ атм. $\lambda_1 \sim 10^{-2}$ мм. Отношение диаметра пузырька ($d_b \sim 1 \div 4$ мм) к длине свободного пробега λ_1 , $\frac{d_b}{\lambda_1} \gg 1$, поэтому с достаточной долей точности расчет распространения ударной волны в пузырьке можно вести на основе газодинамического подхода (см. [3]).

Это обусловлено еще и тем, что при переходе из жидкости в газ при симметричном обжатии пузырька скорость ударной волны может быть приближенно оценена из соотношения

$$D_{gas} \sim D_{liq} \sqrt{\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gas}}}, \text{ где } D_{gas}, D_{liq} - \text{ скорости ударной волны в газе и жидкости соответственно,}$$

ρ_{gas}, ρ_{liq} – плотности в газе и жидкости соответственно. Это соотношение можно получить из законов сохранения при распаде разрыва, так как практически вся энергия переходит в газ из – за большого различия в плотности жидкости и газа. Скорость ударной волны в жидкости может составлять от 3 до 9 км/сек. Отношение плотности жидкости и газа в условиях форвакуума составляет $\sim 10^5$, поэтому при формировании ударной волны в пузырьке началь-

ная скорость ударной волны составляет $D_{0gas} \sim 900 \div 2700$ км/сек. Это соответствует «равновесной» поступательной температуре за фронтом $T_0 \sim 10 \div 90$ КэВ. Потерями на ионизацию, диссоциацию, тормозное излучение можно пренебречь, так как температура электронов не успевает выйти на равновесные значения, а затраты на ионизацию + диссоциация ~ 15 эВ. Отметим, что сечение реакции $t+d \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17,6$ МэВ при температуре ~ 50 КэВ близко к максимальному (см. [3]), где t – ион (ядро) трития, d – ион (ядро) дейтерия, n – нейтрон. Реакция $d+d$ также идет с большой скоростью по двум каналам: $d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n + 3,25$ МэВ и $d+d \rightarrow t+p + 4,0$ МэВ приблизительно с одинаковой вероятностью (см. [3]), p – протон. В нашем эксперименте исследуется первый канал – $d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n + 3,25$ МэВ, так как регистрируются только нейтроны. Кроме того, температура может увеличиваться за счет эффектов газодинамической кумуляции при схождении ударной волны к центру пузырька по закону $\frac{T}{T_0} \sim \frac{r_0}{r}$, где r_0 – начальный радиус пузырька, r – текущее значение координаты фронта ударной волны, T – текущее значение температуры [8]. Нечто подобное наблюдается при взрыве сверхновых звезд при распространении ударной волны от центра к поверхности звезды. Увеличение скорости ударной волны в этом случае обусловлено падением плотности, хотя из-за увеличения радиуса звезды эффект несколько снижается. При взрыве сверхновой наблюдается интенсивный всплеск излучения в рентгеновском диапазоне, так как скорость ударной волны может достигать значений близких к релятивистским [10]. В рассматриваемом нами случае эффект достигается как вследствие скачка плотности, так и вследствие газодинамической кумуляции при схождении ударной волны к центру пузырька. Малой областью (порядка нескольких длин свободного пробега) в центре пузырька, где необходимо учитывать эффекты вязкости, пренебрегаем. Это связано с тем, что на практике, симметрия фронта ударной волны из-за начальных возмущений во фронте, как правило, разрушается [3].

Узкая зона фронта ударной волны рассчитывается на основе уравнения Больцмана. В этом случае, вторым характерным масштабом для изменения температуры, давления, плотности во фронте ударной волны является длина свободного пробега. Рассмотрим это более подробно. Во фронте ударной волны понятие температуры (в ее термодинамическом определении) условно. Хотя для неравновесных процессов используют для определения температуры соотношение $T_{ef} = \frac{1}{3n} \iiint mC^2 f d^3\vec{v}$, где n – концентрация; f – функция распределения; $C = v - u$; v – молекулярная скорость, u – средняя гидродинамическая скорость. При этом интегрирование ведется от $-\infty$ до $+\infty$ в трехмерном пространстве скоростей \vec{v} . Поведение функции распределения во фронте ударной волны и увеличение скорости протекания неупругих процессов (том числе и реакций синтеза легких ядер) во фронте подробно дано в [11-15]. С учетом эффектов поступательной неравновесности во фронте ударной волны (см. [11, 12]) величина эффективной температуры T_{ef}^* примерно для 0,5 – 1% атомов дейтерия D , молекул дейтерия D_2 , ионов дейтерия d составляет $T_{ef}^* \cong (6 \div 10) T_{ef+\infty}$. Поэтому для проведения реакции $d+d$ скорость инициирующей ударной волны D_{liq} может быть снижена.

Нам удалось создать устройства для получения пузырьковой среды в устойчивом состоянии при высоких объемных газосодержаниях $\varphi = 0,2 \div 0,9$, в том числе и при наличии форвакуума $P_0 \cong 0,01$ атм. Также удалось развязать процессы вакуумирования пузырьковой среды и ударноволнового воздействия. Все это дало возможность увеличить интенсивность ударноволнового воздействия уже на начальном этапе сжатия пузырька вплоть до $\Delta P_0 \sim 10^5 \div 10^6$ атм. Начальная плотность рабочего вещества в пузырьках существенно выше,

чем при акустическом методе. Поэтому радиус пузырька, при котором могут начаться реакции синтеза легких ядер, при ударноволновом воздействии существенно больше (в $\sim 10^5 - 10^6$ раз), чем при акустическом.

2 Экспериментальная установка

Для моделирования физических процессов при обжатии дейтерированных пористых жидкостей ударными волнами была создана установка, в которой вакуумированная пористая среда локально обжимается ударной волной, генерируемой кольцевым разрядом. Принципиальная схема установки представлена на рис.2. Внешний вид установки представлен на рисунке 3.

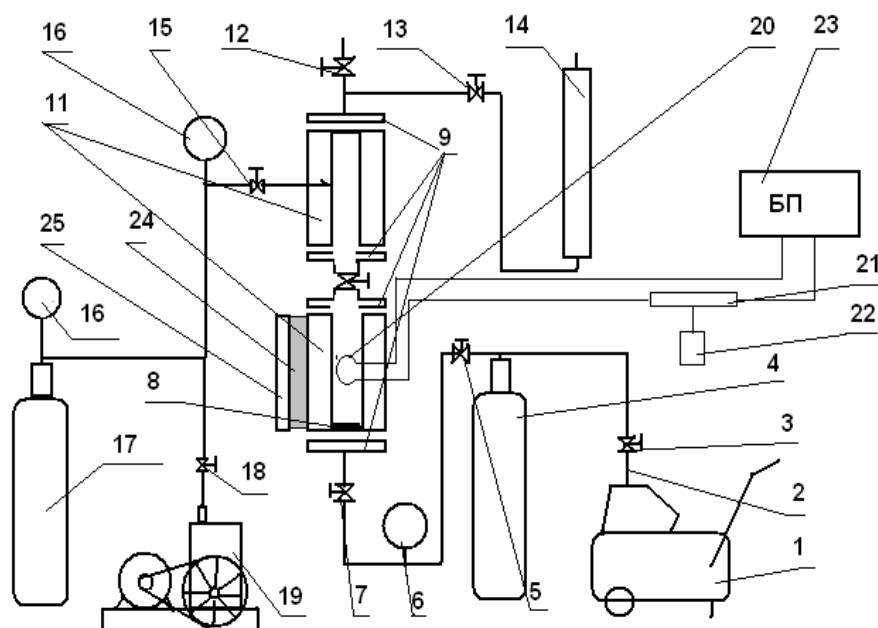


Рис. 2 Установка для исследования воздействия сильных ударных волн на дейтерированную пористую жидкую среду. 1. Компрессор; 2. Подводящие трубопроводы; 3. Кран; 4. Резервуар; 5. Отсечной клапан; 6. Манометр; 7. Дроссель; 8. Мембрана (диспергатор из пористого титана); 9. Алюминиевые фланцы; 10. Отсечной клапан; 11. Полые цилиндры из оргстекла; 12. Регулируемый дроссель; 13. Отсечной клапан; 14. Расходомер по газу; 15. Отсечной клапан; 16. Вакуумметр; 17. Резервуар; 18. Отсечной клапан; 19. Форвакуумный насос; 20. Взрывающаяся проволока; 21. Разрядник; 22. Устройство управления разрядником; 23. Накопитель энергии; 24. Замедлитель нейтронов; 25. Пластина из In.



Рис. 3 Внешний вид установки (комплекса)

Физический принцип работы установки основан на обработке сильными ударными волнами дейтерированной пористой жидкости при взрыве проволоочки. Для этого реализуется кольцевой разряд. Ударная волна сходится к центру и таким образом усиливается. Используется прием снижения скорости звука путем вакуумирования и регулирования объемного газосодержания.

2.1 Методика работы на установке

Работа на установке происходит следующим образом. Компрессором 1 нагнетается воздух или иной газ в ресиверную емкость 4. Емкость 4 используется для барботирования. При использовании вместо воздуха иных газов (дейтерия) для барботирования кран 3 перекрывается и используется редуктор в комплекте с баллоном для сжатого газа. Для регулировки расхода при барботировании использует дроссель 7. Таким образом: включаем компрессор 1, открываем кран 3. Проводим нагнетание воздуха в ресиверной емкости 4 до нужного давления $P=8-10$ атм. Далее открываем запорный кран 12 и осуществляем заполнение жидкой фазой (тяжелой водой) рабочей емкости 11 до $\frac{1}{2}$ объема. Закрываем запорный кран 12. Устанавливаем дроссель 5 в нужное положение и осуществляем барботирование жидкости в рабочей части 11 посредством диспергатора 8 из пористого титана (размер пор 100 мкм). Расход газа определяется по показаниям расходомера 14. Барботирование жидкости в рабочей части 11 ведем под давлением $P=8$ атм. Барботирование осуществляется в течение 5 минут. Далее перекрываем отсечной клапан 10, разделяющий верхнюю и нижнюю части рабочего объема 11. Уменьшаем давление в верхней части рабочего объема 11 путем открытия крана 12. Затем перекрываем краны 12 и 13. Включаем форвакуумный насос 19. Открываем запорный кран 18. Осуществляем вакуумирование ресиверной емкости 17. Показания снимаются с вакуумметра 16. Далее открываем запорно - регулировочный кран 15 и реализуем состояние форвакуума в верхней части рабочего объема 11. Состояние форвакуума определяется объемным газосодержанием в пористой жидкости $\phi=0.4 - 0.5$. Далее включаем накопитель энергии. Производим зарядку батареи конденсаторов емкостью 50 – 200

мкФ. Рабочее напряжение $V=4.7$ кВ. Включаем разрядник 21 посредством устройства для управления разрядником. Резко открываем разделительный кран 10. Осуществляем подрыв проволоочки в виде полукольца, предварительно установленной в рабочем объеме. Для регистрации выхода нейтронов используем активационный метод, основанный на измерении радиационной активности, после того как она была наработана. Наиболее эффективным в условиях данного эксперимента представляется активация изотопа индия $\text{In}^{116\text{mI}}$. До этого перед экспериментом по взрыву проволоочки проводим на γ -спектрометре, расположенном в массивном свинцовом контейнере из свинцовых блоков толщиной 50 мм, измерения фона без пластины и с пластиной из индия. Подготовительные измерения занимали 4 часа. Перед, собственно, испытаниями пластину из индия 25 размещаем рядом с рабочей частью 11. Между рабочей частью устанавливаем замедлитель нейтронов 24 из пластины полиэтилена толщиной 55 мм. После взрыва проволоочки пластина из индия изымается, маркируется и переносится к спектрометру, установленному в свинцовом домике, расположенному в соседнем здании в подвальном помещении на расстоянии 50 м от установки. Далее проводим измерение γ активности индия с помощью имеющегося в лаборатории γ -спектрометра на кристалле NaI. После выдерживания пластины в течение нескольких часов ее можно использовать вновь. В это время используются запасные пластины.

3 Измерение выхода нейтронов в эксперименте по подрыву проволоочки в пористой дейтерированной жидкости

Основным методом, используемым нами для измерения выхода нейтронов при взрыве проволоочки в дейтерированной пористой жидкости, является метод активационных индикаторов в варианте применения в качестве индикатора пластинки индия (изотоп In^{115}). Идея метода достаточно проста. В предположении, что в процессе эксперимента установка станет производить d-d нейтроны ($E_n=2,24$ МэВ) в непосредственной близости от «устройства» был установлен замедлитель, на котором крепилась пластинка металлического индия. В качестве замедлителя мы использовали пластину полиэтилена толщиной 55 мм. Имея большое сечение активации на тепловых нейтронах ($\sigma = 161$ барн), индий может быть активирован минимальными потоками нейтронов. По завершении процесса активации индий помещался на торец стандартного сцинтилляционного детектора – части γ -спектрометра на кристалле NaI 60x60 мм, с помощью которого регистрировался гамма-спектр от наведённой активности индия. Из полученного гамма-спектра извлекалась измеренная интенсивность линии $E_\gamma = 417$ КэВ, по которой рассчитывалась активность изотопа $\text{In}^{116\text{mI}}$, по которой в свою очередь оценивался нейтронный поток. Измеренная величина сигнала в 3-5 раз превышала минимальную статистически значимую величину согласно критерию Кюри $N_{\text{min}} = 2,71 + 4,65\sqrt{N_f}$, принятому в активационном анализе для оценки величины сигнала от соответствующей γ -линии. Погрешность определения при этом не превышала ~22%. Рассчитанный по приведённому значению интегральный поток нейтронов (в телесном угле 4π) по порядку величины составляет примерно $10^8 \div 10^{10}$ нейтронов.

Ниже в качестве иллюстрации мы приводим типичные гамма-спектры, измеренные в ходе эксперимента рис.4,5. Приводятся только типичные гамма-спектры, так как все графики близки по характеру изменения кривых и используются для статистической обработки информации. Были обработаны данные около 30 экспериментов.

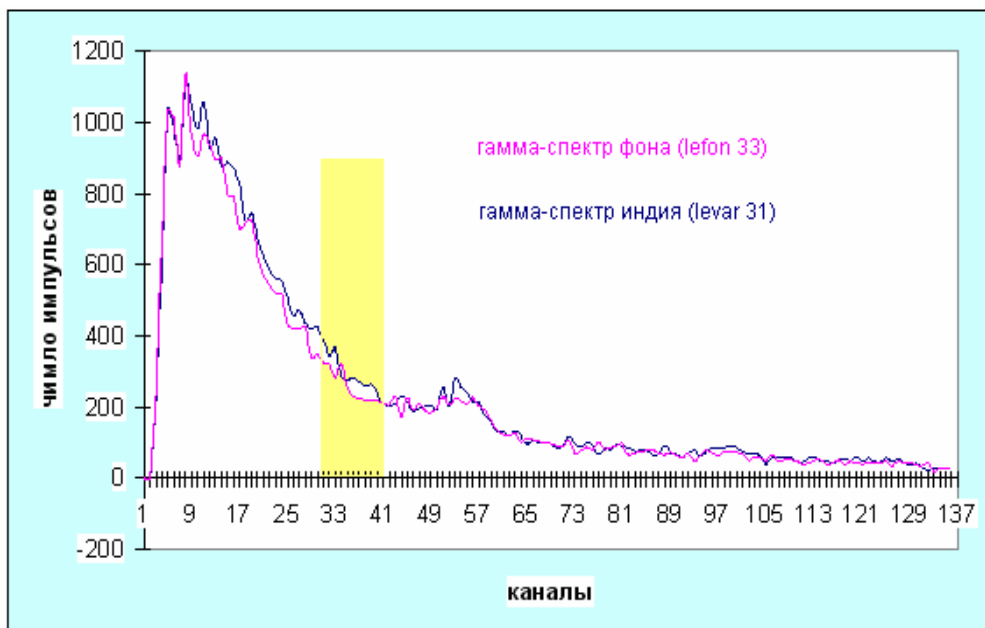


Рис. 4 Совмещённые гамма-спектры активированного индия– синяя кривая и фона - лиловая кривая. Жёлтым цветом выделена энергетическая область расположения фотопика E=417 КэВ.

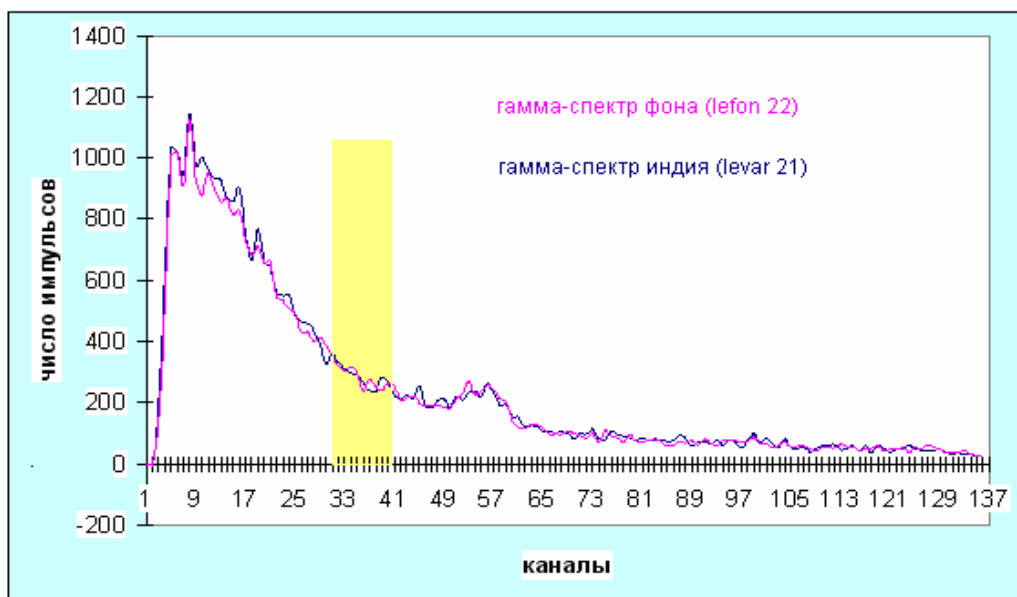


Рис. 5. Совмещённый гамма-спектр. (Индий не активирован, спектры фона и индия практически совпадают.)

Ниже мы помещаем таблицу данных (Таблица 1) для расчета плотности потока нейтронов по активности индия (In^{116mI} с периодом полураспада $T_{1/2}=54$ мин.), измеренному и рассчитанному по величине фотопика E=417 КэВ этого изотопа для двух типичных испытаний, проведенных в разное время. Две нижние графы Таблицы 1 содержат результаты расчетов по формулам 3.1 и 3.2, соответственно.

Таблица 1

Наименован. Данных	Levar 22	Levar 23
$\sum_{n=31}^{41} N$	424 ± 84	395 ± 79
σ (барн)	161	161
θ	0,957	0,957
m [грамм]	22,5	8
M	116	116
ϑ [стерадиан]	1,246	0,46
N_A	$6,02 \cdot 10^{23}$	$6,02 \cdot 10^{23}$
t_1 [с]	10^{-3}	10^{-3}
t_2 [с]	240	240
t_3 [с]	2000	2000
φ (эффektivность регистрации)	0,92	0,92
$\tau_f / \sigma_{comp} = \psi$	0,33	0,33
$E_\gamma = 417$ КэВ		
Θ (вых/расп)	0,32	0,32
f [n/cm²с]	$5,12 \cdot 10^5$	$3,65 \cdot 10^6$
Ф-полн. Поток[n/imp]	$6,43 \cdot 10^8$	$1,03 \cdot 10^9$

Расчетные формулы:

$$f = \sum_{n=31}^{41} N / t_3 \cdot \left\{ \frac{\sigma m \theta N_A}{M} (1 - \exp(-\lambda t_1)) (\exp(-\lambda t_2)) \varphi \psi \Theta \right\}, \tag{3.1}$$

где f – плотность потока нейтронов, $\sum_{n=31}^{41} N$ – число зарегистрированных импульсов, n – число и локализация учитываемых каналов (31-41), t_1 – время активации, t_2 – время задержки, t_3 – время измерения, σ – сечение активации, m – масса In, θ – распространённость изотопа, N_A – число

Авогадро, M – грамм-атом In, exp – экспонента, $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}$ – постоянная распада, φ – эффектив-ность регистрации, $\psi = \frac{\tau_f}{\sigma_c}$ – отношение сечений фото- и Комптон эффектов, Θ – выход гамма-квантов на распад.

$$\Phi = f \cdot 4 \pi R^2, \tag{3.2}$$

где Φ – полный поток в телесном угле 4π , R – расстояние от мишени (пластинки In) до эпицентра реакции.

В заключение отметим, что проводились контрольные испытания, когда использовалась легкая и тяжелая вода и производилось барботирование воздухом. В случае легкой воды эффект не был зарегистрирован во всех испытаниях. В случае использования тяжелой воды незначительный эффект был, но всего лишь в 2 раза выше статистически значимой величины, рассчитанной по критерию Кюри. Для достоверности результата необходимо чтобы эта величина была не менее 3. Небольшой эффект при использовании тяжелой воды с использованием воздуха для барботирования возможно объяснить тем, что при вакуумировании в пузырьки из воздуха могли попадать пары тяжелой воды.

Заключение

Исследована работа устройства для взрыва проволоки кольцевой геометрии в дейтерированной пористой жидкости. При барботировании тяжелой воды газообразным дейтерием с высокой степенью достоверности (в 3-5 раз выше статистически значимой величины, рассчитанной по критерию Кюри) зарегистрирован выход нейтронов $\sim 10^8 \div 10^{10}$ частиц в импульсе в телесном угле 4π. Было проведено около 30 экспериментов с положительным результатом выше 3-5 раз статистически значимой величины по критерию Кюри.

Разработаны методики измерения нейтронного потока применительно к условиям, реализуемым в коротком импульсе.

Оценена возможность проведения реакций синтеза легких ядер при различных условиях.

Литература:

1. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey Jr. R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation//Science. 2002. Vol. 295. Pp. 1868-1873.
2. Липсон А.Г., Дерягин Б.В., Ключев В.А., Топоров Ю.П., Сиротюк М.Г., Хаврюшкин О.Б., Саков Д.М. Иницирование ядерных реакций синтеза при кавитационном воздействии на дейтерий содержащие среды//ЖТФ.1992.№ 2. С. 121-130.
3. Соколов И.В. Гидродинамические кумулятивные процессы в физике плазмы// Успехи физических наук. 1990. Том. 160. Вып. 11. С.143-166.
4. Великодный В.Ю., Тимофеев И.Б., Д. Ван Ви Микропузырьковый синтез легких ядер // 12-я Российская конференция по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии. Дагомыс, Сочи, 19-26 сентября 2004. с. 48 (тезисы доклада).
5. Великодный В.Ю. Теоретическое обоснование возможности получения кварк-глюонной плазмы в “тяжелых” микропористых жидкостях//XXXII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 16-20 февраля 2005. (тезисы доклада).
6. Бушманов Е.А., Великодный В.Ю., Воротилин В.П., Еремеев А.В., Тимофеев И.Б., Яновский Ю.Г., Д. Ван Ви. Теоретическое и экспериментальное исследование структуры ударной волны в микропористых жидкостях//III Международный симпозиум. Термохимические процессы в плазменной аэродинамике. Санкт-Петербург. 28-31 июля. 2003. 286-296.
7. Башлыков А.М., Великодный В.Ю. Структура ударных волн в газовой смеси// ЖТФ. 1991.Т. 61.№ 8. С. 33-42.
8. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. : М. Наука. 1975. 704 с.
9. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука. 1967. 440 С.
10. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М. Физматгиз. 1963. 632 С.
11. Великодный В.Ю. Эффекты поступательной неравновесности во фронте ударной волны в плотных газах и жидкостях//ТВТ. 2002. Том. 40. № 1. С. 68 – 76.

12. Великодный В.Ю., Битюрин В.А. О возможности термоядерного синтеза во фронте ударной волны.//Прикладная физика. 2001. № 3. С. 12 – 19.
13. Великодный В.Ю., Битюрин В.А. Влияние эффектов поступательной неравновесности на кинетику физико – химических превращений во фронте ударной волны// Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. № 4. С. 39-45.
14. Великодный В.Ю. Исследование влияния эффектов поступательной неравновесности на кинетику физико-химических превращений в ударных волнах слабой и средней интенсивности // Фундаментальные проблемы высокоскоростных течений. Междунар. Научно-технич. конф., Тез.докл., ЦАГИ, 2004, 2с.
15. Великодный В.Ю., Битюрин В.А. Кластерный термоядерный синтез (критический анализ публикаций)// Прикладная физика. 2003. №6. С. 61-67.

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2008 г.