

# РАСЧЕТНОЕ ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНО-СЖАТЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД МЕТОДОМ НЕЙТРОННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННОЙ НЕЙТРОННОЙ КАМЕРЫ (ПНК-13)

М. А. Денежко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

Расчеты поведения конструкций при ударно-волновых нагрузках, основанные на применении современных моделей вещества, требуют знания уравнений состояния (УРС) этих веществ. Определение температуры при составлении УРСа осуществляется математически с использованием ряда допущений, поэтому необходимо ее непосредственное измерение в ударно-волновых экспериментах. Работы по измерению температур ударно-сжатых конденсированных сред методом нейтронной резонансной доплеровской спектроскопии (НРДС) ведутся в Лос-Аламоской национальной лаборатории (ЛАНЛ) с 2005 года. В частности, в работе [1] представлен анализ американских экспериментов по измерению температуры ударно-сжатого до ~63 ГПа молибдена указанным методом. Молибденовые образцы содержали индикаторную добавку  $^{182}\text{W}$ , а эксперименты были выполнены на базе протонного ускорителя в Лос-Аламосе. В экспериментах удалось измерить температуру ударно-сжатого молибдена, однако, результаты экспериментов показали существенное отличие величины температуры в молибдене от теоретических предсказаний.

В отличие от ЛАНЛ, во ВНИИЭФ подобных динамических экспериментов по регистрации температуры вещества методом НРДС не проводилось, и в настоящее время только рассматривается возможность применения этого метода. Во ВНИИЭФ существуют источники нейтронов, позволяющие проводить измерения в экспериментах, подобных американским. В частности, одним из таких источников может служить устройство, работающее по принципу плазменного фокуса с нейтронным выходом на уровне  $\sim 10^{13}$  нейтронов [2].

Анализу результатов американских экспериментов, представленных в работе [1], а также расчетно-теоретическому обоснованию проведения динамических и статических опытов по регистрации температуры методом НРДС с использованием плазменного фокуса и посвящена данная работа.

## 1. Постановка экспериментов [1] и анализ экспериментальных данных

В настоящий момент имеется всего одна публикация, посвященная измерению температуры в ударно-волновых экспериментах с использованием метода НРДС [1]. Ниже приводится краткое описание постановки опытов, проведенных американцами в ЛАНЛ, и результатов, полученных ими, так как в своих исследованиях автор в значительной степени опирается на эти данные. Температурные измерения осуществлялись на базе протонного ускорителя ЛАНЛ. Схема проведения опытов представлена на рис.1. Нейтроны генерировались при прохождении протонного пучка через урановую мишень по реакции ( $p, n$ ), далее они замедлялись в полиэтилене, коллимировались и пропускались через исследуемое вещество, находящееся в ударно-нагруженном состоянии. Исследуемое вещество содержало резонансный поглотитель нейтронов. Времяпролетной методикой (ВПМ) регистрировался спектр прохождения нейтронов через исследуемое вещество, в котором обнаруживался ряд провалов, соответствующих поглощению нейтронов на резонансах нейтронного поглотителя. По ширине одного из провалов определялась температура поглотителя и вещества, в которое оно было внедрено.

В качестве исследуемого вещества в эксперименте был выбран молибден. Образец представлял собой слоистый диск с толщиной равной 6 мм и диаметром – 63,5 мм. Передний (обращенный к нейтронному пучку) миллиметровый и задний четырехмиллиметровый слои состояли из чистого молибдена, в то время как внутренний слой состоял из комбинированного материала (диск с диаметром 36 мм из молибдена с добавкой  $^{182}\text{W}$ , содержание последней составляло 1,7 % по атомам), окруженного снаружи слоем чистого молибдена. Выбор такой конфигурации, по-видимому, определялся необходимостью сохранения ударно-сжатого состояния с постоянной температурой внутри слоя с добавкой в течение достаточного для измерения температуры времени ( $\sim 1$  мкс) до того, как в исследуемую область придет волна разрежения с торца или боковой поверхности образца.

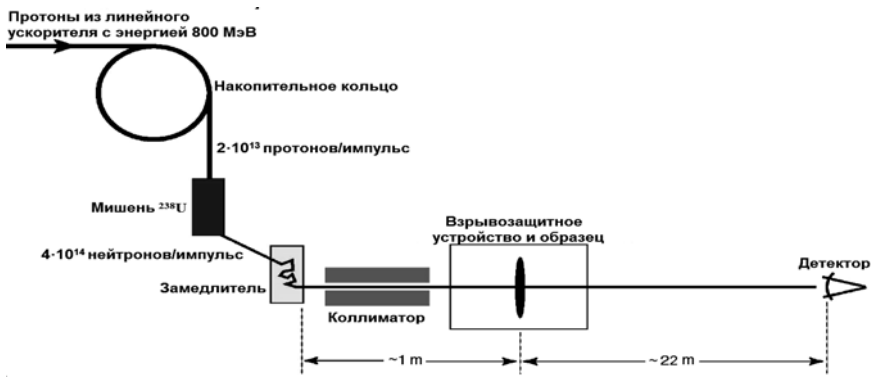


Рис. 1. Схема проведения эксперимента [1]

Нагружение образца осуществлялось с помощью специальной системы «Forest flyer» [3], в которой плоский алюминиевый ударник толщиной 6 мм и диаметром 63,5 мм разгонялся с помощью продуктов взрыва, образовавшихся в результате сгорания ~400 г. РВХ 9501 (состав на основе октогена) внутри алюминиевой камеры с толщиной стенки равной 6 мм (рис. 2). Пролетная база между ударником и нагружаемым образцом в опыте составляла 20 мм. Скорость ударника перед соударением с молибденовым образцом достигала ~3,6 км/с, в эксперименте она не измерялась. Образец был сориентирован под углом 55° к оси нейтронного пучка для того, чтобы уменьшить поглощение нейтронов на продуктах взрыва, и располагался на расстоянии 0,96 м от поверхности замедлителя.

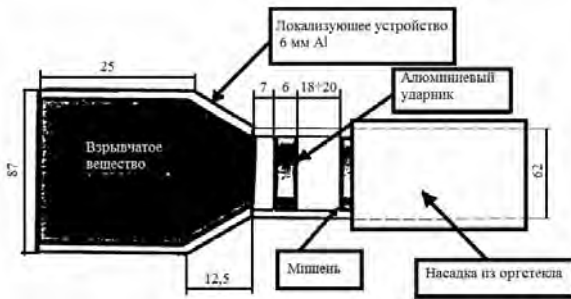


Рис. 2. Схема нагружающего устройства «Forest Flyer» с указанием характерных размеров [3]

Времяпролетный спектр получали с помощью системы из 11 <sup>6</sup>Li детекторов расположенных на расстоянии 23 м от замедлителя. Собирающая поверхность каждого из детекторов представляла собой диск с толщиной 1 см и диаметром 11,1 см. Измерения проводились в токовом режиме регистрации сигнала [4]. Определение температуры осуществлялось по резонансу <sup>182</sup>W( $E_p = 21,05$  эВ) путем описания резонансного провала следующим теоретическим выражением, учитывающим вклад фона, а так же уширение сигнала за счет конечного времени высвечивания детектора и немгновенности выхода резонансных нейтронов с поверхности замедлителя:

$$Y(t) = [N_0(t) \exp(-n\sigma(t, T)d) \otimes M(t) + B(t)] \otimes P(t), \quad (1)$$

где  $\sigma(t, T)$  – температурно уширенное сечение поглощение нейтрона в резонансной области,  $N_0(t)$  – падающее на исследуемый образец число нейтронов с энергией  $E$ ,  $M(t)$  – функция, описывающая выход резонансных нейтронов с поверхности замедлителя во времени,  $B(t)$  – функция, описывающая фоновый сигнал, регистрируемый детектором во времени,  $P(t)$  – функция, учитывающая время высвечивания регистратора при регистрации нейтрона. Символ  $\otimes$  обозначает операцию свертки. Время регистрации нейтрона  $t$  связано с его энергией  $E$ , массой  $m_n$ , а также расстоянием между замедлителем и детектором  $L$  следующим простым соотношением:

$$t = L \sqrt{\frac{m_n}{2E}} \quad (2)$$

Температурно-уширенное сечение поглощение нейтрона в резонансной области энергий получается сверткой выражения, полученного Брейтом и Вигнером [5] для изолированного нейтронного резонанса в случае покоящихся ядер нейтронного поглотителя  $\sigma(E)$  по энергетическому распределению нейтронов внутри резонансного поглотителя:

$$\sigma(E, T) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(E') G(|E - E'|, T) dE', \quad (3)$$

$G(E)$  – энергетический спектр ядер внутри резонансного поглотителя нейтронов, который при достаточно высоких температурах (превышающих температуру Дебая) переходит к распределению Максвелла. Функции  $M(t)$ ,  $B(t)$  и  $P(t)$  определялись в статических опытах, которые предворяли опыты в динамике. Результирующий время пролетный спектр, полученный в одном из двух опытов, проведенных в Лос-Аламосе, представлен на рис. 3. Обработка экспериментальных данных по методу наименьших квадратов с использованием выражения (1) при вариации температуры, привела к следующим значениям последней, см. таблицу. В таблице так же представлены результаты измерения массовой скорости молибдена, которая осуществлялась в экспериментах с помощью оптической интерферометрии и результаты одномерных расчетов, проделанных авторами без учета прочностных свойств использованных материалов.

Результаты, полученные в эксперименте [1], в скобках указана статистическая погрешность измерений

Набор данных	Массовая скорость (км/с)	T (К)
1-ый пуск	$0,9 \pm 0,02$	$786 \pm 83$ (66)
2-ой пуск	$0,98 \pm 0,02$	$926 \pm 55$ (24)
Усреднение по двум пускам	$0,97 \pm 0,02$	$875 \pm 46$
Теоретический расчет	0,97	635

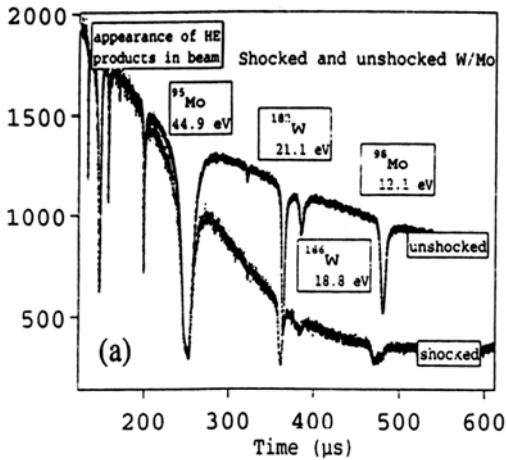
значение температуры, полученное в эксперименте, с расчетным значением, полученным при учете прочности образца и ударника, а так же при учете двумерных эффектов, заключающихся в искривлении полета ударника и неоднородности нагружения образца. Двумерный расчет с учетом прочностных свойств использованных материалов дал температуру на уровне  $\sim 845$  К.

### 1.1 Анализ нагружающего устройства

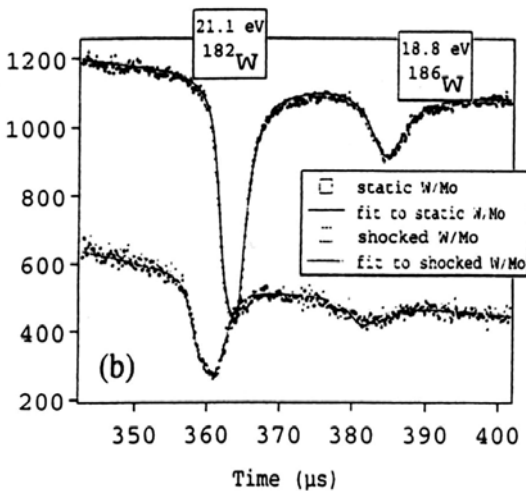
В данной работе было проведено независимое численное моделирование нагружающего устройства, используемого в эксперименте [1], по программе, использующей Эйлера и Лагранжеву методики счета, чтобы проверить выдвинутые в работе [5] предположения относительно причин расхождения экспериментальных и расчетных данных. Проводились одномерные и двумерные расчеты устройства, представленного на рис. 2. Насадка из оргстекла в расчете не задавалась. Датчики выставлялись на расстоянии 1 и 2 мм от левого края молибдена. В одномерном расчете при задании пролетной базы ударника равной 15 мм и без учета прочностных свойств молибдена получена расчетная температура равная  $\sim 625$ , что близко к теоретическому значению, приведенному в [1]. Расчетное давление в исследуемом сечении образца при этом получилось ниже тех, что измеряют экспериментально при использовании системы «Forest Flyer», а именно  $\sim 57,7$  ГПа. Несогласование расчета [1] и данных эксперимента возникает в том числе и из-за неправильного задания в расчете величины пролетной базы. Увеличение пролетной базы в расчете до 20 мм поднимает давление в сечении образца до  $\sim 62$  ГПа, что близко к значениям, измеряемым экспериментально. При этом температура в образце без учета прочностных свойств молибдена получается  $\sim 690$  К, а с учетом  $\sim 740$  К.

Переход к двумерной постановке расчетов (рис. 4) позволяет проследить влияние двумерных эффектов на нагружение образца.

Расчеты показывают (рис.5) сильную неоднородность в температуре молибдена по радиусу, что действительно связано с несимметрией прилета ударника. Длительность квазистационарного участка в образце на разных радиусах варьируется от  $\sim 0,95$  до  $\sim 1,1$  мкс. Температура, усредненная по показаниям всех датчиков, помещенных в место размещения индикатора, по расчетам составила  $T \approx 770$  К. Данное значение совпадает в пределах погрешности с результатами одного из двух проведенных американцами экспериментов. При наличии температурного градиента по образцу метод НРДС будет как раз показывать некоторое среднее значение температуры. Согласие с результатами второго эксперимента получено не было. Столь существенная разница в температуре, при совпадающей в пределах погрешности массовой скорости вещества за фронтом ударной волны, в двух экспериментах указывает на то, что причина расхождения, по-видимому, связана не только с работой нагружающего устройства.



а



б

Рис. 3. Результирующий время пролетный спектр: а – статический (верхний) и динамический (нижний) времяпролетные спектры для ударно нагруженного молибдена из работы [1], описанные аналитическим выражением (1), б – спектры в увеличенном масштабе вблизи рабочего резонанса  $^{182}\text{W}$

Как видно из таблицы, получены расхождения в измеренной температуре по результатам двух пусков, а также расхождения с теоретическими предсказаниями для данных параметров нагружения образца. Позднее результаты эксперимента были проанализированы другими специалистами в работе [6]. Исследователям удалось согласовать среднее

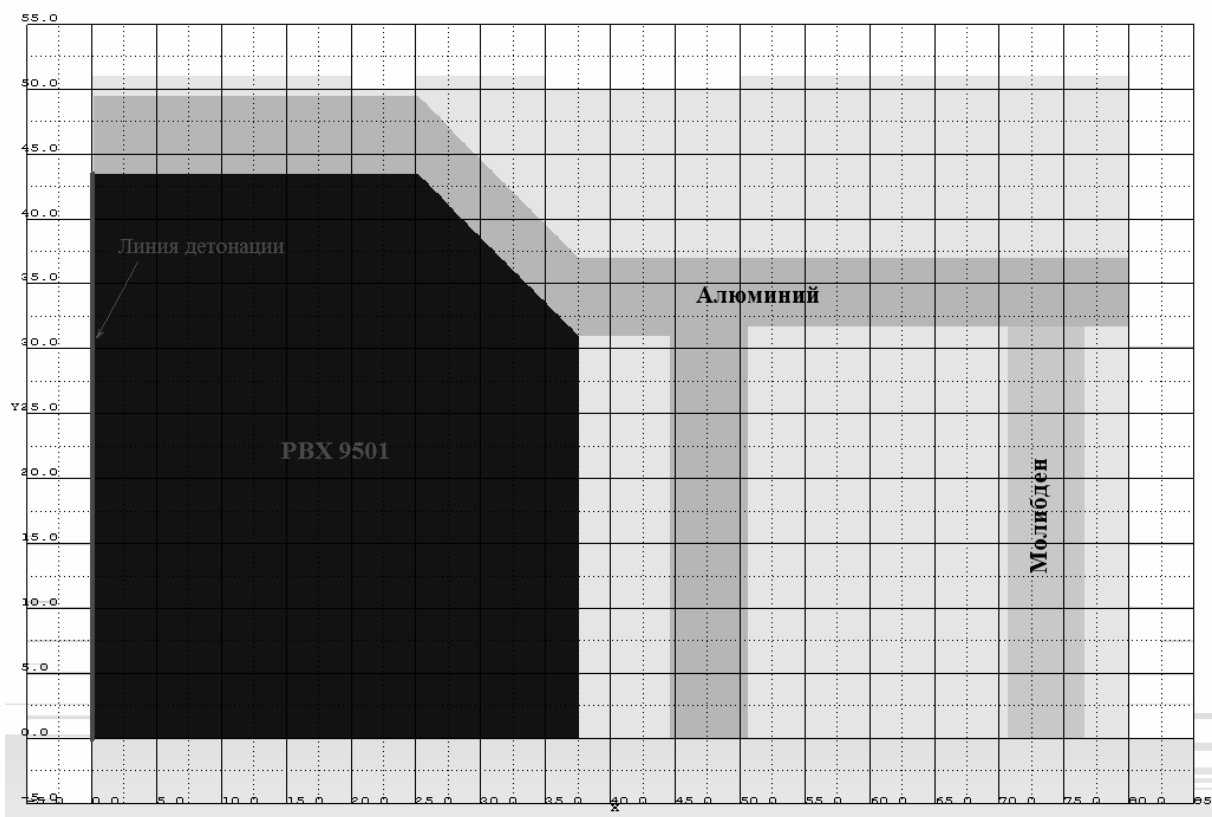


Рис. 4. Геометрия двумерных расчетов нагружающего устройства «Forest Fly»

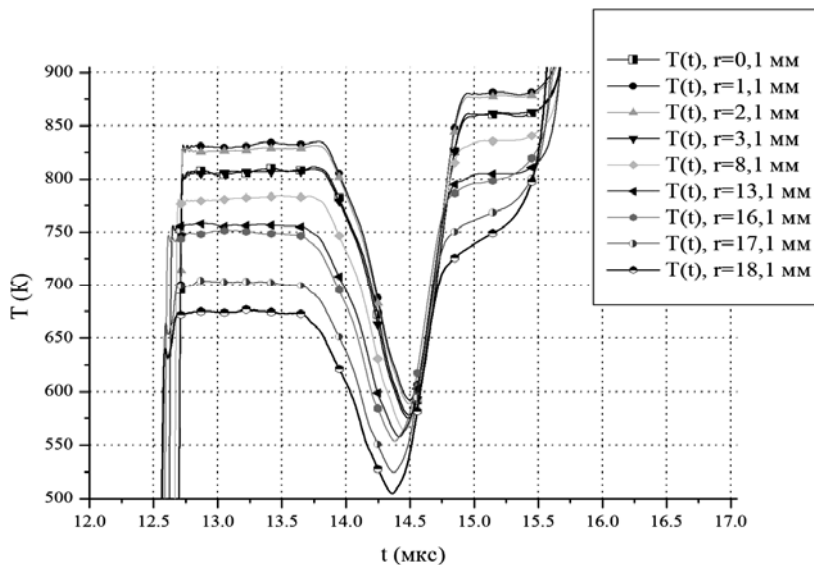


Рис. 5. Временная зависимость температуры в сечении молибдена, расположенного на расстоянии 2 мм от его переднего края, на разных радиусах от ос

По результатам расчета можно однозначно сказать, что для динамических экспериментов с методикой НРДС необходимо применение высокопрецизионного нагружающего устройства, характеризующегося хорошей симметрией нагружения. Помещение добавки в более узкой области внутри исследуемого вещества так же позволит получить более достоверные результаты по температуре.

### 1.2 Анализ источника и замедлителя

Важным условием, за которым следят при подготовке динамических опытов с применением НРДС, является прохождение всех резонансных нейтронов через исследуемое вещество за время, пока в нем сохраняется ударно-нагруженное состояние с постоянной температурой (~1 мкс).

Для резонанса  $E_p$  [эВ] с характерной шириной  $\Delta E$  [эВ] время  $t_1$  [мкс], за которое все резонансные нейтроны проходят через мишень, зависит от расстояния между источником резонансных нейтронов (в нашем случае им является замедлитель) и мишенью  $l$  [см] и определяется следующим выражением:

$$t_1 \approx l \frac{\Delta E}{1,38 E_p^{3/2}} \quad (4)$$

Если в качестве  $\Delta E$  взять три доплеровские ширины резонанса [6], то есть положить  $\Delta E = 3\sqrt{4E_p kT/A}$  [5], где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура вещества-поглотителя,  $A$  – его атомный вес, то можно оценить параметр величины  $t_1$  в работе [1].

$$t_1 = \frac{l \Delta E}{1,38 E_p \sqrt{E_p}} = \frac{3l}{1,38 E_p} \sqrt{\frac{4kT}{A}} = \frac{3 \cdot 96}{1,38 \cdot 21,05} \sqrt{\frac{4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 770}{182 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}} \approx 0,38 \text{ мкс} \quad (5)$$

Другим важным параметром, характеризующим перенос резонансных нейтронов через образец, является их время выхода с поверхности замедлителя  $t_2$ . Функция  $M(t)$ , входящая в выражение (1), как раз определяет данный параметр. В работе [1] авторы приводят следующее аналитическое выражение для функции  $M(t)$ , оно представляет собой взвешенную сумму  $\chi^2$ -функций:  $M(t) = w f_1(t) + (1-w) f_2(t)$ , где  $f_n(t)$  определяется следующим выражением [1]:

$$\begin{cases} f_n(t) = \left[ \frac{(t-t_n)^{(v_n-2)/2}}{\Gamma(v_n/2) \tau_n^{v_n/2}} \right] \exp[-(t-t_n)/\tau_n] & (t \geq t_n), \\ f_n(t) = 0 & (t < t_n); \end{cases} \quad (6)$$

с параметрами:  $w = 0,909$ ;  $v_n = 6$ ,  $t_n = 0,11/\sqrt{E}$  мкс,  $\tau_1 = 0,714/\sqrt{E}$  мкс,  $\tau_2 = 2,885/\sqrt{E}$  мкс (энергия задается в эВ).

Временной выход нейтронов с поверхности замедлителя, построенный на основе выражения (6), изображен на рис. 6. Как видно из рисунка, ширина импульса составляет  $\sim 1$  мкс. Хотя при описании резонансного провала принимался во внимание тот факт, что резонансные нейтроны выходили с поверхности замедлителя в некотором импульсе (см. формулу (1)), не учитывалось то, что длительность этого импульса по своей величине была соизмерима с длительностью временного отрезка, в течение которого сохранялась неизменная температура в исследуемом веществе. Часть резонансных нейтронов, по-видимому, проходила через образец в тот момент, когда на него уже действовали волны разгрузок (см. рис. 5). По мнению автора, этот факт является существенным упущением, имевшим место в постановке экспериментов [1]. Для

составления физически обоснованного УРСа необходимо измерение температуры при постоянных и заданом известных термодинамических параметрах исследуемого вещества: давления, плотности или др. Температура, измеренная при меняющихся параметрах системы, для калибровки УРСа использована быть не может. Ввиду отсутствия подробных данных по использованному в [1] нейтронному источнику и в связи с отсутствием инструментария для расчета взаимодействия протонов с веществом напрямую функцию  $M(t)$  из работы [1] обчислить не удалось.

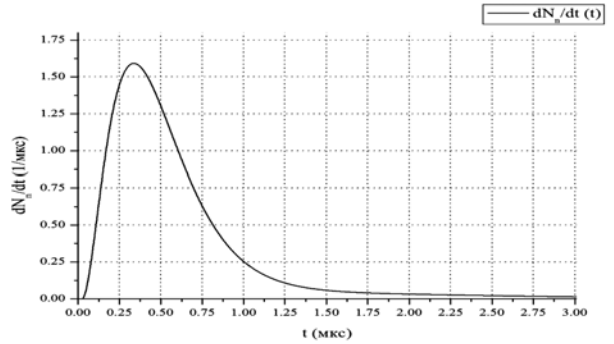


Рис. 6. Временной выход нейтронов с энергией  $E_n = 21,05$  эВ с поверхности замедлителя, рассчитанный по формуле (6)

с использованием параметров из работы [1]

Необходимо подбирать размеры замедлителя нейтронов, нейтронного отражателя, а также выбирать геометрию опытов таким образом, чтобы выполнялось условие:

$$t_1 + t_2 \leq 1 \text{ мкс}, \quad (7)$$

тогда можно будет гарантировать, что получаемые в эксперименте температуры действительно будут пригодны для калибровки УРСов.

## 2. Температурные измерения с использованием НРДС на базе РФЯЦ-ВНИИЭФ

Исследовалась возможность проведения экспериментов подобных тем, что были выполнены в ЛАНЛ [1], на базе РФЯЦ-ВНИИЭФ. Одним из основных условий для осуществления таких экспериментов является использование мощного короткоимпульсного нейтронного источника. Высокий нейтронный выход  $\sim 10^{14}$  нейтронов позволил американцам добиться статистической погрешности в измерении температуры на уровне 10 %, что является хорошим показателем. Длительность нейтронного импульса источника должна быть на уровне нескольких сот наносекунд для того, чтобы резонансные нейтроны, получаемые в замедлителе, могли пройти через исследуемое вещество за время, пока в нем держится постоянная температура.

Импульсный нейтронный источник на основе плазменной камеры ПНК-13, имеющийся в распоряже-

нии РФЯЦ-ВНИИЭФ (далее «плазменный фокус»), способен выдавать  $\sim 1,3 \cdot 10^{13}$  нейтронов в импульсе с длительностью  $\sim (75 \div 80)$  нс. Такое количество нейтронов является рекордным для установки на данный момент, оно получено при заполнении разрядной камеры равнокомпонентной D-T смесью до давления  $1,9 \cdot 10^3$  Па при начальном напряжении на конденсаторной батарее  $U_0 = 25$  кВ и разрядном токе с максимальной амплитудой  $I = 1,5$  МА [2]. Нейтронный выход «плазменного фокуса» на порядок уступает (p, n) источнику, использованному американцами в экспериментах [1]. Проведение опыта в геометрии, представленной на рис. 1, с использованием «плазменного фокуса», поэтому, увеличит статистическую погрешность до  $\sim 30$ – $40$  %. Можно попытаться улучшить статистику за счет сбора рассеянных на малые углы нейтронов, прошедших через исследуемый образец. Увеличить сбор рассеянных нейтронов можно за счет приближения детектора к источнику и за счет увеличения его собирающей поверхности. Уменьшение расстояния между детектором и источником, однако, приведет к необходимости использования детекторов с очень высоким временным разрешением, так как ширина резонансного провала пропорциональна расстоянию между источником нейтронов и детектором. Так же необходимо учесть тот факт, что вблизи источника растет нейтронный и гамма-фон, и необходимо будет придумать способ защиты от него. «Плазменный фокус» входит в состав нейтронографического стенда, специально разработанного для получения нейтронных изображений объектов. При разработке нейтронографического стенда учитывалась необходимость защиты от фонового излучения регистраторов изображения, помещаемых на расстоянии  $\sim 2$  м от источника. Таким образом, было бы целесообразно попытаться задействовать стенд в наших исследованиях. Возможная схема постановки НРДС экспериментов на базе РФЯЦ-ВНИИЭФ представлена на рис. 7.

Расстояние между замедлителем и образцом необходимо минимизировать, чтобы уменьшить параметр  $t_1$  (4). Оно должно составлять  $l \leq 1$  м. Расстояние между замедлителем и нейтронным детектором следует подбирать из тех соображений, чтобы, с одной стороны, обеспечить эффективное разрешение резонансного провала регистрирующей аппаратурой, с другой, собрать как можно большее количество

резонансных нейтронов, прошедших через образец, сохранив при этом адекватные размеры собирающей поверхности детектора. Размеры замедлителя необходимо подобрать таким образом, чтобы, с одной стороны, обеспечить замедление максимально возможного числа нейтронов до резонансных энергий, а с другой, обеспечить выполнение условия (7).

Удовлетворение неравенству (7) гарантирует прохождение всех резонансных нейтронов через образец, пока в нем сохраняется состояние с постоянной температурой. Длительность метастабильного состояния в образце, вероятно, можно увеличить за счет разработки специального нагружающего устройства с увеличенной толщиной ударника.

Целесообразно начать исследования с измерения температуры вольфрама. Сам образец можно изготовить из некоторого изотопа вольфрама, например,  $^{180}\text{W}$ ,  $^{186}\text{W}$ , с высокой степенью чистоты на уровне 99,9 %, поместив в заданное сечение слой с резонансной добавкой  $^{182}\text{W}$  ( $E_p = 21,05$  эВ). Измерение температуры вещества с использованием одного из его изотопов позволяет снять вопросы, связанные с возможным несоответствием термодинамических свойств и волнового импеданса у исследуемого вещества и этого же вещества с резонансной добавкой. Вольфрам, как и молибден, хорошо изучен и не имеет фазовых переходов в заданной области температур и давлений.

Проведение опытов в динамике невозможно без предварительных статических пусков. В статике определяются функции  $P(t)$ ,  $M(t)$ ,  $B(t)$ , необходимые для обработки времяпролетного спектра (1), подбирается оптимальная геометрия, размеры детекторов, отрабатывается и синхронизируется работа всех систем, используются для получения сигнала, осуществляется калибровка методики. К статическим опытам предъявляются меньшие требования, чем к опытам в динамике. Так как в статике нагрев образца осуществляется специализированно (например, пропусканием через образец тока), строго контролируется и может поддерживаться в течение длительного промежутка времени, автоматически отпадает

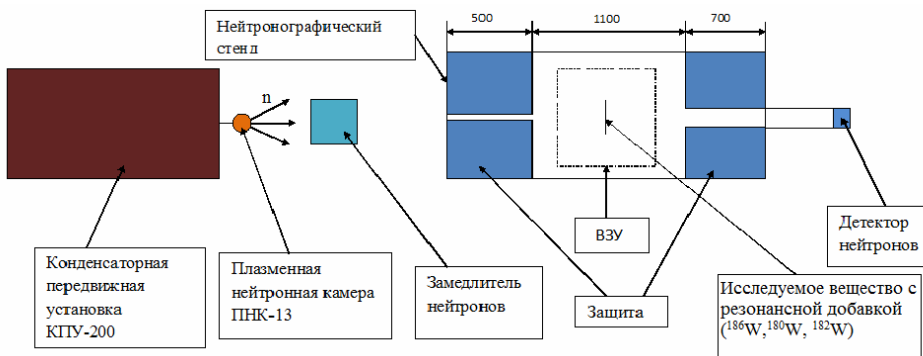


Рис. 7. Возможная постановка динамических и статических экспериментов на базе имеющихся в распоряжении РФЯЦ-ВНИИЭФ нейтронографического комплекса и плазменного фокуса

требование на выполнение условия (7). Здесь также нет необходимости использования взрывозащитного (ВЗУ), см. рис. 7 и нагружающего устройств. Кроме того, в статике возможен набор статистики за счет многократного повторения опыта и суммирования спектров прохождения в разных пусках. Таким образом, потенциально, можно добиться сколь угодно малой статистической погрешности измерений. Погрешность ~10 % можно получить, например, если осуществить порядка 10–15 пусков на плазменном фокусе, что эквивалентно однократному пуску с применением источника  $\sim 10^{14}$  нейтронов. Статические эксперименты целесообразно проводить в той же геометрии и с применением тех же систем, которые будут потом задействованы в динамических опытах. Статические пуски возможно провести в самые короткие сроки, и это наша ближайшая цель.

### Заключение

Был проведен анализ выполненных американцами экспериментов [1] по измерению температуры ударно-нагруженного до ~63 ГПа молибдена методом нейтронной резонансной доплеровской спектроскопии. Показано, что в опыте имело место несимметричное соударение образца с ударником, в результате которого образовался температурный градиент по сечению образца. Кроме того, показано, что в указанных экспериментах резонансные нейтроны, дающие информацию по температуре исследуемого вещества, могли проходить через образец, когда температура в нем непрерывно менялась, что является недопустимым для подобных опытов. Показаны

способы устранения указанных недостатков и представлена возможная схема постановки динамических и статических опытов по измерению температуры ударно-нагруженного вольфрама на базе РФЯЦ-ВНИИЭФ с применением нашего нейтронного источника, работающего по принципу плазменного фокуса, и нейтронографического комплекса, в состав которого он входит.

### Литература

1. Yuan V. W., Bowman J. D., Funk D. J. et al. Shock Temperature Using Neutron Resonance Spectroscopy // *Physical Review Letter*, 94, 125504 (2005).
2. Завьялов Н. В., Маслов В. В., Румянцев В. Г. и др. Источник с выходом  $10^{13}$  ДТ-нейтронов на основе сферической камеры с плазменным фокусом // *Физика плазмы*, 2015. Т. 39 С. 276–280.
3. Forest C. A., Rabie R. L., Vorthman B. J. A novel explosively driven flying plate system // *Proceedings of the 11th International symposium on detonation*. CO. 1988.
4. Bowman J. D., Szymanski J. J., Yuan V. W. et al. Current-mode detector for neutron time-of-flight studies. // *Nuclear instrument and methods in physics research A*. 1990. No 297. P. 183–189.
5. Swift D. C., Seifter A., Holkamp D. B. et al. Explanation of anomalous shock temperatures in shock-loaded Mo samples measured using neutron resonance spectroscopy. // *Physycal review B*. Vol 77. 2008.
6. Вейнберг А., Вигне рЕ. *Физическая теория ядерных реакторов*. – М.: Издательство иностранной литературы, 1961. С. 47–51, 72–75.