

# О дистанционном нейтронном каротаже (лазерные методы)

Л.А.Ривлин

*Обсуждается концепция дистанционного инспектирования изотопного состава объектов в космосе по продуктам ядерных реакций (в том числе реакции деления тяжелых изотопов), возбуждаемых направленными ускоренными пучками ультрахолодных нейтронов. Несмотря на частичную недоступность количественных оценок конкретных ситуаций, предложенный подход представляется внутренне непротиворечивым. Подчеркнута актуальность разработки рассмотренной проблемы и предложены направления дальнейших исследований.*

**Ключевые слова:** квантовая нуклеоника, ультрахолодные нейтроны, лазерное ускорение нейтронов, инспектирование изотопного состава удаленных естественных и техногенных космических объектов, деление тяжелых ядер.

## 1. Введение

Нейтронный каротаж как метод определения химического состава вещества, изобретенный Бруно Понтекорво [1], состоит в анализе результатов взаимодействия вещества инспектируемого объекта с нейтронами источника, расположенного вблизи объекта, практически в контакте с ним. Например, в практике применения каротажа в геологической разведке нейтронный источник и регистрирующая аппаратура размещаются непосредственно в глубине пробуриваемой скважины, а результаты измерений выводятся на поверхность по кабелю.

Цель настоящей заметки – обратить внимание на перспективы существенного расширения области применений метода посредством разработки техники дистанционного бесконтактного нейтронного каротажа [2], устраняющей ограничения, связанные с близким расположением нейтронного источника и регистрирующей аппаратуры. Предпосылкой для обсуждения этой проблемы являются рассмотренные в [2–5] физические основы лазерного генерирования монокинетических пучков ультрахолодных нейтронов (УХН) с повышенными энергиями и интенсивностями.

Если считать, что объект дистанционного каротажа удален на расстояние  $L \sim 100$  км, то наличие поглощения в среде как зондирующих нейтронных пучков, так и продуктов возбуждаемой ими реакции относит доступное инспектируемое пространство в верхние слои атмосферы и открытый космос, а объекты инспектирования – к астрономическим телам или искусственным техногенным устройствам.

Далее обсуждается общая концепция дистанционного нейтронного каротажа и представляются простейшие

выражения для оценки ожидаемых параметров; намечены некоторые задачи, подлежащие решению при разработке этой концепции.

## 2. Кинематические параметры пучков УХН

Процесс генерирования интенсивных пучков быстрых УХН в соответствии с [2–5] проходит в два этапа.

1. Производство УХН повышенной концентрации посредством энергообмена тепловых нейтронов с нейтральными атомами [4] (предварительно глубоко охлажденными с помощью известных лазерных методов [6]), а также оптимизация их кинематических параметров в управляемой коаксиальной магнитной ловушке [5].

2. Ускорение произведенных УХН повышенной концентрации при их синхронном прямолинейном [2] или маятниковом [3] движении. При этом принимается допущение о сохранении при ускорении исходных низкой температуры и высокой концентрации нейтронов, требующее надежного экспериментального подтверждения.

Ожидаемые параметры таких потоков УХН, существенные для рассматриваемой проблемы дистанционного каротажа, по порядку величины таковы [2–5]: температура  $T \leq 10^{-3}$  К (допускается также гипотетическая возможность ее дальнейшего снижения вплоть до температуры экстремально холодных нейтронов  $T \sim 10^{-6}$  К), тепловая скорость  $u_T \sim 50$  см/с, концентрация  $n_n \sim 10^7$  см<sup>-3</sup>, транспортная скорость после ускорения  $u_L \sim 10^7 - 10^9$  см/с, транспортная кинетическая энергия  $E_{kin} \sim 50$  эВ – 500 кэВ, плотность потока частиц  $10^{14} - 10^{16}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> и плотность потока энергии  $10 - 10^3$  Вт·см<sup>-2</sup>.

Эти ожидаемые параметры определяют кинематику нейтронного потока: расходимость нейтронного пучка  $\Delta\Omega \sim (u_T/u_L)^2 \sim 10^{-10} - 10^{-14}$  ср (сопоставима с  $\Delta\Omega$  оптического лазера!); время доставки нейтронов  $\Delta t_L = L/u_L$  на расстояние  $L$ ; вертикальное гравитационное смещение («падение»)  $\Delta h_g = (g/2)(L/u_L)^2$  нейтронов на расстоянии  $L$ , надлежащее учету при расчете траектории ( $g$  – гравитационное ускорение); ослабление потока нейтронов на расстоянии  $L$  на высоте  $h$  над уровнем моря, характеризующее эквивалентной толщиной  $\delta$  поглощающего слоя воды.

Л.А.Ривлин, Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev.rivlin@gmail.com

Поступила в редакцию 28 февраля 2011 г., после доработки – 20 января 2012 г.

Табл.1.

$L$ (км)	$E$ (кэВ)	$\Delta t_L$ (мс)	$\Delta h_g$ (см)	$h$ (км)	$\delta$ (см)
10	100	2.35	$2.7 \times 10^{-3}$	–	–
10	1000	0.75	$2.8 \times 10^{-4}$	–	–
100	100	23.5	$2.7 \times 10^{-1}$	–	–
100	1000	7.5	$2.8 \times 10^{-2}$	–	–
10	–	–	–	100	$\sim 10^{-2}$
100	–	–	–	100	$\sim 10^{-1}$
10	–	–	–	180	$\sim 10^{-5}$
100	–	–	–	180	$\sim 10^{-4}$

Оценки для потоков ускоренных УХН высокой плотности при транспортной энергии  $E_{\text{kin}}$  [2–5], а именно малое время доставки  $\Delta t_L$  и низкий уровень потерь интенсивности в разреженной среде на расстояниях  $L$  в сотни километров, сведенные в табл.1, свидетельствуют о потенциальной перспективности УХН для использования в практике дистанционного каротажа и, в частности, о их некоторых преимуществах перед пучками фотонов и заряженных частиц.

### 3. Инспектирование изотопного состава

В результате проникновения потока ускоренных УХН в инспектируемый объект происходит их разогрев при частичной передаче транспортной кинетической энергии степеням свободы хаотического движения. Идентификация изотопного состава объекта проводится по типу и энергетическому спектру характеристических продуктов ядерных реакций, возбуждаемых зондирующими нейтронами. Важно оговорить, что дистанционное осуществление этой операции является сложной задачей, подлежащей отдельной разработке, в некоторых случаях – с достаточно проблематичной возможностью ее решения.

Особый интерес представляет проверка изотопного состава на способность к реакции деления тяжелых ядер. Детали этого вида инспектирования радикальным образом обусловлены разнообразными и порой недоступными особенностями конструкции и изотопного состава объекта. Поскольку получить какие-либо точные количественные данные о конкретных ситуациях здесь едва ли возможно, приходится ограничиться лишь следующими качественными соображениями.

Разумеется, инспектировать подобные объекты имеет смысл лишь до начала в них цепной реакции деления тяжелых изотопов, т. е. в докритическом режиме без возрастания числа нейтронов ( $dN/dt < 0$ ) и с отрицательным показателем экспоненты ( $K - 1 < 0$ ) в стандартном выражении (см., напр., [7])

$$N = N_0 \exp\left(\frac{K-1}{\tau} t\right), \quad (1)$$

описывающем кинетику процесса размножения числа нейтронов  $N(t)$  (без учета деталей, например роли задержанных вторичных нейтронов и др.). Здесь  $\tau$  – время жизни одного поколения нейтронов (для тепловых – около 1 мс);

$$K = \nu f P \quad (2)$$

– коэффициент размножения нейтронов;  $\nu$  – число вторичных нейтронов в одном акте деления;  $f \leq 1$  – их доля, пригодная для продолжения реакции в следующем поко-

лении;  $1 - P$  – доля нейтронов, покидающих содержащий изотопы объем  $V$ ;

$$N_0 \approx M \frac{\tau}{\tau_f} \nu P \quad (3)$$

– начальное число нейтронов, создаваемое спонтанным делением  $M$  ядер с временем  $\tau_f$ ;  $t$  – время.

Возможность инспектирования заложена в контролируемой сторонней инжекции нейтронов со скоростью  $I$  извне в содержащий изотопы объем  $V$ , т. е. в изменении кинетического уравнения, интегралом которого является (1), посредством введения дополнительного члена  $I$ :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\tau} (\nu f P - 1) + I. \quad (4)$$

Интеграл измененного уравнения (4)

$$N = N_0 \exp\left(\frac{K-1}{\tau} t\right) - \frac{\tau I}{K-1} \left[1 - \exp\left(\frac{K-1}{\tau} t\right)\right] \quad (5)$$

существенно отличается от (1) появлением второго члена, пропорционального скорости инжекции  $I$ . Теперь кинетика числа нейтронов  $N(t)$  зависит не только от коэффициента размножения  $K$ , но и от скорости инжекции, и поэтому рост числа нейтронов  $N$  может начаться и при  $K < 1$ , т. е.

$$\frac{dN}{dt} > 0, \text{ если } I > I_{\text{thr}} \equiv -\frac{N_0}{\tau} (K-1) = -\frac{M}{\tau f} K (K-1), \quad (6)$$

причем  $I_{\text{thr}}$  не превышает наибольшего значения

$$I_{\text{thr}} \leq I_{\text{thr}}^{\text{max}} \equiv \frac{M}{4\tau f}, \quad (7)$$

достигаемого при  $K \equiv \nu f P = 1/2$ . Например, для  $^{235}\text{U}$  с  $\tau_f = 0.98 \times 10^{19}$  лет [8] оценки наибольшего порогового значения таковы:  $I_{\text{thr}}^{\text{max}} \approx 0.83 \times 10^{-26} (M/f)$ , или в объекте объемом  $V$  с конденсированным заполнением изотопом урана  $I_{\text{thr}}^{\text{max}} \approx 2.5 \times 10^{-4} (V/f)$ .

В свете сделанного выше замечания о возможности лишь качественных соображений об инспектируемых объектах, выражения (6), (7) следует по необходимости рассматривать лишь как указание на способ получения в дальнейшем оценок требуемых значений  $I_{\text{thr}}^{\text{max}}$ ; эти оценки могут быть использованы для сопоставления с ожидаемыми значениями параметров пучков ускоренных УХН [2–5].

Уровень и состав регистрируемого радиоактивного сигнала инспектируемого объекта зависят от глубины неравенств (6). В соответствии с (6) возможны несколько вариантов инжекционного инспектирования по степени отклонения сигнала от фонового уровня под воздействием зондирующих нейтронов.

1. Продолжительная (квазинепрерывная) инжекция с предельно малым превышением критического уровня (неглубоким неравенством  $I > I_{\text{thr}}$ ), медленным ростом числа нейтронов  $N$  и слабым превышением регистрируемого уровня сигнала над фоновым.

2. Продолжительная (квазинепрерывная) инжекция с критическим значением  $I = I_{\text{thr}}$  и установлением стационарного процесса реакции деления, едва ли осуществимого из-за затруднительности поддержания  $I = I_{\text{thr}} = \text{const}$ .

3. Импульсная инжекция продолжительностью в несколько  $\tau$ , приводящая к кратковременному установлению надкритического значения  $I > I_{\text{thr}}$  и к возникновению цепной реакции, тотчас же затухающей после окончания им-

пульса инъекции, что регистрируется по значительному, но кратковременному росту сигнала (и такая же инъекция с повторяющимися импульсами).

4. Более продолжительная импульсная надкритическая инъекция с  $I > I_{\text{thr}}$ , инициирующая цепную реакцию вплоть до разрушения инспектируемого объекта, но прерываемая до наступления катастрофического развития лавинного процесса.

5. Продолжительная инъекция с глубоким неравенством  $I \gg I_{\text{thr}}$  способная вызвать даже полномасштабную лавинную цепную реакцию.

Следует подчеркнуть, что в вариантах 4 и 5, которые на самом деле имеют уже характер активного воздействия на инспектируемый объект, существенно упрощается упомянутая выше задача дистанционного анализа продуктов реакции и идентификации объекта.

#### 4. Заключение

Проведенное обсуждение является эскизным подходом к решению актуальных проблем инспектирования космических объектов с точки зрения их потенциальной радиоактивной угрозы, идентификации «космического мусора»,

применения в программах пилотируемой и автоматизированной космонавтики, астрофизических исследований, противодействия так называемой астероидной опасности и др. Примененный подход (без точных количественных результатов по конкретным ситуациям), представляющийся внутренне непротиворечивым, служит одновременно наброском программы дальнейших исследований, в первую очередь направленных на экспериментальные подтверждения результатов [2–5], положенных в основу концепции дистанционного нейтронного каротажа, на расчеты конкретных ситуаций, а также на разработку принципов регистрации и анализа продуктов ядерных реакций, инициированных зондирующими нейтронами.

1. Pontecorvo V. *Oil and Gas J.*, **40** (18), 540 (1941).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **40**, 460 (2010).
3. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **40**, 933 (2010).
4. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **41**, 659 (2011).
5. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **41**, 1121 (2011).
6. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
7. Немировский П.Э. *Физический энциклопедический словарь*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. Энциклопедия, 1983, с. 916).
8. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З. Мейлихова (М.: Энергоиздат, 1991).