

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С350

Ш - 306

Ч113/2-78

18/IX-78

18 - 11570

М.Г.Шафранова, М.Д.Шафранов

ПРОТОННО-ИОННАЯ РАДИОГРАФИЯ  
ДЛЯ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ.  
МЕТОД ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ.

(Обзор)

**1978**

18 - 11570

**М.Г.Шафранова, М.Д.Шафранов**

**ПРОТОННО-ИОННАЯ РАДИОГРАФИЯ  
ДЛЯ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ.  
МЕТОД ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ.**

**(Обзор)**

Протонно-ионная радиография для медицинской диагностики.  
Метод ядерного рассеяния (Обзор).

Излагается новый метод радиографии – метод ядерного рассеяния, его физические основы, возможности, результаты исследования структуры различных биологических объектов, включая ткани организма человека. Метод основан на применении явления упругого рассеяния протонов на протонах и квазиупругого рассеяния на ядрах при средних энергиях (600–1000 МэВ) и широко использует возможности современного физического эксперимента. Для получения информации о характере взаимодействия и координатах прохождения частиц применяются дрейфовые или пропорциональные камеры, сцинтилляционные счетчики. Контроль функционирования узлов аппаратуры и сбор информации осуществляется с помощью ЭВМ. По координатам прохождения частиц восстанавливается положение точки взаимодействия. Число событий связано с плотностью вещества. События на водороде и других ядрах могут быть разделены, это позволяет иметь как "водородные", так и "обычные" радиограммы. Метод позволяет получить новую независимую диагностическую информацию о структуре объекта. Оптимизация и повышение быстродействия установок позволяют значительно снизить дозы радиации и длительность экспозиции.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Proton-Ion Radiography for Medical Diagnostics.  
Nuclear Scattering Radiography (Review)

A new radiographic method—Nuclear Scattering Radiography—is described. Its physical foundation, potentialities, results of investigating the structure of some biological objects, including human tissues, are given. The method is based on the use of proton elastic and quasi-elastic scattering at 600–1000 MeV energies. This method widely takes advantage of potentialities of a modern physical experiment. To derive an information concerning the character of interaction and the coordinates of particle passage the drift or proportional chambers, and scintillation counters are utilized. The computer realises the control for apparatus operation and data collection. The position of interaction point is reconstructed by using the particle passage coordinates. The event number depends on the density of matter. The hydrogen events and interactions with nuclei could be separated, thus it is possible to get both "hydrogen" and "ordinary" radiograms. The method permits to obtain a new independent diagnostical information on the object structure. The optimization of experiment and increasing of arrangement operation speed permits to lower considerably a radiation dose and exposition time.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## **1. ВВЕДЕНИЕ**

В последние годы разрабатывается несколько новых радиографических методов, основанных на принципах взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом.

В обзорных работах<sup>1,2</sup> основное внимание было уделено наиболее полно разработанному методу - методу остаточного пробега и протонно-ионной томографии.

Несколько особое место среди радиографических методов исследования занимает самый молодой из них - метод ядерного рассеяния. В данном обзоре описаны физические принципы, положенные в основу этого метода, его возможности и результаты применения для исследования различных биологических объектов, в том числе тканей организма человека.

## **2. ПРИНЦИП РАДИОГРАФИИ, ОСНОВАННОЙ НА МЕТОДЕ ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ**

Метод остаточного пробега, рассмотренный в<sup>1,2</sup>, выступающий в различных модифицированных формах, имеет одну общую черту: информация, которую он дает, относится к измерениям интегральной плотности объекта вдоль пути пучка частиц, локальные же изменения плотности непосредственно этим способом не измеряются. Для получения трехмерной реконструкции объекта

с помощью метода остаточного пробега необходимы многократные облучения в различных направлениях.

Метод ядерного рассеяния, или "протоскопия", о котором пойдет речь далее, дает возможность получения трехмерной картины объекта непосредственно в течение одной экспозиции и несет дополнительную независимую информацию о соотношении количества ядер водорода и других ядер в объекте исследования. Он базируется на использовании явления ядерного взаимодействия частиц с веществом. Над созданием этого нового метода в течение последних нескольких лет работают в Швейцарии (SIN), Европейском центре ядерных исследований (CERN) и во Франции (CEN-Saclay), к настоящему моменту с помощью этого метода исследуются образцы тканей биологических объектов. Суть метода состоит в следующем<sup>/3/</sup>. Протоны с энергией 600-1000 МэВ, проходя через исследуемый объект, испытывают ядерное взаимодействие с веществом этого объекта. Частица, испытавшая взаимодействие, рассеивается на большой угол. Координатные детекторы P<sub>1</sub> и P<sub>2</sub>, расположенные перед объектом, и такие же детекторы P<sub>3</sub> и P<sub>4</sub>, расположенные за ним, дают информацию о координатах прохождения первичной и вторичных частиц, с помощью которой определяется положение точки взаимодействия. Затем может быть получено распределение точек взаимодействия в объеме исследуемого объекта. Количество взаимодействий в элементе объема V=S·T выражается следующим образом:

$$N_S = N_I \cdot S \cdot N_a \int_{\Omega} (d\sigma/d\Omega) d\Omega, \quad /1/$$

где S - площадь поперечного сечения в см<sup>2</sup>, T - толщина в см, N<sub>I</sub> - поток частиц на 1 см<sup>2</sup> площади объекта, N<sub>a</sub> - число атомов, приходящихся на 1 см<sup>2</sup> объекта, Ω - телесный угол, охватываемый детекторами, в стерadianах. dσ/dΩ - дифференциальное сечение ядерного рассеяния для данной реакции, выраженное в см<sup>2</sup>·ср<sup>-1</sup>, есть известная из работ<sup>/4-7/</sup> функция угла рассеяния θ.

Если  $d$  - плотность вещества в элементе объема  $V$  и  $A$  - атомный вес, то  $N_a = \frac{6 \cdot 10^{23} d \cdot T}{A}$ , при этом выражение /1/ переходит в

$$N_S = 0,6 N_I V \sigma d / A . \quad /2/$$

Здесь сечение  $\sigma = \int_{\Omega} (d\sigma/d\Omega) d\Omega$  выражено в барнах. Таким образом, видно, что число взаимодействий в элементе объема  $V$  прямо зависит от плотности и атомного веса вещества исследуемого образца.

Поток частиц  $N_I$  прямо связан с дозой радиации. Если взять объект длиной 10 см с плотностью, близкой к 1, т.е. к плотности ткани организма человека, то доля частиц, испытавших ядерное взаимодействие в этом объекте, составит около 10%, остальные пройдут, испытав лишь многократное кулоновское рассеяние и внеся свой вклад в дозу радиации. Толщина вещества, на которой пучок протонов с энергией 600 МэВ ослабевает в  $e$  раз из-за ядерных взаимодействий, составляет 120-140 г/см<sup>2</sup>.

Ядерные реакции, представляющие интерес для радиографии, в интервале энергий 600-1000 МэВ можно разбить на два основных класса: а/ упругое рассеяние протонов на протонах, б/ квазиупругое рассеяние протонов на нуклонах ядер.

#### *а/ Упругое протон-протонное рассеяние*

На рис. 1 показана угловая зависимость сечения упругого  $p-p$ -рассеяния.<sup>13/</sup> Видно, что дифференциальное сечение не резко падает с ростом угла рассеяния  $\theta_N$ . В относительно широком диапазоне углов обе рассеявшиеся частицы имеют достаточно большую энергию, для того чтобы покинуть мишень. Рассеявшиеся протоны и падающий лежат в одной плоскости - выполняется условие компланарности, углы вылета обоих рассеявшихся протонов подчинены строгому соотношению, вытекающему из законов сохранения энергии и импульса.

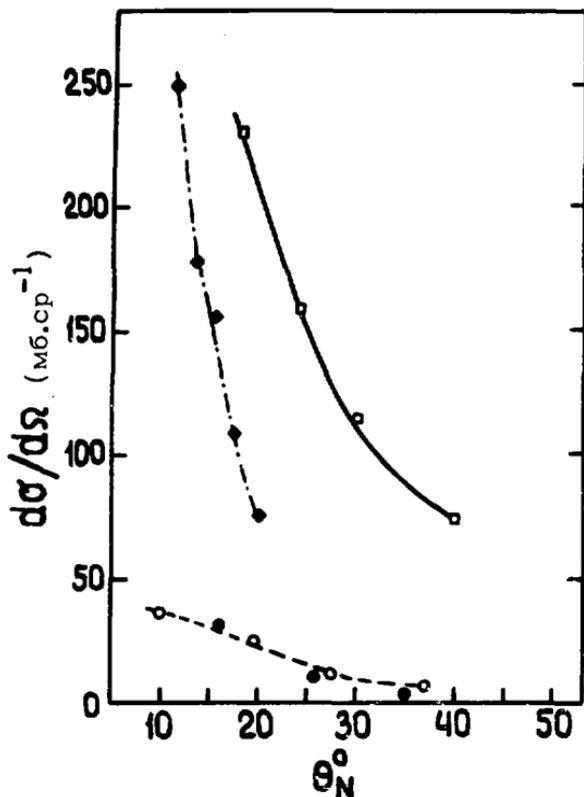


Рис. 1. Дифференциальные сечения ядерного рассеяния в лабораторной системе /4-7/.

$p-p$   $\left\{ \begin{array}{l} \bullet 1 \text{ ГэВ} \\ \circ 0,65 \text{ ГэВ} \end{array} \right.$     
  $p$  - квазиупр. на  $^{12}\text{C}$   $\left\{ \begin{array}{l} \blacklozenge 1 \text{ ГэВ} \\ \square 0,66 \text{ ГэВ} \end{array} \right.$

#### б/ Квазиупругое рассеяние

В регистрируемом угловом интервале при заданных энергиях /600±1000 МэВ/ упругое рассеяние протонов на ядрах углерода и кислорода, а также на более тяжелых ядрах, пренебрежимо мало. В этом интервале углов в основном регистрируются столкновения падающего протона с одним или более нуклонами ядра-мишени. Случай

рассеяния на нуклонах, связанных в ядре, могут быть отделены от событий на свободных протонах, поскольку в первом случае фермиевское движение нуклонов внутри ядра приводит к некоторому нарушению условий компланарности и кинематической связи углов рассеяния. На рис. 1 приведена угловая зависимость дифференциального сечения квазиупругого рассеяния на углероде.

Соотношение числа событий на водороде и других ядрах объекта зависит от соотношения концентраций в нем водорода и других ядер. Интегральное сечение квазиупругого рассеяния на углероде при энергии  $660 \text{ МэВ}$   $\sigma_{\text{кв. упр.}} \approx 0,160 \text{ б.}$  Удобно разбить это сечение на две части <sup>/3/</sup>:

$$\sigma_{\text{кв. упр.}} = \sigma_1 \text{ кв. упр.} + \sigma_2 \text{ кв. упр.}$$

$\sigma_1 \text{ кв. упр.}$  связано со всеми процессами, в результате которых регистрируется только одна заряженная частица, это в основном (p, p n) -реакции, при которых протон пучка взаимодействует с нейтроном ядра-мишени.  $\sigma_2 \text{ кв. упр.}$  связано со всеми процессами, в результате которых регистрируются по крайней мере две заряженные частицы, т.е. в основном это (p, 2p) -реакции. Сечения обоих этих процессов примерно одинаковы по величине, так что

$$\sigma_1 \text{ кв. упр.} = \sigma_2 \text{ кв. упр.} = 0,080 \text{ б.}$$

Соответствующие величины средних дифференциальных сечений:

$$\overline{(d\sigma/d\Omega)} = 0,13 \text{ б. ср}^{-1},$$

$$\overline{(d\sigma/d\Omega)}_{1 \text{ кв. упр.}} = \overline{(d\sigma/d\Omega)}_{2 \text{ кв. упр.}} = 0,065 \text{ б. ср}^{-1}.$$

Для регистрации обеих рассеявшихся частиц детекторы  $P_3$  и  $P_4$  должны быть достаточно велики; в противном случае необходимо делать двухплечевую систему.

Применим теперь выражение /2/ для молекул, представляющих интерес для радиографии.<sup>/3/</sup> Для простоты предполагается, что объект состоит из молекул типа

$C_n$ ,  $O_m$ ,  $He$ . Пусть  $N_{s1}$  - число рассеявшихся протонов в случае, когда возникает только один протон,  $N_{s2}$  - число их, когда в реакции возникают два протона. Из /2/ можно написать /3/:

$$N_{s1} = 0,6 N_1 V d \frac{n \sigma_{1 \text{ кв. упр. C}} + m \sigma_{1 \text{ кв. упр. O}}}{12n + 16m + \ell}$$

/3/

$$N_{s2} = 0,6 N_1 V d \frac{\ell \sigma_{\text{упр. H}} + n \sigma_{1 \text{ кв. упр. C}} + m \sigma_{2 \text{ кв. упр. O}}}{12n + 16m + \ell}$$

В грубом приближении  $\sigma_{2 \text{ кв. упр. C}} \approx \sigma_{2 \text{ кв. упр. O}}$ . Отсюда видно, что  $N_{s1}$  чувствительно к плотности и концентрации ядер, а  $N_{s2}$  чувствительно к плотности и концентрации как водорода, так и других ядер. Поскольку для большинства тканей  $\ell = 2(m+n)$ , а  $\sigma_{1 \text{ кв. упр. C}} \sim 4 \sigma_{\text{упр. H}}$ , то без отбора квазиупругих событий примерно треть  $N_{s2}$  будет обязана взаимодействию на водороде и две трети - взаимодействиям с ядрами. Далее видно, что отношение  $N_{s1}/N_{s2}$  не зависит от плотности, поэтому радиография, основанная на ядерном рассеянии частиц, дает дополнительную информацию об объекте, которая зависит только от атомного состава мишени. Если отделить события на водороде от квазиупругих событий на ядрах, то

$$N'_{s2} \approx 0,6 N_1 V d \frac{\ell \cdot \sigma_{\text{упр. H}}}{12n + 16m + \ell}$$

- вклад только от событий на водороде. В этом случае величина отношения  $N'_{s2}/N_{s1} = \ell \sigma_{\text{упр. H}} / (n \sigma_{1 \text{ кв. упр. C}} + m \sigma_{1 \text{ кв. упр. O}})$  зависит только от соотношения концентрации водорода и других ядер.

Конечно, есть факторы, приводящие к неправильной классификации случаев. Например, рассеявшийся протон может испытывать перерассеяние в объекте-мишени, это приводит к нарушению условия компланарности и

к потере до 10% случаев. В случае регистрации частицы отдачи этот эффект приведет к потере до 20% событий. Кроме того, если частица отдачи имеет недостаточную энергию для того, чтобы покинуть мишень, событие протон-протонного рассеяния будет ошибочно идентифицировано как событие на ядре. Такие события дадут ложный вклад в отношение  $N'_{s2} / N_{s1}$ . Наконец, хотя события неупругого протон-протонного рассеяния классифицируются как протон-ядерные, это не дает существенного эффекта при измерении вклада водородных событий.

### 3. СХЕМА ОПЫТА

Схема радиографического опыта аналогична схеме классического эксперимента по рассеянию частиц. Метод исследования в данном случае практически полностью переносится из области физики элементарных частиц в область диагностических исследований. Схемы, используемые в разных работах, несколько отличались друг от друга. Совершенствование методики шло по пути повышения точности локализации элементарного объема путем использования все более точных координатных детекторов - дрейфовых камер, увеличения эффективного телесного угла аппаратуры и повышения быстродействия установки.

Для сравнения условий различных радиографических экспериментов, проводимых методом ядерного рассеяния, в *таблице 1* приводятся некоторые типичные характеристики этих опытов: количество событий, регистрируемых в  $1 \text{ мм}^3$  ДЕ, полное количество зарегистрированных событий ТЕ и время экспозиции  $T_1$ .

Таблица 1

	ЦЕРН <sup>/8/</sup>	СИН <sup>/9/</sup>	Сакле <sup>/10/</sup>
ДЕ	4	18	75
ТЕ	$10^5$	$10^6$	$16 \cdot 10^6$
$T_1$	1 день	1 день	8 дней

В работе<sup>/10/</sup> такая длительная экспозиция была проведена с целью сравнения ядерной радиографии с рентгенографией и получения первых "водородных" радиограмм. Схема опыта, использованная в работе<sup>/10/</sup>, показана на рис. 2. Пучок протонов синхротрона САТУРН

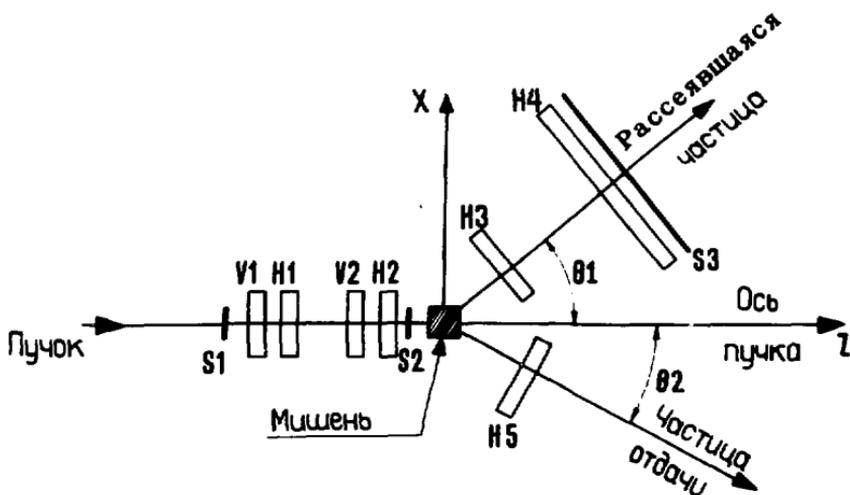


Рис. 2. Схема радиографической установки, работающей на принципе МЯР. Плоскость ZX - горизонтальная.

/Сакле, Франция/ с энергией 1,03 ГэВ падает вдоль оси Z на мишень, являющуюся объектом исследования; он регистрируется двумя сцинтилляционными счетчиками S1 и S2, работающими в режиме совпадений. Сцинтилляционный счетчик S3 регистрирует рассеившуюся частицу, когда происходит событие ядерного рассеяния. При условии совпадений S1S2S3 с помощью дрейфовых камер измеряются координаты прохождения частиц: H1 и H2 дают координаты первичной частицы по горизонтали, V1 и V2 - по вертикали. H3 и H4 дают координаты рассеившейся частицы по горизонтали. Если возникает частица отдачи, ее координаты по горизонтали определяются дрейфовой камерой H5. Вся

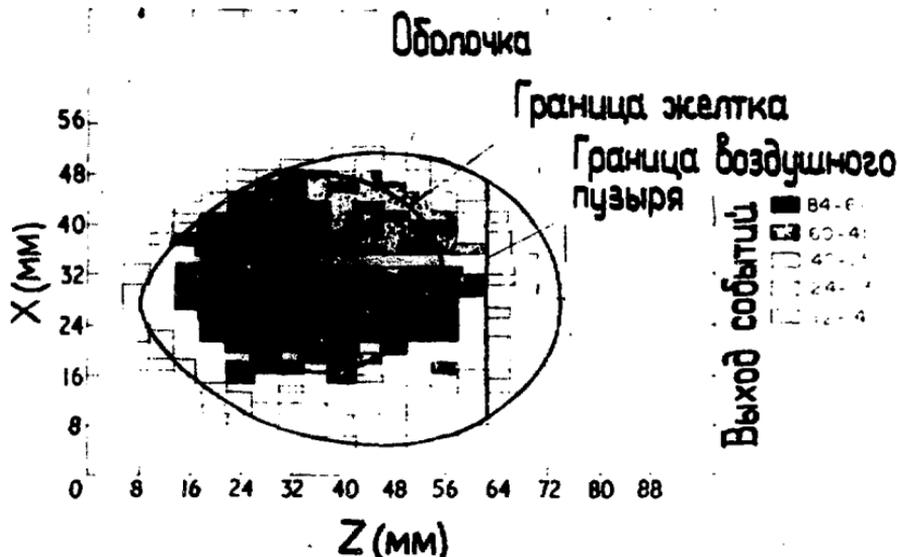
координатная информация записывается на магнитную ленту. Система способна записывать 100 событий в секунду. Из-за малых размеров камер НЗ и Н4 захватываемый телесный угол был в 14 раз меньше возможного. Это, естественно, снизило эффективность установки и привело к соответствующему увеличению доз радиации.

Число совпадений S1S2 определяет поток падающих протонов и служит для определения дозы радиации. Поскольку в данной схеме не измеряются координаты вторичных частиц по вертикали, то проверки событий на компланарность не производится, вследствие этого отбор событий на водороде делается не наилучшим образом.

Если регистрируются только частицы, попадающие в одно плечо установки, то их число зависит от полного числа атомов в мишени; на основе информации о количестве таких событий можно получить "обычные радиogramмы". Если же регистрируются обе вторичные частицы - рассеявшаяся и частица отдачи и производится отбор событий на водороде /выполняется условие компланарности и зависимости между углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$  /, то информация о количестве таких событий позволяет получить "водородные" радиogramмы. Более простая, одноплечевая установка<sup>9/</sup> возможности отбора водородных событий не дает.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На первой экспериментальной установке для радиогрaфических исследований методом ядерного рассеяния<sup>13/</sup> было получено объемное разрешение, равное 11 мм<sup>3</sup>. Облучалось яйцо, сваренное вкрутую, и яйцо, частично прошедшее инкубационный период. При дозе радиации 0,033 рад на "срезе" толщиной 10 мм в яйце, сваренном вкрутую, надежно распознаются и имеют достаточно резкие очертания области оболочки, воздушного пузыря, желтка и белка /рис. 3/. Рентгенографическая картина позволяет выделять оболочку и воздушный пузырь, но никакой видимой границы между желтком и белком не дает. Радиogramма яйца, полученная методом остаточного пробега, позволяет выделить



**Рис. 3.** Ядерная радиограмма шва, сваренного вкрутую. Показан "срез" толщиной 10 мм в плоскости XZ, параллельной пучку.

оболочку более четко, в то же время воздушный пузырь выделяется хуже вследствие того, что метод остаточного пробега чувствителен к усредненной плотности образца вдоль направления пучка.

В работе<sup>/8/</sup> кроме тестовых объектов исследовались голова кролика и живая мышь, в брюшной полости которой была опухоль диаметром 2,2 см. Выход числа событий ядерного рассеяния на единицу объема в области опухоли оказался несколько выше, чем в других областях тела мыши. На установке достигнуто было объемное разрешение  $\sim 2 \text{ мм}^3$ .

В работе<sup>/10/</sup> уже исследуются ткани человека: мишень представляла собой часть позвоночника с мозговой тканью и часть клиновидной кости, включающей турецкое седло.

Вывод авторов таков: пространственное разрешение обычных ядерных радиограмм в плоскости XY, перпендикулярной пучку, лучше, чем в случае обычной линейной рентгеновской томографии; в плоскости же ZX /и ZY / - наоборот: разрешение рентгеновской томографии лучше.

“Водородные” радиограммы позволили четко разделить костную и нервную ткани, хотя статистика “водородных” событий оказалась примерно в 15 раз меньше статистики “обычных” событий. Дело в том, что содержание водорода в этих двух тканях отличается почти вдвое: в костной ткани водород составляет 6% веса, в нервной ткани - 10,4%. “Водородная” радиограмма дает достаточно резко очерченное изображение спинного мозга. В то же время структура костной ткани более четко видна на “обычной” ядерной радиограмме. “Водородная” и “обычная” радиограммы удачно дополняют друг друга, оба этих вида радиографического изображения соответствуют анатомии изучаемых объектов. Данные рассматриваются авторами как предварительные.

## 5. ТОЧНОСТЬ И ДОЗЫ РАДИАЦИИ

Основные характеристики каждого метода радиографии - это пространственное разрешение, чувствительность и сопутствующие им дозы радиации. Обоснованное сравнение результатов различных методов радиографии должно проводиться с учетом этих трех факторов. В методе ядерного рассеяния точность зависит в основном от пространственного разрешения координатных детекторов и ошибки из-за многократного кулоновского рассеяния /МКР/.

В работе<sup>3/</sup> обсуждаются источники ошибок и их зависимость от различных факторов; показано, что при энергиях падающего протона  $\geq 600$  МэВ метод в принципе позволяет получить точность пространственной локализации  $\sim 1$  мм<sup>3</sup>. Для системы многопроволочных дрейфовых камер авторы этой первой работы получили линейное разрешение /полная ширина на полувысоте/ $\epsilon \approx 0,3$  мм. При расчете влияния МКР вклад от рассеяния на материале, окружающем мишень, не учитывался.

В таблице 2 приведены значения среднеквадратичных отклонений  $\Delta\bar{y}$ , связанных с МКР, для протонов с различной энергией при длине всдой мишени, равной 10 см.

Таблица 2

Энергия протонов / МэВ/	300	600	1000	2000
$\theta$ / мрад/	15	8	5	3
$\Delta\bar{y}$ / мм/	0,9	0,46	0,28	0,17

Отсюда можно определить ошибки в предположении, что взаимодействие падающего протона произошло в центре мишени.

*Ошибка в плоскости, перпендикулярной направлению пучка*

Из-за симметрии системы ошибки в координатах X и Y одинаковы. Из рис. 4 на основе геометрических соображений видно, что ошибка  $\epsilon_1$ , связанная с разре-

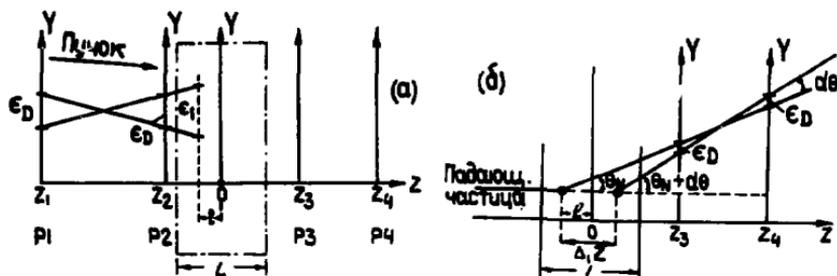


Рис. 4. Схема для определения геометрических ошибок в методе ядерного рассеяния: а/—в направлении, перпендикулярном пучку; б/—в направлении, параллельном пучку.

шением детектора, может быть выражена следующим образом<sup>/3/</sup>:

$$\epsilon_1 = \epsilon_D \left( 1 + \frac{2Z_2 - l}{Z_1 - Z_2} \right).$$

Если детектор  $P_1$  расположен далеко от  $P_2$ , а  $P_2$  близко к мишени, то  $\epsilon_1 = \epsilon_D$ .

Связанная с МКР ошибка

$$\epsilon_2 = 2Y_{\text{МКР}} = 2[(L/2) - l] \theta_{\text{МКР}} / \sqrt{3}.$$

Тогда ошибка как в X-, так и в Y-координате равна:

$$\epsilon_{X,Y} = (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2}.$$

Величины  $\epsilon_{X,Y}$  для случая, когда взаимодействие произошло в центре объекта ( $l = 0$ ), и при условии  $\epsilon_1 = \epsilon_D$  приведены в таблице 3.

Таблица 3

Энергия протонов /МэВ/	300	600	1000	2000
$\epsilon_{X,Y}$ /мм/	1,3	0,7	0,5	0,4

Видно, что при энергии 300 МэВ ошибка из-за МКР доминирует и при энергии 2 ГэВ становится примерно равной ошибке, связанной с разрешением детекторов /в данном случае 0,3 мм/.

Таким образом, можно заключить, что при энергии протонов, равной 1 ГэВ, точность определения X- и Y-координат может достичь 0,5 мм.

#### *Ошибка в определении продольной координаты $\epsilon_z$*

Рассмотрение ошибки в продольной координате точки взаимодействия очень важно, т.к. она определяет возможность получения трехмерной картины объекта. Последующие расчеты<sup>/3/</sup> сделаны в предположении, что ошибки в угле рассеяния  $\theta_N$ , связанные с разрешением детекторов  $P_3$  и  $P_4$ , а также с МКР, значительно мень-

ше  $\theta_N$ . В предположении, что ядерное рассеяние произошло в вертикальной плоскости, из геометрических соображений /рис. 4/ можно получить величину ошибки  $\Delta_1 Z$ , связанной с разрешением детекторов:

$$\Delta_1 Z = \epsilon_d \cos \theta_N (Z_4 + Z_3 - 2l) / \sin \theta_N (Z_4 - Z_3).$$

Ошибка, возникающая из-за МКР, дает

$$\Delta_2 Z = \frac{\theta_{\text{МКР}} (L - 2l)}{\sin \theta_N \cdot \cos \theta_N}.$$

Наконец, третий член возникает из-за того, что путь частицы в мишени увеличивается, если она вылетает под углом  $\theta_N$ :

$$\Delta_3 Z = 2 \bar{Y}_{\text{МКР}} / \sin \theta_N.$$

Если пренебречь сложной зависимостью между  $\Delta_2 Z$  и  $\Delta_3 Z$ , ошибка в координате  $Z$  будет равна:  $\epsilon_Z = [(\Delta_1 Z)^2 + (\Delta_2 Z)^2 + (\Delta_3 Z)^2]^{1/2}$ . Из приведенных выше выражений видно, какую важную роль в  $\epsilon_Z$  играет угол рассеяния  $\theta_N$ : во все три члена  $\Delta_1 Z$ ,  $\Delta_2 Z$  и  $\Delta_3 Z$  входит  $1/\sin \theta_N$ . При вычислении  $\epsilon_Z$  необходимо учесть быстрое изменение энергии рассеявшегося протона при изменении  $\theta_N$ .

В табл. 4 приводятся значения  $\epsilon_Z$  и величины элемента объема  $\epsilon_V$ , который может быть локализован, в зависимости от энергии падающего протона.

Таблица 4

Энергия протонов /МэВ/	300	600	1000	2000
$\epsilon_Z$ /мм/	7	3,3	2,7	2,1
$\epsilon_V$ /мм <sup>3</sup> /	12	1,7	0,7	0,35

В заключение отметим, что при энергиях  $\geq 600$  МэВ метод позволяет получить точность пространственной локализации  $\sim 1$  мм<sup>3</sup>.

Доза радиации зависит от величины ядерного сечения, величины выбранного элементарного анализируе-

мого объема и от “эффективного” телесного угла установки. Дюбал считает, что при исследовании объекта толщиной  $10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  и дозе радиации, равной  $1 \text{ бэр}$  /соответствующий поток протонов равен  $10^7 \text{ см}^{-2}$ /, чувствительность его установки к изменению плотности может составить  $\sim 2\%$ <sup>11,12</sup>. Кстати, Дюбал приводит и такую цифру: при энергии  $\sim 600 \text{ МэВ}$  55% дозы связано с потерями энергии продуктов ядерного взаимодействия и 45% - с потерями самого пучка. В качестве примера в таблице 5 приведены дозы облучения /в рад/ при различных требованиях к локализации элементарного объема и к точности в определении плотности<sup>13</sup>.

Таблица 5

Локализация элементарного объема /мм <sup>3</sup> /	Точность		
	1%	5%	10%
1	50	2	0,5
10	5	0,2	0,05
100	0,5	0,02	0,005

Для получения аналогичной информации о концентрации ядер водорода величины доз следует умножить примерно на фактор 4.

Облучение тканей позвоночника и сфеноида в<sup>10</sup> было выполнено при дозе радиации  $17 \text{ рад}$ . При увеличении телесного угла установки эта доза могла быть снижена в 14 раз. Следует, однако, иметь в виду, что эти цифры характерны для конкретной установки, конкретных энергий пучка и сорта частиц. Вопрос о предельных дозах облучения в методе ядерного рассеяния следует считать не полностью исследованным. Для сравнения напомним, что дозы в методе остаточного пробега /простейший “контактный” вариант/ составляют  $\sim 0,3 \text{ рад}$ , при рентгеновской маммографии -  $6-15 \text{ рад}$ .

## 6. ОСНОВНЫЕ ДОСТОИНСТВА И НЕДОСТАТКИ МЯР

### Достоинства:

1. Информация, которую дает МЯР, не зависит от плотности электронов в веществе и этим отличается от информации, которую несут рентгеновские лучи, метод остаточного пробега и метод многократного кулоновского рассеяния. Метод позволяет независимо получать информацию о содержании водорода.

2. Совокупная информация, полученная в одной экспозиции с использованием "обычного" и "водородного" МЯР, по-видимому, позволит повысить точность дифференциации тканей.

3. Возможность использовать простые настроечные пучки, к которым практически не предъявляется никаких требований по монохроматичности. Это является следствием того, что сечение ядерного рассеяния протонов слабо зависит от энергии.

4. Возможность осуществлять облучение нескольких последовательно расположенных объектов.

### Недостатки:

1. Для применения метода требуются дорогостоящие ускорители на энергии 600-1000 МэВ.

2. Сравнительно высокие /пока/ дозы радиации. Однако в экспериментах по МЯР не исчерпаны все возможности снижения доз радиации, имеются значительные резервы для их снижения до уровня, ниже характерного для рентгенографии.

3. Длительность экспозиции. Однако для повышения быстродействия установок и снижения времени экспозиции также имеются значительные резервы. Так, в Сакле в течение ближайшего года планируется создание установки, способной набирать несколько сот тысяч событий в секунду, таким образом, радиографическая процедура будет производиться в течение нескольких минут.

## ВЫВОДЫ

Метод ядерного рассеяния достаточно гибок для получения объемной картины распределения материи и дает информацию как о плотности, так и содержании водорода в объекте исследования.

В проведенной серии экспериментов показана принципиальная возможность применения метода ядерного рассеяния в медицинской диагностике, доказана возможность снижения доз радиации до безопасного уровня, продемонстрирована адекватность изображений морфологии тканей. По мнению специалистов, повышение быстродействия установок должно в ближайшем будущем свести время процедуры до нескольких минут. По-видимому, в ближайшие год-два будут значительно прояснены потенциальные возможности МЯР в медицинской диагностике. Залогом тому служат энтузиазм специалистов ряда ведущих физических исследовательских центров.

Промышленная радиография может явиться другой областью применения метода, особенно там, где нужно использовать большой пробег протонов высокой энергии в веществе.

Количество ускорителей на средних и высокие энергии сравнительно невелико. В СССР ускорители, пригодные для исследований методом ядерного рассеяния, имеются в Гатчине /ЛИЯФ/ - синхроциклотрон на энергию 1 ГэВ и Москве /ИТЭФ/ - синхротрон на энергию 10 ГэВ. В Дубне /ОИЯИ/ - это синхроциклотрон на энергию 680 МэВ и синхрофазотрон на энергию до 10 ГэВ по протонам.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шафранов М.Д., Шафранова М.Г. ОИЯИ, 14-11313, Дубна, 1978.
2. Шафранов М.Д., Шафранова М.Г. ОИЯИ, 14-11336, Дубна, 1978.
3. Saudinos J. e.a. Phys.Med.Biol., 1975, 20, No.6, p.890.
4. Azhgirey L.S. e.a. Nucl.Phys., 1959, 13, p.258.

5. Breskin A. e.a. Nucl.Instr.Meth., 1974, 119, p.9.
6. Bystricky J., Lehar F., Janout Z. CEA-N-1547 (E), (CEN Saclay, France), 1972.
7. Corley D.M. e.a. Nucl.Phys., 1959, A184, p.437.
8. Charpak G. e.a. Phys.Med.Biol., 1976, 21, No. 6, p.941.
9. Dubal L. e.a. Annual Report, SIN, Villigen, Switzerland, 1976.
10. Berger J. e.a. Nuclear Scattering Radiography of the Spine and Sphenoid Bone. To be submitted to "Journal of Computer Assisted Tomography".
11. Dubal L. In: Proc. of the VIIth Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Zürich, Switzerland, Aug. 19-22, 1975, p.471.
12. Dubal L. Atomkernenergie (ATKE), Bd. 27, Lfg.3, 189, 1976 .

**Рукопись поступила в издательский отдел  
12 мая 1978 года.**