

## Выбор теоретической модели рассеяния пучка на выходной фольге ускорителя для определения энергии частиц

*В.С.Балагура, П.М.Рябка*

*ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков*

### ВВЕДЕНИЕ

С целью измерения энергии заряженных частиц по интенсивности их рассеяния на выходной фольге ускорителя проведено сравнение экспериментальных исследований с семью теоретическими моделями. Показано, что результаты, полученные на ускорителе ЛУЭ-300, наилучшим образом согласуются с данными расчетов по методу, описанному Мольер.

Существуют немало теорий многократного кулоновского рассеяния быстрых заряженных частиц при прохождении ими слоя вещества [1-7]. Такая множественность вызвана различными подходами авторов к определению минимального и максимального угла однократного рассеяния частиц на атоме, а также различными способами разрешения вопроса перехода от однократного рассеяния к многократному. Поэтому, несмотря на то, что само явление многократного рассеяния большой физической проблемы не представляет, оно послужило предметом значительного числа работ в силу необходимости правильного его количественного учета при обработке многих экспериментов, связанных с прохождением заряженных частиц через конденсированное вещество.

Теория многократного кулоновского рассеяния устанавливает однозначную связь между энергией электронов и среднеквадратичным углом рассеяния на тонких фольгах [8,9]. Это обстоятельство позволило нам, используя соответствующую аппаратуру и методические разработки, экспериментально определить, какая из моделей наиболее адекватно описывает реальный процесс рассеяния.

Из работ [1-7] следует, что среднеквадратичный угол рассеяния пучка  $\langle\theta^2\rangle^{1/2}$  можно представить как функцию начальной энергии  $E_0$  падающих на рассеиватель частиц:

$$\langle\theta^2\rangle^{1/2} = k/E_0, \quad (1)$$

где  $k$  – либо независимая от энергии постоянная (как в теории многократного рассеяния [2-4]), либо медленно изменяющаяся от энергии функция [1,5].

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Чтобы экспериментально определить значение коэффициента  $k$ , необходимо измерять среднеквадратичный угол рассеяния пучка при фиксированном значении начальной энергии частиц, падающих на фольгу. Это достигалось в нашем случае измерениями на некотором расстоянии  $L$  от выходной фольги ускорителя среднеквадратичного радиуса рассеянного пучка  $\sigma$ , который с  $\langle\theta^2\rangle^{1/2}$  связан следующим соотношением:

$$\langle\theta^2\rangle^{1/2} = 2^{1/2} \sigma / L. \quad (2)$$

Метод измерения  $\sigma$  с помощью разработанного нами прибора аксиально-секционированного цилиндра Фарадея (АСЦФ) описан в [10,11]. Все эксперименты в диапазоне энергий 5–35 МэВ проводились на пучковом канале “Голубой выход” линейного ускорителя электронов на энергию 300 МэВ [12]. Начальная энергия частиц измерялась электромагнитным анализатором с точностью  $\pm 0.1\%$ .

В таблице представлены значения коэф-фициента  $k$ , полученные в экспериментах и рассчитанные по моделям, описанным в [1–7] для двух рассеивателей. В первом случае на пути электронов была лишь выходная фольга ускорителя из титана толщиной 50 мкм. Во втором случае непосредственно за выходной фольгой устанавливался дополнительный рассеиватель из меди толщиной 180 мкм. Измерения среднеквадратичных радиусов рассеянного пучка при помощи АСЦФ были выполнены на расстоянии  $L = 86$  см.

Источник	k, МэВ· рад	
	Ti+воздух	Ti+Cu+воздух
Вильямс	0.66	1.92
Ландау	0.75	1.92
Росси-Грейзен	0.98	2.54
Беленький	0.80	2.05
Бете-Ашкин	0.57	1.75
Мольер	0.69	1.90
Росси	0.97	2.45
Эксперимент	0.68±0.013	1.90±0.03

Поскольку рассеяние пучка в нашем случае происходит на комбинированной мишени, то среднеквадратичный угол многократного рассеяния равен сумме среднеквадратичных углов от всех рассеивателей (рассеяние в различных слоях происходит статистически независимо [13]):

$$\langle \theta^2 \rangle = \langle \theta_1^2 \rangle + \langle \theta_2^2 \rangle + \dots + \langle \theta_n^2 \rangle. \quad (3)$$

При этом непрерывное уширение пучка за счет рассеяния в слое воздуха определяется из выражения [7]:

$$\langle \theta_v^2 \rangle = E_s^2 L / 3E_0^2 X_0. \quad (4)$$

Из таблицы следует, что наилучшим образом с результатами эксперимента согласуются расчетные данные, полученные по методу Мольер [6]. Аналогичное совпадение отмечают и другие авторы [14]. По всей вероятности, это обстоятельство, как отмечает Сегре [5], связано с тем, что в методах расчета по другим теориям выбор максимального угла рассеяния электрона на атоме, в основном, произволен. Эти теории ничего не говорят относительно перехода от многократного рассеяния к однократному. Эта переходная область известна под названием кратного рассеяния, так как число столкновений больше единицы, но не очень велико (в нашем случае это соответствует первому варианту рассеяния). Кроме того, у Мольер наиболее полно решена проблема рассеяния, поскольку сделано только одно допущение, что углы рассеяния малы.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Выполнен расчет среднеквадратичных углов многократного кулоновского рассеяния электронного пучка на выходной комбинированной мишени ускорителя заряженных частиц по семи теоретическим моделям.

При помощи аксиально-секционированного цилиндра Фарадея измерены среднеквадратичные радиусы рассеянного пучка в диапазоне энергий 5–35 МэВ.

Установлено, что экспериментальные результаты по измерению энергии пучка с помощью АСЦФ, полученные на ускорителе ЛУЭ–300, наилучшим образом согласуются с данными расчетов по методу Мольер.

Факт совпадения экспериментальных результатов с расчетами, выполненными по теоретической модели с наименьшими допущениями, свидетельствует о том, что разработанный нами аксиально-секционированный цилиндр Фарадея, наряду с ранее установленными возможностями измерения девяти параметров пучка, позволяет также измерять и

десятый – начальную энергию частиц. Этот метод измерения энергии по интенсивности рассеяния электронов в выходной фольге является достаточно простым и не требующим громоздкого, дорогостоящего оборудования и обеспечивает достаточную для большинства практических задач точность. В связи с этим можно сделать заключение об уникальных возможностях АСЦФ, позволяющего измерять практически все параметры ускоренных пучков заряженных частиц.

Авторы благодарят В.И. Курилко за постоянное внимание к работе, участие в обсуждении результатов и ценные советы при написании статьи.

### Литература

1. Williams E.J Phys.Rev. **58**, 292(1940)
2. Ландау Л.Д. ЖЭТФ. **10**, 1007(1940).
3. Rossi V.B., Greisen K.J. Rev.Mod.Phys. **13**, 240(1941).
4. Беленький С.З Лавинные процессы в космических лучах. ОГИЗ.Гостехиздат, 1948.
5. Экспериментальная ядерная физика /Под редакцией Э. Сегре.М.:ИЛ.,1955,Т.1.
6. Moliere Z. Zs.fur Naturforsch. **2a**, 133; **3a**, 78 (1948).
7. Росси Б. Частицы больших энергий. М.: Гостехиздат, 1955.
8. Калиновский А.Н. и др. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
9. Ритсон Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1964.
- 10.Рябка П.М., Солодовник В.Г. Труды XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М. 3-5 октября 1990.
11. Рябка П.М., Солодовник В.Г. Копейченко Отчет про ЧТР. Номер Госучета Е73194. Харьков, 1990.
- 12.Гришаев И.А., Демьяненко Г.К., Махненко Л.А и др. Атомная энергия **29**, Вып.2, 138(1970).
13. Радиационная дозиметрия: Электронные пучки энергией от 1 до 50 МэВ: Доклад 35МКРЕ. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1988.
14. Hanson A.O. et al. Phys. Rev. **84**, 634(1951).

Статья поступила в редакцию 25 мая 1998 г.,  
в издательство 1 июня 1998 г.