

нормального электронного рассеяния порядка всего 4° . Направление вылета δ -луча при этом вообще повидимому не связано какой-либо определенной зависимостью с так называемым вектором удара—вектором, представляющим изменение количества движения первичной частицы, как то показывают следующие примеры путей, изображенных на фиг. 1.

Фиг. 1b—резко неконпланарная ветка. Плоскость ветки составляет угол около 50° с направлением первичного луча.

Фиг. 1a и 1d. Направление вылета δ -частицы составляет угол, близкий к 180° , с направлением пути первичной частицы.

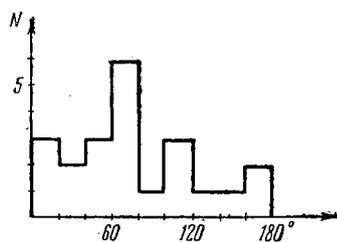
Фиг. 1c. Угол вылета δ -частицы больше 180° , если этот угол отсчитывать в направлении, противоположном отклонению первичного луча*, и т. д.

Фиг. 2 и следующие данные дают примерное распределение углов вылета аномальных δ -частиц.

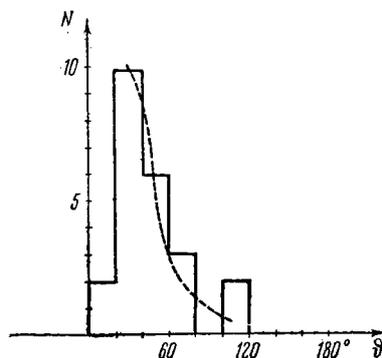
Угловой интервал	0— 90°	90— 180°
Число δ -частиц	14	8

Фиг. 3 дает соответствующее распределение углов (ϑ) рассеяния первичной частицы.

Следует отметить, что направления δ -частиц распределены по углам почти равномерно. С другой стороны, распределение направлений (ϑ) рассеянных β -частиц не отличается существенно от того, которое по данным Е. Степановой характеризует ядерное аномальное рассеяние в азоте**.



Фиг. 2.



Фиг. 3.

Во всяком случае средний угол ($\bar{\vartheta}$) рассеяния, вызванного столкновениями, отмеченными аномальными веточками, почти в точности совпадает со средним значением в с е х углов ядерного рассеяния ($\bar{\theta}$):

$$\bar{\theta} = 47^\circ, \quad \bar{\vartheta} = 45^\circ.$$

Это совпадение весьма замечательно. Повидимому в обоих случаях мы имеем дело по существу с одним и тем же явлением***.

Всего на 400 м пути в азоте зарегистрировано 22 аномальных δ -луча.

Число всех случаев, когда рассеяние сопровождается появлением аномального вторичного электрона, оказывается порядка 10% всего числа отдельных актов рассеяния на угол $>20^\circ$. В среднем это явление наблюдается один раз на 20 м пути, чему соответствует эффективное сече-

* Для нормальных веток этот угол всегда меньше 90° .

** Пунктир фиг. 3 дает распределение, соответствующее кривой рассеяния в азоте, полученной Е. Степановой.

*** Число элементарных актов рассеяния, отмеченных аномальными ветками, при угле рассеяния $\vartheta > 40^\circ$ почти в два раза превышает число случаев нормального рассеяния, которое получается из расчета по формуле Мотта.

ние порядка 10^{-23} см² (на атом азота). Если учитывать только случаи появления вторичных частиц с энергией >20 экВ, то число аномальных случаев составляет 10—20% числа нормальных актов электронного рассеяния, т. е. тех нормальных веток, о которых речь шла в предыдущей заметке.

Отметим, что в двух или трех случаях (на длине пути около 500—600 м в азоте) наблюдались столкновения, связанные с резким изменением направления первичной частицы и с появлением одновременно двух вторичных частиц, из которых знак заряда одной остается неопределенным вследствие малости ее энергии ⁽²⁾.

Указанное выше эффективное сечение очень велико. Порядок его величины исключает возможность простого толкования описанного явления.

Во всяком случае, приходится совершенно исключить предположение о том, что налицо внутренняя конверсия фотона тормозного излучения, сопровождающего наблюдаемый акт ядерного рассеяния.

Некоторые случаи вообще несовместимы с подобным предположением. Так например, фиг. 1а показывает случай ясно выраженного неупругого рассеяния, которое сопровождается потерей энергии порядка 600 экВ. Предположение, что выбрасываемый одновременно вторичный электрон возникает за счет внутренней конверсии образовавшегося фотона отпадает, так как энергия этого электрона всего порядка 20—30 экВ. Легко кроме того убедиться, что эффективное сечение для механизма внутренней конверсии практически ничтожно мало. Из общих соображений следует ожидать, что отношение вероятностей передачи некоторой энергии вторичному электрону, за счет образования кванта тормозного излучения и последующего внутреннего его поглощения, к вероятности прямой передачи энергии должно быть порядка $\left(\frac{Z}{137}\right)^2$, т. е. порядка 0.0025, тогда как нашим наблюдениям соответствовала бы величина этого отношения порядка 0.10—0.20.

Здесь должны быть учтены еще следующие замечания. Можно полагать, что правильная оценка порядка вероятности эффекта получится как произведение вероятности испускания фотона тормозного излучения (которую можно вычислить по известным теоретическим формулам) на коэффициент внутренней конверсии дипольного излучения, порядок величины которого также известен. Для того, чтобы такой способ расчета не привел к грубой ошибке, необходимо однако строго различать между коэффициентом внутреннего поглощения в узком смысле этого слова и вероятностью т. н. Ожэ-эффекта—вероятностью непосредственной передачи энергии возбуждения планетарному электрону. Для мягких γ - и рентгеновых лучей вероятность эффекта Ожэ может быть очень велика. Однако, как показали Тэйлор и Мотт ⁽³⁾, коэффициент внутренней конверсии в узком смысле слова всегда очень мал—порядка процента. Именно этот коэффициент определяет вероятность передачи энергии тормозного излучения планетарным электронам, тогда как вероятность непосредственной передачи, соответствующая эффекту Ожэ в рассматриваемой нами аналогии, есть вероятность образования нормального δ -луча, которая уже учитывается формулой Моллера.

Кроме обнаруженных нами ранее весьма значительных отступлений кривой рассеяния β -лучей от закона Резерфорда-Мотта отмеченную здесь аномалию следует также поставить в связь с аномальным явлением неупругого рассеяния.

Данные о таком непредусмотренном теорией механизме неупругого рассеяния были уже опубликованы ранее ⁽⁴⁾. Здесь мы имеем в виду дополнительно отметить еще лишь следующие особенности.

Фиг. 4 дает угловое распределение направлений частиц, рассеянных с потерей, большей 0.9 начальной энергии. Здесь также налицо весьма равномерное распределение, близкое к изотропии.

$$\Delta E > 0.9 E_0$$

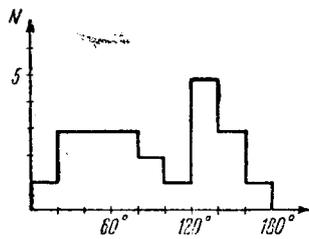
Угловой интервал	0—90°	90—180°
Число путей	12	10

Средний угол = 92°

Если учитывать все случаи с потерей энергии, большей 0.5 E_0 , то становится заметно преобладание малых углов:

0—90°	90—180°
22	12

За истекший год опубликовано несколько работ по исследованию потерь энергии при прохождении быстрых β -частиц через различные пластинки в камерах Вильсона. Совершенно согласный вывод всех этих работ тот,



Фиг. 4.

что наблюдаемая потеря существенно превышает сумму нормальных потерь на ионизацию и излучение. Величина аномалии зависит от области скоростного спектра, которая исследуется. Несомненно, что причина указанного расхождения — в том же описанном выше явлении. Отклонение средней величины измеряемых в камере Вильсона индивидуальных потерь от теоретического значения вызвано тем, что в отдельных исключительных случаях частица теряет очень значительную или большую часть своей энергии

в одном элементарном акте. Даже весьма малый процент таких случаев может оказать весьма значительное влияние на средний результат измерений.

Поскольку некоторые авторы ограничиваются вычислением среднего значения потерь и не приводят распределения их по величине, укажем для сравнения среднюю величину аномальной потери на единицу длины, которая вытекает из наших наблюдений неупругих столкновений в газе (азот).

На 210 м пути (~ 20 г/см²) электронов со скоростями в пределах 1 000—3 000 экВ ($E_{эфф} = 1 600$ экВ) было зарегистрировано 11 таких столкновений.

$$\sum \Delta E = 15.9 \text{ MV.}$$

Отсюда аномальная потеря на единицу длины

$$\left(-\frac{\Delta E}{\Delta x} \right)_{an} = \frac{15.9}{20} = 0.8 \frac{\text{MVcm}^2}{\text{gr}},$$

т. е. 50% величины ионизационных потерь.

Возможна, разумеется, оценка только порядка этой величины. Эта потеря может оказаться существенно большей той, которая выводится из данных наблюдений с пластинками в камере Вильсона, поскольку при такого рода наблюдениях случаи почти полного торможения частицы не учитываются*.

Успехи применения основных уравнений релятивистской квантовой механики к широкой области явлений исключают в настоящее время всякое сомнение в правильности этих уравнений и в частности теории Дирака

* Если при проведенном выше расчете исключить случаи потерь, превышающих 90% ($\Delta E > 0.9 E_0$), то средняя аномальная потеря оказалась бы равной $0.37 \frac{\text{MVcm}^2}{\text{gr}}$, т. е. 23% ионизационной потери.

(наблюдения, описанные в предыдущей заметке, дают новое тому подтверждение). Тем большее значение приобретают однако явления, связанные с взаимодействием релятивистских электронов с ядерным полем, которые вовсе не предусматриваются обычной схемой квантовых эффектов.

Описанные выше наблюдения дают непосредственное и весьма наглядное доказательство существования таких явлений.

Ленинградский физико-технический
институт.

Поступило
16 XI 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ F. Champion, Proc. Roy. Soc., **153**, 353 (1936). ² Изв. Акад. Наук СССР, физ. сер., № 1—2, 88 (1938). ³ H. Taylor, N. Mott, Proc. Roy. Soc., **142**, 215 (1933). ⁴ D. Skobelzyn, E. Stepanowa, Nat., **137**, 234 и 456 (1936); Изв. Акад. Наук, л. с. ⁵ L. Laslett, D. Hurst, Phys. Rev., **52**, 1035 (1937); A. Ruhl, H. Craue, Phys. Rev., **53**, 618 (1938); B. Curtis, Phys. Rev., **53**, 986 (1938); R. Fowler, J. Oppenheimer, *ibid.*, **54**, 310 (1938).