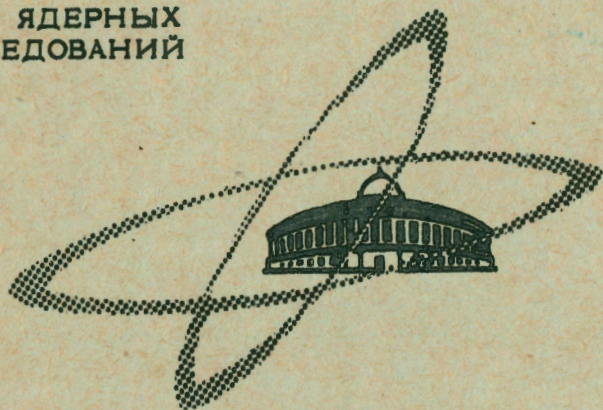


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 4081

И.М.Василевский, И.И.Карпов, В.И.Петрухин,
Ю.Д.Прокошкин

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ПРОБЕГИ И ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ
ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ
ВЕЩЕСТВАХ

1968

P1 - 4081

И.М.Василевский, И.И.Карпов, В.И.Петрухин,
Ю.Д.Прокошкин

ПРОБЕГИ И ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ
ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ
ВЕЩЕСТВАХ

Направлено в ЯФ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. В в е д е н и е

Ионизационные потери энергии заряженных частиц в веществе описываются известной формулой Бете-Блоха

$$-\frac{dE}{ds} = F(\beta) \left[f(\beta) - \ln I - \sum_{K,L,\dots} C_i - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (1)$$

Однако, если в этой формуле использовать поправки C_i , учитывающие связь электронов только на K' и L' -оболочках атомов^{/1/}, то величины ионизационных потенциалов I (которые, по определению, не должны зависеть от скорости частицы β) в области малых энергий протонов ($E < 100$ Мэв) для тяжелых элементов оказываются существенно большими, чем при высоких энергиях^{/2,3,4/}. Учёт поправок δ , связанных с эффектом плотности, не меняет этого вывода, так как при энергиях $E < 700$ Мэв величины δ незначительны^{/5/}

В области высоких энергий поправки C_i невелики, и погрешность в их определении мало сказывается на точности измерения ионизационных потенциалов. С уменьшением энергий E поправки C_i быстро возрастают, и наряду с C_K и C_L существенную роль должны играть поправки для более высоких электронных орбит ($C_M, C_N \dots$). Для опреде-

ления этих поправок (теоретические данные о которых пока отсутствуют) была предложена полуэмпирическая процедура^{/6,7/}: по аналогии с C_K и C_L полная поправка C аппроксимируется полиномом

$$C = \sum_{k,L,\dots} C_k = \sum a_j \eta^{-2j}, \quad (2)$$

где $\eta^2 = \beta^2 / (1 - \beta^2)$. Коэффициенты a_j при этом подбираются так, чтобы формула (1) хорошо описывала экспериментальные данные при не зависящих от энергии ионизационных потенциалах I ^{/7/}. Эта процедура эквивалентна тому, что значения I находятся по данным, полученным при высоких энергиях, а для малых энергий на основании соотношения (1) и экспериментальных данных об ионизационных потерях энергии и пробегах определяются поправки C . Таким образом, исследования ионизационных потерь в области высоких энергий являются основным источником экспериментальных сведений, необходимых для проверки соотношения (1) и определения величин ионизационных потенциалов I .

Целью настоящей работы являлось измерение величин ионизационных потерь dE/ds , пробегов R и ионизационных потенциалов I при энергии протонов $E \leq 670$ Мэв. Измерения были выполнены относительно-ным методом - для различных веществ x были найдены величины $q_x = (dE/ds)_x / (dE/ds)_{Al}$ и $\rho_x = R_x / R_{Al}$. Величины q_x и ρ_x слабо зависят от энергии E :

$$q_x(E + \Delta E) = q_x(E) \left(1 + a \frac{\Delta E}{E}\right), \quad (3)$$

где при $E = 200 + 600$ Мэв $a = (2 + 4) \cdot 10^{-2}$ для различных веществ. Энергия протонов была определена с точностью 2 Мэв. Эта погрешность в измерении E соответствует неопределенности в q_x , равной $(0,5 + 4) \cdot 10^{-4}$, что на порядок величины меньше погрешности измерений q_x .

Измерения q_x и ρ_x позволяют определить величины относительных ионизационных потенциалов $I'_x = I_x / I_{Al}$ и после нормировки на известное значение I_{Al} найти ионизационные потенциалы различных веществ I_x . Величины I'_x слабо зависят от I_{Al} :

$$I'_x(I_{Al} + \Delta I_{Al}) = I'_x(I_{Al}) \left(1 + b \frac{\Delta I_{Al}}{I_{Al}}\right), \quad (4)$$

где $b = 1/15$. Неопределенность величины I_{Al} не превышает 2%. Этому соответствует погрешность определения I'_x , равная $1,5 \cdot 10^{-3}$, что на порядок величины меньше экспериментальной погрешности I'_x .

2. Методика измерений

Измерения пробегов и ионизационных потерь энергии протонов для C, Al, Cu, Sn и Pb были проведены на выведенном протонном пучке синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Пучок протонов формировался при помощи отклоняющего магнита и системы коллиматоров. Характеристики пучка были исследованы ранее методом магнитного спектрометра^{/8/}. Распределение протонов по энергии E описывается кривой Гаусса со стандартом

$$\Delta E = (2,8 \pm 0,3) \text{ Мэв.} \quad (5)$$

Средняя энергия протонов в пучке зависела от условий вывода пучка из синхроциклотрона и изменялась в пределах от 660 до 670 Мэв.

Пробеги протонов в различных веществах были определены методом кривой Брэгга. Схема эксперимента приведена на рис. 1. В протонный пучок были помещены две тонкостенные трехэлектродные ионизационные камеры диаметром 8 см, ИК1 и ИК2, между которыми располагался основной фильтр F из исследуемого вещества и дополнитель-

ный клиновидный фильтр. За ионизационной камерой ИК2 был помещен небольшой подвижный сцинтилляционный счётчик S_1 , работавший в интегральном режиме. При помощи этого счётчика определялся профиль пучка и производилась его юстировка с точностью, лучшей 1 мм. Ток ионизационных камер измерялся при помощи электрометрических усилителей ЭМУ-1 и регистрировался самопишущими потенциометрами ЭПП-09. Во избежание наводок ионизационные камеры и тракты передачи сигналов и питания тщательно экранировались. Питание камер осуществлялось от экранированных гальванических элементов.

Первая камера ИК1 измеряла интенсивность протонного пучка, падающего на фильтр, при помощи камеры ИК2 определялась кривая Брэгга $V(s)$ - зависимость тока ионизационной камеры от толщины тормозящего фильтра s . В процессе измерений толщина s изменялась (путем перемещения клина) синхронно с движением ленты потенциометра, на которой производилась непрерывная запись кривой Брэгга. Одновременно с записью кривой Брэгга на ленту наносились реперные метки, соответствующие фиксированным значениям толщины клина. Типичная кривая Брэгга приведена на рис. 2.

В измерениях пробегов R использовались два клиновидных фильтра - алюминиевый и медный. Основные фильтры F были изготовлены из графита, алюминия, меди и свинца. Толщина фильтров s (в $г/см^2$) определялась путем взвешивания и измерения размеров образцов с точностью, лучшей $5 \cdot 10^{-4}$. Измерения кривых Брэгга для каждого вещества были повторены при нескольких наборах образцов, составлявших фильтр F . Полученные значения пробегов совпали в пределах погрешностей измерений. Для увеличения точности определения относительных пробегов запись зависимостей $V(s)$ в каждой серии измерений неоднократно повторялась для всех изучавшихся веществ.

При измерении относительных тормозных способностей q_x определялась величина R для алюминия, затем один из образцов алюминиевого фильтра F заменялся на образец из исследуемого вещества x и снова измерялась величина R . Эта операция многократно повторялась. Толщина образцов была эквивалентна по тормозной способности $30г/см^2$ Al .

Для повышения точности измерений был использован дифференциальный режим работы ионизационной камеры ИК2 - измерялась разность токов в первой и второй частях камеры, разделенных центральным электродом толщиной $1,2 г/см^2$ Cu . При этом, в отличие от обычного режима, к двум наружным высоковольтным электродам камеры прикладывалось напряжение противоположного знака. Настройка дифференциального режима (компенсация токов в первой и второй частях камеры) производилась путем изменения расстояния между центральным и вторым высоковольтным электродами камеры. Типичная дифференциальная кривая Брэгга $V'(s)$ приведена на рис. 3. Использование дифференциальной ионизационной камеры наряду с увеличением точности и скорости измерений позволяет также контролировать энергетический спектр протонного пучка. Энергетическое разрешение дифференциальной камеры достаточно для обнаружения примеси протонов $x/$, энергия которых отличается от энергии основного пучка на несколько Мэв (рис. 4).

3. Форма кривых Брэгга

Величины пробегов R были определены путем сравнения измеренных кривых Брэгга и зависимостей $V(s)$, вычисленных с использованием формулы (1). Расчёт зависимостей $V(s)$ производился методом Монте-Карло, учитывающим флуктуации потерь энергии, разброс частиц по энергии

$x/$ Как показали эксперименты в Беркли ^{/11/}, выведенный пучок может содержать примесь малоэнергичных протонов.

и многократное кулоновское рассеяние и ядерное взаимодействие частиц^{/9/}. Так как эффекты рассеяния существенно зависят от геометрии эксперимента, расчёты $V(s)$ были выполнены для тех же конкретных условий, при которых производились измерения пробегов и ионизационных потерь энергии.

Разброс протонов по пробегам, вызванный флюктуациями потерь энергии, с достаточной точностью описывается кривой Гаусса. Стандарт этой кривой $\sigma_{ст}$ был вычислен Стернхаймером для различных веществ^{/10/}. Так как разброс по пробегам, связанный с начальным разбросом протонного пучка по энергии (5), также хорошо описывается кривой Гаусса^{/8/}, то результирующее распределение протонов по пробегам может быть представлено кривой Гаусса со стандартом

$$\sigma = (\sigma_{ст}^2 + \sigma_E^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где $\sigma_E = \Delta E (dE/ds)^{-1}$.

Расчёты зависимостей $V(s)$ были выполнены для ряда значений σ при различных расстояниях l между фильтром F и центральным электродом камеры ИК2. На рис. 5 приведены результаты расчёта для меди при пробеге протонов $R_{Cu} = 260 \text{ г/см}^2$ и $l = 4 \text{ см}$. Как видно из этого рисунка, в случае, когда не учитывается рассеяние и ядерное взаимодействие тормозящихся протонов, $V(s)$ практически не зависит от σ в окрестности точки $s_0 = 0,9997 R_{Cu}$. Этому значению s соответствует $V(s_0) = 0,792 V(s)_{max}$ ^{x/}, где $V(s)_{max}$ — значение кривой Брэгга в максимуме (см. рис. 2). Если учесть рассеяние и ядерное взаимодей-

^{x/} Полученные нами значения s_0 и $V(s_0)$ немного отличаются от вычисленных Мазером и Серге, которые использовали в расчётах приближённую зависимость $\frac{dE}{ds}(s)$.

ствие протонов, точка пересечения кривых s_0 сдвигается в область меньших пробегов. Этот сдвиг слабо зависит от l . Величина $V(s_0)$ при малых l мало изменяется. При $l > 10 \text{ см}$ $V(s_0)$ быстро уменьшается с ростом l . Аналогичный результат получен и для других веществ.

При сравнении формы измеренных и вычисленных зависимостей $V(s)$ они нормировались на единицу в максимуме $V(s)_{max}$ и совмещались по шкале s в точке s_0 . Одновременно варьировалась величина σ (формула (6)). Полученное методом наименьших квадратов значение σ для меди оказалось равным $\sigma = (3,06 \pm 0,09) \text{ г/см}^2 \text{ Cu}$ при $R_{Cu} = 260 \text{ г/см}^2$. Воспользовавшись расчётным значением $\sigma_{ст}$ ^{/10/}, получаем отсюда $\Delta E = (2,8 \pm 0,3) \text{ МэВ}$, что совпадает с данными прямыми измерений (5). Вычисленные и измеренные кривые Брэгга хорошо согласуются между собой при $s \geq R$ (рис. 2). В области до максимума наблюдается различие между кривыми, связанное, возможно, с приближённым характером расчёта^{/9/}.

При определении пробегов по измеренным кривым Брэгга была принята следующая процедура: находилось значение s'_0 , соответствующее $V(s'_0) = 0,79 V(s)_{max}$, затем вводились вычисленные поправки, учитывающие начальное смещение Δs_0 точки s'_0 относительно $s = R$ (без учёта рассеяния и ядерного взаимодействия протонов) и смещение ее из-за рассеяния (Δs_1) и ядерного взаимодействия (Δs_2) — см. рис. 5. При $R_{Cu} = 260 \text{ г/см}^2$ и $l = 8 \text{ см}$ эти поправки равны соответственно 0,03%, 0,47% и 0,07%; полная поправка $\delta R = \Delta s_0 + \Delta s_1 + \Delta s_2$ к пробегу, измеренному в точке s'_0 , составляет 0,57%. Следует заметить, что при измерении относительных величин ρ_x и ρ_x точный выбор точки определения пробега на кривой Брэгга не столь существенен, как при измерении пробегов R_x , поскольку при замене одного вещества на другое форма кривой Брэгга в окрестности s'_0 меняется незначительно.

Дифференциальные кривые Брэгга $V'(s)$ были вычислены методом, аналогичным описанному выше (заметим, что $V'(s) \neq dB(s)/ds$ вследствие рассеяния и ядерного взаимодействия протонов). Расчётные значения $V'(s)$ согласуются с измеренными кривыми при $s \geq R$ (рис. 3). Различия в кривых в области $s < R$ могут быть объяснены как неточностью расчётов, так и недостаточно скомпенсированным режимом дифференциальной камеры.

В области за максимумом кривые $V'(s)$ могут быть аппроксимированы функцией Гаусса со стандартом $\sigma_{\text{диф}}$ (рис. 3), который при значениях σ , близких к (6), пропорционален σ :

$$\sigma_{\text{диф}} = k\sigma, \quad (7)$$

причем величина k близка к единице (для меди $k = 0,91$). Использование соотношения (7) позволяет определить величину σ на основании измерений дифференциальной кривой Брэгга. Для меди при $R_{\text{Cu}} = 260 \text{ г/см}^2$ $\sigma = (3,0 \pm 0,1) \text{ г/см}^2 \text{ Cu}$, что совпадает со значением, вычисленным по формуле (6). Положение максимума s_d кривой $V'(s)$ также зависит от величины σ , однако зависимость эта слабая: при увеличении σ на 3% (т.е. в пределах точности его экспериментального определения) величина s_d возрастает на 0,015%.

4. Пробеги протонов

Для определения пробегов R_x и относительных пробегов ρ_x было выполнено несколько серий измерений кривых Брэгга. В течение эксперимента, занявшего около двух лет, режим работы синхроциклотрона неоднократно перестраивался, что приводило к изменению энергии выведенного пучка E . Величина E в каждой серии измерений опре-

делялась по пробегу протонов в алюминии, кроме того, она контролировалась с точностью 0,05 МэВ по положению максимума s_d дифференциальной кривой Брэгга, которая многократно измерялась в течение серии измерений.

В первой серии измерений величина s'_0 для Al была получена равной $(224,70 \pm 0,07) \text{ г/см}^2 \text{ Al}$. Поправка к измеренному пробегу s'_0 равна $\delta R = (0,68 \pm 0,08) \text{ г/см}^2 \text{ Al}$. Отсюда $R_{\text{Al}} = (225,4 \pm 0,1) \text{ г/см}^2$. Используя $I_{\text{Al}} = (160 \pm 3) \text{ эв}$, получаем $E = (660 \pm 2) \text{ МэВ}$. Указанная погрешность E определяется в основном погрешностью измерения I_{Al} . В последующих сериях измерений величина E менялась от серии к серии в пределах от 660 до 670 МэВ. Для удобства сравнения полученные величины ρ_x и q_x приведены ниже к одному значению энергии на входе в клиновидный фильтр $E = 660 \text{ МэВ}$.

Одновременно с R_{Al} был измерен пробег протонов в меди R_{Cu} (с использованием медного клина). Сравнение полученной величины R_{Cu} с результатами предыдущих измерений ^{/4/}, где одновременно с пробегом R_{Cu} был определен импульс протонов, показало, что $E = (660 \pm 1) \text{ МэВ}$. Отношение $1/\rho'_{\text{Cu}}$ измеренных пробегов в алюминии и меди (без учёта поправок δR) оказалось равным $0,867 \pm 0,002$. С введением поправки δR это дает $1/\rho_{\text{Cu}} = 0,865 \pm 0,002$. Величина ρ_{Cu} была измерена также относительным методом с использованием алюминиевого клина (алюминиевый фильтр F заменялся на медный и сравнивались значения R). В этом случае энергия протонов на входе в фильтр F составляла $E = 625 \text{ МэВ}$. Полученное относительным методом значение ρ_{Cu} (см. табл. 1) совпало с величиной, найденной путем сравнения полных пробегов. Измерения относительных пробегов ρ_x были выполнены также для графита и свинца (табл. 1).

При малых l форма кривой Брэгга практически не изменялась при замене одного вещества фильтра F на другое. Так, различие в величинах R_x , определенных путем сравнения кривых Брэгга в точках $0,79 B(s)_{\max}$ и $0,82 B(s)_{\max}$, составило при $l = 8$ см всего $(2 + 5) \cdot 10^{-4}$. С увеличением l эффекты рассеяния становятся существенными и различие возрастает — при $l = 30$ см для ρ_{Cu} оно равно $3 \cdot 10^{-3}$.

5. Ионизационные потери энергии

Измерения относительных ионизационных потерь энергии q_x были выполнены для четырех различных положений сменного образца внутри алюминиевого фильтра F . Соответствующие этим положениям эффективные значения энергии $E_{\text{эфф}}$ определялись, как $E_{\text{эфф}} = 0,6(E_1 - E_2) + E_2$, где E_1 и E_2 — энергии протонов на входе и выходе из сменного образца. Полученные величины относительных потерь q'_x (без учета поправок на рассеяние δq_x) и q_x приведены в табл. 2. Для величины q_{Cu} были выполнены также контрольные измерения, при $E_{\text{эфф}} = 600$ Мэв, когда использовались медный фильтр F и медный клин и производилась замена медного образца в фильтре F на алюминиевый образец. Различие в измеренных двумя способами значениях q_{Cu} оказалось равным $0,0001 \pm 0,0002$.

На рис. 6 представлены найденные в настоящей работе величины q_x совместно с данными предыдущих измерений. Здесь же приведены полученные величины ρ_x при соответствующих им значениях эффективной энергии $E_{\text{эфф}} = 0,6 E$. Как видно из этого рисунка, значения q_{Cu} и q_{Pb} , полученные методом фотоэмульсий^{/11/}, превышают как результаты остальных исследований, так и величины ρ_x , измеренные в этой же работе, и не уменьшаются с энергией E , как должно быть в соответствии с (1). Это расхождение нельзя объяснить тем, что в указанной

работе не учитывалась поправка δq_x — она составляет, по нашей оценке, не более 0,2% для меди и 0,4% для свинца, и введение ее не устраняет различия.

6. Ионизационные потенциалы атомов

Полученные величины ρ_x и q_x были использованы для определения относительных ионизационных потенциалов $I'_x = I_x / I_{Al}$. Потенциалы I_x были найдены путем нормировки величин I'_x на усредненное по всем имеющимся экспериментальным данным значение ионизационного потенциала алюминия $I_{Al} = 160$ эв. Величины I'_x определялись с учетом поправок C , вычисленных по полуэмпирической формуле (2)^{/7/}, и поправок C_K и C_L ^{/1/} (с заменой β^2 на η^2 ^{/6/}).

Найденные по данным об относительных пробегах ρ_x ионизационные потенциалы приведены в табл. 3. Указанные в таблице погрешности соответствуют экспериментальным погрешностям определения I'_x и не учитывают ошибки измерений I_{Al} , равной $1 + 2\%$. Как видно из табл. 3, введение поправок C_1 мало изменяет величины ионизационных потенциалов для углерода и меди. В случае свинца эта поправка существенна — связанное с ней уменьшение ионизационного потенциала превышает погрешность его измерения.

Величины ионизационных потенциалов, найденные по данным об относительных потерях энергии q_x , представлены в табл. 4. Относительные ионизационные потенциалы I'_x , полученные в измерениях пробегов и потерь энергии, согласуются между собой и совпадают в пределах погрешностей с результатами проведенных нами ранее измерений методом магнитного спектрометра^{/4/} (табл. 5). В табл. 5 приведены значения потенциалов, найденные путем усреднения результатов измерений в области высоких энергий ($E > 100$ Мэв).

Зависимость потенциала I от заряда ядер атомов тормозящего вещества z описывается эмпирической формулой

$$I = z \left(10 + 5e^{-\frac{z}{17}} \right) \text{ эВ} \quad (8)$$

(см. рис. 7).

С использованием данных табл. 5 о величинах I_x' и поправок (2) были вычислены зависимости q_x от энергии E . Как видно из рис. 6, эти зависимости хорошо описывают экспериментальные результаты.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить Р.В.Богданова, и Д.А.Прокошкина за проведение количественного химического анализа использованных в настоящей работе веществ.

Л и т е р а т у р а

1. M.C. Walske. Phys. Rev., 88, 1283 (1952); 101, 940 (1956).
2. R. Mather, E. Segre. Phys. Rev., 84, 191 (1951).
3. В.П.Зрелов, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 36, 658 (1959).
4. И.М.Василевский, Ю.Д.Прокошкин. Препринт ОИЯИ, Д-566, Дубна, 1960; ЯФ, 4, 549 (1966).
5. R.M. Sternheimer. Phys. Rev., 88, 851 (1952); 91, 256(1953); 103, 511 (1956).
6. H. Bichsel. Univ. of South Calif. Tech. Rep. No. 2,3 (1961).
7. W.H. Barkas, M.J. Berger, NAS-NRC, USA. Publ. 1153(1962).
8. И.М.Василевский, Ю.Д.Прокошкин. Атомная энергия, 7, 225 (1959).
9. И.М.Василевский, И.И.Карпов, Ю.Д.Прокошкин. Препринт ОИЯИ, Р-4000, Дубна, 1968.
10. R.M. Sternheimer. Phys. Rev., 117, 485 (1960).

11. W.H. Barkas, S. von Friesen. Suppl. Nuovo Cim., 19, 41(1961).
12. В.Е.Алейников, И.М.Василевский. Дипломная работа ОИЯИ, 1965.
13. C.J. Bakker, E. Segre. Phys. Rev., 81, 489 (1951).
14. N. Bloembergen, R.J. van Heerden. Phys. Rev., 83, 561 (1951).
15. C.P. Sonett, K.R. MacKenzie. Phys. Rev., 100, 734(1955).
16. V.C. Burkig, K.R. MacKenzie. Phys. Rev., 106, 848 (1957).
17. Э.Сегре (ред.) Экспериментальная ядерная физика, 1, ч. II, 172, ИЛ., Москва, 1955.
18. E.L. Kelly. Phys. Rev., 75, 1006 (1949).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 сентября 1968 года.

Т а б л и ц а 1

Относительные пробеги протонов

при $E = 625$ МэВ

$$\rho_x = R_x / R_{Al}$$

X	$1/\rho'_x$	поправка, %	$1/\rho_x$	$I/\rho_x / \bar{II}/$
C	$1,118 \pm 0,002$	$0,11 \pm 0,01$	$1,119 \pm 0,002$	
Al	I	0	I	I
Cu	$0,867 \pm 0,002$	$-0,27 \pm 0,02$	$0,865 \pm 0,002$	0,866
Pb	$0,656 \pm 0,002$	$-0,94 \pm 0,10$	$0,650 \pm 0,002$	0,654

Т а б л и ц а 2

Относительные ионизационные потери энергии

$$q_x = (dE/ds)_x / (dE/ds)_{Al}$$

$E_{\text{ион.}}, \text{МэВ}$	110	300	420	600
q'_C	$1,127 \pm 0,003$	$1,118 \pm 0,003$	$1,116 \pm 0,003$	$1,114 \pm 0,002$
$\delta q_C, \%$	$0,22 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$
q_C	$1,29 \pm 0,003$	$1,120 \pm 0,003$	$1,117 \pm 0,003$	$1,115 \pm 0,002$
q'_{Cu}	$0,858 \pm 0,003$	$0,872 \pm 0,004$	$0,871 \pm 0,003$	$0,873 \pm 0,002$
$\delta q_{Cu}, \%$	$-0,67 \pm 0,15$	$-0,48 \pm 0,07$	$-0,32 \pm 0,04$	$-0,13 \pm 0,02$
q_{Cu}	$0,852 \pm 0,004$	$0,868 \pm 0,004$	$0,868 \pm 0,003$	$0,872 \pm 0,002$
q'_{Sn}	$0,730 \pm 0,004$	$0,752 \pm 0,003$	$0,757 \pm 0,003$	$0,754 \pm 0,003$
$\delta q_{Sn}, \%$	$-1,2 \pm 0,3$	$-0,9 \pm 0,2$	$-0,6 \pm 0,1$	$-0,20 \pm 0,04$
q_{Sn}	$0,721 \pm 0,005$	$0,745 \pm 0,004$	$0,752 \pm 0,004$	$0,753 \pm 0,003$
q'_{Pb}	$0,637 \pm 0,003$	$0,659 \pm 0,003$	$0,661 \pm 0,003$	$0,667 \pm 0,003$
$\delta q_{Pb}, \%$	$-1,7 \pm 0,3$	$-1,3 \pm 0,2$	$-0,9 \pm 0,2$	$-0,26 \pm 0,03$
q_{Pb}	$0,626 \pm 0,005$	$0,651 \pm 0,004$	$0,655 \pm 0,004$	$0,665 \pm 0,003$

Таблица 3

Ионизационные потенциалы, полученные по данным
об относительных пробегах ρ_x

Поправки	C по Φ -ле (2) ^{/7/}	$C_k + C_L / 1,6 /$	Без поправок C_1
I'_C	0,515±0,008	-	-
I'_{Cu}	2,02 ±0,04	2,03±0,04	2,04±0,04
I'_{Pb}	5,20± 0,11	5,3 ±0,1	5,4 ±0,1
$I_{C,ЭВ}$	82,4±1,3	-	-
$I_{Al,ЭВ}$	160	160	160
$I_{Cu,ЭВ}$	323± 6	324±6	326±6
$I_{Pb,ЭВ}$	831±18	839±18	856±18

Таблица 4

Ионизационные потенциалы, полученные по данным
об относительных потерях энергии

	$E_{\Phi\Phi}, \text{МэВ}$	I'_x			$I_x, \text{эВ}$ ($I_{Al} = 160 \text{ эВ}$)
		C попр. C по формуле(2) ^{/7/}	C поправкой C_k и $C_L / 1,6 /$	без поправок	
C	600	0,503±0,008	-	-	82±1
	420	0,504±0,011	-	-	
	300	0,518±0,010	-	-	
	110	0,522±0,010	0,522±0,010	0,521±0,010	
	среднее	0,511±0,007			
Cu	600	2,02±0,04	2,02±0,04	2,03±0,04	320±5
	420	1,99±0,05	2,00±0,05	2,00±0,05	
	300	1,94±0,07	1,94±0,07	1,95±0,07	
	110	2,02±0,07	2,02±0,07	2,04±0,07	
	среднее	2,00±0,03			
Sn	600	3,37±0,10	3,38±0,10	3,39±0,10	525±14
	420	3,17±0,11	3,18±0,11	3,19±0,11	
	300	3,23±0,12	3,24±0,12	3,26±0,12	
	110	3,37±0,15	3,41±0,15	3,47±0,15	
	среднее	3,28±0,09			
Pb	600	5,20±0,16	5,28±0,16	5,33±0,16	826±21
	420	5,26±0,21	5,34±0,21	5,42±0,21	
	300	5,09±0,20	5,15±0,20	5,27±0,21	
	110	4,92±0,27	5,22±0,29	5,49±0,31	
	среднее	5,16±0,13			

Таблица 5

Ионизационные потенциалы по данным, полученным при высоких энергиях.

Метод	I'_C	I'_{Ca}	I'_{Sa}	I'_{Pb}	$I'_H/3/$	I_C	I_{Al}	I_{Ca} (в эв.)	I_{Su}	I_{Pb}
кривая Брэг-та (наст. работа)	$0,515 \pm 0,08$	$2,02 \pm 0,04$	-	$5,20 \pm 0,11$						
длинноволновая кривая Брэгга (наст. работа)	$0,511 \pm 0,007$	$2,00 \pm 0,03$	$3,28 \pm 0,09$	$5,16 \pm 0,13$						
Среднее (наст. работа)	$0,513 \pm 0,006$	$2,01 \pm 0,03$	$3,28 \pm 0,09$	$5,18 \pm 0,10$	-	82 ± 1	160	322 ± 5	525 ± 14	880 ± 17
средние данные магн. спектра, кривая Брэгга	$0,535 \pm 0,020$	$2,06 \pm 0,03$	$3,2 \pm 0,1$	$5,2 \pm 0,2$						
относительная погрешность	-	$1,98 \pm 0,03$	-	$5,1 \pm 0,1$						
среднее	$0,516 \pm 0,008$	$2,02 \pm 0,03$	$3,24 \pm 0,08$	$5,16 \pm 0,08$	17 ± 2	$82,5 \pm 13$	160	323 ± 5	518 ± 13	826 ± 14
$I'_x / (z_x / z_{Al})$				$1,38 \pm 0,16$	$1,118 \pm 0,017$	$1,0,906 \pm 0,014$	$0,843 \pm 0,021$	$0,812 \pm 0,014$		
$1/z$				17 ± 2	$13,8 \pm 0,2$	$123 \pm 11,1 \pm 0,2$	$10,4 \pm 0,2$	$10,1 \pm 0,2$		

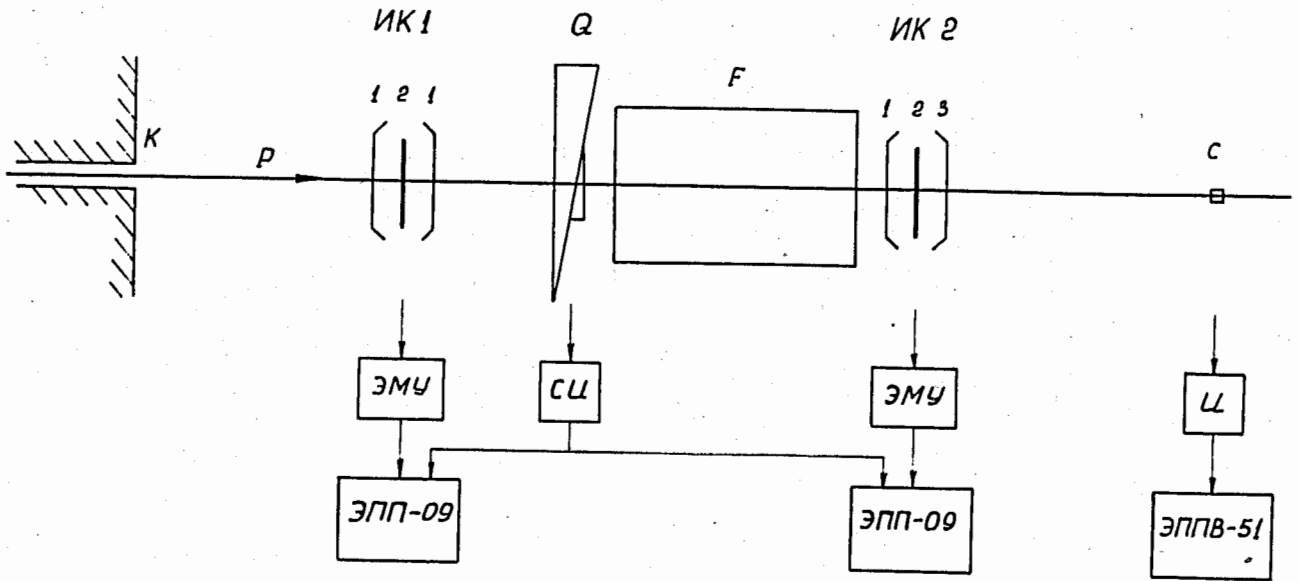


Рис. 1. Схема эксперимента. P - протонный пучок, K - выходной коллиматор, ИК1 и ИК2 - ионизационные камеры, 1 - высоковольтный электрод, 2 - сигнальный электрод, 3 - дистанционно перемещаемый высоковольтный электрод, Q - клиновидный электрод, F - основной фильтр, С - сцинтилляционный счётчик, ЭМУ - электрометрический усилитель, СИ - система точной индикации положения клина, И - интегратор, ЭПП - самопишущий потенциометр.

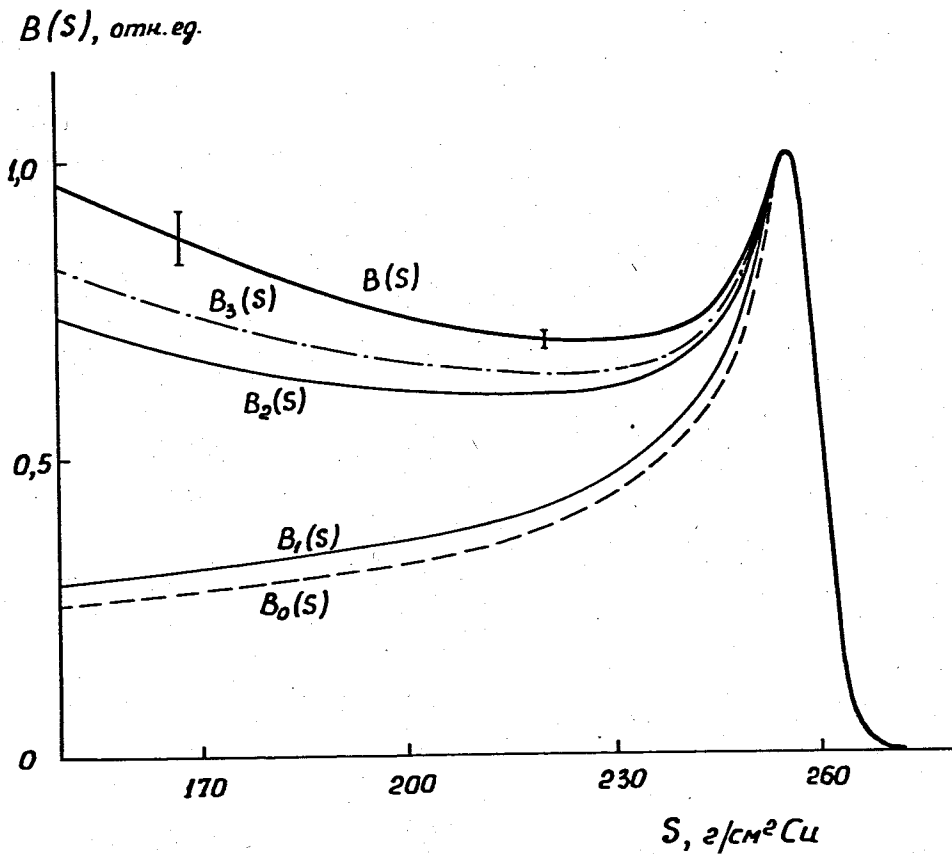


Рис. 2. Кривая Брэгга для протонов в меди при $E = 660$ Мэв. Расстояние между фильтром F и центральным электродом камеры ИК2 $l = 8$ см. $B(s)$ - результаты измерений. Расчётные кривые последовательно учитывают: разброс протонов пучка по энергии и флюктуации потерь энергии (B_0), многократное кулоновское рассеяние (B_1), ядерное взаимодействие (B_2) и мезонообразование (B_3).

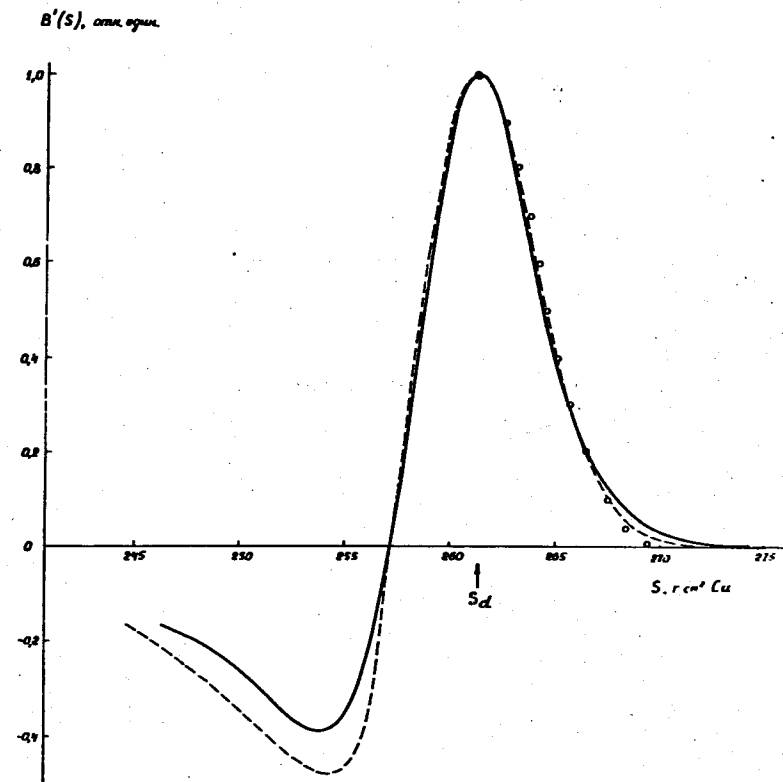


Рис. 3. Дифференциальная кривая Брэгга $B'(s)$ для протонов в меди при $E = 660$ Мэв и $l = 8$ см. Сплошная кривая - результаты измерений, пунктирная кривая вычислена методом Монте-Карло, кружки - функция Гаусса со стандартом (7), аппроксимирующая расчётную кривую $B'(s)$.

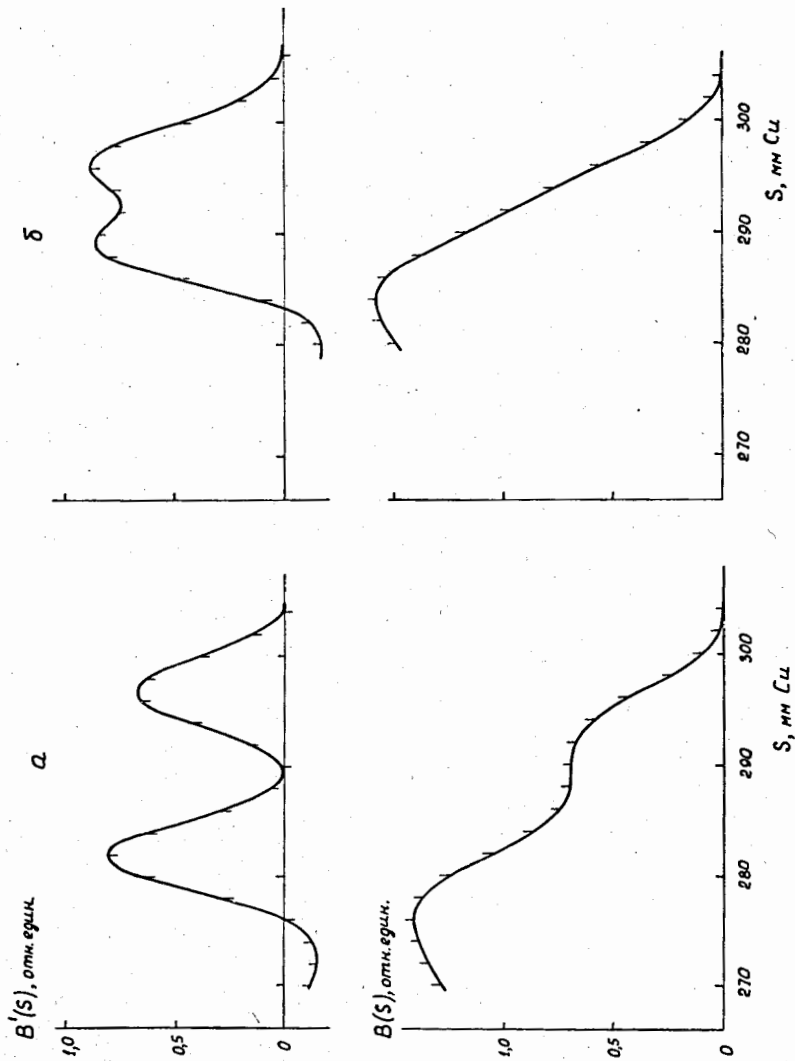


Рис. 4. Разрешающая способность дифференциальной позиционной камеры, $B'(s)$ и $B'(s)$ - кривые Брэгга и дифференциальные кривые Брэгга, измерения для протонов в меди. Часть протонного пучка перекрыта полиэтиленовым фильтром, в котором начальная энергия протонов $E = 660$ Мэв уменьшается на 23 Мэв (а) и 11 Мэв (δ). Расстояние между реперными метками соответствует 2 мм Cu.

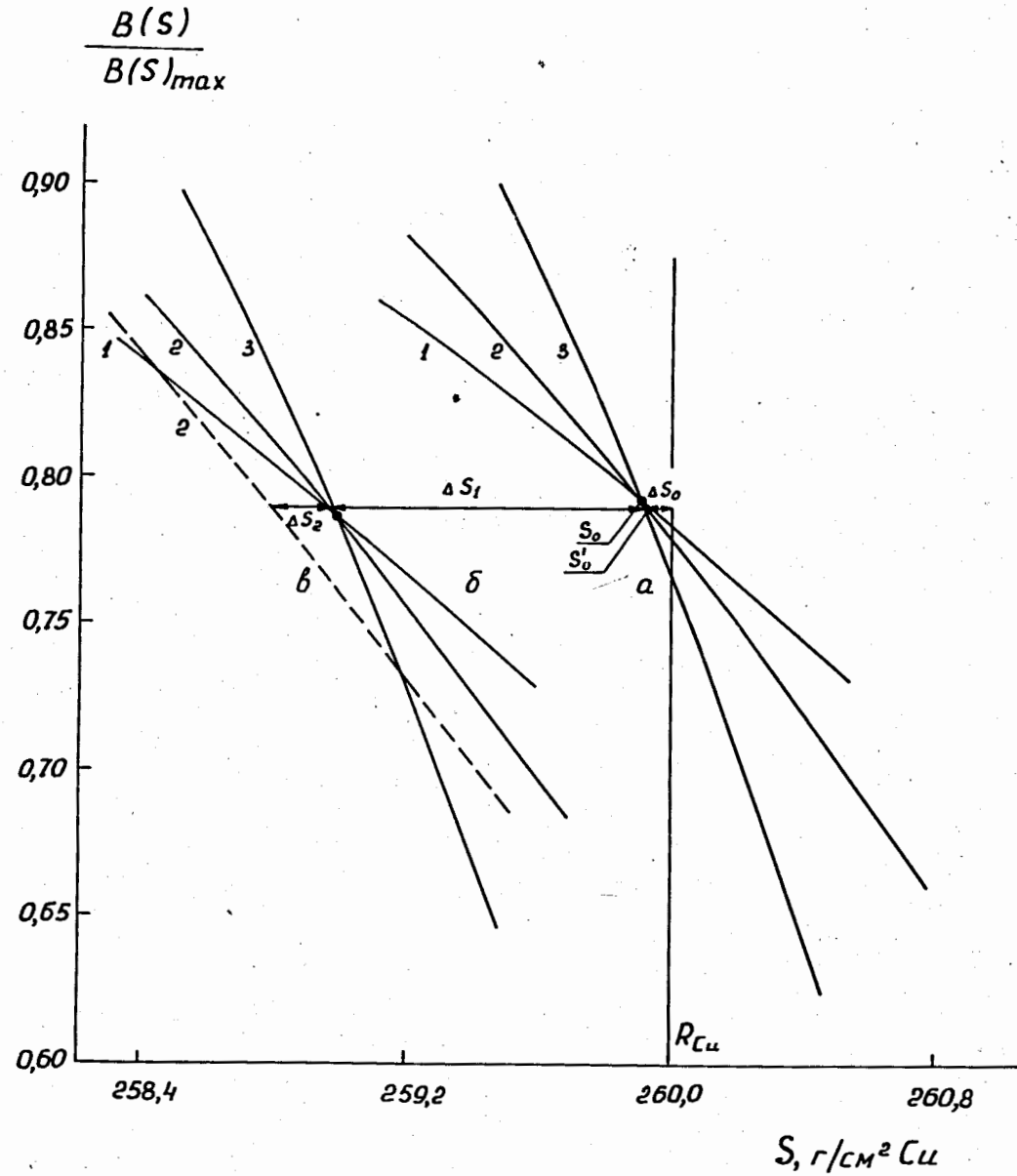


Рис. 5. Форма кривой Брэгга $B(s)$ в окрестности точки s_0 для протонов в меди при $E = 660$ Мэв и $l = 4$ см. 1,2,3 - $\sigma = 4,59$; 3,06 и 1,53 г/см² Cu, соответственно, а - вычислено без учёта кулоновского рассеяния и ядерного взаимодействия протонов, δ - с учётом кулоновского рассеяния, б - с учётом кулоновского рассеяния и ядерного взаимодействия.

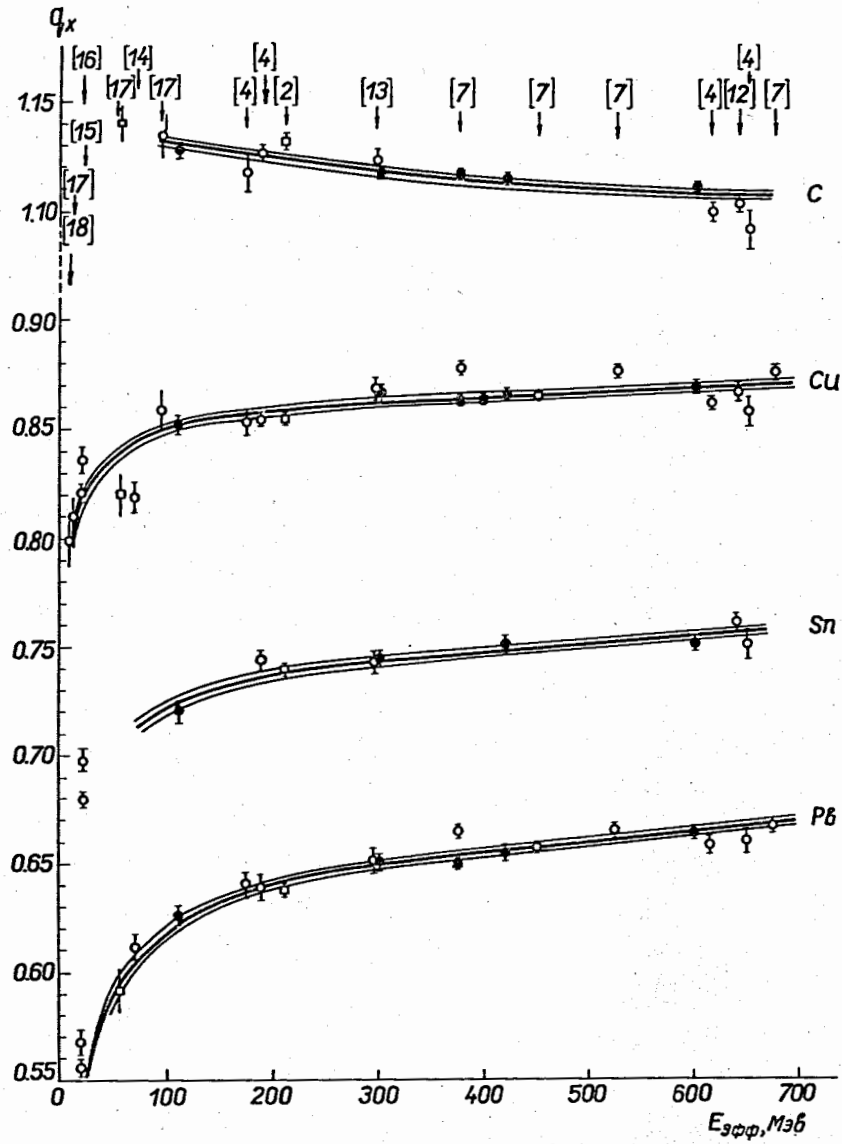


Рис. 6. Относительные тормозные способности $q_x = (dE/ds)_x / (dE/ds)_{Al}$. Кружками показаны результаты измерений q_x , квадратиками - $1/\rho_x$ при соответствующей эффективной энергии $E_{эфф}$. Темные точки - данные настоящей работы. Результаты других работ указаны сносками. Величины q_x , полученные на пучках дейтронов и α -частиц, приведены к эквивалентной энергии протонов. В данные Баккера и Сегре^[13] внесена поправка на многократное кулоновское рассеяние. Значения q_{Sn} и q_{Pb} при $E=20$ Мэв вычислены по данным о q_{Cu} и q_{Al} в предположении, что $1/z$. Кривые - результаты расчета q_x по формуле (1) с использованием поправок (2) и значений потенциалов, приведенных в табл. 5. Тонкими кривыми показан коридор ошибок, соответствующий погрешностям определения относительных координатных потенциалов I_x^* .

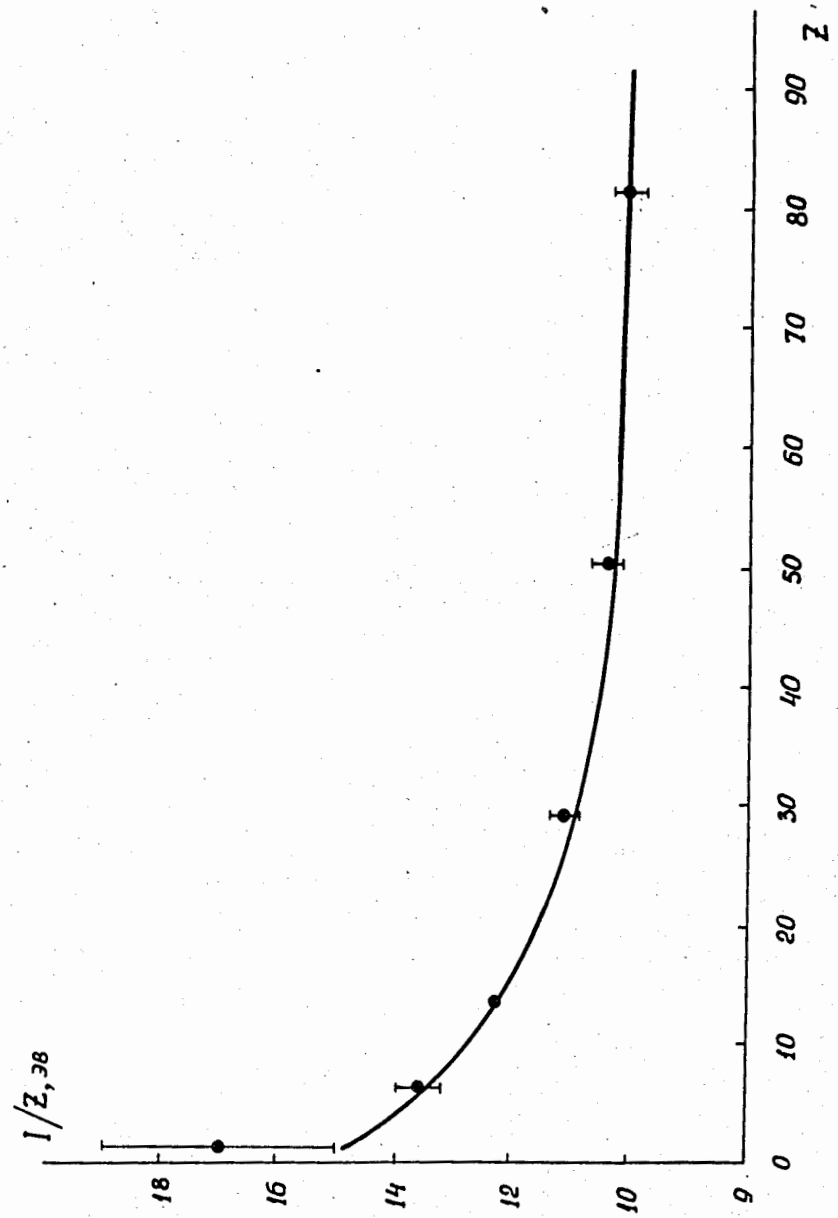


Рис. 7. z - зависимость ионизационного потенциала I. Кривая - функция (8), точки - данные табл. 5.