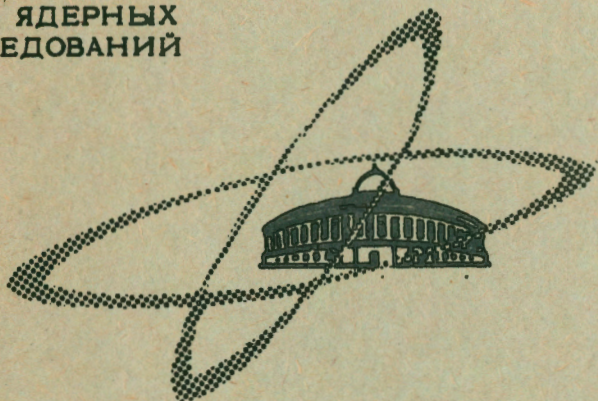


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Экз. чит. зала



P1 - 4000

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

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ  
НА ФОРМУ КРИВОЙ БРЭГГА

1968

**P1 - 4000**

**И.М.Василевский, И.И.Карпов, Ю.Д. Прокошкин**

**ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ  
НА ФОРМУ КРИВОЙ БРЭГГА**

Направлено в ЖЭТФ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## 1. В в е д е н и е

Пробег тяжелых заряженных частиц в веществе  $R_0$  связан с энергией частиц  $E_0$  соотношением

$$R_0 = \int_0^{E_0} \left[ \frac{dE}{dR} \right]^{-1} dE, \quad (1)$$

которое позволяет определить величину  $E_0$  путем измерения  $R_0$ . Входящие в соотношение (1) ионизационные потери энергии  $\frac{dE}{dR}$  описываются формулой Бете-Блоха

$$\frac{dE}{dR} = \frac{2\pi(Ze)^2 n}{\rho m c^2 \beta} \left\{ \ln \frac{2m c^2 \beta^2 T}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 - \frac{2}{Z} \sum_{k, \alpha \dots} C_{k, \alpha} - \delta \right\}, \quad (2)$$

где  $\beta$  — скорость частицы в единицах скорости света  $c$ ,  $Ze$  — ее заряд,  $m$  — масса электрона,  $n$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$  вещества,  $\rho$  — плотность вещества,  $T$  — максимальная энергия, передаваемая электрону,

$I$  — средний ионизационный потенциал атомов вещества,  $C_{k, \alpha}$  — поправки, учитывающие связь электронов на  $K, L, \dots$ -оболочках атомов  $^{1/}$ ,  $\delta$  — по-

равка на эффект плотности <sup>/2/</sup>. В случае, когда энергия частиц  $E$  велика (сотни Мэв), поправки  $C_1$  малы и могут быть точно вычислены <sup>/1/</sup>, а ионизационный потенциал  $I$  определяется экспериментально с погрешностью  $2-3\%$  <sup>/3/</sup>. Это соответствует неопределенности в вычислении соотношения "пробег - энергия", не превышающей  $3 + 4 \cdot 10^{-3} \left( \frac{dE}{dR} \right)$  логарифмически зависит от  $I$  ).

Одним из распространенных методов определения пробега  $R_0$  является измерение кривой Брэгга  $V(R)$  - зависимости тока  $V$  ионизационной камеры, регистрирующей частицы после прохождения ими слоя вещества, от толщины этого слоя  $R$ . В идеализированном случае, если не учитывать флуктуации потерь энергии ("страгглинг"), начальный разброс частиц по энергии  $E$  и рассеяние их в тормозящем веществе,  $V(R) \approx \frac{dE}{dR}$  (рис.1). Учёт страгглинга и разброса частиц по энергии приводит к изменению формы кривой Брэгга в области  $R \approx R_0$  (рис. 1).

Измерения пробегов протонов высокой энергии <sup>/3,4,5/</sup> показали, что экспериментально определенная кривая Брэгга при  $R \geq R_0$  согласуется с зависимостью  $V(R)$ , вычисленной с учётом страгглинга и разброса частиц по энергии. Однако в области до максимума кривой Брэгга ( $R < R_0$ ) экспериментальные значения  $V(R)$  оказались значительно превышающими расчётные. Это расхождение может быть объяснено, по крайней мере, частично, многократным кулоновским рассеянием частиц, тормозящихся в веществе, учёт которого приводит к увеличению расчётных величин  $V(R)$  при  $R < R_0$  и сокращению видимого пробега частиц <sup>/3,6,7/</sup>. Исследования кривой Брэгга в предыдущих работах ограничивались узкой областью пробегов вблизи  $R_0$ , и влияние ядерного взаимодействия тормозящихся частиц с веществом на форму кривой Брэгга не учитывалось (вследствие выбывания частиц из-за ядерного взаимодействия значения  $V(R)$  при малых  $R$  должны значительно возрасти относительно  $V(R \approx R_0)$ ).

Целью настоящей работы являлось измерение кривых Брэгга для протонов и других тяжелых частиц с импульсом  $\approx 1,3$  Гэв/с в широком интервале пробегов  $R$  и сравнение их с результатами расчёта методом Монте-Карло, учитывающим страгглинг, разброс частиц по энергии, рассеяние и ядерное выбывание частиц. Так как эффекты рассеяния существенно зависят от геометрии эксперимента, измерения и расчёты кривых Брэг-

$V(R)$ , отн. едм.

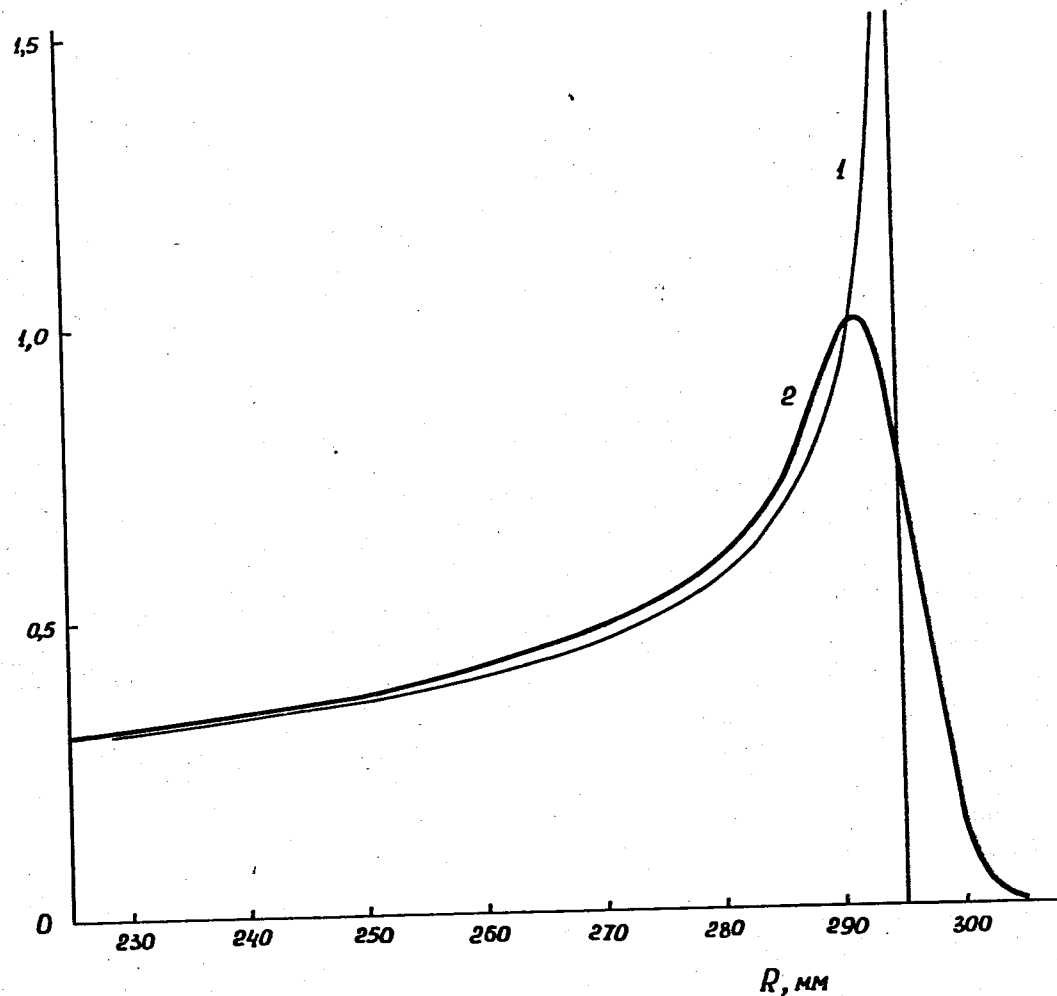


Рис. 1. Расчётные кривые Брэгга для протонов с пробегом  $R_0 = 295$  мм меди, 1 - идеализированная кривая ( $dE/dR$ ), вычисленная без учёта страгглинга, разброса протонов пучка по энергии и взаимодействия их с веществом; 2 - кривая Брэгга, вычисленная с учётом страгглинга <sup>/2/</sup> и разброса по энергии <sup>/8/</sup>.

га были выполнены при различных взаимных расположениях ионизационной камеры и тормозящего вещества.

## 2. Измерение кривых Брэгга

Эксперименты были проведены на пучках протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц, выведенных из камеры синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Зависимость  $V(R)$  измерялась при помощи ионизационной камеры диаметром 8 см, ток которой регистрировался самопишущим потенциометром. Толщина тормозящего фильтра  $R$ , имевшего клиновидную форму, изменялась синхронно с движением ленты самопишущего потенциометра, что позволяло производить непрерывную запись кривой Брэгга. Для контроля за интенсивностью пучка использовалась ионизационная камера, расположенная перед тормозящим фильтром. Диаметр пучка на входе в тормозящий фильтр составлял 2 см, поперечные размеры фильтра - 20 см.

Кривые Брэгга  $V(R)$ , измеренные для меди и свинца, представлены на рис. 2-5. На этих же рисунках приведены зависимости  $V_0(R)$ , вычисленные с учётом только страгглинга и разброса пучка по энергии<sup>x/</sup>. При расчёте  $V_0(R)$  разброс частиц по пробегам  $\Delta R$  аппроксимировался функцией Гаусса  $S(R, \Delta R)$ , дисперсия которой определялась на основании вычислений Стейнхаймера<sup>/2/</sup> и результатов измерений<sup>/8/</sup>. Зависимости  $V(R)$  и  $V_0(R)$  нормировались на единицу в максимуме  $V(R)$  и совмещались по шкале  $R$  в точке  $R_{0,8}$ , соответствующей  $V(R_{0,8}) = 0,8 V(R)_{max}$ , которая мало чувствительна к изменению параметров расчётной кривой  $V_0(R)$ .

Как видно из рис. 2, в случае  $\alpha$ -частиц, для которых эффекты рассеяния и ядерного выбывания должны быть сравнительно невелики, измеренные зависимости  $V(R)$  и вычисленные кривые  $V_0(R)$  близки. Для протонов, имеющих меньшую массу и больший пробег, эффекты взаимодействия с тормозящим веществом играют существенно большую роль.

<sup>x/</sup> Вычисленные нами величины  $V_0(R)$  в области  $R < R_0$  несколько превышают значения, полученные Мазером и Сегре<sup>/4/</sup>, которые использовали в расчётах приближённую зависимость  $\frac{dE}{dR}(R)$ .

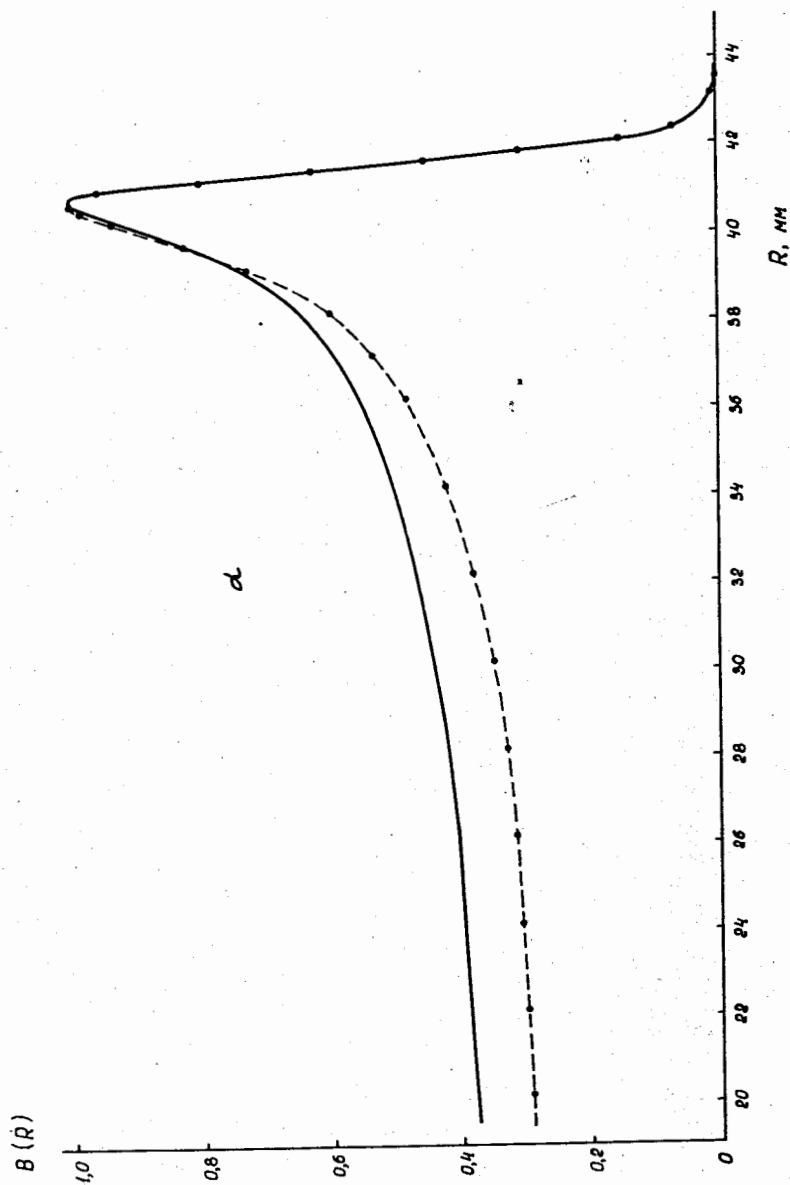


Рис. 2. Кривая Брэгга для  $\alpha$ -частиц в меди. Сплошная кривая - измеренная зависимость  $V(R)$ , точки и пунктирная кривая - вычисленные значения  $V_0(R)$ .

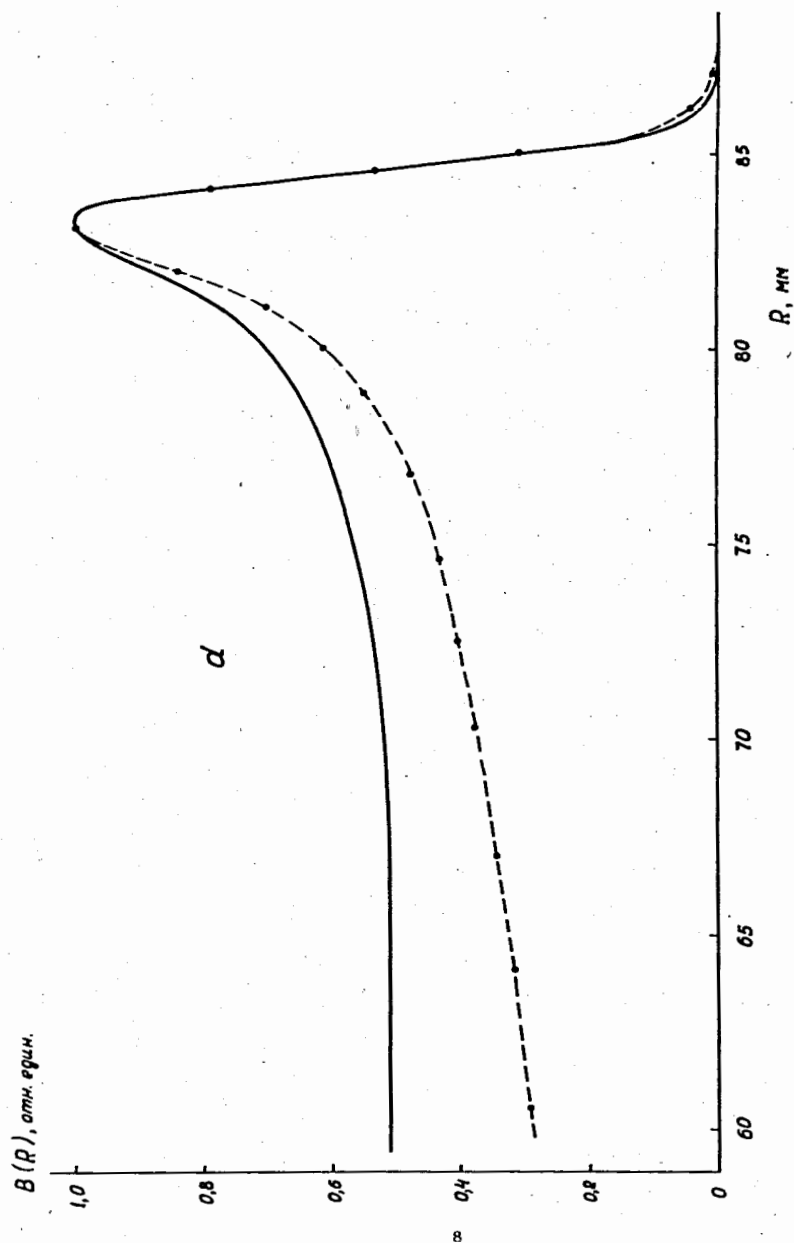


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для дейтронов.

Этому соответствует значительное различие (рис. 4,5) между экспериментально полученными кривыми Брэгга и расчётными зависимостями  $V_0(R)$ . Это различие особенно велико в области малых  $R$ . Дейтроны (рис.3) занимают промежуточное положение между  $\alpha$ -частицами и протонами.

### 3. Расчёт кривых Брэгга. Обсуждение

Как видно из рис. 4, форма экспериментально найденных кривых Брэгга значительно изменяется при изменении расстояния  $l$  между ионизационной камерой и тормозящим фильтром. Это показывает, что рассеяние частиц в тормозящем веществе существенно сказывается на форме кривой Брэгга и что расчёт кривых  $V(R)$ , используемых для описания экспериментальных данных, нужно производить в тех же геометрических условиях, что и при измерении кривых Брэгга. Вычисление кривых  $V(R)$  проводилось в несколько последовательных стадий. На первой стадии учитывалось только многократное кулоновское рассеяние тормозящихся протонов. Тормозящий фильтр толщиной  $R$  разбивался на большое число слоев, рассеяние протонов в каждом из которых определялось методом Монте-Карло. Толщина  $R$  последовательно увеличивалась, и траектория каждой частицы прослеживалась до тех пор, пока она попадала в ионизационную камеру (протоны либо останавливались в веществе, либо проходили мимо камеры). Всего "разыгрывалось" от 5 до 20 тыс. таких событий для каждого из выбранных значений  $R$ . В результате расчёта были получены распределения частиц по пробегу  $R' F(R, R')$  и косинусу угла рассеяния при 18 фиксированных значениях  $R$ . Типичные распределения  $F(R, R')$  приведены на рис. 6.

Далее путем интегрирования полученных распределений и ионизационных потерь (2) вычислялись ток ионизационной камеры  $V'(R)$  и свертка  $V_1(R)$  этой функции с кривой разброса частиц по пробегам  $S(R, \Delta R)$  (см. выше). Найденные таким образом зависимости  $V_1(R)$  описывают кривые Брэгга без учёта ядерного взаимодействия протонов с тормозящим веществом. Эти зависимости представлены на рис. 4,5.

$B(R)$ , отн. ед.

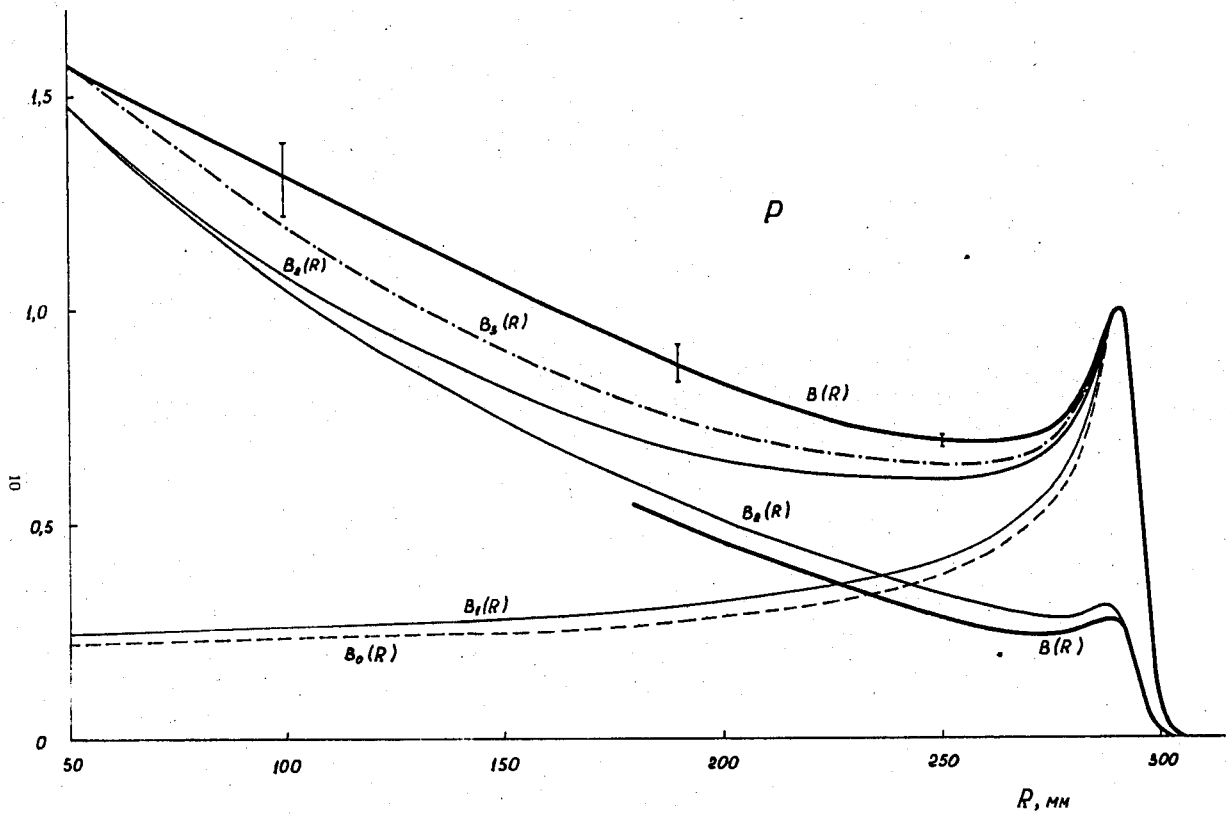


Рис. 4. Измеренные кривые Брэгга  $B(R)$  для протонов в меди при  $\ell = 8$  см (верхняя кривая) и  $\ell = 30$  см (нижняя кривая) и расчетные кривые, последовательно учитывающие: разброс протонов пучка по энергии и страгглинг ( $B_0$ ), многократное кулоновское рассеяние ( $B_1$ ), ядерное взаимодействие ( $B_2$ ) и мезообразование ( $B_3$ ). Кривые нормированы при  $\ell = 8$  см (см. текст).

$B(R)$ , отн. ед.

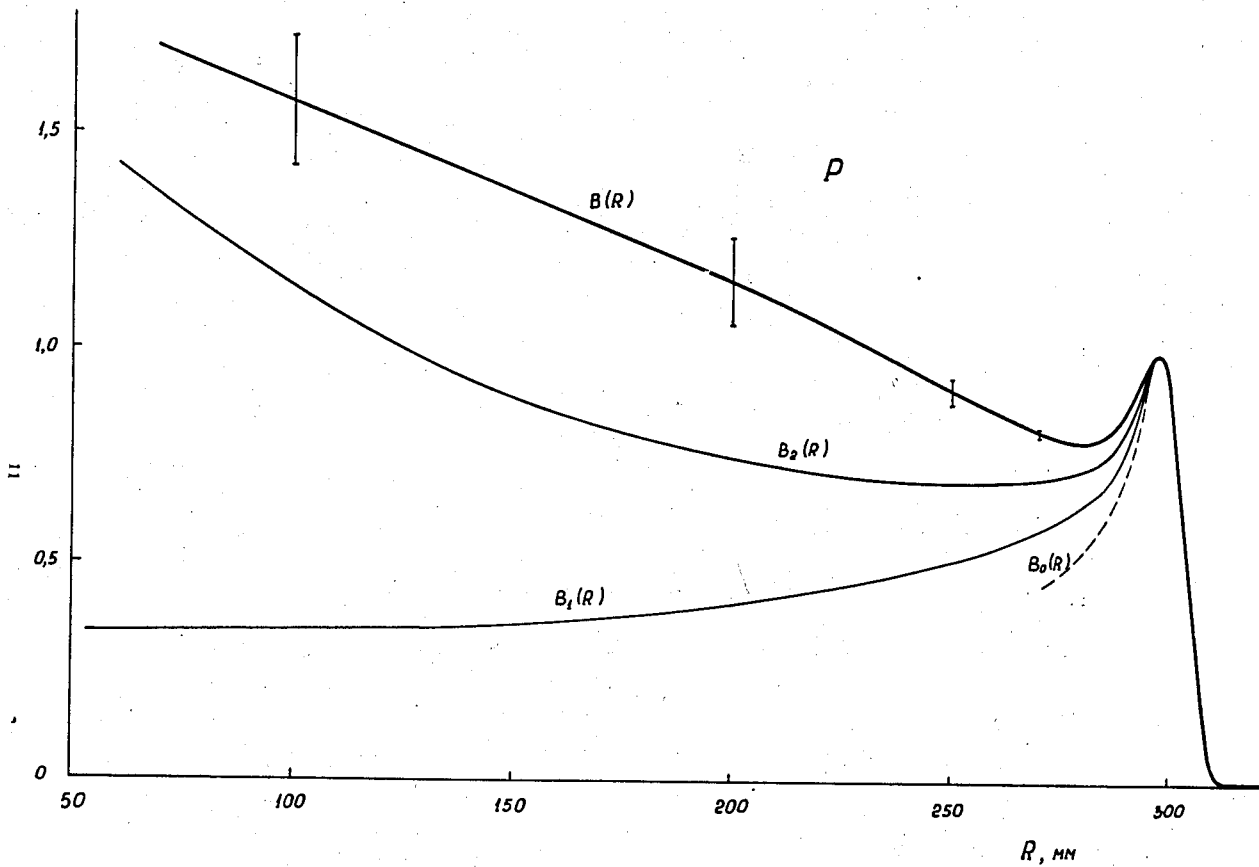


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для свинца. Зависимость  $B_3(R)$  мало отличается от  $B_2(R)$ , так как для свинца поправка на мезообразование мала.

Из рис. 4, где приведены кривые Брэгга для меди, видно, что вычисленные значения  $V_1(R)$  хорошо согласуются с экспериментальными данными в области за максимумом кривой Брэгга. Определенный по этой части кривой Брэгга средний разброс протонов в пучке по энергии равен  $(2,7 \pm 0,3)$  Мэв, что совпадает с экспериментально полученным значением  $(2,8 \pm 0,2)$  Мэв<sup>18/</sup>. В области до максимума кривой Брэгга расчётные кривые  $V_1(R)$  для меди лежат существенно ниже экспериментальной зависимости  $V(R)$ . Аналогичное различие имеет место и для свинца (рис. 5). Из сравнения кривых  $V_0(R)$ ,  $V_1(R)$  и  $V(R)$  видно, что учёт многократного кулоновского рассеяния частиц лишь немного уменьшает расхождение между измеренными и вычисленными кривыми Брэгга, которое особенно велико в области малых  $R$ .

Это расхождение может быть в значительной мере устранено, если при вычислении  $V(R)$  учесть выбывание протонов за счёт ядерного взаимодействия в процессе торможения их в веществе. Простые оценки показывают, что на длине пробега  $\approx 30$  см меди около 90% протонов испытывают ядерные взаимодействия, в результате которых происходит развал ядер вещества, упругое рассеяние протонов или образование мезонов. Поправка к кривой  $V_1(R)$ , учитывающая ядерное взаимодействие протонов, была вычислена по следующей упрощенной схеме: неупругие взаимодействия и половина упругих взаимодействий протонов с ядрами вещества приводят к выбыванию протонов. Для величин сечений неупругого и упругого рассеяния были использованы экспериментальные данные, систематизированные У.Лекком (частное сообщение). Полученная после введения этой поправки зависимость  $V_2(R)$  для меди приведена на рис. 4. Эта зависимость хорошо согласуется с экспериментальными значениями в области за максимумом кривой Брэгга. Определенная путем сравнения кривых  $V(R)$  и  $V_2(R)$  величина среднего разброса протонов пучка по энергии равна  $(2,9 \pm 0,3)$  Мэв, что совпадает с данными прямых измерений<sup>18/</sup>. При меньших  $R$  кривые  $V_2(R)$  близки к измеренным кривым Брэгга. Учёт процессов образования мезонов (кривая  $V_3(R)$ ) еще более сближает вычисленные и измеренные кривые Брэгга. В случае свинца расхождение между вычисленными и измеренными кривыми Брэгга остается значительным и после введения поправки на ядерное взаимодей-

$F(R, R')$ , отн. ед.

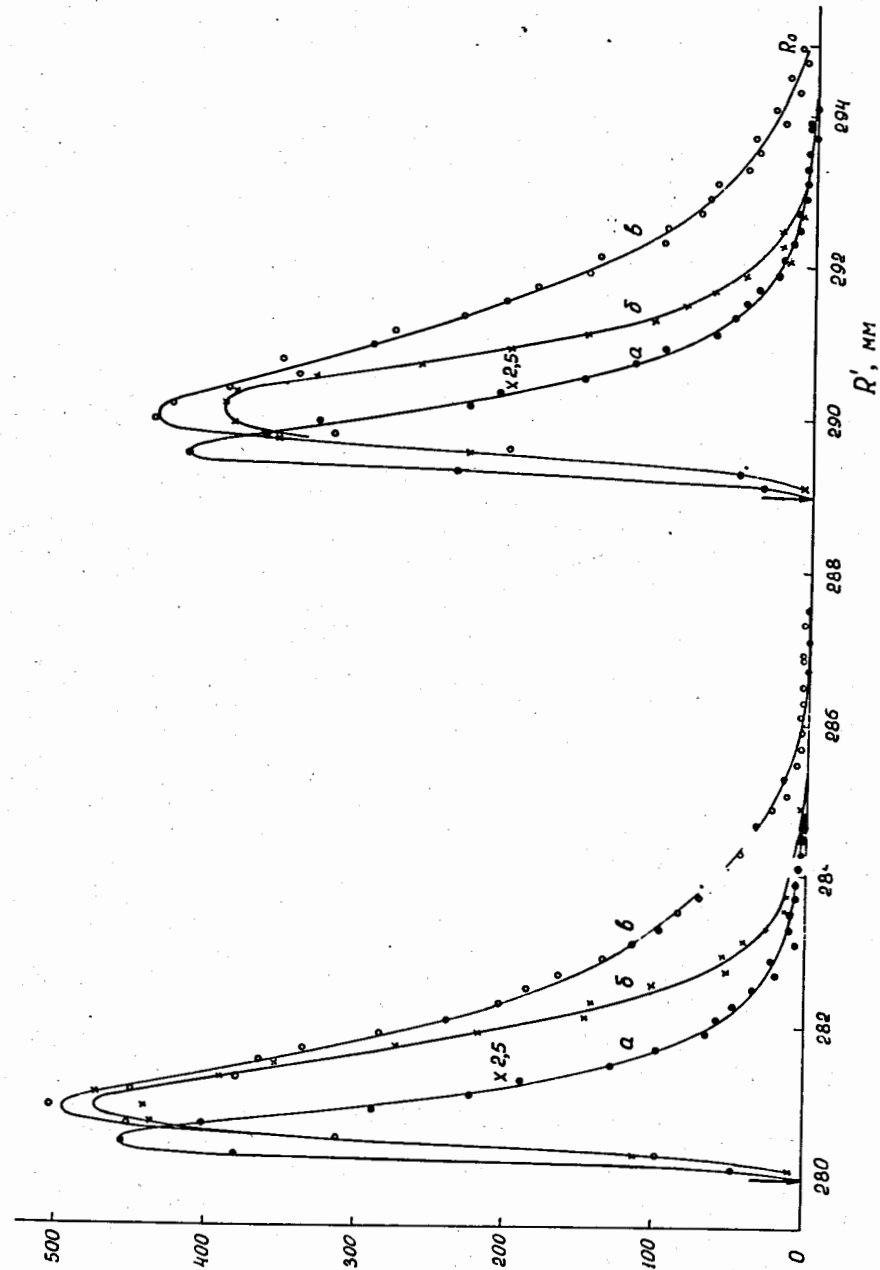
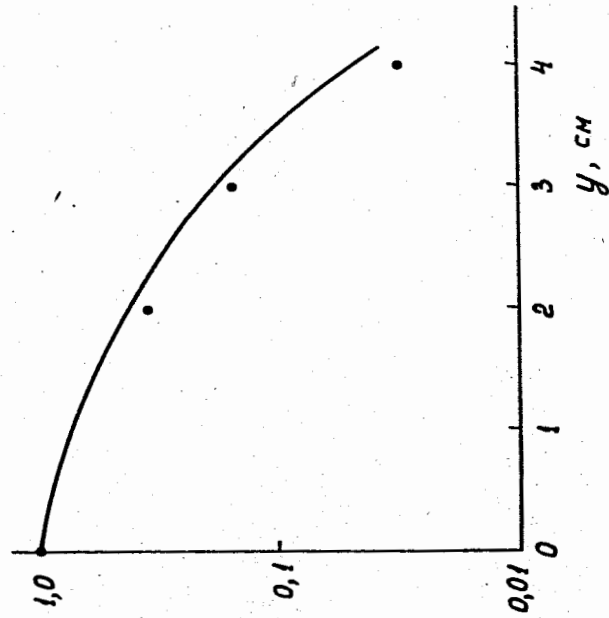


Рис. 6. Распределения  $F(R, R')$  для протонов в меди (а) и свинце (б, в) при  $L = 4$  см (а, в) и  $L = 12$  см (б). Значения  $R$  указаны стрелками,  $R_0 = 295$  мм.



$B(R)_{\max}$ , отн. ед.



$R_{0,8}(y) - R_{0,8}(y=0)$ , мм

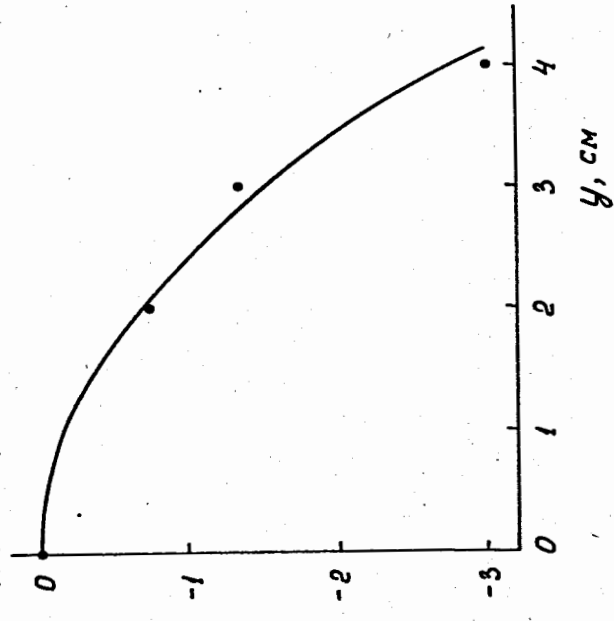


Рис. 7. Зависимость максимума кривой Брэгга  $B(R)_{\max}$  и положения точки  $R_{0,8}$ , соответствующей  $B(R, y) = 0,8 \cdot B(R)_{\max}$ , от смещения камеры  $y$  относительно оси пучка. Кривые - результаты расчёта, точки - экспериментальные данные.

ствие протонов (рис. 5), что, по-видимому, отражает приближенный характер расчёта, не учитывающего, например, регистрацию ионизационной камерой продуктов развала ядер.

Измерения и расчёты кривых Брэгга были выполнены также и для веществ с меньшим зарядом ядер (алюминий, углерод, полиэтилен  $CN_2$ ). Здесь также наблюдалось большое различие между зависимостями  $B(R)$  и  $B_0(R)$  в области малых  $R$ . Многократное кулоновское рассеяние протонов в этих веществах значительно меньше, чем в меди и свинце, и учёт его мало изменяет форму расчётной кривой Брэгга. После введения поправок на ядерное взаимодействие тормозящихся протонов согласно измеренных и вычисленных кривых Брэгга оказалось таким же, как на рис. 4.

С целью проверки принятой схемы расчёта были измерены и вычислены кривые Брэгга для небольшой (диаметром 2 см) ионизационной камеры, располагавшейся на различных расстояниях  $y$  от оси пучка. На рис. 7 представлены зависимости от  $y$  двух характеристик кривой Брэгга - максимума кривой Брэгга  $B(R)_{\max}$  и точки  $R_{0,8}$  (см. выше). Как видно из рис. 7, расчётные значения согласуются с результатами измерений.

Проведенное выше сопоставление измеренных и вычисленных кривых Брэгга показывает, что при энергиях протонов  $\geq 600$  Мэв форма кривой Брэгга в существенной мере определяется ядерным взаимодействием тормозящихся в веществе протонов. Этот эффект необходимо учитывать при определении энергии частиц методом кривой Брэгга.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить У.Локка, любезно предоставившего данные составленного им обзора до их опубликования.

#### Л и т е р а т у р а

1. M.C.Walske. Phys. Rev. **88**, 1283 (1952); **101**, 940 (1956).
2. R.M.Steinheimer. Phys. Rev. **88**, 851 (1952); **91**, 256 (1953); **103**, 511 (1956).
3. И.М.Василевский, Ю.Д.Прокошкин, Препринт ОИЯИ Д-566 (1960); ЯФ., **4**, 549 (1966).
4. R.Mather., E.Segre. Phys. Rev. **84**, 191 (1951).
5. В.П.Зрелов, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, **38**, 658 (1959).

6. C.N. Yang. Phys. Rev. 84, 599 (1951).

7. H. Bichsel. Phys. Rev. 120, 1012 (1960); Univ. of South. Calif., Tech. Rep. N 2, 3, 1961.

8. И.М. Василевский, Ю.Д. Прокошкин. Атомная энергия, 7, 225 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел

22 июля 1968 года.