

2.3

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

18

В-19

Василевский И. М., Прокошкин Ю. Д.

P-261

**Исследование энергетических характеристик
выведенного пучка протонов шестиметрового
фазотрона**

Атомная энергия, 1959, т. 7, в. 3, с. 225-230
Kernenergie, 1960, т. 3, в. 5, р. 472-476
У-л. Иссл. Энергет. р. С., 1961, в. 3, в. 1, р. 37

Дубна, 1958 год

Василевский И. М., Прокошкин Ю. Д.

P - 261

18
B-19

**Исследование энергетических характеристик
выведенного пучка протонов шестиметрового
фазотрона**

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Измерен энергетический спектр и средняя энергия выведенного протонного пучка шестиметрового фазотрона ОИЯИ при различных режимах ускорения. Спектр описывается кривой Гаусса с дисперсией $(2,8 \pm 0,3)$ Мэв. Средняя энергия определена с точностью 0,1 %.

1. Введение.

Получение интенсивного пучка протонов⁽¹⁾, выведенного из камеры фазотрона Объединенного института ядерных исследований, сделало возможным выполнение экспериментов, в которых точность измерения сечений взаимодействия частиц может быть доведена до нескольких процентов. Однако реализовать подобную точность можно только в том случае, когда одновременно с определением величин сечений производится и тщательное измерение энергии пучка протонов. Причиной этого является быстрый рост сечений с энергией, особенно в области, близкой к "порогу" исследуемых реакций. Так, сечение образования мезонов в нуклонных соударениях при энергии протонов 650 Мэв изменяется со скоростью 0,7% / Мэв, а при энергии 350 Мэв - со скоростью 3% / Мэв. Ввиду столь быстрого роста сечений при малых энергиях протонов необходимо иметь сведения не только о средней энергии, но и об энергетическом спектре пучка. Последнее особенно желательно в случае, когда уменьшение энергии протонов пучка достигается путем их торможения, что сопровождается значительным увеличением разброса пучка по энергии. Целью настоящей работы являлось исследование энергетического спектра протонов пучка при нескольких значениях энергии протонов в интервале 150 + 670 Мэв. Наряду с этим были проведены измерения средней энергии протонов при различных режимах работы ускорителя.

2. Энергетический спектр протонов.

Для измерения спектра протонов нами был использован магнит с диаметром полюсов 100 см и напряженностью поля в зазоре 16.000 эрстед. Магнит располагался на пути выведенного протонного пучка (см.рис.1) и мог отклонять его на угол до 20°. Перед магнитом был помещен ряд латунных коллиматоров, имевших форму вертикальной щели и выделявших плоский пучок протонов шириной от 0,1 до 0,7 см и высотой 2 см. На выходе спектрометра протоны регистрировались детектором, состоящим из тонкого (0,1 + 0,2 см) пластического сцинтиллятора и расположенного под ним фотоэлектронного умножителя ФЭУ-19М. Электрические импульсы умножителя интегрировались RC-ячейкой, и величина тока ($10^{-9} + 10^{-7}$ а) измерялась самопишущим потенциометром ЭППВ-51. С помощью синхронного мотора детектор мог передвигаться перпендикулярно пучку протонов. При этом на ленте самописца регистрировалось изменение плотности пучка J с изме-

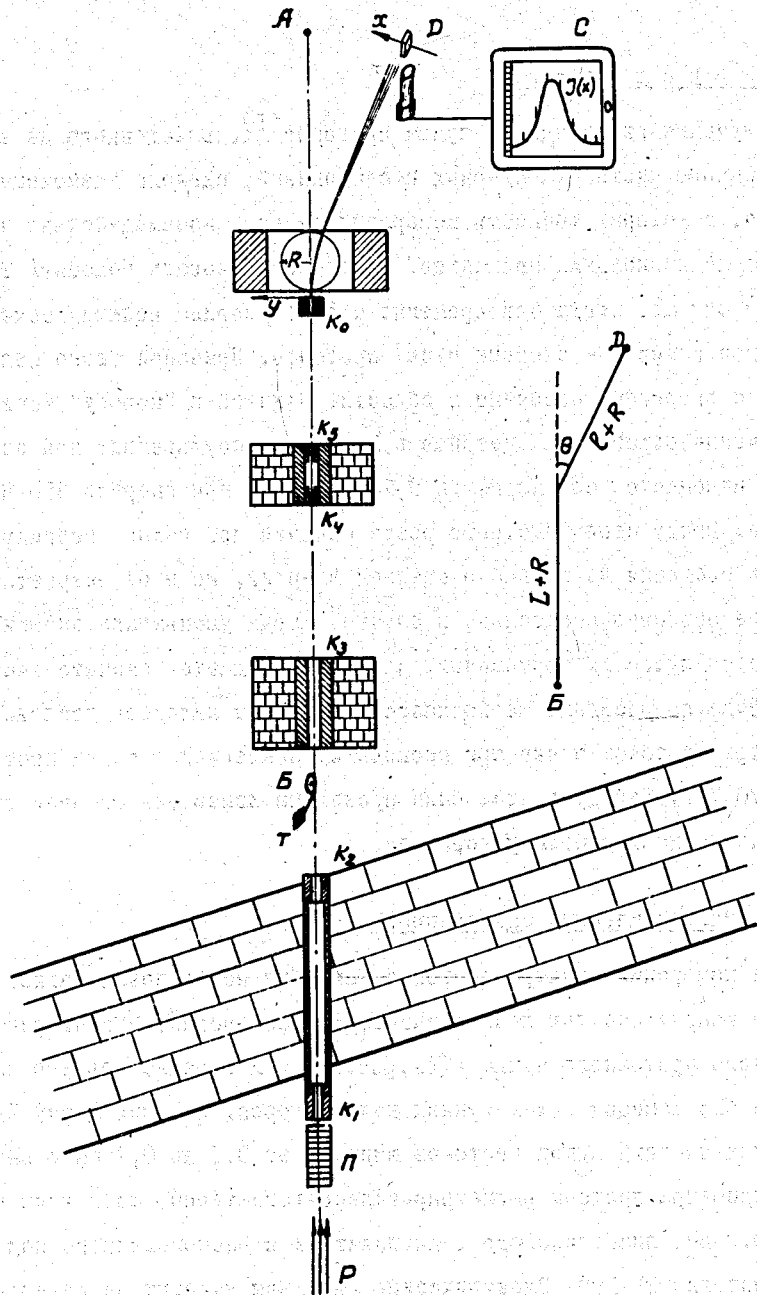


Рис. 1. Схема опыта. Р - протонный пучок, П - полиэтиленовый поглотитель, $K_0 \div K_5$ - коллиматоры, Д - детектор протонов, С - самопишущий потенциометр, Б - блок для натяжения нити.

нением координаты x (см. рис. 1). Типичная кривая $J(x)$ приведена на рис. 2. Одновременно на ленту самописца наносились координатные метки, так что значение координаты x могло быть определено с точностью 0,02 см. В установке использовался еще один детектор, подобный описанному выше, при помощи которого регистрировалось изменение интенсивности пучка протонов во времени. Весь цикл измерения кривой $J(x)$ длился 7 минут. В течение этого времени магнитное поле отклоняющего магнита изменялось не более, чем на 0,05%.

Как видно из рис. 2, функция $J(x)$ хорошо описывается кривой Гаусса. Дисперсия этой кривой σ определяется несколькими факторами: разбросом пучка по энергии, рассеянием протонов пучка в воздухе, шириной коллиматоров и толщиной сцинтиллятора. Каждый из перечисленных факторов характеризуется соответствующей дисперсией σ_i , дающей вклад в полную дисперсию σ . Предварительные эксперименты, выполненные с дифференциальной ионизационной камерой⁽²⁾, показали, что средний разброс пучка по энергии составляет около 3 Мэв. Этой величине соответствует дисперсия $\sigma_E = 0,1(1 + \ell/R)$ см при максимальном токе магнита спектрометра (R и ℓ показаны на рис. 1). Наименьший размер коллиматоров (d_1) и сцинтиллятора (d_2) в описываемых опытах был равен 0,1 см. Так как должно выполняться неравенство $d_1, d_2 \ll \sigma_E$, величина ℓ ограничена снизу: $\ell \geq 2R$. Расстояние ℓ нельзя выбрать и очень большим, ибо рассеяние в воздухе после коллиматора K_0 быстро растет с увеличением ℓ : $\sigma'_S \approx 0,12(1 + \ell/2R)^{3/2}$ см. При больших ℓ отношение σ_E/σ'_S падает, как $\ell^{-1/2}$. Однако, в интервале $\ell < 10R$ это отношение практически постоянно. Таким образом, ℓ должно лежать в пределах: $2 \leq \ell/R \leq 10$. Расстояние ℓ было выбрано нами равным 4 м, что обеспечивало разрешение спектрометра $dE/E dx \approx 1\%/см$. Отношение σ_E/σ'_S при этом равнялось 0,7. Наряду с рассеянием протонов в воздухе после коллиматора K_0 следует учитывать также рассеяние в воздухе между коллиматорами. Оценка соответствующей дисперсии σ''_S (эта дисперсия пропорциональна величине $1 + \ell/2R$) показывает, что в нашем случае $\sigma_E/\sigma''_S = 0,7$. Таким образом, рассеяние в воздухе дает основной вклад в полную дисперсию σ . Для уменьшения величины σ_S на пути пучка была помещена тонкостенная полиэтиленовая труба, наполненная гелием, что позволило ослабить рассеяние в несколько раз.

Энергетический спектр протонов может быть найден путем сравнения кривых $J(x)$, измеренных с включенным магнитным полем ($J_H(x)$) и без поля ($J_0(x)$). Для измерения $J_0(x)$ детектор перемещался в точку А (см. рис. 1). Дисперсия σ_E определяется при этом, как разность $(\sigma_H^2 - \sigma_0^2)^{1/2}$, где σ_H и σ_0 - дисперсии функций $J_H(x)$ и $J_0(x)$. В экспериментах, выполненных без применения гелия, отношение

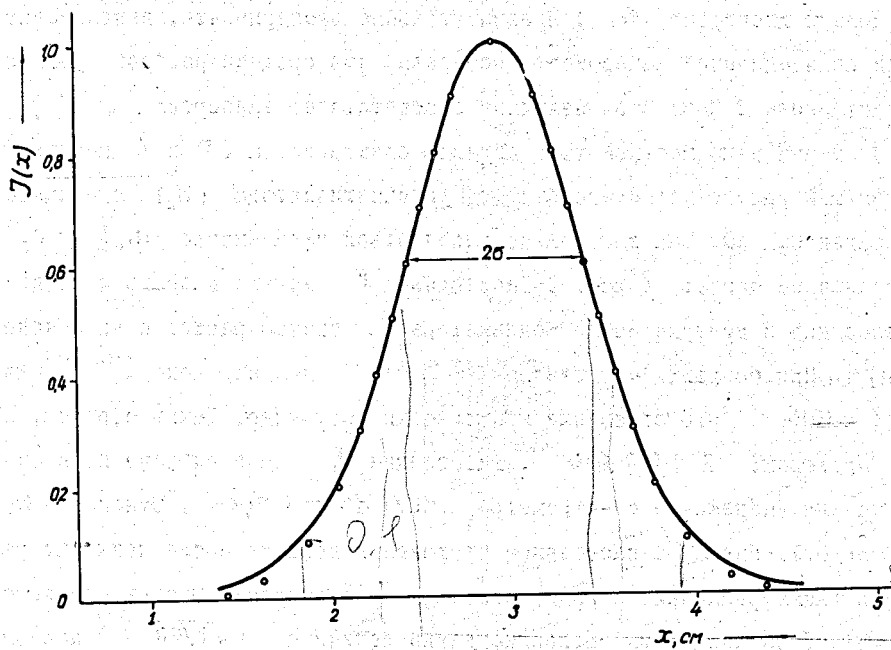


Рис. 2. Измеренная зависимость $J(x)$ /сплошная кривая/. Кружками указаны значения функции Гаусса со стандартом σ .

σ_E/σ_0 равнялось 0,5. Величина среднего разброса пучка по энергии в этом случае определялась с точностью $\approx 0,6$ Мэв, но относительно формы энергетического спектра нельзя было высказать определенного суждения. Использование гелия увеличило отношение σ_E/σ_0 в 2,5 раза, что позволило достаточно точно определить и дисперсию σ_E , и форму спектра. Функция $F(x)$, описывающая спектр, может быть найдена путем решения интегрального уравнения:

$$J_n(x) = \int_0^{\infty} J_0(x-\xi) F(\xi) d\xi \quad (1)$$

Энергетический спектр протонов выведенного пучка оказался симметричным. Он хорошо описывается кривой Гаусса:

$$\Phi(E) \sim \exp\left\{-\frac{(E-\bar{E})^2}{2\Delta_E^2}\right\} \quad (2)$$

При энергии протонов $\bar{E} = 665$ Мэв величина Δ_E найдена равной $(3,0 \pm 0,6)$ Мэв (измерения без гелия) и $(2,7 \pm 0,3)$ Мэв (измерения с гелием). Среднее взвешенное равно:

$$\Delta_E = (2,8 \pm 0,3) \text{ Мэв.}$$

Градуировка спектрометра (т.е. определение величин \bar{E} и dE/dx) была осуществлена методом токонесущей нити (см. ниже).

Найденная в настоящей работе величина дисперсии Δ_E отличается от оценки $\Delta_E \approx 4$ Мэв, полученной в работе⁽³⁾ методом ионизационной камеры⁽⁴⁾. Причиной этого расхождения является, как показано в⁽²⁾, завышение величины Δ_E в работе⁽⁴⁾, авторы которой не учли влияния рассеяния протонов.

Методом, описанным выше, было проведено измерение спектров протонов и при более низких энергиях, когда пучок тормозился, проходя через полиэтиленовый поглотитель (см. рис.1). При уменьшении энергии протонов разброс пучка по энергии возрастает из-за увеличения ионизационных потерь и дисперсии типа "страглинг", возникающей благодаря флуктуациям ионизационных потерь. Поэтому относительная дисперсия Δ_E/E быстро растет по мере торможения протонов, что значительно облегчает процедуру измерения. Так, при $E = 185$ Мэв гелий можно уже не использовать и применять широкие ($0,7$ см) коллиматоры, ибо даже в этом случае $\sigma_E/\sigma_0 = 2,5$. Функции $J_n(x)$ и $J_0(x)$, измеренные при малых энергиях протонов, совпадают с кривыми Гаусса. Отсюда следует, что спектры протонов $\Phi(E)$ при малых энергиях имеют форму кривых Гаусса (2). Одновременно это подтверждает ранее сделанный вывод о том, что спектр незаторможенного пучка описывается кривой Гаусса.

Измеренные при помощи спектрометра дисперсии Δ_E приведены на рис.3. Там же помещены данные об относительном изменении величины Δ_E с энергией, полученные при

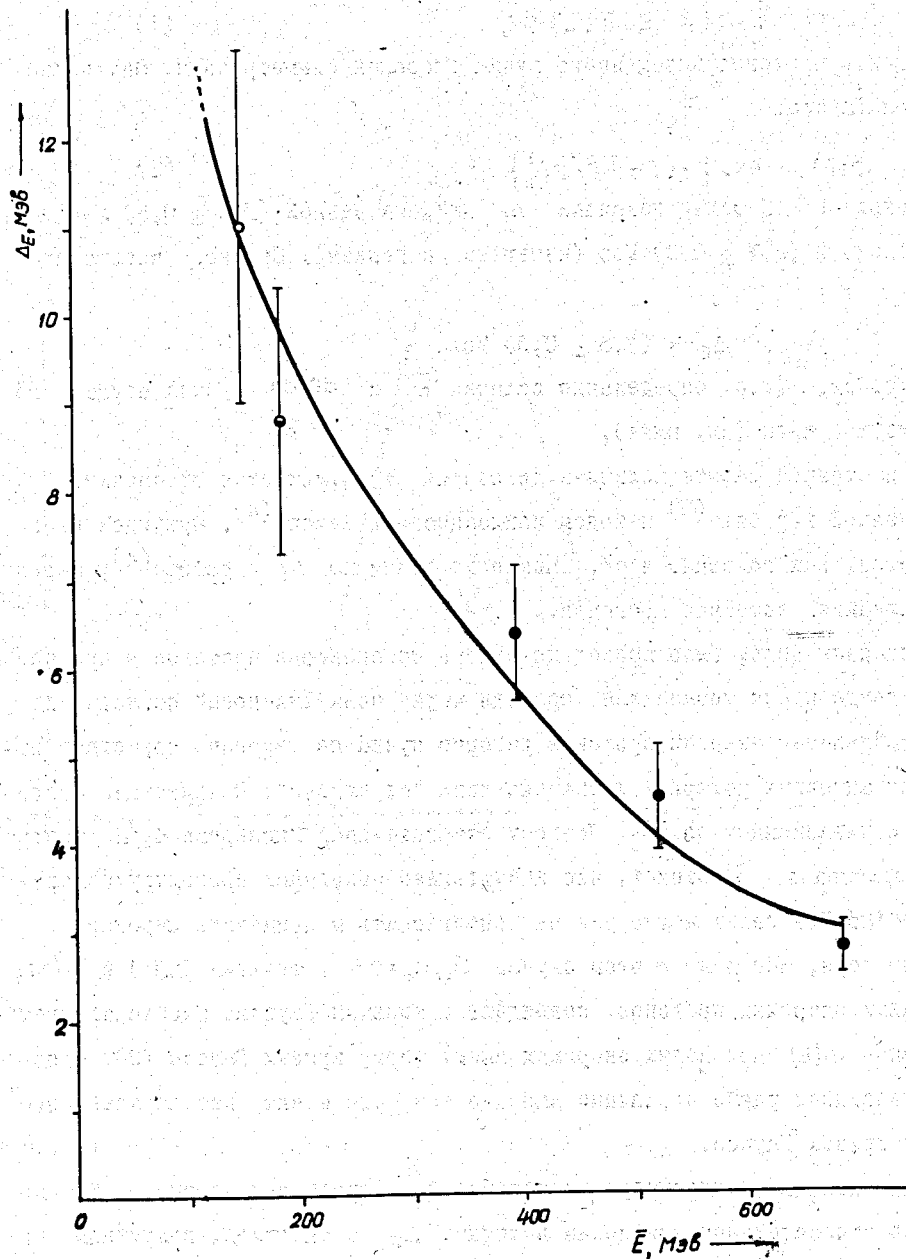


Рис. 3. Дисперсия пучка ΔE при различных энергиях протонов \bar{E} . \bullet - измерено при помощи спектрометра, \circ - измерено при помощи дифференциальной ионизационной камеры. Сплошная кривая - теоретическая зависимость дисперсии от энергии.

помощи камеры, описанной в работе⁽²⁾. Результаты эксперимента согласуются с теоретической зависимостью, построенной с учетом роста ионизационных потерь и дисперсии типа "страглинг".

3. Средняя энергия протонов.

Наиболее распространенным способом определения средней энергии выведенного пучка является измерение пробега протонов при помощи ионизационной камеры^(4,3). Однако этот метод в том виде, как он описан в работе⁽⁴⁾, приводит к систематической погрешности (2 + 3 Мэв для $E \approx 650$ Мэв) из-за того, что при обработке кривой Брэгга не учитывается рассеяние протонов. Правильный учет рассеяния устраняет указанную погрешность; однако и в этом случае метод ионизационной камеры не может обеспечить точность измерения энергии лучше, чем 5 Мэв при $E \approx 650$ Мэв, так как ионизационный потенциал, который входит в соотношение "пробег-энергия", не известен достаточно точно.

Метод измерения угла излучения Черенкова^(4,3) позволяет непосредственно определить скорость и энергию протонов. Этот метод наиболее точен при малых энергиях протонов. С ростом энергии точность его падает и при $E \approx 650$ Мэв составляет 2 Мэв. Оптический прибор, при помощи которого измеряется угол излучения Черенкова, весьма сложен, что ограничивает возможности практического применения этого метода.

Для измерения средней энергии протонов нами был использован метод токонесущей нити⁽⁵⁾. Он подробно описан в работе⁽⁶⁾, поэтому в настоящей работе мы ограничимся лишь кратким рассмотрением некоторых вопросов, связанных с применением этого метода для измерения энергии протонов с точностью, лучшей, чем 1 Мэв, при $E \approx 650$ Мэв. Схема измерений представлена на рис. I. Тонкая гибкая проволока-нить закреплена одним концом в центре детектора (перед сцинтиллятором) и проходит через магнит и коллиматоры, повторяя путь пучка протонов. В точке Б расположен блок, при помощи которого нить натягивается грузом Т. Через нить пропускается ток i . Если Т, i и средний импульс протонов пучка Р удовлетворяют соотношению

$$P = c g T / i, \quad (3)$$

где c - скорость света, g - ускорение силы тяжести^{x/}, то проекция нити и пучка на горизонтальную плоскость совпадают. Располагая детектор так, чтобы сцинтиллятор находился в максимуме кривой $J(x)$, совмещая нить с центром щели коллиматора K_0 и измеряя при этом положении нити ток i , можно найти величину Р с большой точно -

^{x/} Значение $c g$ на широте Дубны равно 2,9426, если Т измерять в граммах, i - в амперах, а Р - в Мэв/с.

стью.

Соотношение (3) справедливо, если нить абсолютно гибка и незесома. Наличие упругих свойств у нити приводит к появлению момента, противодействующего магнитно-электрическим силам. Значение импульса, вычисленное по формуле (3), отличается вследствие этого от истинного на величину

$$5 \cdot 10^3 P d^4 / T \quad (4)$$

(для медной проволоки). Здесь d - диаметр нити в см. Знак этой поправки определяется направлением движения нити к положению равновесия, а так как нить все время совершает малые колебания относительно положения равновесия из-за случайных изменений тока и магнитного поля, фактор (4) играет роль случайной погрешности и должен быть включен в общую погрешность однократного измерения величины импульса P . Погрешность (4) уменьшается в 2-3 раза, если перед измерением проволоку отжечь путем пропуска через нее большого тока.

Наряду с поправкой (4) следует учитывать провисание нити под действием собственного веса, которое характеризуется фактором

$$d^2 \ell_0^2 / T \quad (5)$$

Здесь ℓ_0 - длина нити. Нить располагается поэтому ниже траектории пучка, что существенно, если магнитное поле неоднородно. Соответствующая поправка может быть определена экспериментально путем перемещения нити по вертикали. В нашем случае эта поправка не превышала 0,05%.

Из (5) следует, что длину нити ℓ_0 нужно выбирать по возможности малой. Однако, с уменьшением длины нити падает точность измерений, ибо

$$\Delta y / \Delta P \approx L (\ell_0 - L - R) \sin \theta / P \ell_0 \quad (6)$$

(см. рис. I). Минимальная длина ℓ_0 определяется точностью Δy_{\min} , с которой нить может быть установлена в центре щели коллиматора K_0 . В нашем случае $L = 9$ м, $\ell_0 = 16$ м, а $\Delta y_{\min} = 0,03$ см. Нить устанавливалась в центре щели автоматически при помощи контактного устройства. Погрешность $\Delta P / P$, определяемая соотношением (6), составляла 0,03%.

Как видно из (4,5), поправки быстро уменьшаются с уменьшением диаметра нити. Так, измеренная при $T = 100$ г и $d = 0,01$ см поправка (4) оказалась равной 0,4% (для $P = 1300$ Мэв/с), а при $d = 0,013$ см поправка равна 1,0% (медная, неотожженная проволока). Использовать проволоку диаметром менее 0,005 см при длине $\ell_0 \approx 10$ м практически трудно. Дальнейшее уменьшение поправок (4,5) может быть достигнуто лишь за счет увеличения веса груза T . Одновременно необходимо увеличить и ток i в соответствии с соотношением (3). Величины T и i ограничены механической прочностью

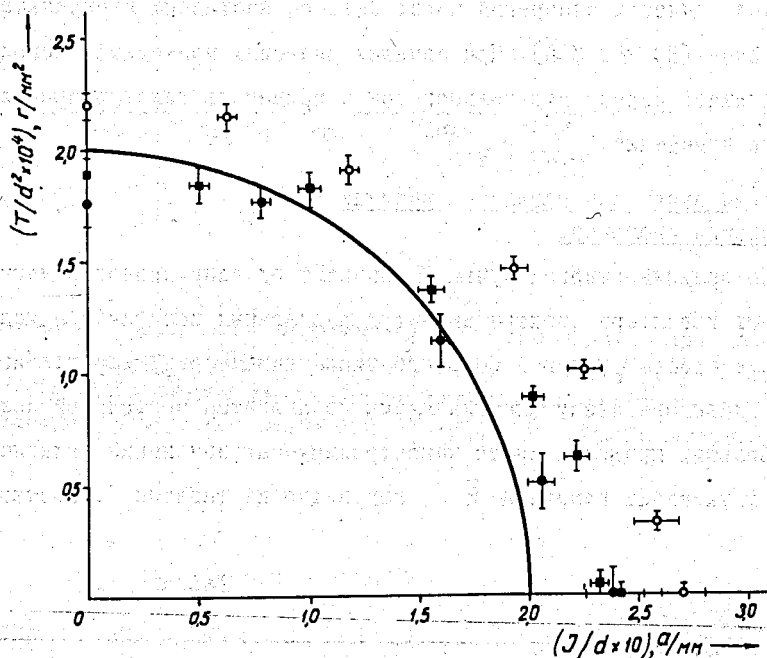


Рис. 4. Зависимость между максимальным током через нить i и грузом T , при котором происходит разрыв нити. \bullet , \blacksquare , \circ измерено для медной проволоки диаметром, соответственно, 0,0063; 0,0099 и 0,0155 см. Сплошная кривая - окружность 7%.

проволоки. На рис.4 приведена зависимость тока i от груза T , при котором происходит разрыв проволоки. Для медной проволоки граница области допустимых значений T и i приближенно описывается уравнением окружности (см.рис.4):

$$(T/d^2 \times 10^4)^2 + (i/d \times 10)^2 = 2^2 \quad (7)$$

которое удобно использовать при выборе оптимальных значений T , i и d . (T измерено в граммах, i - в амперах, d - в миллиметрах). В настоящей работе измерения были выполнены при $d = 0,01$ см, $T = 100$ г. Ток i менялся в пределах $0,2 \pm 1,0$ а. Величины T и i были измерены с точностью, лучшей $0,05\%$, что позволило определить среднюю энергию пучка \bar{E} с погрешностью, меньшей чем 1 Мэв:

$$\bar{E} = (667,1 \pm 0,7) \text{ Мэв}$$

(на выходе из камеры ускорителя).

Указанная точность измерений может быть осуществлена в ограниченном диапазоне энергий протонов ($E > 250$ Мэв). При меньших энергиях приходится использовать малый груз T , пропускать через нить большой ток и применять толстую проволоку, что снижает точность измерений.

4. Энергия пучка при различных режимах ускорения протонов.

Величина средней энергии пучка \bar{E} зависит от напряженности магнитного поля ускорителя, от характера спектра амплитуд радиальных колебаний и условий вывода пучка, т.е. является функцией большого числа параметров, характеризующих работу ускорителя. Благодаря этому энергия пучка не является постоянной величиной, а изменяется в небольших пределах из-за неконтролируемых изменений ряда параметров ускорителя. Эти флуктуации величины \bar{E} , как видно из таблицы I, составляют несколько Мэв.

Таблица I.

Дата измерения	5.7.57	3.8.57	20.8.57	3.5.58.	5.6.58	29.7.58	20.8.58	12.10.58
E Мэв	671,0 \pm 1,5	667,8 \pm 1,0	667,1 \pm 0,7	658,8 \pm 1,0	669,3 \pm 1,0	666,3 \pm 1,0	665,3 \pm 1,0	663,2 \pm 1,0

Погрешность относительных измерений четырех последних величин составляет 0,5 Мэв (в относительных измерениях использовалась дифференциальная ионизационная камера⁽²⁾)

Величину \bar{E} можно изменять в некоторых пределах путем подбора соответствующего режима ускорения. Необходимость подобного "регулирования" энергии пучка встречается при выполнении ряда экспериментов, в которых требуется соблюдать постоянство энергии пучка протонов. Как показали измерения, энергия \bar{E} существенно зависит от напряженности магнитного поля ускорителя (см.рис.5). "Регулирование" величины \bar{E} в не-

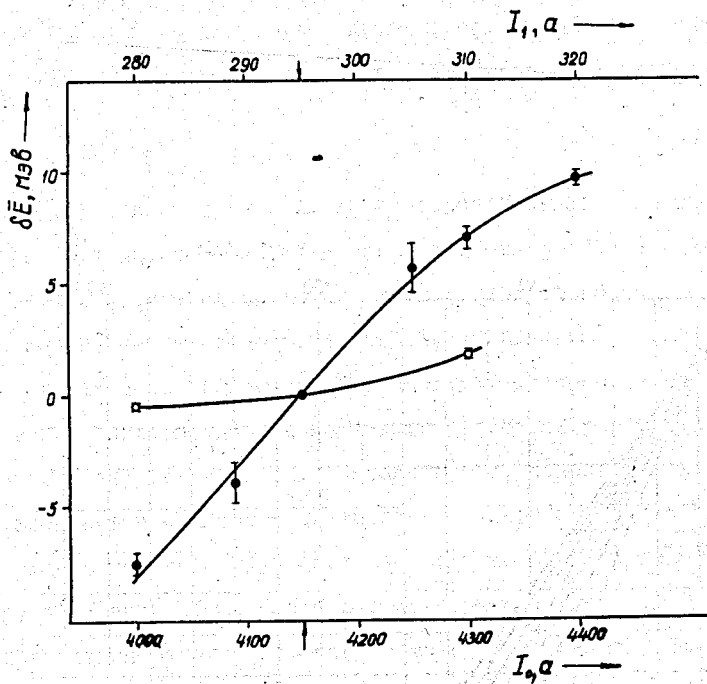


Рис. 5. Изменение средней энергии протонного пучка при изменении величины тока I_0 магнита ускорителя / \bullet / и тока I_1 через обмотку, корректирующую положение медианной плоскости магнитного поля / \square /. Стрелками указаны значения I_0 и I_1 в обычном рабочем режиме.

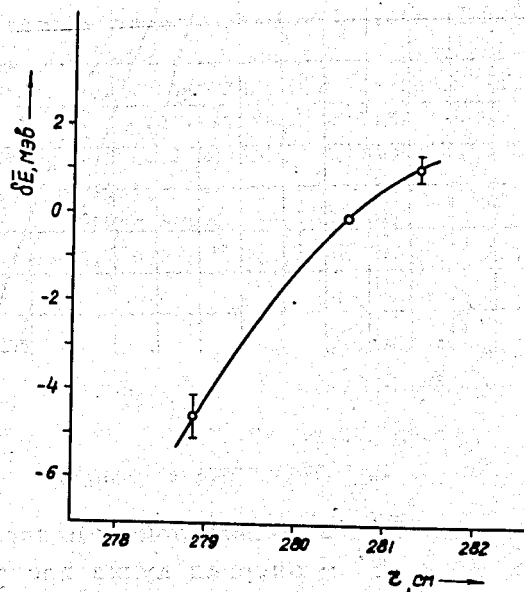


Рис. 6. Изменение средней энергии протонного пучка при изменении положения z регенератора /деталь устройства, при помощи которого осуществляется вывод пучка /1/ /.

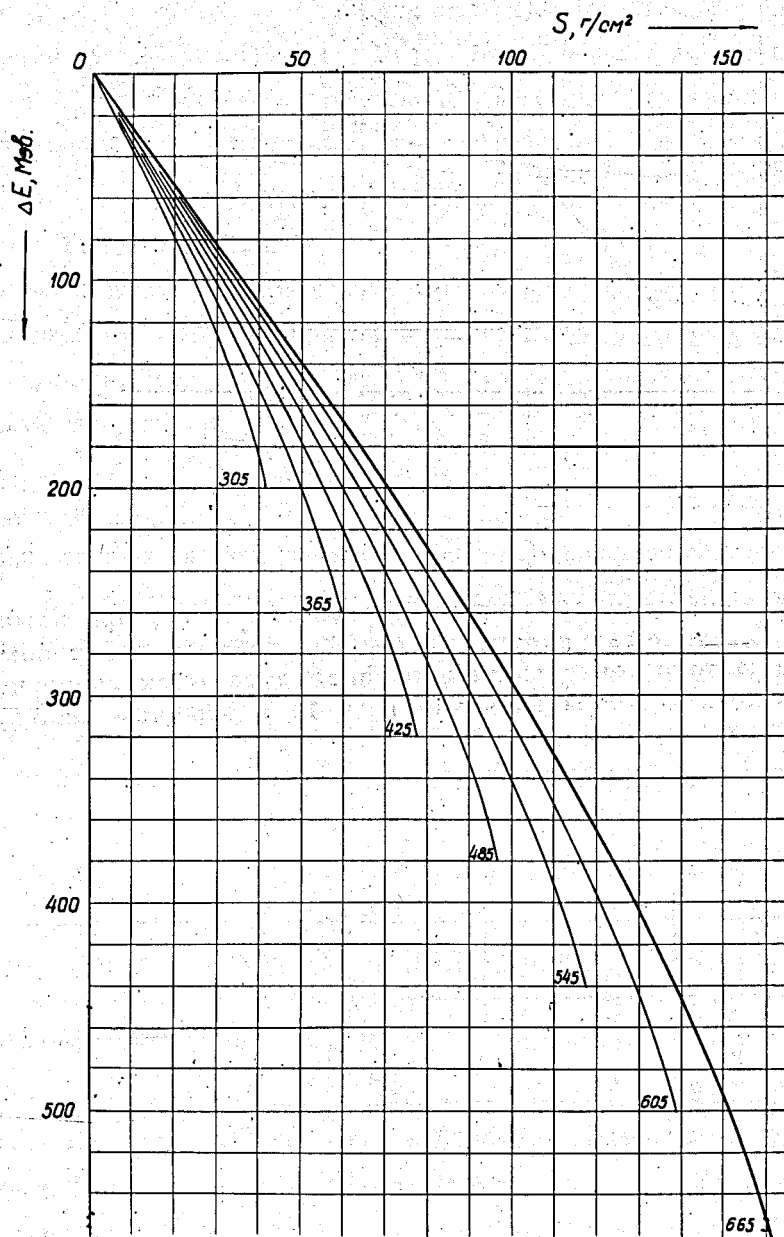


Рис. 7. Сброс энергии $\Delta E = \bar{E} - \bar{E}'$ в полиэтиленовом поглотителе толщиной S / здесь \bar{E} и \bar{E}' - энергия пучка протонов до и после поглотителя/. Цифры у кривых указывают соответствующие значения \bar{E} .

больших пределах может быть достигнуто также путем изменения условий вывода пучка (см.рис.6). Использование указанных приемов позволяет увеличить энергии пучка до значения

$$\bar{E}_{\max} = 683 \text{ Мэв.}$$

При этом интенсивность-выведенного пучка протонов снижается на три порядка.

Как было ранее указано, измерения энергии пучка особенно важны, если в эксперименте применяется торможение протонов пучка (метод торможения пучка весьма распространен, он использовался в десятках работ, выполненных в лабораториях различных стран). В этом случае надо либо определять энергию заторможенного пучка (что неудобно, так как толщину поглотителя обычно меняют несколько раз в течение эксперимента), либо точно измерять энергию незаторможенного пучка, используя затем для нахождения энергии заторможенного пучка соотношение "сброс энергии в поглотителе - толщина поглотителя". Эта зависимость была нами измерена для полиэтилена $(\text{CH}_2)_n$ (она пригодна и для парафина) в области 150 + 665 Мэв и приведена на рис.7. Отметим, что использование для определения энергии протонов обычного соотношения "энергия-пробег" вместо указанного выше соотношения "сброс энергии - толщина поглотителя" нежелательно, ибо оно приводит к большим погрешностям, особенно в области малых энергий заторможенного пучка. Так, если соотношение "энергия-пробег" известно с точностью 2 Мэв при $E = 650$ Мэв (т.е. 0,4%), то при торможении пучка до 100 Мэв погрешность в определении энергии увеличивается до 6 Мэв и составляет уже 6%, т.е. возрастает в 15 раз.

В заключение мы пользуемся случаем поблагодарить А.А.Тяпкина за обсуждение результатов настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. В.П.Дмитриевский, В.И.Данилов, Ю.Н.Денисов, Н.Л.Заплатин, В.С.Катышев, А.А.Кропин, А.В.Честной . ПТЭ, I, II, 1957.
2. И.М.Василевский, Ю.Д.Прокошкин. ПТЭ (готовится к печати).
3. В.П.Зрелов, Г.Д.Столетов. Атомная энергия (в печати).
4. R.Mather. Phys.Rev., 84, 181, 1951. R.Mather, E.Segre. Phys.Rev., 84, 191, 1951.
5. J.J.Thomson. Phil.Mag.Ser., 6, 13, 561, 1907.
6. М.С.Козодаев, А.А.Тяпкин. ПТЭ, I, 21, 1956.