

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Piccioni, Phys. Rev. 77, 1 (1950).
2. Н. Биргер, Г. Жданов, В. Полюнов и С. Славатинский, ЖЭТФ, № 5, 1950.
3. G. D. Rochester and C. C. Butler, Proc. Phys. Soc. 61, 307, 535 (1948).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Необходимым условием применения электронных ускорителей (бетатрон, синхротрон) в качестве источника γ -квантов при исследовании различных ядерных реакций (как, например, ядерный фотоэффект, фотоделение и др.) является знание спектра тормозного излучения.

В первых работах, выполненных на бетатронах, использовался упрощённый спектр, близкий по форме к теоретическому, рассчитанному

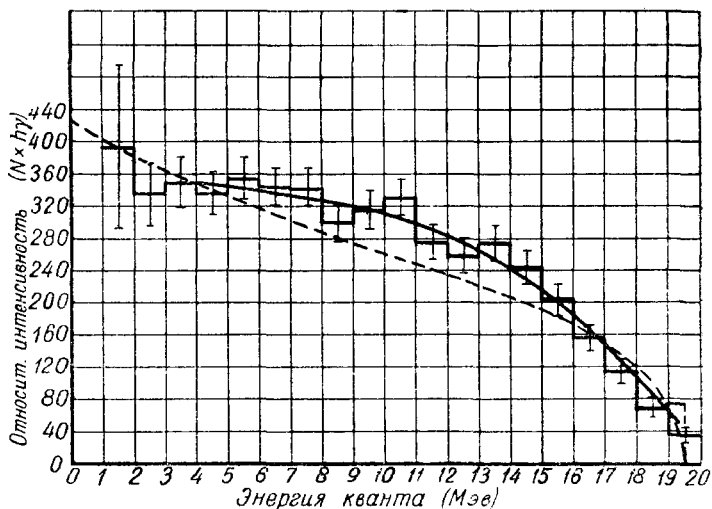


Рис. 1. Спектр тормозного излучения, полученный на бетатроне с энергией электронов 19,5 Мэв в телесном угле $0,24^\circ$. Толщина платиновой мишени — 0,127 мм. Сплошная линия — экспериментальная кривая. Пунктирная линия — теоретическая кривая.

Беге и Гайтлером¹. Результаты исследований спектра, впервые принятых на 2,3 Мэв бетатроне и позднее на 20 Мэв бетатроне^{2,3}, были неудовлетворительными из-за малой точности, достигнутой при измерениях. В работе, проведённой на 22 Мэв бетатроне^{4,5}, авторы находили спектр посредством измерения энергии электронных пар, образованных в наполненной воздухом $p=1,4$ атм камере Вильсона. Коллинированный пучок попадал в небольшую часть объёма камеры через тонкое (0,04 мм Al) окошко. Толщина платиновой мишени ускорителя

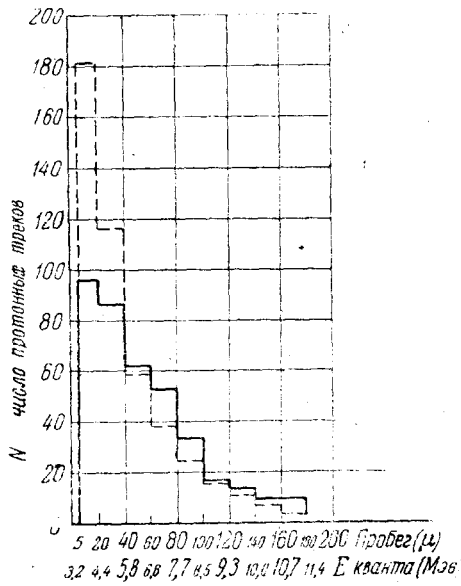


Рис. 2. Зависимость числа протонных треков (N) от энергии кванта E_γ . Сплошная линия — экспериментальная кривая. Пунктирная линия — теоретическая кривая.

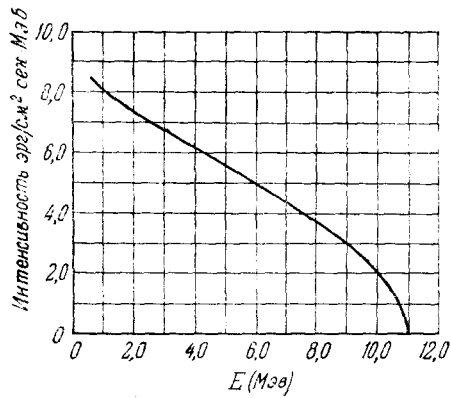


Рис. 3. Спектр интенсивности 10 Мэв бетатрона.

равнялась 0,125 мм. Снимки производились синхронно с пучком через каждые 30 секунд. В результате измерений было отобрано около 1300 пар, радиусы треков электронов и позитронов которых можно было измерить с достаточной точностью. Путём введения поправочных коэффициентов авторы учитывали долю отброшенных частиц.

На рис. 1 изображён полученный в работе спектр тормозного излучения и теоретический спектр, рассчитанный для малого телесного угла на основании теории Бете-Гайтлера.

Расхождение в ходе кривых в области средних энергий, повидному, превышает возможные ошибки опыта.

Другой метод анализа спектра был применён в работе на 10 Мэв бетатроне⁶. Авторы определяли энергию фотонов измерением треков протонов, образующихся при фоторасщеплении дейтерия. Пластинки Ильффорд С-2 с толщиной эмульсии 100 м пропитывались в течение 20 мин. в D₂O при t 25° С. Затем пластинки помещались в пучок перпендикулярно к его оси в 1,5 м от мишени. Было отобрано 312 треков в угловом интервале $\pm 45^\circ$. После введения поправок на зависимость вероятности регистрации полного трека от его длины была получена изображённая на рис. 2 кривая. Пунктиром показана упомянутая выше теоретическая кривая (здесь по оси ординат отложено число протонных треков). На рис. 3 представлен полученный авторами спектр интенсивности.

P.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Bethe and Geitler, Proc. Roy. Soc. **146**, 83 (1934).
2. W. B. Lasich and L. Riddiford, J. Sci Instr. **24**, 177 (1947).
3. Bosley, Craggs, Nach and Paunc, Nature **161**, 1022 (1948).
4. H. W. Koch and R. E. Carter, Phys. Rev. **75**, 1950 (1949).
5. H. W. Koch and R. E. Carter, Phys. Rev. **77**, 165 (1950).
6. P. K. S. Wang and M. Weiner, Phys. Rev. **76**, 1724 (1949).

ЯВЛЕНИЕ ЗАХВАТА ЯДРОМ L_1 -ЭЛЕКТРОНА

Одним из известных типов ядерных превращений является явление K -захвата, при котором ядро взаимодействует с K -электроном атома. Согласно теории β -распада вероятность такого процесса пропорциональна квадрату волновой функции K -электрона в области ядра $\lambda_K \sim |\Psi_K(0)|^2$. Точно так же вероятность захвата ядром L_1 -электрона $\lambda_{L_1} \sim |\Psi_{L_1}(0)|^2$, где $\Psi_{L_1}(0)$ —соответственно волновая функция L_1 -электрона в ядре. Следствием этого является различие в периоде полураспада (T') нейтрального атома Be^7 (K -захватывающий изотоп $T = 52,9$ дня) и ионизованного атома этого же изотопа $Be^{++}(T)$, определяемое отношением волновых функций K - и L_1 -электронов

$$\rho = \frac{T' - T}{T} \approx \frac{|\Psi_{L_1}(0)|^2}{|\Psi_K(0)|^2}.$$

Для Be^7 теоретические вычисления производились по методу Слэтера с учётом экранирования ядра^{1,2} и более точно с использованием волновых функций Фока-Хартри³. В последнем случае учитывалось