

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАК СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В 1934 г. П. А. Черенков¹ обнаружил, что многие жидкости под действием γ -лучей радиоактивных препаратов светятся, и показал, что возникающее свечение не связано с люминесценцией жидкости, а исходит от быстрых электронов, образующихся в жидкости при поглощении γ -лучей. Теоретическое исследование черенковского излучения, произведённое И. Е. Таммом и Г. М. Франком², показало, что его источником

^{*)} Исходя из опытов по захвату медленных мезонов, можно утверждать, что это ядерное сечение должно быть порядка 10^{-39} см²/нуклон.

действительно является сам движущийся электрон, и позволило выяснить условия возникновения такого излучения. Оказалось, что всякая заряженная частица, движущаяся в среде с показателем преломления n со скоростью большей, чем фазовая скорость света $\frac{c}{n}$ в данной среде, становится источником черенковского излучения. Это излучение поляризовано и составляет с направлением движения заряженной частицы угол ϑ , определяемый из следующего условия:

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn}, \quad (1)$$

которое и является условием возникновения черенковского излучения. Тамм и Франк дали также формулу для вычисления потерь энергии на черенковское излучение. В видимой области спектра, где можно пренебречь дисперсией, эта формула принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dL} &= 2\pi \left(\frac{v^2 c^2}{\hbar c^2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2 v^2} \right) \Delta\nu \text{ квантов/см} \approx \\ &\approx 500 \cdot \sin^2 \vartheta \text{ квантов видимого света/см,} \end{aligned} \quad (2)$$

где $\frac{dN}{dL}$ — число квантов видимого света, испускаемых частицей с зарядом Ze на единице длины пути, а $\Delta\nu$ — ширина спектральной области в герцах. Первоначально свойства черенковского излучения были проверены на быстрых электронах, скорость которых практически не отличается от скорости света. В 1950 г.³ черенковское излучение удалось использовать для детектирования быстрых мезонов космических лучей: пучок мезонов проходил через сосуд с дистиллированной водой, и возникающее при этом излучение регистрировалось с помощью фотоумножителя. Очевидно, что такой способ детектирования быстрых частиц является самым безинерционным из всех существующих в настоящее время. Проверка свойств черенковского излучения на тяжёлых заряженных частицах не производилась, так как до недавнего времени не удавалось получать пучки тяжёлых частиц, обладающих скоростями, достаточными для возникновения черенковского свечения в обычных прозрачных для видимого света средах с показателями преломления $n = 1,5-2$. Очевидно, что формула (1) даёт весьма удобный метод точного измерения скорости частицы: для этого необходимо измерить угол ϑ , образованный направлением излучения с направлением движения частицы, и показатель преломления среды n . Обе эти величины могут быть измерены с весьма большой точностью. Целью реферируемой работы⁴ была проверка формул (1) и (2) для пучка быстрых протонов с энергией 340 Мэв ($\beta = 0,68$), ускоренных на циклотроне, и выяснение экспериментальных условий, необходимых для возможно более точного определения скорости протонов по формуле (1). Отклоняющая система циклотрона создаёт хорошо коллимированный пучок протонов с плотностью тока, равной $2 \cdot 10^{-11}$ а/см². Черенковское излучение регистрировалось с помощью фотопластинок, и при такой плотности тока продолжительность применявшихся экспозиций лежала в пределах от 3 минут до 1 часа, в зависимости от условий опыта. Предварительное исследование черенковского излучения от быстрых протонов было произведено в опыте, схема которого приведена на рис. 1а. Этот опыт в принципе повторяет первые измерения, производившиеся Черенковым и другими исследователями. В качестве среды с большим показателем преломления служил прозрачный кристалл хлористого серебра с полированными гранями размером $1 \times 1 \times 1$ см³. Кристалл располагался в центре сферического зеркала, и конус черенковского излучения пересекал зеркало в двух областях,

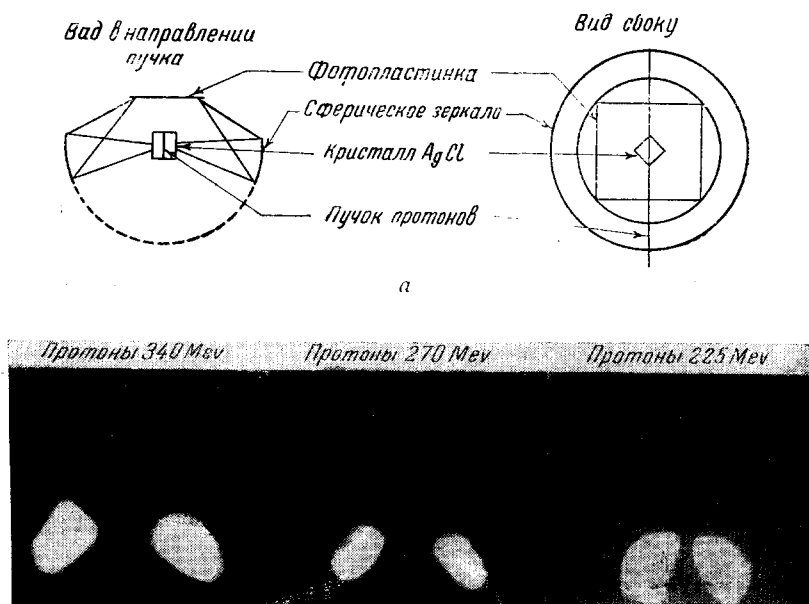


Рис. 1.

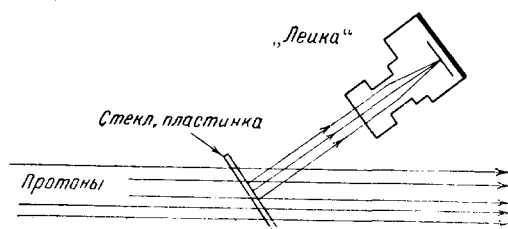


Рис. 2.

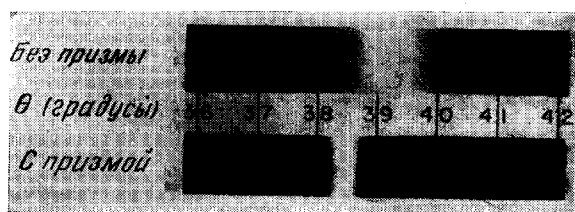


Рис. 3.

расположенных симметрично относительно пучка протонов. Излучение, отражённое зеркалом, попадало на фотопластинку. На рис. 16 показано изображение светящихся частей зеркала, полученное на фотопластинке. Профотометрировав фотопластинку, можно, зная её чувствительность и величину экспозиции, определить интенсивность черенковского излучения. Полученное таким способом значение $\frac{dN}{dL}$ равно 105 квантам на 1 см

пути протонного пучка в кристалле. Формула (2) даёт для $\frac{dN}{dL}$ значение, равное 250 квантам/см пути. Учитывая поглощение излучения в самом кристалле и при отражении от зеркала, такое согласие следует считать хорошим и подтврждающим черенковский характер наблюдавшегося излучения. Очевидно, что значительная величина пятна на фотопластинке делает невозможным достаточно точное определение угла ϑ . Дальнейшее улучшение метода измерений показано на рис. 2. В качестве среды с большим показателем преломления ($n = 1,88$) использовалась плоскопараллельная стеклянная пластинка толщиной $\frac{2}{3}$ мм. Регистрация излучения производилась с помощью фотоаппарата типа «Лейка»

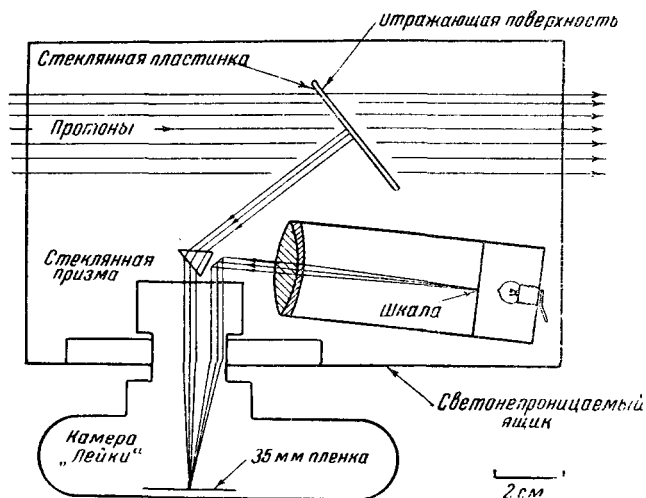


Рис. 4.

с улучшенной оптикой. На верхней части рис. 3 показан снимок, полученный в этом опыте. По горизонтальной шкале на приведённой фотографии отложены значения угла ϑ в градусах. Значительное размытие светового пучка, наблюдаемое и в этом опыте (пучок занимает область углов от 37° до 41°), вызвано главным образом тем, что черенковское излучение имеет непрерывный спектр, и поэтому для различных участков видимого спектра показатель преломления стеклянной пластинки, а следовательно, и угол ϑ различны. Поэтому следующим шагом в увеличении точности измерения угла ϑ было применение ахроматической призмы, с помощью которой на фотопластинке фокусировалось излучение с длиной волны около $\lambda = 5460 \text{ \AA}$. Одновременно на пластинку (рис. 4) проектировалось изображение шкалы, разделённой непосредственно на градусы угла ϑ . На нижней части рис. 3 приведена фотография

светового пятна для этого случая. Из фотографии видно, что при этих условиях угол θ может быть измерен с точностью, близкой к $0,2^\circ$. Наблюдающаяся конечная ширина пятна на фотопластинке объясняется следующими причинами: 1) рассеянием, которое испытывают протоны в стекле; это рассеяние меняет направление движения протонов и размывает положение пятна на фотопластинке; 2) замедлением протонов в стекле, вызывающим уменьшение θ ; 3) дифракцией, вызванной тем, что излучение испускается конечным участком пластинки; 4) расхождением первичного пучка протонов, который не является строго параллельным; 5) хроматическими эффектами второго порядка; 6) недостаточной монохроматичностью протонового пучка. Распределение ошибок, вызванное каждой из

приведённых причин в условиях описываемого опыта, приведено на рис. 5, где по оси абсцисс отложено отклонение от среднего значения угла θ в минутах. Суммарное действие всех этих погрешностей приводит к тому, что энергия протонов измеряется со средней квадратичной ошибкой $\sigma = 3,5$ Мэв. Точность определения скорости протонов или их энергии может быть оценена также по точности, с которой измерялся угол θ и показатель преломления среды n . Авторы дают для θ значение $19^\circ 13' \pm 25'$, а для показателя преломления значение, определяемое с точностью в 0,0003. Такая точность в определении θ и n приводит к тому, что скорость протонов определяется с точностью $\pm 0,0005$, а энергия протонов, соответственно, с точностью $\sigma = 0,8$ Мэв,

которая в четыре с лишним раза меньше указанной выше ошибки $\sigma = 3,5$ Мэв. Это расхождение указывает на то, что точность измерения энергии в этом методе не соответствует степени монохроматичности пучка: если бы пучок протонов был более однородным по энергии и подвергался бы меньшему рассеянию в стекле, его энергия могла бы измеряться с ошибкой около $\sigma = 0,8$ Мэв. В конце работы авторы анализируют каждую из перечисленных выше ошибок и определяют условия измерений, необходимые для того, чтобы суммарное действие всех ошибок было наименьшим. Они указывают, в частности, что ошибка в определении скорости протонов может быть уменьшена в два-три раза, если вместо стекла использовать пластинку полистирена толщиной 0,7 мм, ослабляющую рассеяние протонов. Вообще ошибки 1 и 2 уменьшаются с уменьшением толщины пластинки. Однако

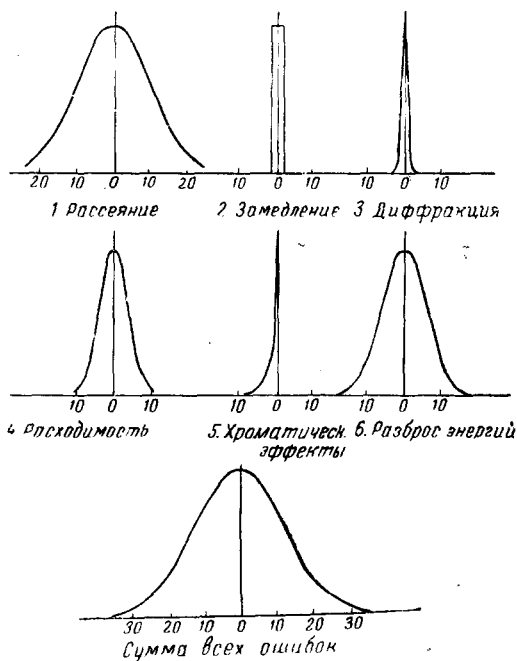


Рис. 5.

уменьшение этой толщины вызывает увеличение диффракционных эффектов. Таким образом, для данного материала пластинки существует оптимальная толщина, обеспечивающая минимальную величину ошибки. Описанный метод измерения скорости и энергии быстрых протонов по своей точности может быть сравним только с методом отклонения частиц в магнитном поле, но обладает, однако, значительными преимуществами перед последним: он очень прост и даёт возможность точно измерить энергию протонов, не ослабляя при этом интенсивности пучка. Это существенно в таких опытах, когда измерение энергии предшествует дальнейшему использованию пучка для каких-нибудь точных измерений. Применение магнитного анализа в подобном случае ослабило бы интенсивность пучка, а соответствующая аппаратура была бы весьма громоздкой.

А. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Черенков, ДАН 2, 451 (1934); С. И. Вавилов, ДАН 2, 457 (1934).
 2. И. Е. Тамм и И. М. Франк, ДАН 14, 107 (1937).
 3. УФН 44, вып. 3, 443 (1951).
 4. R. L. Mather, Phys. Rev. 84, 181 (1951).
-