

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА

Փ. Բ. Արությունյան, Լ. Ա. Անանովա, Ն. Գ. Գրիգորյան

Высоконаправленный черенковский счетчик
 релятивистских частиц

Полное внутреннее отражение часто используется в черенковских счетчиках, однако, связанные с ним возможности полностью еще не изучены. Такие счетчики широко используются для детектирования быстрых заряженных частиц и обладают свойством направленного действия. Если через радиатор с показателем преломления n_1 с плоскими, параллельными основаниями проходит заряженная частица по направлению нормали к основанию, то пороговое значение $\beta_{0 \text{ порог.}}$, выше которого свет черенковского излучения остается в радиаторе, будет:

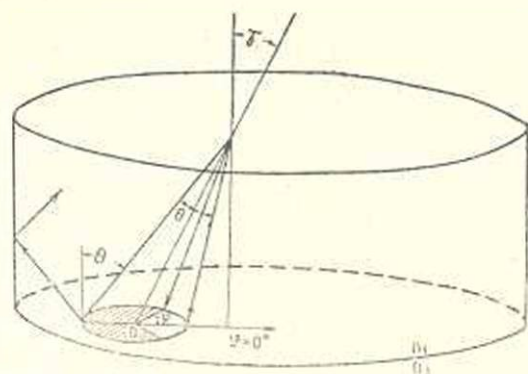
$$\beta_{0 \text{ порог.}} = (n_1^2 - n_2^2)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где n_2 — показатель преломления среды, окружающей радиатор. При этом, регистрируя свет, оставшийся в радиаторе, можно детектировать частицы с $\beta > \beta_{0 \text{ порог.}}$, а регистрируя свет, выходящий из радиатора — с $\beta < \beta_{0 \text{ порог.}}$ [1]. Соответствующим выбором n_1 и n_2 можно добиться регистрации частиц с $\beta \approx 1$.

Для детектирования заряженных частиц и одновременного выделения направления движения был предложен относительно простой черенковский счетчик [2], проверенный затем экспериментально в пучке протонов с энергией до 1 Бэв [3]. Основанный на таком же принципе счетчик [4] был создан для регистрации узко-направленных потоков γ -квантов высоких энергий, испускаемых внегалактическими источниками.

В настоящей работе рассматривается возможность создания порогового черенковского счетчика, использующего принцип полного внутреннего отражения не только на основаниях радиатора, но и на его боковой поверхности и способного детектировать частицы с релятивистскими скоростями, одновременно фиксируя с большой точностью направления их движения. Обозначим через γ угол между направлением движения частицы и нормалью к поверхности радиатора (фиг. 1), θ — угол черенковского излучения, Θ — угол между направлением луча черенковского света и нормалью к нижней поверхности ра-

диатора. При $\gamma = 0$, $\theta = \Theta$ и соблюдении условия (1) все излучение претерпевает полное внутреннее отражение и остается внутри радиатора. В случае же наклонного падения частиц, $\gamma \neq 0$, полное внутреннее отражение для всего света будет при условии, когда $\sin \Theta_{\min} > \frac{n_2}{n_1}$. Наоборот, весь свет выйдет из радиатора, если $\sin \Theta_{\max} < \frac{n_2}{n_1}$. Очевидно, что наименьшее и наибольшее значения угла



Фиг. 1.

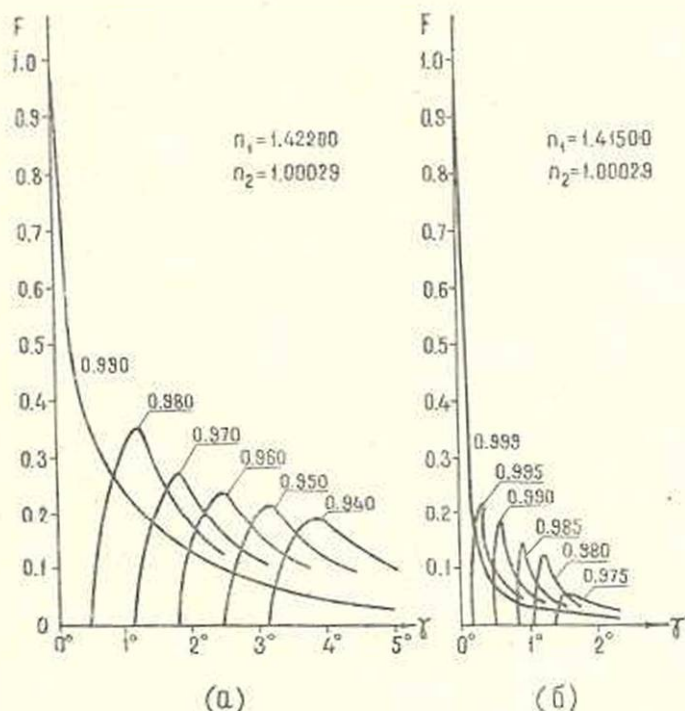
будут соответственно $\Theta_{\min} = |\theta - \gamma|$ и $\Theta_{\max} = \theta + \gamma$. Легко показать, что пороговое значение β_1 , при котором начинает сказываться полное внутреннее отражение, будет:

$$\beta_{1 \text{ порог.}} = \frac{\beta_0 \text{ порог.}}{\cos \gamma + n_2 \cdot \beta_0 \text{ порог.} \cdot \sin \gamma} \quad (2)$$

При наклонном прохождении частиц через радиатор, даже при сохранении условия (1), не все излучение претерпевает полное внутреннее отражение. Отражается только часть черенковского конуса в пределах определенного $|\varphi| < 2\pi$, зависящего от γ (фиг. 1). Эту часть излучения, отнесенную к полному, обозначим через f . При выбранных значениях n_1 и n_2 , вследствие полного внутреннего отражения на нижнем и верхнем основаниях радиатора, f будет зависеть от скорости частицы и угла, под которым частица проходит через радиатор.

После нескольких отражений от нижнего и верхнего оснований радиатора свет достигает ее боковой поверхности, где он может регистрироваться фотоумножителем, приложенным к ней. Если эту боковую поверхность сделать прозрачной, не отражающей, и на фотоумножитель собирать свет, претерпевший также полное внутреннее отражение на всей боковой поверхности, то тем самым можно добиться регистрации частиц, идущих практически в одном направлении. Если f' — доля света, оставшаяся в радиаторе после отражения от ее боковой поверхности, то фотоумножителем окончательно будет собрано $F = f \cdot f'$ часть полного черенковского излучения. На фиг. 2а, б

приведены зависимости F от γ (в области малых углов), рассчитанные для различных величин β соответственно при $n_1 = 1,4220$ и $n_1 = 1,4150$. Подобных значений n_1 можно добиться, используя в качестве радиатора жидкость из смеси воды и глицерина. В качестве среды, окружающей радиатор, принимался воздух при атмосферном давлении ($n_2 = 1,000293$). Из фиг. 2б, например, видно, что фотоумножителем будет собрана большая часть излучения для частицы с $\beta > 0,995$ только в том случае, когда она проходит через радиатор в направлении нормали к его основанию. Если установить уровень амплитудного дискриминатора, на который подаются импульсы от фотоумножителя после предварительного их линейного усиления, соответствующего, скажем, $F = 0,25$, то можно тем самым регистрировать частицы



Фиг. 2. Зависимость количества света F , остающегося в черенковском радиаторе после полного внутреннего отражения на его основаниях и боковой поверхности, от угла γ . Заштрихованная часть конуса черенковского излучения претерпевает полное внутреннее отражение.

с $\beta > 0,995$. Причем будут регистрироваться только частицы, идущие в направлении нормали к основанию радиатора в пределах угла $8'$. Следует подчеркнуть, что рабочая поверхность радиатора (т. е. поверхность оснований радиатора) при этом должна быть выбрана меньше полной настолько, чтобы количество света, непосредственно попадаемого на фотоумножитель без отражения на боковой поверхности, не превышало бы соответствующего установленного порога дискри-

рации. Отмеченная резкая угловая зависимость обязана условию внутреннего отражения на боковой поверхности радиатора. Варьированием n_1 и n_2 можно добиться изменения β регистрируемых частиц и угла, в пределах которого идет частица. В качестве веществ, используемых для данного типа черенковских счетчиков могут использоваться твердое тело+жидкость, жидкость+газ и твердое тело+газ. В последнем случае, например, если радиатор сделан из оргстекла ($n_1 = 1,4950$), то для β , близких к 1, давление газа получается большим ($P_{\text{воздуха}} = 363$ атмосферы, $P_{\text{гелий}} = 164$ атмосферы для $\beta_{\text{порог}} = 1$). Стенки сосуда, в котором находится жидкость-радиатор, должны быть очень тонкими, чтобы черенковское излучение, образованное в них, было бы мало. Кроме того легко показать, что наличие между радиатором и окружающей средой некоторой третьей среды (сосуд) никоим образом не влияет на работу счетчика. Но вместе с тем имеются серьезные допуски на плоско-параллельность оснований радиатора, угол между боковой поверхностью и основаниями, толщину стенок сосуда, если радиатор жидкостной.

Все эти неточности геометрического характера, выраженные в углах для радиатора обычных размеров ~ 10 см, например, для $\beta > 0,995$, не должны превышать $\sim 1'$, что вполне осуществимо технически. Обычные колебания температуры среды вплоть до $\sim 10^\circ\text{C}$ не приводят к недопустимому изменению его показателя преломления (температурный коэффициент для воды равен $8 \cdot 10^{-5} \text{ градус}^{-1}$) и геометрических параметров (коэффициент расширения, например, для глицерина равен $5 \cdot 10^{-5} \text{ градус}^{-1}$, для воды $1,4 \cdot 10^{-5} \text{ градус}^{-1}$).

Разрешение счетчика ограничивается следующими факторами: 1) замедлением частиц в радиаторе, 2) многократным кулоновским рассеянием частицы в радиаторе, 3) дисперсией среды. Самым серьезным из этих факторов является дисперсия среды, которая приводит к $d\beta/\beta \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Многократное кулоновское рассеяние протонов с $\beta > 0,995$ в радиаторе обычной толщины $\sim 1-2$ см не приводит к отклонению, большему, чем это указано выше для неточностей геометрического характера.

Многократное отражение черенковского света от оснований и боковой поверхности радиатора может привести к его достаточной потере. Средний коэффициент поглощения света для длин волн области чувствительности фотоумножителей равен, например, для воды $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Такой коэффициент поглощения практически может привести к тому, что счетчик нельзя будет осуществить с линейным размером, превышающим $\sim 10-15$ см.

Таким образом, с помощью описываемого здесь черенковского счетчика, можно детектировать частицы с такой скоростью, которые обычно детектируются только с помощью газовых черенковских счетчиков. При этом с точностью до нескольких минут можно определить направление движения частицы. Последнее свойство открывает возможность использовать подобные счетчики как годоскопические си-

системы, которые очень просты в исполнении. Разумеется, что совокупность двух таких счетчиков будет работать как система, измеряющая скорость и направление движения частицы.

Поступила 14 III 1963

Յ. Ռ. Հարությունյան, Լ. Ս. Ահանով, Ն. Գ. Գրիգորյան

ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԲԱՐՁՐ ՈՒՂՂՎԱԾՈՒԹՅԱՄԲ ԶԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՇԱՇՎԷԶ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածում գիտարկված է շեմային շերտնկավյան հաշվիչի ստեղծման հնարավորությունը, որը գործում է լրիվ ներքին անդրադարձման սկզբունքով և բնդունակ է գնահատելու սկզբնական արագություններով մասնիկները, միաժամանակ մեծ ճշտությամբ ֆիքսելով նրանց շարժման ուղղությունը:

Օգտագործելով շերտնկավյան լույսի այն մասը, որը մնում է հաշվիչի ներսում նրա հիմքերից և կողմնային մակերևույթից անդրադարձման հետևանքով, հնարավոր է բավականին պարզ հաշվիչի միջոցով գնահատել այն մասնիկները, որոնց համար $\beta > 0,99$, և միաժամանակ չափել նրանց շարժման ուղղությունը մի քանի րոպեի ճշտությամբ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Вовенко А. С., Любимов А. Л., Савин Н. А., Ставинский В. С., Стойчев Т. Т. Черенковский счетчик, использующий полное внутреннее отражение. ПТЭ, **5**, 119, 1960.
2. Hutchinson G. W. Highly directional deektor for cosmic ray particles. Nuovo cimento, **11**, 377, 1959.
3. Booth N. E., Hereford F. L., Hatchinson G. W. Internally reflecting cherenkov counter for high energy protons. Nuclear instruments, **3**, 229, 1958.
4. Fazio G. G., Hafner E. M. Directional high energy gamma ray counter. Rev. of scient. instr., **32**, 697, 1961.