

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

СЗ44.13

3-895

1/11-64.

P-1876



В.П. Зрелов

НЕИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ
ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

ЖТчЭ, 1965, №3, с 100-103.

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1964

P-1678

В.П. Зрелов

НЕИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ
ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

24.61/2 пр.

Направлено в ПТЭ

Объединение ПТЭ
ядерных технологий
БН-СН-ОТБС

В в е д е н и е

Черенковские счетчики полного внутреннего отражения, или, сокращенно, п.в.о., использовались уже неоднократно^{/1-4/}, но все они имели разрешающую способность по скоростям не лучше чем $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 10^{-2}$.

В настоящей заметке рассмотрены два возможных варианта черенковских счетчиков п.в.о., которые в принципе позволяют получать существенно лучшее разрешение, не уступающее даже разрешающей способности дифференциальных газовых черенковских счетчиков.

Основная идея улучшения разрешающей способности черенковского счетчика п.в.о. заключается в использовании комбинации счетчика п.в.о. и дифференциального черенковского счетчика.

Известно, что разрешающая способность дифференциального черенковского счетчика определяется выражением $\frac{\Delta\beta}{\beta} = \operatorname{tg}\theta\Delta\theta$, из которого видно, что для получения высокого разрешения по скоростям можно идти двумя путями: либо работать с малыми θ и $\Delta\theta$, либо с большими θ и очень малыми $\Delta\theta$.

В дифференциальных газовых черенковских счетчиках выбран первый путь, недостатком которого является необходимость использования больших длин газового радиатора вследствие слабой интенсивности излучения при малых θ ($\approx \sin^2\theta$).

Второй путь, о котором пойдет здесь речь, позволяет увеличить чувствительность по $\Delta\theta$, благодаря явлению полного внутреннего отражения, настолько, что даже при $\operatorname{tg}\theta = 1$ можно получать высокое разрешение по скоростям.

Преимуществом этого пути является компактность счетчика вследствие высокой интенсивности излучения при сравнительно малой длине радиатора (≈ 5 см).

Предлагаемый счетчик п.в.о. с высоким разрешением по скоростям может быть осуществлен в двух вариантах.

В а р и а н т 1

Рассмотрим прохождение заряженной частицы через радиатор с показателем преломления n_1 , перпендикулярно границе раздела сред, т.е. так, как показано на рис. 1а).

В этом случае черенковское излучение, испущенное в радиаторе с n_1 под углом θ , будет падать на границу раздела сред под тем же углом, а выходить в среду с n_2 под углом γ , определяемым по обычному закону преломления Снеллиуса:

$$\text{Sin } \gamma = \frac{n_1 \text{Sin } \theta}{n_2}. \quad (1)$$

Продифференцировав (1) по θ , получим:

$$\Delta \theta = n_2 \beta \text{Cos } \gamma \Delta \gamma. \quad (2)$$

При больших γ и малых $\Delta \gamma$ получаются очень малые $\Delta \theta$. Так, при $\gamma = 89^\circ$, $\beta = 1$ и $\Delta \gamma = 10^{-3}$ рад $\Delta \theta = 1,75 \cdot 10^{-5}$ рад.

Таким образом, регистрируя черенковское излучение, выходящее через границу раздела сред под углом γ , близким к $\pi/2$, и при малом $\Delta \gamma$ можно заметить незначительные изменения $\Delta \theta$, а следовательно, и малые изменения в скорости.

Разрешающая способность такого счетчика п.в.о. через γ и $\Delta \gamma$ выражается так:

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{n_2^2 \beta^2}{2} \text{Sin } 2\gamma \Delta \gamma. \quad (3)$$

$$\text{При } \gamma = \frac{\pi}{2} \text{ и } n_2 = 1 \quad \frac{\Delta \beta}{\beta} = \text{Cos } \gamma \Delta \gamma.$$

Поскольку большие углы выхода излучения получаются при углах θ , близких к углу полного внутреннего отражения $\theta^* = \text{arc Sin } \frac{n_2}{n_1}$, то максимальная величина γ , которую можно использовать, будет ограничиваться интенсивностью выходящего излучения (при $\gamma = \frac{\pi}{2}$ она равна нулю).

Зависимость интенсивности черенковского излучения, вышедшего из радиатора $I_{\text{пр}}$, от $\Delta \theta = \theta^* - \theta$ вблизи θ^* в удобной форме дана в ^{15/} и для случая электрического вектора, лежащего в плоскости падения, который осуществляется в нашем случае, имеет следующий вид:

$$I_{\text{пр}}^2 = 32n^4 (n^2 - 1)^{-4} \Delta \theta, \quad (4)$$

где $n = \frac{n_1^2}{n_2^2}$. При $\Delta \theta = 8,7 \cdot 10^{-4}$ рад, $n_1 = 1,450$; $n_2 = 1$ получается, что $I_{\text{пр}} = 36\%$, $\gamma = 87^\circ 27'$. Если при этих же условиях $\Delta \gamma = 10^{-3}$ рад, то согласно (3) $\frac{\Delta \beta}{\beta} = 4,45 \cdot 10^{-5}$. Такая разрешающая способность позволяет разделить, например, π - и K -мезоны с импульсом 45 Гэв/с.

При оценке разрешающей способности мы приняли, что в среде с n_2 излучение практически не расходится, что верно лишь для монохроматического излучения. Однако мы знаем, что черенковское излучение имеет непрерывный спектр, а поэтому влияние дисперсии весьма значительно.

Расходимость черенковского излучения $\Delta \gamma$ в среде с n_2 за счет дисперсии радиатора с n_1 равна:

$$\Delta \gamma_1 = \frac{n_1 \Delta n_1}{n_2^2 \sin r \cos r} \quad (5)$$

Дисперсия показателя преломления среды с n_2 , в которую выходит излучение, уменьшает расходимость, получающуюся за счет дисперсии радиатора на величину

$$\Delta \gamma_2 = - \frac{\Delta n_2 \sin r}{n_2 \cos r} \quad (6)$$

Но при $n_2 = 1$ Δn_2 мало и $\Delta \gamma_2 \ll \Delta \gamma_1$, так что суммарная расходимость $\Delta \gamma = \Delta \gamma_1 + \Delta \gamma_2 \approx \Delta \gamma_1$.

Если радиатор выполнен из стекла 01 ($n_D = 1,4886$), то в диапазоне длин волн $\lambda_1 = 486,1$ нм и $\lambda_2 = 589,3$ нм $\Delta n_1 = 5 \cdot 10^{-3}$, а $\Delta \gamma = 1,7 \cdot 10^{-1}$ рад. При такой большой расходимости $\Delta \gamma$ невозможно получить $\frac{\Delta \beta}{\beta}$ лучше чем 10^{-3} .

Уменьшить $\Delta \gamma$ можно двумя путями: либо сильно ограничивая интервал регистрируемых частот, например интерференционным фильтром (что нежелательно, так как это сильно уменьшает интенсивность излучения, а следовательно, и эффективность регистрации); либо компенсируя расходимость $\Delta \gamma$ ахроматической призмой, так, как это показано на рис. 16).

В последнем случае, если призма работает в минимуме угла отклонения, должно соблюдаться условие:

$$\frac{n_1}{n_2^2 \sin r \cos r} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \text{ рад.} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{(1 - n_{\text{пр}}^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2})^{1/2}} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \text{ пр.} \quad (7)$$

где α — преломляющий угол призмы, $\left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \text{ рад.}$ — дисперсия радиатора и призмы.

Такая ахроматическая призма позволит уменьшить $\Delta \gamma$ до нескольких минут, так, как это имело место в приборе Мазера^{/6/}. Для большего уменьшения $\Delta \gamma$ за призмой последняя может быть выполнена в виде двух-трех отдельных призм с соответствующими α .

Показатель преломления n_1 радиатора счетчика выбирается таким, чтобы угол черенковского излучения θ от наименьшей из анализируемых скоростей превышал угол полного внутреннего отражения θ^* .

Выведение излучения из радиатора с n_1 , возможно лишь при увеличении угла θ^* , что может быть осуществлено путем увеличения n_2 , так как $\theta^* = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$.

Чтобы вывести излучение от частиц в заданном диапазоне $\Delta\beta$ из радиатора n_1 , в среду с n_2 , надо изменить n_2 на величину:

$$\Delta n_2 = - \frac{\Delta\beta}{\beta^2 n_2}. \quad (8)$$

Если $\Delta\beta < 0$, то $\Delta n_2 > 0$. При $\beta = 1$ и $n_2 = 1$ $\Delta n_2 = -\Delta\beta$. Для рабочего диапазона скоростей $\Delta\beta = 10^{-3}$, и при использовании в качестве среды с n_2 газа пентана ($n_D = 1,001$ при давлении в 1 атм) необходимо увеличение давления приблизительно на одну атмосферу.

Обратим внимание на один существенный недостаток такого счетчика, связанный с тем, что счетчик позволяет получать высокое разрешение по скоростям лишь при условии, если естественная расходимость пучка, многократное рассеяние и замедление частиц дают суммарный угловой разброс частиц $\Delta\alpha$, удовлетворяющий условию:

$$\Delta\alpha < n_2 \beta \cos\theta \Delta\tau, \quad (9)$$

т.е. $\Delta\alpha \approx \Delta\beta$.

Конструктивно счетчик может иметь вид, изображенный на рис. 2. Система собирания излучения, вышедшего под скользящим углом из радиатора, состоит из 6 ахроматических призм, цилиндрических фокусирующих линз и 6 фотоумножителей с диафрагмами перед фотоатодами.

В принципе для лучшего собирания излучения и компенсации дисперсии радиатора может быть применена кольцевая призмная система Френеля, подобная использующейся в световых источниках на морских маяках.

Для уменьшения влияния зависимости эффективности регистрации частиц от их расстояния от оси радиатора и для уменьшения aberrаций оптической системы, диаметр, на котором располагаются ахроматические призмы, должен в несколько раз превышать диаметр пучка частиц.

К счетчикам описанного типа можно отнести дифференциальный счетчик Минье и др.^{/7/} с ахроматической системой. Но этот счетчик не позволял получать разрешение $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ лучше чем 10^{-3} , так как в нем использовались углы выхода излучения из радиатора $\tau \approx 43^\circ$.

Недавно появилась работа Содиксона и др.^{/8/} по исследованию упругого рассеяния K^- -мезонов на протонах в области 1 Гэв/с, в которой использовался черенковский счетчик п.в.о. с углом выхода излучения $\tau = 90^\circ$. Но в этом счетчике не использовалась ахроматическая система, а отсюда и низкое его разрешение

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = 2,5 \cdot 10^{-2}.$$

В а р и а н т 2

Пусть частица движется строго параллельно границе раздела сред, так, как показано на рис. 3, причем $n_1 > n_2$.

Используя закон преломления и то, что в данном случае $\sin \phi = \cos \theta = \frac{1}{n_1 \beta}$, получим:

$$\sin r = \frac{1}{\beta n_2} \quad \text{или} \quad \cos \phi = \frac{1}{\beta n_2}, \quad (10)$$

где $\phi = \frac{\pi}{2} - r$ — угол между границей раздела и направлением излучения во второй среде (n_2).

Таким образом, условие появления черенковского излучения в среде с n_2 , но при движении ее в среде с n_1 получается таким, как если бы частица двигалась в среде с n_2 , т.е. определяется обычным пороговым условием для среды n_2 :

$$\beta > n_2^{-1}. \quad (11)$$

На это обстоятельство указывал еще Ван Россум^{/3/}.

Разумеется, условие (11) автоматически удовлетворяет и пороговое условие для среды n_1 ($\beta > n_1^{-1}$), так как $n_1 > n_2$.

Замечательной особенностью рассмотренного случая является то, что разброс по углам $\Delta \phi$ выходящего из радиатора черенковского излучения определяется лишь дисперсией среды, в которую выходит излучение, а не дисперсией радиатора, через который движется частица. Это обстоятельство создает благоприятные условия для точного измерения угла ϕ , а следовательно, и скорости:

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \operatorname{tg} \phi \Delta \phi. \quad (12)$$

Показатель преломления радиатора n_1 выгоднее брать большим, что увеличивает интенсивность черенковского излучения. А показатель преломления n_2 выбирается малым и таким, чтобы черенковское излучение от частиц β_{\max} в исследуемом пучке еще не выходило в среду с n_2 ($\beta_{\max} < n_2^{-1}$).

Поскольку предполагается, что такие счетчики могут использоваться с большим успехом для частиц с $\beta = 1$, то среда с $n_2 = 1$ — это газ при небольшом давлении, а следовательно, дисперсия n_2 до разрежений $\frac{\Delta \beta}{\beta} = 10^{-5}$ не играет роли.

Для проведения анализа частиц, проходящих через радиатор, по скоростям необходимо постепенно выводить излучение в среду с n_2 путем увеличения давления в среде с n_2 (n_2 — газ) до величины $n_2 = \beta_{\min}^{-1}$.

Примерная конструкция счетчика п.в.о. во втором варианте показана на рис. 4. Черенковское излучение, вышедшее из радиатора квадратного сечения после отражения от четырех плоских зеркал фокусируется четырьмя цилиндрическими линзами на четыре фотоумножителя, работающие на совпадение.

Ширина светового пучка, выходящего из радиатора длиной 5 см под углом $\Phi = 1^\circ$, составит всего 0,9 мм без учета дисперсии n_2 , что по сравнению со счетчиком, описанным в первом варианте, облегчает собиране излучения и уменьшает возможные aberrации. Однако изготовление радиатора более сложное, так как излучение приходится выводить через несколько граней (или цилиндрическую поверхность значительного диаметра), а они должны быть строго параллельны и тщательно обработаны.

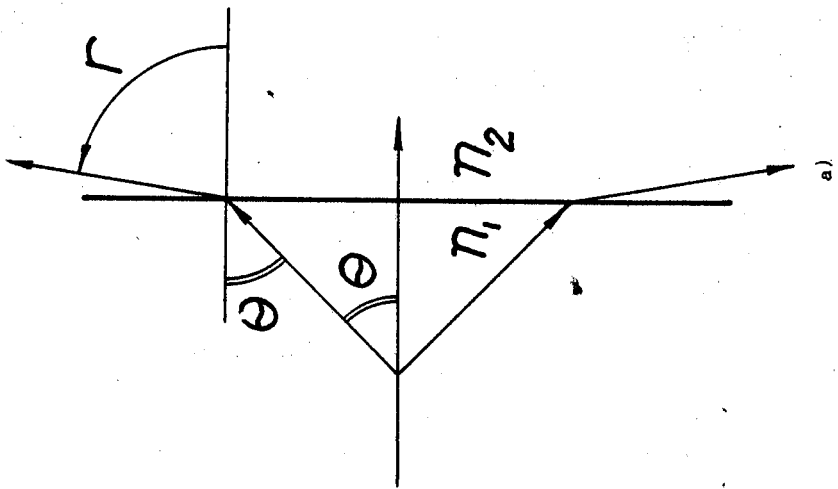
К недостаткам счетчика в этом варианте следует отнести его большую чувствительность к угловой расходимости анализируемых частиц, для которой должно быть соблюдено то же условие (9), что и для счетчика в первом варианте.

Использование двух таких счетчиков, расположенных один за другим, позволит получать высокие разрешения по скоростям, так как один из них будет задавать направление частиц, а другой определять их скорость.

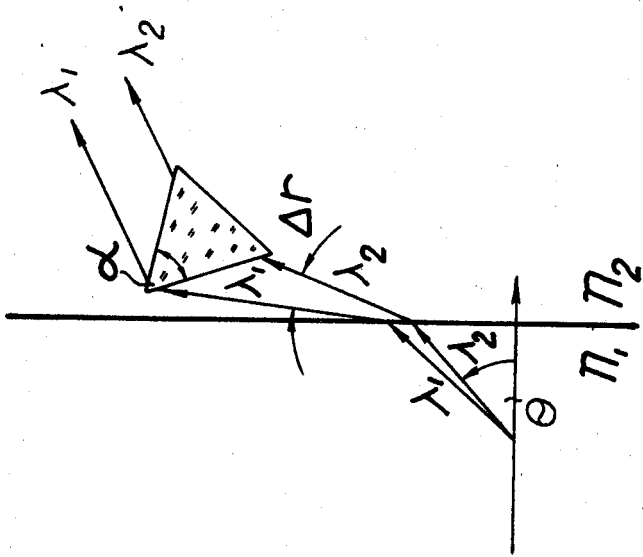
Л и т е р а т у р а

1. V.Fitch and R.Motly, *Phys. Rev.*, 101, 496 (1956).
2. А.С. Вовенко, А.Л. Любимов, И.А. Савин, В.С. Ставникий, Т.Т. Стойчев. ПТЭ, №5, 119 (1960).
3. G.W.Hutchinson, *Progr. Nucl. Phys.*, 8, 197 (1960).
4. В.Г. Вовченко, А.С. Кузнецов, В.В. Свитковский. Дифференцирующий черенковский счетчик. Б1-1872, Дубна, 1962.
5. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, Москва, 1957.
6. R.L.Mather, *Phys. Rev.*, 84, 181 (1951).
7. R.Meunier, J.P.Stroot, B.Leontic, S.Lyndby, P.Duteil, *Nucl. Instr. Meth.*, 17, 20 (1962).
8. L.Sodickson, L.Mamielli, D.Frisch and M.Wahlig, *Phys. Rev.*, 133, 3B, В 757 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1964 г.



a)



b)

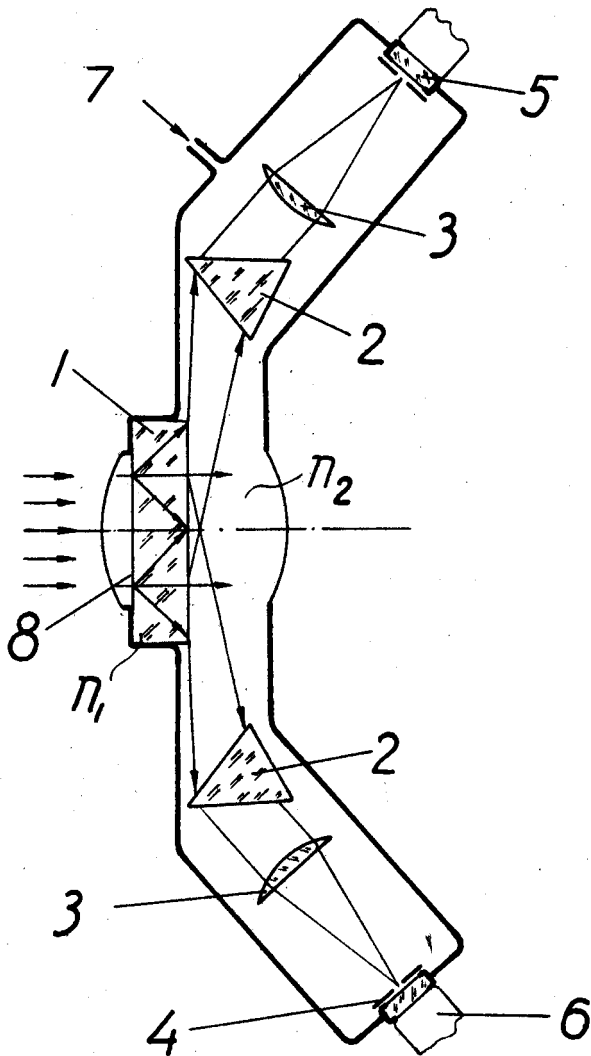
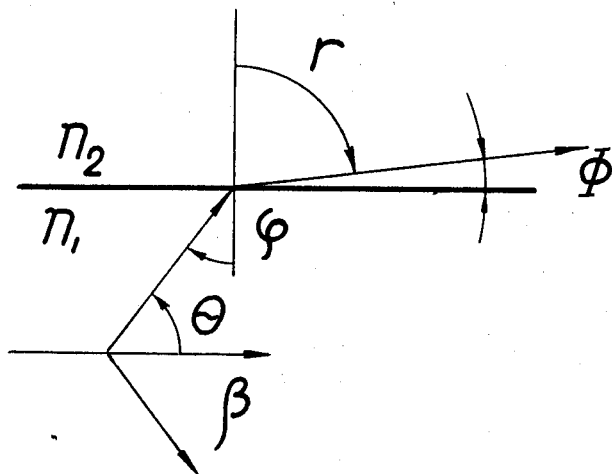


Рис. 2. Схематическое устройство черенковского счетчика полного внутреннего отражения с ахроматической системой (вариант 1). 1-радиатор; 2 - ахроматическая призма; 3 - цилиндрическая линза; 4 - диафрагма; 5 - прозрачное окно; 6 - фотоумножитель; 7 - давление газа; 8 - зачерненная поверхность.



Р и с. 3

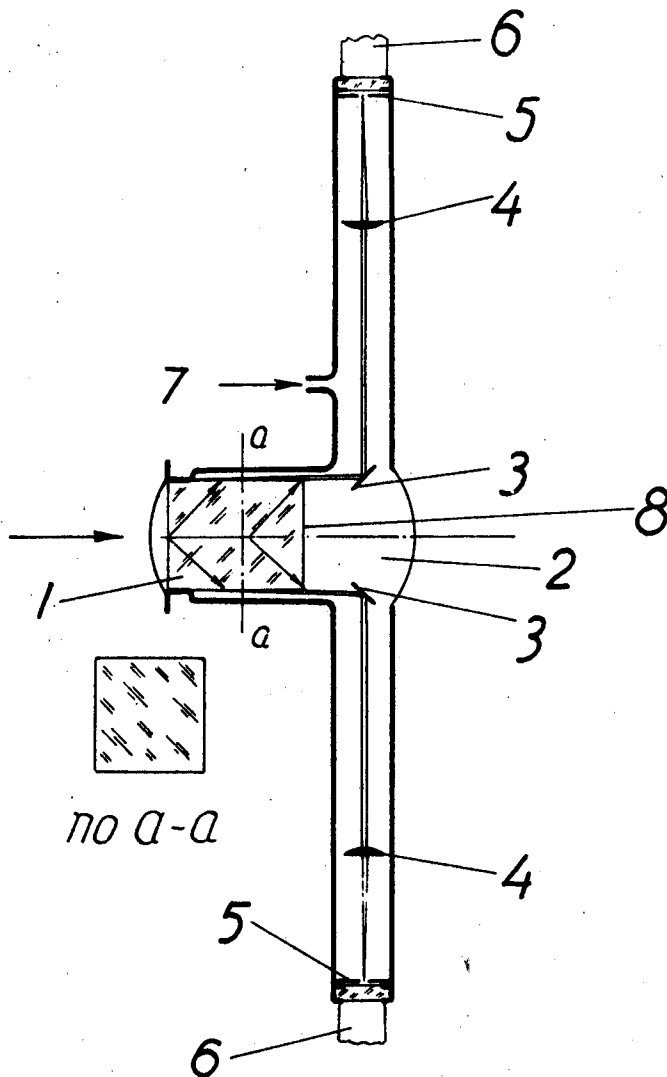


Рис. 4. Черенковский счетчик п.в.о. (вариант 2). 1 - радиатор квадратного сечения; 2 - среда с n_2 (газ); 3 - плоские зеркала; 4 - цилиндрические линзы; 5 - диафрагма; 6 - фотоумножитель; 7 - давление газа; 8 - зачерненная поверхность.