

Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 11, стр. 585 – 588 5 декабря 1973 г.

**ПЕРЕХОДНОЙ ЭФФЕКТ В ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЯХ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Г. М. Гарифян, К. А. Испириян

В последнее время делаются попытки [1 – 3] использовать релятивистский рост ионизационных потерь заряженных частиц в газе пропорциональных счетчиков для идентификации частиц высоких энергий.

При экспериментальной проверке этой возможности в работе [2] было обнаружено, что по неизвестным причинам релятивистский рост ионизационных потерь при $y = E/mc^2 \geq 100$ меньше ожидаемого и составляет 45% от минимального значения энергетических потерь при $y = 2000$ вместо 60%, предсказываемых по теории, учитывающей эффект плотности в газах [4]. В работе [3] было показано, что экспериментально измеренное отношение ионизационных потерь электронов и пионов с импульсами $P = 370 \text{ Мэв/c}$ ($y \approx 740$ и 2,8 соответственно) в лучшем случае составляет 1,45 вместо ожидаемого 1,78. Такое расхождение между экспериментом и теорией является неожиданным, поскольку в случае твердых веществ предсказания теории подтверждаются экспериментом с точностью $\pm 1\%$ [5]. Выяснение причин такого расхождения является важным, так как ослабление релятивистского роста ионизационных потерь приводит к дополнительным трудностям при решении задачи разделения частиц по массам, которая без того сложна из-за флюктуации потерь энергии.

Цель настоящей работы – рассмотреть возможный механизм, объясняющий уменьшение ионизационных потерь релятивистских частиц в газовых счетчиках и обсудить способы, позволяющие уменьшить этот эффект.

Заряженная частица попадает в газ пропорционального счетчика, пройдя через входное окно или стенку счетчика, толщины которых $> 25 \text{ мк}$. В таких толщинах поле частицы успевает заэкранироваться благодаря поляризации атомов среды, поскольку только при толщинах $\ll 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ см}$ частица ионизирует без эффекта плотности [6]. Попав далее в газ счетчика, поле частицы не сразу преобразуется в поле частицы в газе. На некотором расстоянии частица как будто "помнит свое прошлое" и продолжает ионизировать с полем, которое она имела в плотном веществе. Следовательно, на участках траектории, близких к входному окну, ионизация, вызванная частицей, может быть меньше ионизации, производимой на больших расстояниях от окна.

В самом деле, известно, что соответствующая трансформация поля частицы с частотой ω происходит на длине пути, которая в теории переходного излучения называется зоной формирования [7]

$$Z_{cp} (\gamma, \omega, \theta) = \frac{\frac{c}{\omega}}{1 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}, \quad (1)$$

Здесь, $\epsilon(\omega)$ – диэлектрическая постоянная среды, θ – угол излучения¹⁾. Считая частицы крайне релятивистскими, можно в (1) положить $\theta \approx 0$.

¹⁾ Вообще говоря, формула (1) верна для среды с действительным ϵ .

В случае комплексной ϵ , когда $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, она остается в силе, если $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$ и $\theta \ll 1$.

В области частот, где ϵ мало отличается от единицы, записав $\epsilon(\omega) = 1 + \delta(\omega)$, получим

$$Z_{\text{ср}}(y, \omega) = \frac{4 \cdot 10^{-5}}{\hbar \omega (\text{эв}) \left[\frac{1}{y^2} - \delta(\omega) \right]} (\text{см}). \quad (2)$$

Для газов, обычно используемых для заполнения счетчиков (аргон, метан и т. д.), в оптической области частот $\delta \sim 10^{-4}$ (см., например, [8]); в области частот, намного превышающих собственные частоты атомов, $|\delta| \sim 10^{-5}$ и меньше, как это следует из выражения $\epsilon = 1 - (\omega_0/\omega)^2$ ($\omega_0 = \sqrt{4\pi Ne^2/m}$ – плазменная частота), а в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгеновского излучения значения δ сильно зависят от $\hbar\omega$ и в определенных областях частот $\delta \sim 0^{1)}$. Таким образом при $y >> 1$ в областях частот, ответственных за ионизацию атомов газа, знаменатель выражения (3) может быть настолько мал, что $Z_{\text{ср}}$ станет порядка сантиметра и даже больше. Вследствие вышеизложенного переходного эффекта ионизация частицы на таких длинах пути частицы после ее выхода из твердого вещества может быть малой, что приведет к уменьшению релятивистского роста потерь при $y >> 1$.

Ввиду трудности создания теории, учитывающей точные поля частицы и уровни ионизации атомов, для качественных оценок можно поступить следующим образом. Предположим, что начиная с края окна до некоторого расстояния $t_{\text{эфф}}(y)$, ионизация частицы увеличивается линейно²⁾, причем потери энергии на расстояниях, больших $t_{\text{эфф}}(y)$, равны теоретическим потерям энергии с учетом эффекта плотности в газе, а при выходе из твердого вещества – потерям энергии в газе без эффекта плотности, но уменьшенным во столько раз, насколько при данном y потери энергии в твердом веществе окна уменьшаются из-за эффекта плотности [4].

Оценка, произведенная с помощью экспериментальных данных [2] при $y \approx 10^3$ с учетом ошибок, дает $t_{\text{эфф}} \sim 5 \div 15 \text{ см}$. В случае эксперимента [3] $t_{\text{эфф}}$ больше толщины счетчиков $L = 1,2 \text{ см}$. Если в самом деле переходной эффект существует, то отношение ионизации электронов и пионов с импульсами 374 Мэв/с должно быть 1,5 в согласии с наблюдаемым в [3] 1,45, а не 1,78, как ожидается по теории без учета переходного эффекта.

Из вышеизложенного сразу следует способ уменьшения влияния переходного эффекта. Необходимо стенки счетчиков сделать настолько тонкими $\sim 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ см}$, чтобы в них не происходило подавление реля-

¹⁾ В работе [9] для области $\hbar\omega \approx 4 \div 9 \text{ эв}$ приводится экспериментальное значение $\delta \sim 10^{-3}$. Мы не нашли других экспериментальных работ, в которых непосредственно измерено δ при $\hbar\omega \approx 5 \div 1000 \text{ эв}$.

²⁾ Предположение о линейности изменения ионизации эквивалентно экспоненциальному изменению максимального прицельного параметра, принятому в [10].

тивистского роста ионизационных потерь. Это может быть осуществлено или помещением счетчиков в дополнительных барокамерах или изготавлив многосекционные счетчики с тонкими промежуточными стенками

Поступила в редакцию
20 октября 1972 г.

Литература

- [1] P.V.Ramana Murthy. Nucl. Instr. and Meth., 56, 93, 1967.
 - [2] P.V.Ramana Murthy. Nucl. Instr. and Meth., 63, 77, 1968.
 - [3] Z.Dimcovski, J.Favier, G.Charpak, G.Amato. Nucl. Instr. and Meth., 94, 151, 1971.
 - [4] R.M.Steinheimer. Phys. Rev., 88, 851, 1952; 91, 256, 1953; 103, 511, 1956; 145, 247, 1966.
 - [5] A.Gripsin, G.N.Fowler. Rev. Mod. Phys., 42, 290, 1970.
 - [6] Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527, 1959.
 - [7] Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403, 1957.
 - [8] В.П.Зрелов. Излучение Вавилова – Черенкова и его применение в физике высоких энергий, т. II, М., Атомиздат, 1968.
 - [9] A.E.Kingston. Journ. Opt. Soc. Am., 54, 1145, 1964.
 - [10] М.П.Лорикян. Изв. АН Арм. ССР, физика, 1, 259, 1966.
-