

Э. М. Лазнев, В. А. Туманян

Об одной возможности измерения скоростей заряженных частиц

В настоящей заметке рассматривается возможность измерения скоростей заряженных частиц. Идея метода заключается в использовании релятивистского характера взаимодействия пролетающей частицы с полем электромагнитной волны. Релятивистское изменение расстояния между точками встречи частицы с пиками волны предполагается наблюдать по излучению, вызываемому в этих точках ускоренными электронами ионизации.

Возможность измерения скорости частицы при помощи стоячей электромагнитной волны была рассмотрена в работе [1]. В этом случае расстояние между соседними точками встречи пролетающей частицы с пиками электромагнитной волны выражается следующим образом

$$l = \frac{1}{2} \lambda \beta, \quad (1)$$

где λ — длина волны в резонаторе.

β — отношение скорости частицы к скорости света.

В полости резонатора в объеме нескольких см³ была выполнена камера Вильсона и расстояние l измерялось по модуляции следа.

Существенным ограничением метода является медленное изменение β в релятивистской области энергий (см. кривую 1 на фиг. 1). В связи с этим, при продвижении в область больших энергий возникает необходимость прецизионных измерений l , что приводит к непреодолимым трудностям.

Аскарьяном было показано [2], что в случае бегущей электромагнитной волны зависимость l от β должна резко меняться. Рассмотрим характер изменения расстояния между точками встречи пролетающей частицы с пиками бегущей электромагнитной волны в следующих двух случаях.

1. *Фазовая скорость бегущей волны не равна скорости света ($v_\phi \neq c$).*

Тогда выражение для l принимает вид

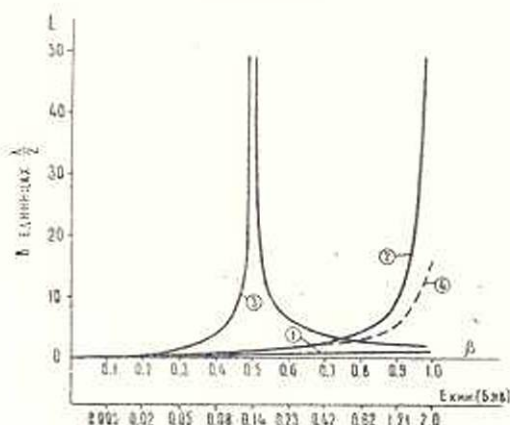
$$l = \frac{\lambda}{2} \frac{v/v_\phi}{|1 - v/v_\phi \cdot \cos \alpha|}. \quad (2)$$

Отсюда следует, что соответствующим выбором v_ϕ можно добиться максимальной чувствительности I к изменению β в определенных областях энергий частиц (см. кривую 3 на фиг. 1).

2. Фазовая скорость бегущей волны равна скорости света ($v_\phi = c$).

В этом случае для I имеем следующее выражение

$$I = \frac{\lambda}{2} \frac{\beta}{1 - \beta \cos \alpha}. \quad (3)$$



Фиг. 1.

Зависимость I (в единицах $\frac{\lambda}{2}$) от β и $E_{кин}$
для протонов:

1. Согласно (1).
2. Согласно (3) при $\cos \alpha = 1$.
3. Согласно (2) при $\cos \alpha = 1$ и $v_\phi = 0.5c$.
4. Согласно (3) при $\cos \alpha = 1$.

В формулах (2) и (3) α -угол между направлением скорости частицы и волновым вектором.

В частности, при $\cos \alpha = 1$ имеем

$$I = \frac{\lambda}{2} \beta (1 + \beta) \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^2, \quad (4)$$

где E — полная энергия частицы,

m_0 — масса покоя частицы.

Как видно из фиг. 1, характер изменения I дает возможность измерения β с необходимой точностью до сколь угодно больших значений. К сожалению, в существенно релятивистской области энергий возрастание I настолько велико (например, в случае $v_\phi = c$ при $\beta = 0.9999$, $I = 9999 \frac{\lambda}{2}$), что для проведения подобных измерений

требуются установки большой протяженности. Ограничения роста l можно добиться соответствующим выбором угла влета и значения фазовой скорости. Однако, любое ограничение на рост l при увеличении β приводит к соответствующему уменьшению точности измерений. Поэтому выбор α и v_ϕ в каждой области скоростей должен производиться с учетом необходимой степени точности их определения.

Поскольку длина участка, на котором ускоренные электроны ионизации приводят к появлению свечения, зависит от β также, как и расстояние l , то это обстоятельство можно использовать для уменьшения габаритов установки. Дальнейшего уменьшения размеров можно добиться при получении сведений о сдвиге фаз $\Delta\varphi$ между частицей и волной за время пролета в установке.

Таким образом, использование эффектов согласно формулам (2), (3) и (4) дает возможность измерения больших скоростей, чем это практически допустимо по (1). Более того, как уже отмечалось, выбор $v_\phi < c$ создает возможность для прецизионных измерений в требуемых диапазонах скоростей. Это также превосходит возможности измерений по (1) в области малых и средних энергий.

Однако, при продвижении в область более высоких энергий с сохранением точности измерений, геометрическая длина установки должна расти $\sim \left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^2$. Это ограничивает возможности метода, поскольку появляется необходимость сооружения весьма протяженных установок, что, в свою очередь, приводит к соответственному росту потребляемой высокочастотной мощности и уменьшению эффективных телесных углов.

Для преодоления этой трудности рассмотрим следующую возможность. Пусть имеем систему резонаторов, расположенных вдоль прямой и возбуждаемых со сдвигом фаз по некоторому закону $\varphi(l)$. Предположим, что пролетающая частица встречается с максимумом напряженности поля в первом резонаторе. Условие следующей встречи частицы с максимумом в одном из последующих резонаторов, находящегося на некотором расстоянии l от первого, запишется в виде

$$\varphi(l) + l \frac{\omega}{v \cos \alpha} = m\pi, \quad (5)$$

где m следует положить равным единице. При $m = 2, 3, \dots$ получим условие второй, третьей и т. д. встреч. Далее везде считается $m=1$, поскольку желательно иметь минимальные размеры установок. Формула (5) описывает наиболее общий случай встречи пролетающей частицы с электромагнитной волной в заданной фазе.

Например, легко можно убедиться, что формулы (1) и (3) получаются как частные случаи (5) при $\varphi(l) = 0$ и $\varphi(l) = -\frac{2\pi l}{\lambda}$ соответственно.

В рассматриваемой системе резонаторов заложены довольно широкие возможности для измерения скоростей заряженных частиц. Из (5), соответствующим выбором $\varphi(l)$, можно получить любую зависимость l от β , определяемую требованиями эксперимента. Рассмотрим, в частности, два типа зависимости l от β при $\cos \alpha = 1$

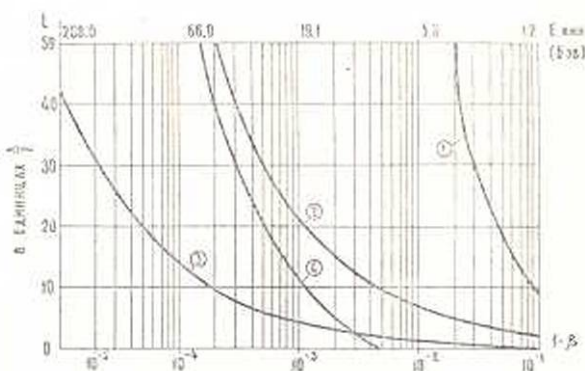
$$a) \quad l = \frac{\lambda}{n} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad б) \quad l = \frac{\lambda}{n} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - \varepsilon \right); \quad (6)$$

где n и ε — положительные числа.

В этих случаях для $\varphi(l)$, согласно (5), получаются следующие выражения:

$$a) \quad \varphi(l) = \pi \left[1 - \frac{2l}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{nl} \right)^2}} \right], \quad (7)$$

$$б) \quad \varphi(l) = \pi \left[1 - \frac{2l}{\lambda} \frac{\left(\frac{nl}{\lambda} - \varepsilon \right)}{\sqrt{\left(\frac{nl}{\lambda} - \varepsilon \right)^2 - 1}} \right].$$



Фиг. 2.

Зависимость l (в единицах $\frac{\lambda}{2}$) от β и $E_{\min}$ для протонов:

1. Согласно (3) при $\cos \alpha = 1$.
2. Согласно (6а) при $\cos \alpha = 1$, $n = 2$.
3. Согласно (6а) при $\cos \alpha = 1$, $n = 10$.
4. Согласно (6б) при $\cos \alpha = 1$, $n = 2$, $\varepsilon = 10$.

Значения n и ε выбираются исходя из требований эксперимента и дают возможность при приемлемых размерах установок измерять достаточно высокие энергии (см. фиг. 2). Согласно (6а) l зависит линейно от отношения $\frac{E}{m_0 c^2}$, что дает возможность при неизменных

размерах установок проводить измерения при более высоких значениях энергий частиц, чем по формуле (4). Помимо этого, дальнейшего уменьшения габаритов установки можно добиться увеличением d . При реализации зависимости по (6б) установка будет реагировать только на частицы с энергией, большей некоторой заданной величины ε .

В экспериментальных условиях влет частицы в установку происходит под некоторым углом α , в общем случае отличным от нуля. Вопрос о возможности создания экспериментальных условий, при которых α с заданной степенью малости отличается от нуля, требует отдельного рассмотрения.

При влете частицы в установку под углом α , V фактически определяется проекцией скорости частицы на направление волнового вектора. Поэтому, экспериментально измеряя расстояние между отдельными отметками, определяем величину этой проекции. Разумеется, величину α можно определить, используя обычные гудоскопические системы, но при этом относительная погрешность измерения истинной скорости частицы будет определяться соответствующей ошибкой измерения величины α , необходимой степени малости которой добиться экспериментально довольно трудно. Поэтому, представляется целесообразным иметь установку, в которой не возникала бы необходимость определения угла влета частицы. Таким свойством будет обладать установка из двух полностью идентичных систем резонаторов или волноводов, оси которых расположены под некоторым фиксированным углом θ . При этих условиях измеряются две проекции скорости частицы

$$v_1 = v \cos \alpha, \quad v_2 = v \cos (\theta - \alpha)$$

и истинная величина скорости определится по формуле

$$v = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos \theta}{\sin^2 \theta}}. \quad (8)$$

Поскольку θ можно фиксировать с весьма большой степенью точности, то относительная ошибка измерения v будет

$$\frac{\Delta v}{v} \approx \frac{\Delta v_1}{v_1} + \frac{\Delta v_2}{v_2}. \quad (9)$$

Таким образом, можно надеяться, что применение электромагнитных волн создаст новые возможности для измерения скоростей заряженных частиц.

Авторы выражают свою признательность Г. М. Гарибину и А. Е. Каплану за интересные обсуждения.

Է. Մ. Լազիկ, Վ. Հ. Թումանյան

ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԶԱՓՄԱՆ ՄԵԿ
ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Աշխատության մեջ ուսումնասիրվում է էլեկտրամագնիսական ալիքների կիրառությունների հնարավորությունը լիցքավորված մասնիկների տրագությունների չափման համար:

Դրա հետ կապված՝ մոնրամասն մերլուծվում են [1] և [2] աշխատություններում վաղորդ առաջադրված մեթոդները, ընդ որում մասնավորապես ցույց է տրված, որ $v \ll c$ ընտրությունը թույլատրում է կատարել ստույգ չափումներ փոքր և միջին էներգիաների սահմանում:

Ցույց է տրված, որ սպտադործկալ սեղմնատորների սխեմա, որոնք գրգռվում են ֆոզերի շեղումով, ըստ որևէ $\varphi(l)$ օրենքի, կարելի է սահմանափակվանին լայն հնարավորություններ β -ի որոշման համար:

$\varphi(l)$ -ի համար համապատասխան արտահայտություններից բխում են [1] և [2] ստացված արդյունքները, որպես մասնավոր դեպքեր:

Դիտարկված է մասնիկների α անկյան տակ ներս թռչելու հարցը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Gabor D., Hampton B. A Wilson cloud chamber with time-marking of particle tracks. Nature, 180, 746, 1957.
2. Аскарьян Г. А. Об определении скорости ионизующих частиц по маркировке их треков высокочастотным электрическим полем. ЖЭТФ, 34, 1005, 1958.