Доклады Академии наук СССР
1955. Том 100, № 5

ФИЗИКА

В. А. ЛЮБИМОВ, Г. П. ЕЛИСЕЕВ, В. К. КОСМАЧЕВСКИЙ и А. В. КОВДА

ВЕРОЯТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ μ-МЕЗОНОВ В ГАЗЕ В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ $2\cdot10^8 - 1{,}2\cdot10^{11}$ эв/c

(*Представлено академиком А. И. Алихановым 27 VII 1954*)

Теория полных потерь энергии, испытываемых при прохождении вещества заряженной частицей, обладающей релятивистской скоростью, была разработана Ферми (1) и обобщена Виком, Хальперном, Холлом и др. (2).

Из теории следует, что полные потери энергии релятивистской частицы для $\beta \sim 1$ логарифмически возрастают с ростом импульса частицы, несмотря на эффект поляризации, что обусловлено ростом максимальной энергии, которую летящая частица может передать атомному электрону. Эффект поляризации приводит лишь к тому, что наклон логарифмической ветви уменьшается по сравнению с наклоном кривой, рассчитанной без учета эффекта поляризации.

Если максимальная энергия, передаваемая электрону, ограничена, что происходит при «далеких» соударениях, при которых взаимодействие частицы с электроном среды происходит на расстояниях, бо́льших данного, то эффект поляризации сказывается в том, что потери энергии на «далекие» соударения, начиная с некоторого импульса частицы, достигают насыщения и перестают возрастать с ростом импульса частицы.

Легко показать, что наиболее вероятные потери энергии на ионизацию обусловлены «далекими» соударениями и, следовательно, начиная с некоторого импульса частицы, выходят на «плато».

Рассмотрим распределение флуктуаций в потерях энергии на ионизацию. Флуктуации носят несимметричный характер и определяются функцией Ландау $\varphi\left(\frac{\Delta-\Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}$ (3) (обозначения те же, что в работе (3)). Центральная часть распределения $\varphi\left(\frac{\Delta-\Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}$ обусловлена потерями энергии на «далекие» соударения, а «хвост» определяется δ-электронами, образованными в результате «близких» соударений. Полные потери энергии на ионизацию определяются координатой «центра тяжести» распределения $\varphi\left(\frac{\Delta-\Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}$ и находятся как

$$\bar{\Delta} = \int_0^{\Delta_0+W_{\max}} \Delta\cdot\varphi\left(\frac{\Delta-\Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}\,d\Delta;$$

$W_{\max}$ — максимальная энергия, которая может быть передана электрону при соударении.

С другой стороны, наиболее вероятные потери энергии находятся из условия

$$\left[\varphi\left(\frac{\Delta-\Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}\right]'_{\Delta} = 0,$$

откуда

$$\Delta_{\text{вер}} = \Delta_0,$$

и, в силу несимметричности распределения, не совпадают с полными («средними») потерями.

Ограничим теперь максимально передаваемую энергию W таким образом, чтобы средние потери энергии были равны наиболее вероятным

$$\bar{\Delta} = \int_0^{\Delta_0 + W_0} \Delta \cdot \varphi\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}\, d\Delta = \Delta_0.$$

Таким образом, наиболее вероятные потери энергии на ионизацию являются средними потерями энергии, обусловленными «далекими» соударениями, при которых максимально передаваемая энергия ограничена величиной $\sim W_0$*.

Величина W_0, при которой $\bar{\Delta} = \Delta_0$, зависит от формы распределения $\varphi\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}$. В случае, когда $\varphi\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}\right)$ является функцией Ландау $W_0 \sim 1{,}6\,\xi$, как и следовало ожидать, формула Бете для средних потерь (5) переходит в формулу Ландау для наиболее вероятных потерь (3):

$$\bar{\Delta} = \xi\left[\ln \frac{2mv^2 W_0}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2\right] = \xi\left[\ln \frac{2mv^2 \cdot 1{,}6\,\xi}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2\right] =$$

$$= \xi\left[\ln \frac{\xi}{\varepsilon'} + 0{,}47\right] \cong \Delta_0.$$

---

* Из такого представления наиболее вероятной потери энергии на ионизацию, совпадающего с расчетами Н. Бора (12), вытекает простой и практически важный способ нахождения ее по нескольким значениям. Пусть измеренные значения потерь энергии на ионизацию $\Delta_1, \Delta_2, \ldots, \Delta_n$ соответствуют функции распределения $\varphi\left(\frac{\Delta_i - \Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}$. Пусть площадь распределения с «обрезанным хвостом» относится ко всей площади как

$$\alpha = \frac{\int_0^{\Delta_0 + W_0} \varphi \frac{1}{\xi}\, d\Delta}{\int_0^{\Delta_0 + W_{\max}} \varphi \frac{1}{\xi}\, d\Delta},$$

тогда из n значений $\Delta_1, \Delta_2, \ldots, \Delta_n$ отбросим $(1-\alpha)n$ максимальных значений и наиболее вероятное значение найдем как среднее из оставшихся значений:

$$\Delta_0 = \frac{\Delta_i + \Delta_k + \ldots}{\alpha n}.$$

Ошибку для найденного значения Δ_0 можно оценить следующим образом: $\delta\Delta_0 = \frac{\sigma}{\sqrt{\alpha n}}$, где σ — полуширина (среднеквадратичная ошибка) гауссова распределения, эквивалентного распределению $\varphi\frac{1}{\xi}$ с «обрезанным хвостом» (т. е. совпадает с распределением $\varphi\frac{1}{\xi}$ с «обрезанным хвостом» по высоте и по площади).

Этот способ нахождения наиболее вероятного значения весьма прост и немногим уступает по точности «универсальному» способу обработки экспериментальных данных (4).

Таким образом, мы получили формулу для наиболее вероятных потерь энергии на ионизацию в случае, когда функция распределения флуктуаций имеет произвольную форму (в частности, может быть определена из эксперимента):

$$\Delta_0 = \xi \left[\ln \frac{2mv^2 W_0}{I^2 (1-\beta^2)} - \beta^2 \right].$$

В настоящей работе экспериментальное распределение $\Phi\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}$ значительно шире распределения Ландау и находится в согласии с распределением, построенным с учетом поправок Блунка и Лейзганга ([6]). В нашем случае $W_0 \sim 5\,\xi$ (в релятивистской области).

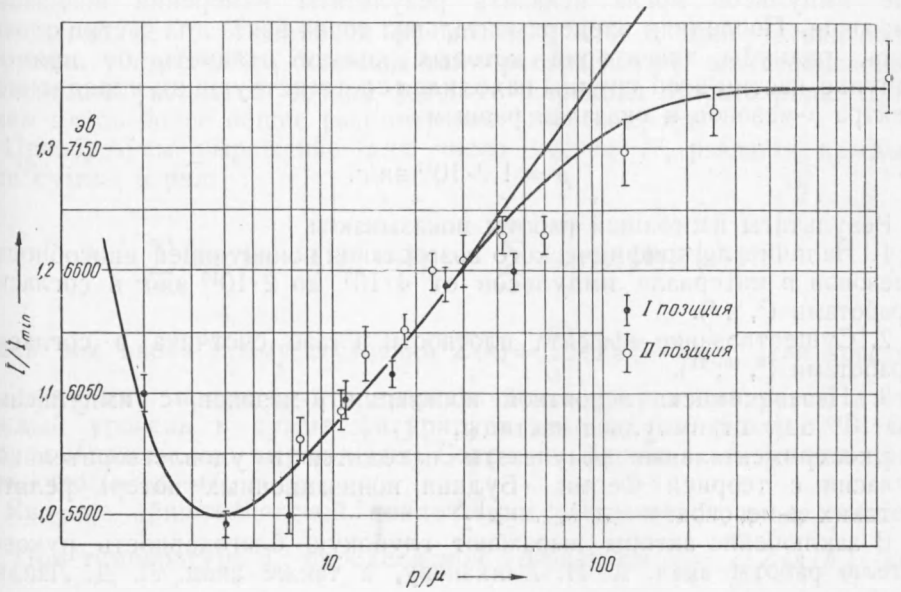


Рис. 1. Зависимость вероятной ионизации μ-мезонов от скорости

Настоящая работа была предпринята с целью количественного сравнения экспериментальных данных с теоретическими кривыми зависимости ионизации от скорости частицы. В работе измерялся спектр вероятной ионизации μ-мезонов в газе. Импульсы частиц измерялись на усовершенствованном по сравнению с предыдущей работой ([4]) масс-спектрографе в широком интервале, от $0{,}46 \cdot 10^8$ до $4 \cdot 10^{10}$ эв/c. Ионизация измерялась при помощи 4-слойного пропорционального счетчика (85 мм рт. ст. Ar, 365 мм рт. ст. C_3H_8). Пропорциональный счетчик позволял получать четыре независимых показания ионизации на каждую ионизующую частицу, прошедшую через счетчик. Это дало возможность при относительно небольшом числе частиц, прошедших установку, получить высокую точность в определении ионизации.

Определение наиболее вероятных значений ионизации μ-мезонов в каждом интервале импульсов, как и в предыдущей работе ([4]), производилось «универсальным» методом обработки экспериментальных данных.

Сравнение экспериментальных значений вероятной ионизации с теорией приведено на рис. 1. Теоретическая кривая для вероятных

потерь энергии на ионизацию рассчитывалась по формуле, обобщенной на случай газовой смеси и ширину распределения флуктуаций:

$$\Delta_0 = \sum_i \frac{\eta_i}{\beta^2}\left[\ln\frac{2mv^2 5\,\xi}{I_i^2\left(1-\beta^2+\beta^2\frac{\alpha}{\omega_0^2}\right)}-\beta^2\right],$$

где суммирование производится по всем компонентам газовой смеси. Эффект плотности учтен в виде поправки $\beta^2\frac{\alpha}{\omega_0^2}$, записанной в форме Будини ([2]).

В интервале импульсов от $2\cdot10^9$ до $1{,}5\cdot10^{10}$ эв/c ионизация подсчитывалась только для частиц отрицательного знака, поскольку возможная примесь протонов с минимальной ионизацией в этом интервале импульсов могла исказить результаты измерения ионизации μ-мезонов. Последняя экспериментальная точка взята для частиц обоего знака, радиусы траекторий которых нельзя отличить от прямой. Импульс частиц этой группы находился соответствующим усреднением спектра μ-мезонов и оказался равным

$$\bar{p} = 1{,}2\cdot10^{11}\ \text{эв}/c.$$

Результаты настоящей работы показывают:

1. Наличие логарифмического возрастания ионизующей способности μ-мезонов в интервале импульсов от $4\cdot10^8$ до $2\cdot10^{10}$ эв/c в согласии с работами ([7, 8, 4]).

2. Существование эффекта плотности в газе счетчика в согласии с работами ([9, 10, 11]).

3. Независимость вероятной ионизации μ-мезонов с импульсами $>3\cdot10^{10}$ эв/c от импульса частицы.

Экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с теорией Ферми — Будини ионизационных потерь релятивистских μ-мезонов.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность руководителю работы акад. А. И. Алиханову, а также акад. Л. Д. Ландау за обсуждение результатов.

Поступило
9 VII 1954

ЦИТРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] E. Fermi, Phys. Rev., 57, 485 (1940). [2] Проблемы современной физики, 7, 17 (1953). [3] Л. Д. Ландау, J. of Phys., 8, 201 (1944). [4] Г. П. Елисеев, В. К. Космачевский, В. А. Любимов, ДАН, 90, № 6, 995 (1953). [5] H. Bethe, Zs. f. Phys., 76, 293 (1932). [6] O. Blunck, S. Leisegang, Zs. f. Phys., 128, 500 (1950). [7] M. Becker et al., Proc. Phys. Soc., A, 65, 437 (1952); B. Price et al., ibid., A, 66, 167 (1953). [8] В. Харитонов, ДАН, 86, № 2, 285 (1952). [9] S. Ghosh et al., Proc. Phys. Soc., A, 65, 68 (1952); S. Ghosh et al., ibid., 67, 331 (1954). [10] В. Харитонов, А. Барский, ДАН, 93, № 4, 645 (1953). [11] J. K. Parry et al., Proc. Phys. Soc., A, 66, 541 (1953). [12] Н. Бор, Прохождение атомных частиц через вещество, ИЛ, 1950.