

где v_0 — средняя скорость в пучке. Тогда из (7) следует, что ($\beta \sim 1$)

$$p = -ikv_0 + kc (\Lambda - (\Delta\beta)^2)^{1/2}, \quad (9)$$

где $\Lambda = \bar{\mu}_0 J (1 - \beta^2)^{3/2} / J_A$; $J_A = \frac{mc^3}{e} \approx 17\,000 \text{ а}$; $\Delta\beta$ — разброс скоростей в пучке. Как следует из (9), пучок остается устойчивым ($\text{Re } p \rightarrow 0$) лишь при малых токах. Для распределения [7]

$$F_e = \frac{J}{e\bar{\mu}_0 v_0} \cdot \frac{P_1}{(P_z - P_0)^2 + P_1^2}, \quad (10)$$

имеем $\text{Re } p = kc (\sqrt{\Lambda} - \Delta\beta)$, откуда следуют те же выводы.

При практических оценках следует учесть сильную дисперсию магнитной проницаемости материала. По длине волны возмущения порядка 1—3 м магнитная проницаемость материалов не превышает 10^2 — 10^3 [2]. Тогда при $J = 200 \text{ а}$ время развития неустойчивости пучка с энергией электронов 1—10 Мэв:

$$\tau = \frac{1}{\text{Re } p} \sim (0,1 \div 3) \cdot 10^{-8} \text{ сек},$$

т. е. неустойчивость развивается на расстоянии в несколько метров. Правда, в реальных системах необходимо учесть потери в сердечнике (мнимая часть μ), а также внешнее ускоряющее поле, которое, не изменяя качественной стороны явления, ограничивает

развитие возмущений, поскольку $\text{Re } p$ сильно зависит от энергии частиц.

Реальным результатом продольной неустойчивости пучка будет возбуждение собственного поля пучка (или усиление поля неоднородностей, вносимых при инжекции), которое может заметно нарушить энергетическую однородность частиц [5].

Автор благодарит А. А. Коломенского за обсуждение результатов.

Поступило в Редакцию 23/VI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Christofilos. Тр. Международной конференции по ускорителям высоких энергий (Дубна, 1963). М., Госатомиздат, 1964, стр. 1073.
2. А. И. Анацкий и др. «Атомная энергия», 21, 439 (1966).
3. А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг. ЖЭТФ, 21, 1262 (1951); Я. Б. Файнберг. «Атомная энергия», 11, 313 (1961).
4. Л. Гинзбург, И. М. Франк. «Докл. АН СССР», 56, 699 (1947).
5. В. К. Гришин. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 35 (1970).
6. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 16, 574 (1946).
7. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. «Атомная энергия», 7, 549 (1959).

Абсолютное измерение интенсивности пучков частиц флюктуационным методом

Ю. П. ЛЯХНО, В. А. НИКИТИН

Число частиц, рожденных на тонкой мишени стабильным пучком частиц от импульсного ускорителя, флюктуирует (от посылки к посылке) около среднего значения согласно закону Пуассона. В этом случае относительное отклонение или так называемый коэффициент вариации (КВ) числа частиц $v(n) = \frac{1}{\sqrt{n}}$, где

\bar{n} — среднее число рожденных на мишени частиц за одну посылку ускорителя. Это значит, что непосредственное измерение интенсивности пучка частиц можно заменить измерением их КВ. Коэффициент вариации числа частиц можно измерить с помощью относительного детектора. Пусть проведено m относительных измерений x_1, x_2, \dots, x_m , пропорциональных реализациям случайной величины $n: n_1, n_2, \dots, x_m$. Тогда среднее значение относительных измерений $\bar{x} = \sum_{i=1}^m x_i =$

$$= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m kn_i = k\bar{n}, \text{ а дисперсия } D(x) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (x_i - \bar{x})^2 =$$

$$= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (kn_i - k\bar{n})^2 = k^2 D(n), \text{ где } k \text{ — коэффициент}$$

пропорциональности между x_i и n_i . Согласно определению КВ [1]

УДК 539.16.08

нию КВ [1]

$$v(x) = \frac{\sqrt{D(x)}}{\bar{x}} = \frac{\sqrt{D(n)}}{\bar{n}} = v(n). \quad (1)$$

Таким образом, описываемая здесь методика при известном законе изменения от посылки к посылке числа вторичных частиц позволяет с помощью относительного детектора проводить абсолютные измерения интенсивности пучков частиц без использования операции калибровки. Интенсивность этих пучков может превышать возможности счетчиков элементарных частиц вплоть до интенсивностей, измеряемых с помощью интегрирующих приборов (калориметра, цилиндра Фарадея и т. д.).

Иногда падающие на мишень частицы имеют значительную вероятность взаимодействия с ней. В этом случае число вторичных частиц флюктуирует согласно биномиальному распределению [1], а их КВ $v(n) =$

$$= \sqrt{\frac{1-p}{\bar{n}}}, \text{ где } p \text{ — вероятность рождения падающей}$$

частицей вторичной частицы. При известной вероятности p измерение числа частиц \bar{n} можно таким же образом заменить измерением $v(n)$.

Воспользовавшись формулой (5.3.78) из работы [1], можно показать, что статистическая ошибка измерений по данной методике при $m > 50$ и $p \ll 1$ остается такой же, как и при непосредственном счете частиц.

Однако при измерениях в реальных условиях числа вторичных частиц по данной методике необходимо еще учесть три рода ошибок. Во-первых, интенсивность падающего на мишень пучка частиц от ускорителя всегда флюктуирует, и это увеличивает измеренный КВ числа вторичных частиц. Это увеличение легко учесть, если измерить флюктуацию интенсивности падающего пучка частиц вторым детектором, который тоже может быть относительным. Во-вторых, сам детектор может по-разному регистрировать попадающие в него частицы. Поправки в измеренный КВ, вызванные этими регистрационными флюктуациями, можно ввести, если вычислить их или измерить [2] для одной из n регистрируемых частиц и данного детектора, а затем воспользоваться математически строгим соотношением [4]

$$v_{\text{рег}} = \frac{v'_{\text{рег}}}{\sqrt{n}}, \text{ где } v'_{\text{рег}} - \text{ относительная регистрацион-}$$

ная флюктуация для одной частицы, а $v_{\text{рег}}$ — та часть измеренного КВ, которая вызвана регистрационными флюктуациями. В-третьих, измерительная система, которая может состоять из ФЭУ, усилителя и анализатора импульсов, тоже вносит ошибки в результаты измерений.

Эти ошибки легко учесть, измерив их с помощью стандартных световых вспышек [3].

Регистрационные флюктуации и флюктуации числа вторичных частиц нескоррелированы. Корреляциями

между ошибками измерительной системы и величиной x в большинстве случаев можно пренебречь.

Учитывая, что все эти ошибки не изменяют среднего числа вторичных частиц за время измерения, и используя правило суммирования дисперсий случайных величин [1], измеренный КВ можно записать в виде

$$v_{\text{изм}}^2 = v^2(n) + v_{\gamma}^2 + v_{\text{рег}}^2 + v_{\text{и.с.}}^2, \quad (2)$$

где $v_{\text{и.с.}}$ — относительная ошибка измерительной системы; v_{γ} — относительная флюктуация интенсивности падающего пучка частиц.

Данная методика была применена при измерении интенсивности жесточенного тормозного излучения, используемого в экспериментах на пузырьковых камерах (~ 300 фотон/мм). Пучки тормозного излучения, интенсивность которых была больше 500 фотон/мм, измерялись одновременно и толстостенной ионизационной камерой. Результаты измерений обоими методами совпадали в пределах 15%.

Поступило в Редакцию 17/VIII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Д у н и н - Б а р к о в с к и й, Н. В. С м и р н о в. Теория вероятностей и математическая статистика. М., Гостехтеориздат, 1955.
2. Ж. Р. Б и ш о п. Onde élect., № 421 (1962).
3. А. Ф. П а в л о в. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 210 (1964).

О происхождении ускоренных атомов, сопровождающих плазменный сгусток

К. Б. КАРТАШЕВ, В. И. ПИСТУНОВИЧ, В. В. ПЛАТОНОВ, Е. А. ФИЛИМОНОВА

УДК 533.98

По наблюдениям некоторых авторов в быстром плазменном сгустке, генерируемом коаксиальной плазменной пушкой, наряду с ускоренными ионами присутствуют обладающие такими же скоростями атомы рабочего газа. В работе [1] плотность ускоренных атомов водорода в межэлектродном пространстве пушки оценивалась с помощью оптического интерферометра. В работе [2], где рабочим газом был ксенон, их концентрация определялась по поглощению ультрафиолетового излучения. В обоих случаях энергия быстрых атомов не превышала 1 кэВ, и вопрос об их происхождении оставался открытым. Только в работе [1] указывалось на перезарядку ускоренных ионов на рабочем газе внутри пушки как на возможную причину появления в сгустке быстрых атомов.

В данной работе методами пассивной корпускулярной диагностики была определена концентрация атомов в водородном сгустке, скорость которого составляла $v \approx 4 \cdot 10^8$ см/сек. Такой сгусток на расстоянии 180 см от пушки имел плотность ионов порядка $4 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и энергию около 160 Дж.

Эксперименты проводились на установке «ИНЕС», которая описана в работе [3]. Емкость конденсаторной батареи в цепи разряда пушки составляла $C = 32$ мкф, напряжение батареи $U_{\text{уск}} = 20$ кВ. В межэлектродное пространство пушки с помощью импульсного клапана напускали 1 см³ водорода при давлении 4 атм. Время задержки между срабатыванием разрядников в цепях

импульсного клапана и пушки составляло $\tau = 150$ мксек. Газ в межэлектродное пространство поступал через отверстие во внутреннем электроде.

Эксперименты проводили с двумя моделями пушки, различающимися местом расположения этих отверстий. В пушке модели I расстояние от центров отверстий до конца центрального электрода составляло 80 мм, в пушке модели II — 30 мм. Скорость плазменного сгустка определяли по времени пролета с помощью двух диамагнитных катушек. Быстрые атомы в плазменном сгустке регистрировались детектором атомов по току ионов, образовавшихся в результате их обдирки на газовой мишени. Детектор помещали на расстоянии 6 м от плазменной пушки, где плотность плазмы ($n_i = n_e \approx 10^9$ см⁻³) позволяла разделить заряды плазмы электрическим полем. Значительная пролетная база давала возможность независимо контролировать скорость атомов по времени пролета.

Эксперимент заключался в следующем. Плазменный сгусток со скоростью $v \approx 10^8$ см/сек пропускали через перезарядную мишень, которой могла быть сверхзвуковая струя паров магния или остаточный газ в камере установки, а затем измеряли величину потока быстрых атомов при различных параметрах мишени.

На рисунке приведена зависимость потока быстрых атомов от давления остаточного газа в камере установки.