

## Formation and application of the pulse high-current electron beams.

### Part III. Processes in the beam plasma

G. P. Mkheidze, A. A. Savin

A. M. Prokhorov General Physics Institute, Moscow, Russia

*Some results of researches of the plasma diodes and the beam plasma are resulted in the brief form. The review of works is broken into four parts. The third part describes works on investigation of processes in the beam plasma: charge and current neutralization of a beam, plasma currents generated by induced fields, characteristics of the beam plasma.*

УДК 621.384.6

### Черенковский детектор гамма-излучения для измерения тока сильноточного пучка протонов

В. Н. Пашенцев

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет),  
Москва, Россия

*Рассмотрен детектор для измерения тока импульсных сильноточных ионных пучков ядерным методом с использованием реакции  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(\beta+)^{15}\text{N}$  с порогом последней 278 кэВ. Черенковский детектор дает возможность наблюдать ток ионов во времени, энергия которых выше порога реакции. Чувствительность детектора, состоящего из черенковского радиатора, световода, фотоэлектронного умножителя, составляет 1,1 В/(А·ср).*

#### Введение

Сильноточные ионные пучки нано- и микросекундной длительности с плотностью тока 100—200 А/см<sup>2</sup> и энергией ионов до 1 МэВ применяются для модификации поверхностных свойств металлов [1]. В исследованиях по инерционному термоядерному синтезу получены пучки положительных ионов с током в единицы мегаампер и энергией в пучке в сотни килоджоулей.

Измерение больших импульсных ионных токов электрическим методом, например с помощью цилиндра Фарадея (ЦФ), связано с большими трудностями из-за образования плазмы в коллекторе пучка, вторичной эмиссии электронов, выбиваемых из ЦФ ионным пучком, и наличия в ионном пучке медленных электронов, компенсирующих пространственный заряд пучка. Поэтому электрическим методом ток определяют косвенно, измеряя плотность тока с помощью коллимированного ЦФ, в котором влияние электронов исключают путем расположения на входе ЦФ постоянного магнита с поперечным магнитным полем или путем подачи на коллектор ЦФ отрицательного электрического смещения.

Для повышения надежности измерения электрический метод дублируется ядерным с использованием реакции  $(p, \gamma)$ , в результате которой

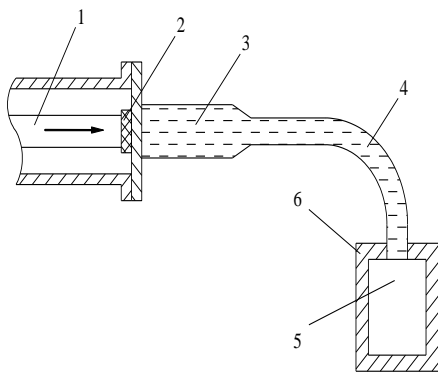
испускаются гамма-кванты и образуются позитронно-активные продукты [2]. Пороговый характер реакции исключает помехи, создаваемые электронами и низкоэнергетичными ионами. Регистрация мгновенного гамма-излучения дает возможность наблюдать ток ионов во времени, а измерение позитронной активности — определять интегральное число ионов за импульс, энергия которых выше порога реакции [3].

#### Конструкция детектора

Для диагностики сильноточного пучка ионов водорода на мишени из нитрида бора используется реакция  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(\beta+)^{15}\text{N}$  с порогом реакции 278 кэВ и энергией гамма-квантов 7,55 МэВ [4].

Конструкция детектора гамма-излучения показана на рисунке. Он состоит из мишени, черенковского радиатора и световода, заполненных водой, и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), окруженного свинцовой защитой. Форма световода исключает падение на фотокатод умножителя прямого тормозного излучения и вторичного рассеянного излучения в световоде и защитном экране. При падении ионного пучка на мишень испускаются гамма-кванты, часть из которых попадает на радиатор, заполненный водой. В результате комптоновского рассеяния гамма-квантов в воде обра-

зуются электроны с максимальной энергией 7,3 МэВ. Электрон, двигаясь в воде, создает черенковское излучение, полная энергия которого пропорциональна длине его пробега. Энергия движущегося электрона падает в основном за счет ионизационных потерь, и когда она становится меньше пороговой, излучение Вавилова-Черенкова прекращается.



**Конструкция детектора гамма-излучения:**

1 — пучок ионов водорода; 2 — мишень; 3 — черенковский радиатор; 4 — световод; 5 — ФЭУ; 6 — свинцовая защита

Применение черенковского детектора вместо сцинтилляционного дает возможность снизить фон от мощного тормозного излучения электронов, возникающего в высоковольтном импульсном ионном ускорителе. Пороговая энергия гамма-кванта, соответствующая порогу черенковского излучения Комpton-электрона в воде (260 кэВ), составляет 419 кэВ, поэтому тормозное излучение ниже этого значения не регистрируется черенковским радиатором.

**Характеристики детектора гамма-излучения**

Расчет параметров детектора мгновенного гамма-излучения включает в себя рассмотрение трех процессов: взаимодействие гамма-излучения с веществом, черенковское излучение электронов в радиаторе и регистрация излучения с помощью ФЭУ.

В результате взаимодействия пучка ионов водорода с мишенью в черенковский радиатор падает часть гамма-квантов, пропорциональная относительному телесному углу  $\Omega/4\pi$ , зависящему от сечения радиатора и квадрата расстояния до него. Число гамма-квантов, вступивших во взаимодействие с водой радиатора, определяется соотношением

$$N_\gamma = \frac{\Omega}{4\pi} (1 - e^{-\mu L}) Y N_n,$$

где  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления;  
 $L$  — длина радиатора;

$Y$  — выход реакции для толстой мишени;  
 $N_n$  — полное число ионов с энергией выше порога реакции.

Для энергии гамма-кванта 7,55 МэВ коэффициент линейного ослабления определяется комптоновским рассеянием и образованием электронно-позитронных пар. Для воды коэффициенты ослабления составляют, соответственно,  $20,6 \cdot 10^{-3}$  и  $3,9 \cdot 10^{-3}$  1/см, а эффективность регистрации радиатора  $\eta = 1 - e^{-\mu L}$  длиной 10 см равна 0,22. При этом максимальная энергия Комpton-электрона равна 7,3 МэВ, а суммарная энергия электрона и позитрона при рождении пары — 6,5 МэВ. Гамма-кванты с меньшей энергией вторично рассеиваются в радиаторе, причем эффективность их регистрации не превышает величину  $\eta^2$ , что в нашем случае составляет 4,5 %.

Для оценки параметров детектора будем рассматривать однократное рассеяние гамма-квантов и предполагать, что в результате Комpton-эффекта или рождения пары образуется электрон со средней энергией 3,5 МэВ.

При торможении электронов в среде число фотонов черенковского излучения, создаваемых одним релятивистским электроном в интервале длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , определяется соотношением [5]

$$n_f = \frac{2\pi}{137} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \int_0^{l_0} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2(l)n^2} \right) dl \approx \approx \frac{2\pi l_0}{137} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right),$$

где  $l_0$  — длина пробега электрона в радиаторе;  
 $\beta(l)$  — относительная скорость электрона;  
 $n$  — показатель преломления радиатора.

Максимальный пробег электрона с кинетической энергией  $E_k$ , превышающей 1 МэВ [1], равен

$$R_m = 0,571 E_k - 0,161,$$

где  $E_k$  измеряется в МэВ;  $R_m$  — в г/см<sup>2</sup>.

Электрон с энергией 3,5 МэВ имеет длину максимального пробега в воде, равную 1,84 см. Полное число фотонов, образуемых в результате взаимодействия ионного пучка с мишенью, определяется соотношением

$$N_f = \frac{\Omega}{274e} (1 - e^{-\mu L}) \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) l_0 Y I_n \tau,$$

где  $I_n$  — ток пучка;  
 $e$  — заряд электрона;  
 $\tau$  — интервал времени, в течение которого энергия ионов превышает порог реакции (равен длительности высоковольтного импульса ускорителя).

Для передачи черенковского свечения от радиатора к ФЭУ используется световод в виде стеклянной трубки, заполненной водой. Это позволяет уменьшить помехи, создаваемые тормозным излучением в материале световода, так как в воде отсутствует люминесценция, и порог для энергий квантов, с которого начинается черенковское излучение, будет также составлять 419 кэВ. В результате полного внутреннего отражения в световоде на ФЭУ будет падать часть излучения, определяемая выражением

$$N_{fk} = N_f(1 - \cos \theta_0),$$

где  $\theta_0$  — угол полного внутреннего отражения в воде.

Для оценки величины сигнала на выходе ФЭУ используем соотношение, связывающее световую анодную чувствительность с квантовой эффективностью: 1 А/лм = 683 электрон/эВ. Для энергии фотона 2,6 эВ, соответствующей средней длине волны диапазона чувствительности ФЭУ, справедливо соотношение  $k_0 = 1$  А/лм =  $1,8 \cdot 10^{-3}$  электрон/фотон. Черенковское излучение, падающее на фотокатод, вызывает анодный ток и появление сигнала на сопротивлении нагрузки, равном:

$$U_c = k k_0 N_f (1 - \cos \theta_0) e R_{load} / \tau,$$

где  $k$  — световая анодная чувствительность;

$R_{load}$  — сопротивление нагрузки ФЭУ.

Окончательно чувствительность детектора мгновенного гамма-излучения определяется выражением

$$\frac{U_c}{I_n} = \frac{\Omega I_0 Y k k_0 R_{load}}{274} (1 - e^{-\mu L}) \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \times \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) (1 - \cos \theta_0). \quad (1)$$

Оценим чувствительность детектора, имеющего следующие параметры: выход реакции  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}$  для протонов с энергией 300—400 кэВ составляет  $Y = 4,8 \cdot 10^{-9}$  квант/протон. Радиатор выполнен в виде стеклянной колбы диаметром 60 мм и длиной 10 см, покрытой светоотражающим слоем. К нему припаяна изогнутая стеклянная трубка, которая вместе с радиатором заполняется водой. Для регистрации излучения можно использовать ФЭУ-30, имеющий следующие параметры: интервал длин волн спектральной чувствительности фотокатода 300—650 нм, свето-

вая анодная чувствительность  $k = 1000$  А/лм при напряжении питания 1 кВ. Сопротивление анодной нагрузки ФЭУ составляет 50 Ом. В этом случае чувствительность детектора на 1 А тока ионов водорода и единицу телесного угла, в котором находится черенковский радиатор, оценивается значением 1,1 В/(А·ср).

### Заключение

Измерение тока сильноточного протонного пучка электрическим и ядерным методами повышает достоверность результатов его измерений. Пороговый характер реакции ( $p, \gamma$ ) исключает помехи от электронов и ионов низкой энергии, которые обычно осложняют измерения плотности тока электрическим методом. Использование в детекторе черенковского радиатора вместо сцинтилляционного снижает помехи от фонового тормозного излучения импульсного высоковольтного ускорителя, так как черенковское излучение в воде имеет пороговый характер, когда энергия квантов превышает 419 кэВ. Детектор можно использовать для измерения тока мощных пучков положительных и отрицательных ионов, а также потока быстрых нейтральных атомов.

Чувствительность детектора (1) сильно зависит от эффективности светосбора и потерь при передаче черенковского излучения на фотокатод фотоэлектронного умножителя. Использование тонкого оптического световода совместно с оптическими системами на его входе и выходе позволит передать излучение от черенковского радиатора к ФЭУ с меньшими потерями. Для увеличения амплитуды сигнала ионного тока можно применять ФЭУ с большей анодной чувствительностью, а также выбрать для диагностики материал мишени с большим выходом реакции.

### Литература

1. Диденко А. Н., Лигачев А. Е., Куракин И. Б. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
2. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Янг, Гольден. Капетанакос// ПНИ. 1977. № 4. С. 54.
4. Пападичев В. А., Паиенцев В. Н., Тяпкин И. В.// ПТЭ. 1989. № 3. С. 25.
5. Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. — М.: Энергоатомиздат, 1985.

Статья поступила в редакцию 6 февраля 2008 г.

## Cherenkov detector of $\gamma$ -radiation for high power proton beam current measurements

V. N. Pashentsev

Moscow Engineering Physics Institute (State University), Moscow, Russia

*Detector for measurement of a high power ion beam current by a nuclear method with reaction  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}$  and 278 keV threshold is considered. Ion current in time is measured by cherenkov detector when ion energy is higher than the reaction threshold. Detector consists of cherenkov radiator, optical fiber and photo-electronic multiplier. Sensitivity of detector is 1.1 V/(A · sr).*

УДК 533.537

## Новые решения для нерелятивистских осесимметричных стационарных электронных и электронно-ионных потоков

В. А. Сыровой

Всероссийский электротехнический институт, Москва, Россия

*Среди известных инвариантных решений уравнений нестационарного пучка выявлены варианты, описывающие стационарные осесимметричные потоки. Приведены новые решения в элементарных функциях. Решена внешняя задача для ранее неизвестного электронного течения.*

### Введение

В работе [1] на основе исследования групповых свойств уравнений нерелятивистского нестационарного пучка приведен ряд точных решений, описывающих трехмерные электронные потоки в декартовых или цилиндрических координатах. Однако дополнительный анализ показывает возможность существования и ряда других точных решений, исследованию которых и посвящена данная работа.

### Новые точные решения

Исследование системы дифференциальных уравнений в цилиндрических координатах  $R, \psi, z$  для решения вида

$$v_R = RU(t, \psi), \quad v_\psi = RV(t, \psi),$$

$$v_z = \frac{h'}{h} \frac{t}{t} R + R^{\nu} W(t, \psi),$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \frac{h''}{h} \frac{t}{t} z^2 + R^2 \Phi(t, \psi),$$

$$\rho = \rho(t, \psi), \quad v = \text{const}$$

при  $h = e^{\alpha t}$  и отсутствии зависимостей от  $t, \psi$  дает два новых точных решения, определяемых формулами

$$\begin{aligned} v_R &= \alpha R, \quad v_\psi = -\frac{1}{2} H_z R, \quad v_z = -2\alpha z + W_0 R^2, \\ \varphi &= \alpha^2 \left( 2z^2 - R^2 + \frac{1}{4} \rho R^2 \right), \\ \rho &= 6\alpha^2 + \frac{1}{2} H_z^2; \quad \alpha, W_0 = \text{const}. \end{aligned} \quad (1)$$

При  $H_z = 0, W_0 = 0$  получаем известное моноэнергетическое электростатическое течение с гиперболоподобными траекториями  $R^2 z = \text{const}$ ; при  $H_z \neq 0, W_0 = 0$  — моноэнергетический поток с той же геометрией в меридиональной плоскости, но закрученный и имеющий увеличенное за счет  $H_z$  значение плотности пространственного заряда  $\rho$ ; это решение, как и его электростатический аналог, одновременно удовлетворяют как точным уравнениям пучка, так и параксиальному уравнению.

В общем случае приходим к течению с траекториями

$$z = aR^2 + \frac{C}{R^2}; \quad C = \text{const}, \quad a = \frac{1}{4} \frac{W_0}{\alpha}$$

и параболической траекторией-сепаратрисой  $C = 0$ . Экипотенциалами в плоскости  $R, z$  являются эллипсы.

Картина течения приведена на рисунке,  $a$ .

Решение (1) допускает обобщение на случай электронно-ионного потока с отрицательными ио-