

41

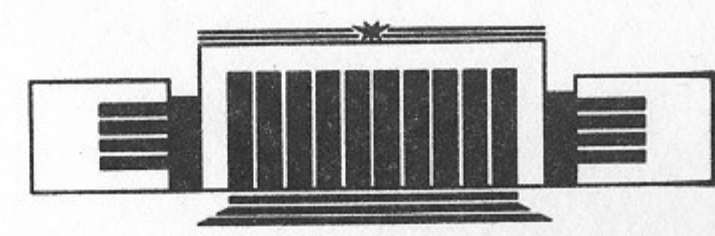
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



С.В. Лебедев

**МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ
ОБРАТНОГО ПЛАЗМЕННОГО ТОКА
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С СИЛЬНОТОЧНЫМИ РЭП**

ПРЕПРИНТ 86-178



НОВОСИБИРСК

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ОБРАТНОГО ПЛАЗМЕННОГО
ТОКА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С СИЛЬНОТОЧНЫМИ РЭП

С.В.Лебедев

В экспериментах с сильноточными релятивистскими электронными пучками (РЭП) значительный интерес представляют вопросы, связанные с генерацией обратного тока при инжекции пучка в плазму или нейтральный газ (см., например, обзоры [1, 2, 3]). Важным, в частности, является вопрос о локализации обратного тока. Например, смещение обратного тока относительно пучка может привести к смещению пучка как целого или к его размытию [2, 4]. Экспериментальное определение распределения обратного тока по сечению дрейфовой камеры, в которой распространяется пучок, является непростой задачей, особенно в случае, когда необходимо провести измерения обратного тока непосредственно в области, занятой пучком.*

В настоящей работе предложен метод, основанный на измерении радиального профиля скорости вращения пучка, распространяющегося во внешнем продольном магнитном поле, позволяющий определить распределение обратного плазменного тока в сечении пучка. В условиях, когда обратный ток отсутствует, по измерениям скорости вращения пучка может быть получена информация о степени нейтрализации пространственного заряда пучка.

Рассмотрим аксиально-симметричный пучок, распространяющийся в продольном магнитном поле H_z . Будем считать, что характерный ларморовский радиус электронов пучка r_H мал по сравнению с радиусом пучка r_0 :

$$r_H \sim \frac{mc^2}{eH_z} \gamma \Delta\theta \ll r_0$$

Здесь $\Delta\theta$ — угловой разброс электронов пучка.

Скорость вращения пучка $V_p(r)$ определяется из условия радиального равновесия [2, 7]:

* Измерения обратного тока вне сечения пучка проводились, например в [5]. Что касается измерений в области, занятой пучком, то отметим работу [6], в которой измерения плазменного тока проводились с помощью секционированного коллектора из тонкой (~ 2 мкм) фольги, прозрачной для пучковых электронов.

$$\frac{m\gamma v_p^2}{r} - eE_r + \frac{eV_z}{c} H_z - \frac{eV_p}{c} H_z = 0 \quad (1)$$

Здесь H_p и E_r - собственные поля пучка.

В случае достаточно сильного внешнего магнитного поля, т.е. при выполнении неравенства $H_z \gg mc^2\gamma/e\gamma_0$ (в практических единицах $H_z(\text{кГс}) \gg 1.5\gamma/\gamma_0(\text{см})$) первым членом в (1) можно пренебречь по сравнению с последним [2]. Тогда

$$V_p = \frac{c}{H_z} \left(\frac{V_z}{c} H_p - E_r \right) \quad (2)$$

В условиях, когда пространственный заряд пучка полностью нейтрализован, $E_r = 0$ и из (2) следует, что

$$V_p(r) = \frac{H_p}{H_z} V_z = V_z \frac{2I(r)}{H_z r c} \quad (3)$$

Отметим здесь, что при наличии обратного тока в формулу (3) входит полный ток $I(r)$, равный разности между током пучка и обратным током. Величина угла поворота пучка φ определяется соотношением:

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{V_p}{rV_z} = \frac{2I(r)}{H_z r^2 c} \quad (4)$$

откуда по измерениям величины $\varphi(r)$, приобретаемой пучком после прохождения расстояния z можно восстановить распределение полного тока по сечению пучка^{ж)}. Если из независимых измерений известно распределение тока пучка, то можно определить и распределение обратного тока.

В условиях, когда нет полной зарядовой нейтрализации пучка поле $E_r \neq 0$ и скорость вращения будет отличаться от случая полной зарядовой нейтрализации из-за наличия дрейфового движения в скрещенных электрическом E_r и магнитном H_z полях

ж) Например, в случае однородного распределения полного тока производная $d\varphi/dz$ не зависит от радиуса и пучок вращается как целое, без "прокрутки".

Учитывая, что

$$H_p = \frac{4\pi}{rc} \int_0^r j_z (1-f_m) dr'$$

$$E_r = \frac{4\pi}{r} \int_0^r \frac{j_z (1-f)}{V_z} dr'$$

где f и f_m - коэффициенты зарядовой и токовой нейтрализации пучка, соответственно (см. [7]), а $j_z = enV_z$, из (2) получаем:

$$V_p(r) = \frac{4\pi ec}{rH_z} \left[\beta_z(r) \int_0^r n \beta_z (1-f_m) r' dr' - \int_0^r (1-f) n r' dr' \right] \quad (5)$$

Здесь $\beta_z(r) = V_z(r)/c$

В наиболее простом случае, когда коэффициенты зарядовой и токовой нетрадиции, а также продольная скорость электронов V_z не зависят от радиуса, из (5) можно получить:

$$V_p(r) = \frac{2I(r)V_z}{H_z r c} \left[(1-f_m) - \frac{(1-f)}{\beta_z^2} \right] = V_p^0 \left[(1-f_m) - \frac{(1-f)}{\beta_z^2} \right] \quad (6)$$

Здесь $I_p(r) = \int_0^r 2\pi n e \beta_z r' dr'$ - ток пучка, а $V_p^0 = 2I_p(r)V_z/H_z r c$ скорость вращения нейтрализованного по заряду пучка (см. (3)). Обратим внимание на то, что при $f=0$ знак выражения, стоящего в квадратных скобках отрицателен, а при $f=1$ (полностью нейтрализованный по заряду пучок) - положителен, т.е. пучок в этих двух случаях будет вращаться в противоположных направлениях. Изменение направления вращения, как видно из (6), происходит при $f^* = 1 - \beta_z^2(1-f_m)$. При отсутствии обратного тока ($f_m=0$) изменение направления вращения происходит при $f = 1 - \beta_z^2 \approx 1/\gamma^2$, а модуль скорости V_p при $f=0$ примерно в $(\gamma^2 - 1)$ раз меньше значения V_p^0 , которое реализуется в случае полностью нейтрализованного по заряду пучка ($f=1$).

Таким образом, видно, что по измерениям макроскопической скорости вращения пучка можно не только определить распределение обратного плазменного тока по сечению пучка, но и получить информацию о степени зарядовой нейтрализации пучка.

В экспериментах измерение скорости вращения пучка может производиться следующим образом (рис.1). На входе в дрейфовую область устанавливается поглощающая электроны пучка маска 1. Изображение маски электронами пучка переносится на выходной коллектор 2 и из-за вращения пучка при его транспортировке через дрейфовую камеру поворачивается на некоторый

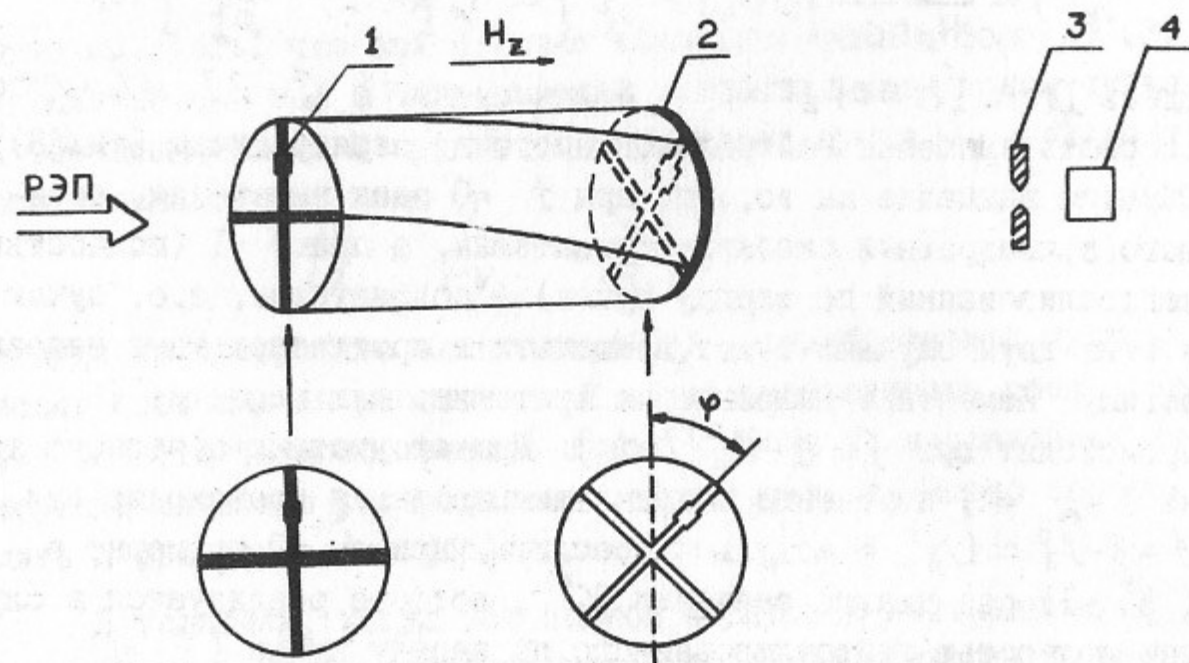


Рис. I.

угол $\varphi(r)$. Регистрация изображения с необходимым временным разрешением может осуществляться, например, рентгеновским электронно-оптическим преобразователем 4 с камерой обскуры 3. Распределение полного тока по сечению пучка может быть найдено по измеренной величине угла поворота $\varphi(r)$ с помощью соотношения (4). При величине полного тока 50 кА, радиусе пучка 8 см, расстоянии от маски до коллектора 50 см и магнитном поле $H_z = 5$ кГс угол поворота будет составлять $\approx 100^\circ$ и легко может быть измерен. Распределение тока пучка по сечению может быть определено по результатам фотометрирования снимка вне изображения маски, что позволяет найти распределение обратного плазменного тока.

Предложенный в настоящей работе метод был использован в экспериментах по магнитной компрессии сильноточного микросекундного РЭП [8, 9]. Результаты исследований процессов зарядовой и токовой нейтрализации пучка в этих экспериментах будут опубликованы отдельно.

В заключение автор выражает благодарность Д.Д.Рятову, Б.А.Князеву и М.А.Щеглову за полезные обсуждения.

Литература

1. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов. - УФН, 1971, т.103, № 4, с.609-640.
2. Breizman B.N., Ryutov D.D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum. - Nucl. fusion, 1974, vol.14, No 6, p.873-907.
3. Г.Валлис, К.Зауэр, Д.Зюндер, С.Е.Росинский, А.А.Рухадзе, В.Г.Рухлин. Инжекция сильноточных релятивистских электронных пучков в плазму и газ. УФН, т.113, № 3, с.435-462, 1974.
4. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле. /Ю.И.Абрашитов, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, В.М.Лагунов, В.Н.Лукьянов, К.И.Меклер, Д.Д.Рютов. - ЖЭТФ, 1974, т.66, № 4, с.1324-1337.
5. Arzhannikov A.V., Koidan V.S. Dynamics of a return current induced by relativistic electron beam in plasma. In: Proc. of the 12th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, 1975, Contributed papers, -Amsterdam, 1975, Pt.1, p.278.
6. Bondar Yu.F., Mkhaidze G.P., Savin A.A. Plasma current induced by REB. In: 8th Europ.sect.conf. on the atom.molecul. phys. of ionized gases: Abstracts, Greifswald, 1986, p.218-219; Краткие сообщения по физике ФИАН, 1986, № 10, с.17-19.
7. Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. - М.: Мир, 1978.
8. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Меклер К.И., Чикунов В.В., Щеглов М.А. Магнитная компрессия мощного релятивистского электронного пучка микросекундной длительности. - Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-121 (1984):
9. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Koidan V.S., Lebedev S.V., Shcheglov M.A., Voropaev S.G. Magnetic focusing of 80 kJ microsecond electron beam for plasma heating in solenoids. - Proc. 12th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics., Budapest, 1985, v.9F, part 1, p.508.

С.В.Лебедев

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ОБРАТНОГО ПЛАЗМЕННОГО
ТОКА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С СИЛЬНОТОЧНЫМИ РЭП

Препринт

№ 86- 178

Работа поступила - 30 октября 1986 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 30.XI-1986 г. МН 11917

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.0,6 печ.л., 0,5 учетно-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ №178.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90