

Измерение энергии плазмы в установке Т-3

С. В. МИРНОВ

УДК 533.9

Работа посвящена измерению полной энергии плазмы E на установке Т-3. Так как в общем случае давление плазмы может быть анизотропным, необходим учет двух компонентов энергии: поперечной E_{\perp} относительно направления стабилизирующего магнитного поля и продольной E_{\parallel} .

Значение E_{\perp} определялось по величине диамагнитного эффекта плазмы, E_{\parallel} оценивалась по величине равновесного смещения плазменного шнура в предположении, что плотность тока в центре не превышает значения, допустимого критерием Крускала — Шафранова при $q = 1$.

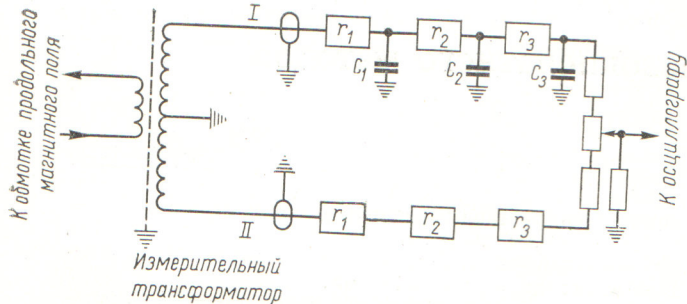


Схема измерения ΔI .

Плечо I служит для компенсации сигнала от «квазистационарного» тока I_0 , создающего основное стабилизирующее магнитное поле. Величина I_0 превосходит ΔI приблизительно в 10^4 раз. Плечо II — измерительное.

На рисунке изображена схема измерения диамагнитного потока $\Delta\Phi$ в сечении плазмы. Вследствие большой индуктивности обмотки возбуждения стабилизирующего магнитного поля и малого сопротивления внешних цепей питания стало возможным свести задачу к измерению дополнительного тока ΔI в цепи обмотки возбуждения.

Принимая во внимание скинирование магнитного потока внутри проводящей камеры (лайнера), получаем следующие соотношения, связывающие ΔI и $\Delta\Phi$:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi' + \tau \frac{d}{dt} \Delta\Phi'; \quad \Delta\Phi' = 10^8 \frac{L}{N} \Delta I,$$

где L — индуктивность, а N — полное число витков обмотки возбуждения. В результате калибровочных экспериментов получена величина τ , равная ~ 500 мксек. Учитывая теперь, что

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{H_z} [(0,1J)^2 - 2E_{\perp}] = \frac{2\pi}{H_z} (0,1J)^2 (1 - \beta_{\perp}),$$

и зная J и H_z , можно определить E_{\perp} . (Здесь J — ток разряда, а; H_z — величина стабилизирующего поля, э.)

Подобный прямой метод позволяет измерить величину $1 - \beta_{\perp}$ с точностью 10–15%.

Относительные методы определения $1 - \beta_{\perp}$ дают возможность повысить точность до 5%. Суть их состоит в отыскании режимов разряда с $\beta_{\perp} \approx 0$. Один из этих методов основан на том факте, что при прочих равных условиях β_{\perp} убывает с уменьшением концентрации заряженных частиц n_e . Экстраполяция β_{\perp} до $n_e = 0$ позволяет осуществить относительную калибровку. Основой другого метода относительной калибровки является то, что при быстром добавочном изменении тока в процессе разряда энергия плазмы не успевает измениться. Оба метода дали совпадение лучше 5%.

Абсолютное значение β_{\perp} менялось в процессе экспериментов от 0,05 до 1. Точность определения составляла $\sim 5/\beta\%$.

Для нескольких случаев было показано, что с точностью до ошибок эксперимента энергия плазмы изотропизирована ($E_{\parallel} \approx \frac{1}{2} E_{\perp} \approx \frac{1}{3} E$).

Обнаружены следующие зависимости величины E от параметров разряда: увеличение с ростом n_e , увеличение с ростом J (примерно как $J^{1,5 \pm 0,5}$), в пределах магнитогидродинамической устойчивости ($q \geq 3$) E слабо зависит от величины стабилизирующего магнитного поля.

(№ 301/5068. Поступила в Редакцию 18/IX 1968 г. Полный текст 1,25 а. л., 13 рис., 37 библиографических ссылок.)

Радиальная самофокусировка электронно-ионного пучка, движущегося вдоль магнитного поля

В. Б. КРАСОВИЦКИЙ

УДК 621.384.637

Использование самофокусирующихся пучков заряженных частиц в качестве волноводов медленных волн представляет интерес для ускорения заряженных частиц, так как позволяет получить большие напряженности электромагнитных полей в области, где находятся ускоряемые частицы [1]. Как будет показано ниже, условия, необходимые для радиального самосжатия пучка, могут быть выполнены при движении электронного пучка вдоль магнитного поля в вакууме, если отрицательный заряд пучка частично скомпенсирован за-

рядом ионного пучка, движущегося с той же скоростью. Переходя к системе отсчета, связанной с пучком, и считая, что в начальный момент поперечное движение частиц в пучке близко к бриллюэновскому [2]: $v_{\varphi} = -\frac{1}{2} \omega_H r$, $\omega_e^2 = \frac{1}{2} \omega_H^2$ (ω_H — гирочастота, а $\omega_e^2 = \frac{4\pi e^2 n_{0e}}{m}$ — плазменная частота пучка), а ионы захвачены в потенциальную яму, образованную нескомпен-