

## ПОЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ АДИАБАТИЧЕСКИМ СЖАТИЕМ В СИСТЕМЕ ПЛАЗМА-ПУЧОК

Л. П. Закасов, А. А. Иванов, А. Г. Плясов,  
В. В. Шапкин

В адиабатической ловушке с большим пробочным отношением при взаимодействии электронного пучка с холодной плазмой образуется высокотемпературная электронная компонента, длительно удерживаемая в ловушке [1]. При определенных условиях удается в значительном объеме ( $V \sim 20$  л) накопить электроны со средней энергией  $T_e \sim 200$  кэВ и концентрацией  $n = 2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Существенно, что эти условия выполняются в довольно слабых магнитных полях  $0,8 \div 1$  кэ.

Ранее [2] приводились исследования по адиабатическому сжатию плазмы, получаемой в результате турбулентного нагрева. Показано, что это является эффективным методом получения плотной ( $n \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) высокотемпературной ( $T_e \sim 30$  кэВ) плазмы. В данной работе рассматривается возможность получения релятивистской плотной плазмы путем адиабатического сжатия энергичной компоненты плазмы, образующейся в системе плазма-пучок.

Рассмотрим каким образом меняются параметры плазмы при адиабатическом сжатии с учетом релятивистских факторов. Исходя из поперечного адиабатического инварианта:

$$\frac{\gamma^2 \beta^2}{H} = \text{const} \quad (1)$$

и выражения для полной энергии:  $m c^2 = m_0 c^2 + T$ , можно получить зависимость роста кинетической энергии электрона при изменении в  $\alpha = H/H_0$  раз напряженности магнитного поля:

$$T = m_0 c^2 \left[ \sqrt{1 + \alpha \frac{T_0}{m_0 c^2} \left( \frac{T_0}{m_0 c^2} + 2 \right)} - 1 \right], \quad (2)$$

где  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $T_0$  — начальная энергия электрона,  $H_0$  и  $H$  — напряженности поля, соответствующие началу и концу сжатия.

Концентрация плазмы  $n$  в результате поперечного сжатия растет пропорционально коэффициенту сжатия

$$n = n_0 \alpha. \quad (3)$$

В неоднородном по оси поле происходит одновременно сжатие и в осевом направлении. С учетом релятивизма продольный инвариант при параболическом профиле магнитного поля имеет вид:

$$\gamma \sigma^2 \Omega = \text{const}, \quad (4)$$

где  $\sigma$  — амплитуда,  $\Omega$  — частота колебания электрона между точками отражения, равная

$$\Omega = \sqrt{\frac{\mu_0 \gamma_0}{m_0 \gamma^2}}$$

$\mu_0$  — магнитный момент, а  $m_0$  — масса покоя электрона. Из инварианта (4) можно определить связь между продольным  $a_{||} = \sigma_0' \alpha$  и поперечным сжатием  $a_{\perp}$

$$a_{||} = (a_{\perp})^{1/4}. \quad (5)$$

Таким образом в ловушках такого типа концентрация плазмы в результате продольного и поперечного сжатия увеличивается пропорционально  $\alpha^{5/4}$ .

В таблице (нижняя строка) приведены результаты расчета для случая стократного сжатия ( $\alpha = 100$ ), где в качестве исходных данных (верхняя строка) взяты результаты, полученные на установке ПН-2 [1].

$H, \text{э}$	$n, \text{см}^{-3}$	$T, \text{эв}$	$\beta = 8\pi nT/H^2$	$V, \text{см}^3$	$W = nTV, \text{дж}$
$8 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^5$	0,25	$2 \cdot 10^4$	13
$8 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{12}$	$4,5 \cdot 10^6$	0,17	67	290

На установке ПН-2 (рис. 1) был проведен эксперимент по адиабатическому сжатию плазмы. Магнитное поле пробочной конфигурации создавалось системой катушек (1, 2). Напряженность магнитного поля нарастала от 0 до 3,5 кэ в центре и 18,5 кэ в пробках за время 0,5 сек. В момент времени, соответствующий 1 кэ, включались: электронная пушка (3) (ток пучка 10 а, энергия 35 кэв, длительность 250 мксек), и плазменный инжектор (4), заполняющий ловушку холодной плазмой ( $n = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 5 \text{ эв}$ ). Вакуумная камера (5) длиной 60 см и диаметром 40 см откачивалась до остаточного давления  $10^{-7}$  тор.

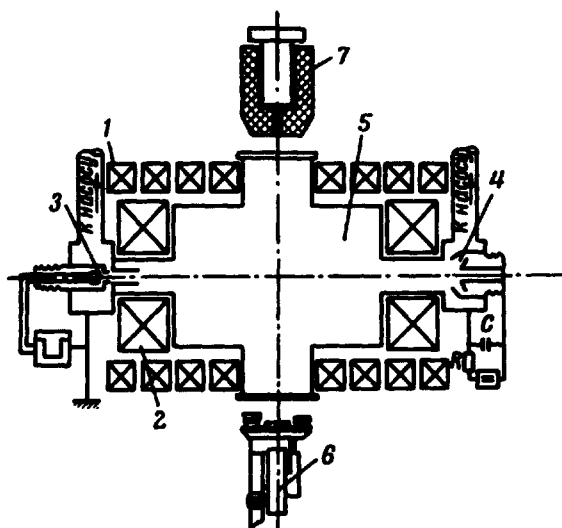


Рис. 1. Схема установки: 1.— катушки основного магнитного поля, 2 — пробочные катушки, 3 — электронная пушка, 4.— плазменный инжектор, 5 — вакуумная камера, 6 — кинокамера "Конвас", 7 — рентгеновский датчик

Полученная в результате пучково-плазменного взаимодействия горячая электронная компонента плазмы сжималась нарастающим магнитным полем. Эффект наблюдался по уменьшению видимого диаметра плазмы по мере возрастания магнитного поля. Свечение плазмы после включения электронного пучка обусловлено возбуждением нейтрального газа горячими электронами и поперечный размер светящегося шнура характеризует диаметр высокотемпературной компоненты плазмы. На рис. 2. приведена пространственно-временная кадровая развертка плазменного шнура: а) в постоянном магнитном поле 1 кэ и б) при сжатии от 1 до 3,5 кэ. Съемка производилась со скоростью  $10 \div 12$  кадров в сек кинокамерой типа "Конвас" через боковой патрубок вакуумной камеры. За диаметр плазмы принималась

полуширина кривой радиального распределения интенсивности свечения плазменного шнура. В случае сжатия отношение начальной полуширины (верхний кадр на рис. 2, *б*) к конечной (нижний кадр на рис. 2, *б*) равно 2,5, что оказывается несколько больше расчетного. Это можно объяснить тем, что верхние кадры на рис. 2 в начальный момент экспонируются при наличии в плазме электронного пучка, поддерживающего высокий уровень плотности холодной плазмы, диаметр которой больше диаметра горячей плазмы. Поэтому правильнее сравнить полуширину второго кадра сверху при постоянном поле (рис. 2, *а*) с полушириной нижнего кадра в случае сжатия (рис. 2, *б*). При такой поправке реальное сжатие практически совпадает с ожидаемым.

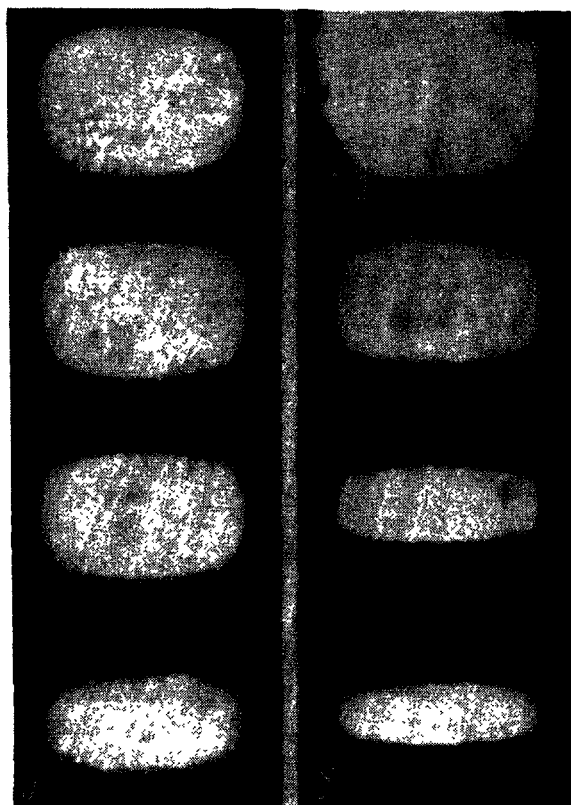
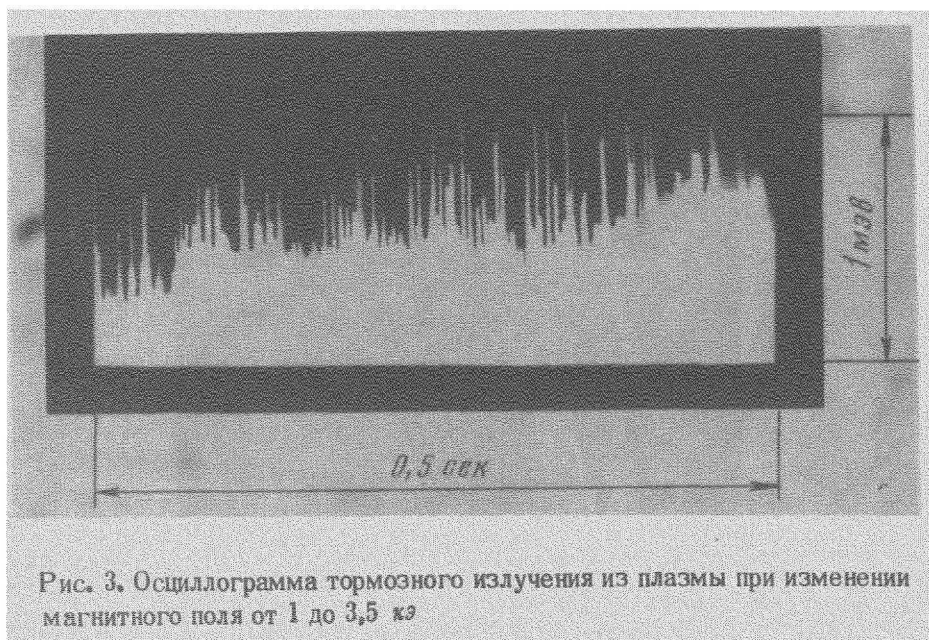


Рис. 2. Кадровая развертка поперечного размера плазмы: *а* – в постоянном магнитном поле 1 кэ, *б* – при изменении магнитного поля от 1 3,5 кэ. Скорость съемки 12 кадров в сек

Некоторое уменьшение диаметра со временем наблюдается также на рис. 2, *а*, когда сжатие отсутствует. Это уменьшение связано с заметным уходом быстрых частиц и существенным спадом плотности нейтрального газа в камере за время между первым и последним кадром. Оба эти фактора приводят к ослаблению интенсивности свечения плазмы, а, следовательно, и к кажущемуся уменьшению ее диаметра.

Увеличение электронной температуры горячей компоненты в процессе сжатия наблюдалось качественно по тормозному излучению из плазмы. На рис. 3 показана осциллограмма излучения плазмы, регистрируемого коллимированным сцинтилляционным датчиком. Отчетливо видно нарастание энергии квантов по мере увеличения магнитного поля. Увеличение амплитуды импульсов на рис. 3 за счет наложения исключено надлежащим выбором загрузки кристалла.



Эксперимент показал, что при сжатии высокотемпературная компонента плазмы остается устойчивой. Можно надеяться, что и при больших коэффициентах сжатия плазма будет устойчивой и таким образом удастся получить плотную релятивистскую плазму, которая представляет интерес для целого ряда прикладных вопросов: проблемы термоядерного синтеза, ускорения заряженных частиц, создания источников  $\gamma$ -излучения большой мощности, задач астрофизики и т. д.

В заключение авторы выражают признательность Е.К.Завойскому за полезные обсуждения и интерес к работе.

Поступила в редакцию  
15 ноября 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] Л.П.Закатов, А.Г.Члахов, Д.Д.Рютов, В.В. Шапкин. ЖЭТФ, 54, 1089, 1968
- [ 2 ] М.В.Бабыкин, П.П.Гаврин, Е.К.Завойский, Л.И.Рудаков, Б.А.Ско-рюпин. ЖЭТФ, 47, 1631, 1964.