

МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗАТОР ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ, СЖИМАЕМЫХ ЛАЗЕРОМ

Э. Ворына *, С. Денус *, А.А. Ерохин, Ю.А. Захаренков, М. Мамчур *,
В. Мруз *, С. Награба *, Г.В. Склизков, Ю. Фарны *, А.С. Шиканов

УДК 533.9.07

Создан магнитный анализатор для измерения спектров протонов реакции D-D. При меньшем магнитном поле он может быть использован для исследования энергетических распределений быстрых ионов, ускоряемых в короне лазерной плазмы.

Одной из основных проблем в диагностике лазерной плазмы является определение параметров сжатого ядра мишени, таких как произведение плотности на радиус ρR и ионная температура $T_i / 1/$. В экспериментах по лазерному нагреву и сжатию мишеней для этого используют измерения выхода и спектра продуктов термоядерных реакций (D-D, D-T): нейтронов, протонов альфа-частиц.

В работе сообщается о создании магнитного масс-спектрографа для измерения спектров протонов реакции D-D, а также высокоэнергетических ионов водорода, ускоряемых в разреженной короне лазерной плазмы. Конструкция прибора основана на принципах идеальной фокусировки /2/, благодаря чему сохраняются фокусирующие свойства при сравнительно большой входной щели. Расстояние от источника до анализатора составляет 1,5 м. Телесный угол анализатора $\sim 10^{-3}$ ср. Это на порядок выше, чем у применявшихся ранее масс-спектрографов /3 - 5/.

Длина свободного пробега протонов, в соответствии с /6/, при $T_e \gg \gg 0,54$ кэВ составляет $\lambda_{1p} = 4,8 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} / n_e$ см (где T_e в кэВ, n_e в см^{-3}). В плазме с $T_e \sim 2$ кэВ и $n_e \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$ $\lambda_{1p} \sim 150$ мкм. При условии $R/\lambda_{1p} < < 1/4$ протоны, пролетая через сжатое ядро плазмы с радиусом R , не термализуются. Это условие для приведенных выше значений параметров выполняется при $R \leq 40$ мкм (при объемном сжатии $\sim 10^3$ начальный радиус ми-

* Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза им. Калиского, ПНР, Варшава.

шени $R_0 \leq 500$ мкм). При прохождении протонов через холодную сжатую оболочку толщины Δ длина свободного пробега протонов составляет $\lambda_{2p} = 1,9 \cdot 10^{21} / n_e$ см. Для выполнения условия $\Delta / \lambda_{2p} < 1/4$ необходимо, чтобы $\rho \Delta < 1,5 \cdot 10^{-3}$ г/см² (при $\rho \approx 30$ г/см³ толщина неиспаренной части оболочки должна быть не более 0,5 мкм).

Энергетическое распределение протонов имеет вид [7]:

$$f(E_p) = \exp \left[- (E_p - \bar{E}_p)^2 / T \bar{E}_p \right],$$

где T — ионная температура плазмы. Ширина энергетического спектра $\Delta E = 91,6 \sqrt{T}$. В абляционном режиме сжатия происходит дополнительное уширение энергетического спектра из-за потерь в дейтериевой плазме ($c \rho \sim 3$ г/см³ и $T_e \sim 2$ кэВ) и при прохождении через сжатую микросферу ($c \rho \sim 10$ г/см³) /6/.

Для интервала энергий $2,1 \div 3,2$ МэВ по формуле $r = \sqrt{2mE} / qV$ определены траектории движения протонов в магнитном поле анализатора: $r_{\min} = 32$ см, $r_0 = 36$ см и $r_{\max} = 39$ см (индукция магнитного поля $B = 650$ мТ). В ионно-оптической схеме анализатора учитывались условия эксперимента и конструктивные особенности установки "Дельфин". Минимальное расстояние от источника протонов до входа анализатора $l_0 = 150$ см, до входной щели $l_{0s} = 140$ см. Размер входной щели в радиальном направлении $s = 8$ см, в аксиальном $h = 2,5$ см.

На рис. 1а представлена схема для расчета ионно-оптических характеристик и геометрии анализатора [2, 8]. По формуле $c_0 = 2r_0 \sin \psi / 2$ (где $c_0 = 25$ см — расстояние между входом и выходом анализатора для средней траектории протонов), рассчитан угол $\psi = 40^\circ$. Условия фокусировки в радиальном направлении имеют вид:

$$1/\lambda_1 = \text{tg } \psi_1 - \text{ctg } \kappa_0, \quad 1/\lambda_2 = \text{tg } \psi_2 + \text{ctg } \kappa_K, \quad \psi = \psi_1 + \psi_2.$$

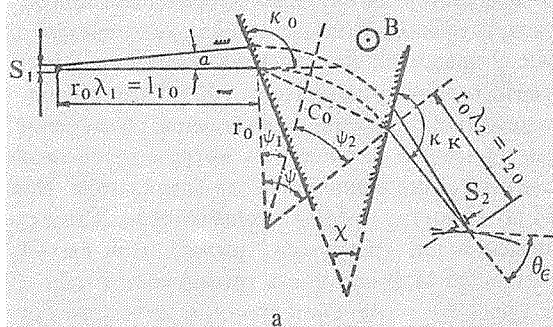
Углы κ_0 и κ_K выбраны так, чтобы энергетическая дисперсия была достаточно большой и по возможности постоянной во всем энергетическом диапазоне. В рассматриваемом случае D_ϵ — расстояние между средними траекториями двух пучков заряженных частиц с разностью энергий ΔE , измеряемое вдоль линии фокусов:

$$D_\epsilon / (\Delta E / E) = (r_0 / 2) [1 - \lambda_2 \text{ctg } \kappa_K - \beta_r (1 + \lambda_1 \text{ctg } \kappa_0)],$$

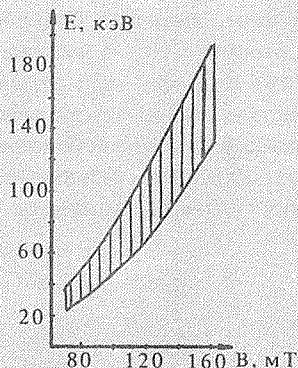
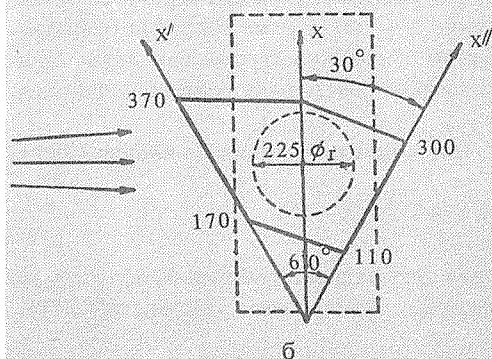
где β_r — радиальное увеличение анализатора; $\lambda_1 = l_{10} / r_0$; $\lambda_2 = l_{20} / r_0$. С учетом хроматической, сферической и смешанных аберраций энергетическое разрешение анализатора может быть представлено в следующем виде:

$$P = r_0 Y_6 / [\beta_r s_1 + 2r_0 Y_6 (\Delta B/B) + r_0 Y_5 (2\Delta E_{\max}/E) + s_2 + \tau],$$

где τ — сумма смешанных aberrаций первого и второго порядков; s_1 — ширина источников протонов; s_2 — ширина выходной щели анализатора на линии фокусов; Y_5 и Y_6 — параметры, характеризующие траекторию протонов в анализаторе с учетом сферической aberrации [2/.



Р и с. 1: а) схема для расчета анализатора; б) контур и размеры обкладок электромагнита.



Р и с. 2. Зависимость энергии ионов водорода от индукции магнитного поля.

В результате параметрического анализа выбраны следующие значения: телесный угол анализатора $\approx 10^{-3}$ ср, $\psi = 40^\circ$, $\kappa_0 = 114,35^\circ$, $\kappa_k = 94,35^\circ$, $\lambda_1 = 4,16$ ($l_{10} = 150$ см), $\lambda_2 = 0,83$ ($l_{20} = 30$ см). Угол между входной и выходной границами анализатора $\chi = \kappa_0 - \kappa_k + \psi = 60^\circ$. Радиальное увеличение $\beta_r = -0,3167$ (для r_0). Размер ионного пучка в аксиальном направлении 2,5 см. Энергетическая дисперсия $D_e/(\Delta E/E) = 141$ мм, что для $\Delta E = 0,5$ МэВ дает $D_e = 25$ мм. Разрешающая способность с учетом aberrаций $P = E/\Delta E = 45$, что в исследуемом диапазоне энергий позволяет разрешать $\Delta E \approx$

≈ 60 кэВ. Угол между средней траекторией протонов и касательной к линии фокусов, проведенной через точку пересечения с этой траекторией, $\Theta_{\epsilon_0} = 39^\circ$.

Магнитное поле анализатора создается электромагнитом с цилиндрическим сердечником ϕ 225 мм и дополнительными обкладками, размеры которых указаны на рис. 16. Расстояние между обкладками $h_m = 3,5$ см. При уменьшении магнитного поля анализатор может быть использован для исследований энергетических распределений быстрых ионов, ускоряемых в короне лазерной плазмы. На рис. 2 представлена зависимость энергии регистрируемых ионов водорода от магнитной индукции. Ниже 100 мТ неоднородности магнитного поля не позволяют получить достаточное разрешение.

Для регистрации выбран трековый детектор из нитрата целлюлозы (LR 115, CR-39), который помещается на линии фокусов анализатора. При работе с пленкой CR-39 можно по диаметру треков различать термоядерные частицы, имеющие близкие значения мЕ (например, тритий). При выходе протонов $\sim 10^7$ за импульс и $\Delta E = 0,5$ МэВ плотность треков составит 1 – 2 трека на 1 мм^2 при диаметре трека 10^{-2} мм. Счет треков и их анализ осуществляются на автоматическом микроденситометре АМД-1 в режиме сканирования (пространственное разрешение 5 мкм). Кроме того, для оперативной обработки результатов в качестве высокочувствительных детекторов могут быть использованы микроканальные пластины в режиме усилителей тока.

Поступила в редакцию 24 января 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б а с о в Н.Г. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером. Итоги науки и техники, сер. радиотехника, 26, М., ВИНТИ, 1982.
2. С ы с о е в А.А., Ч у п а х и н М.С. Введение в масс-спектрометрию. М., Атомиздат, 1977.
3. S l i v i n s k y V.W. et al. Phys. Rev. Lett., 16, 1803 (1975).
4. G o f o r t h R.R. et al. Preprint KMS-U477, USA, 1976.
5. S h i r a g a H., M o s h i z u k i T. in Annual Progress Report on Laser Fusion Program, ILE-APR6-79, Japan, 1979, p. 67.
6. Г у с ь к о в С.Ю., Р о з а н о в В.Б. Труды ФИАН, 134, 115 (1982).
7. В р у с к Н. Plasma Phys. 15, 611 (1973).
8. С ы с о е в А.А., С а м с о н о в Г.А. ЖТФ, 40, № 9, 1986 (1970).