

ПРЯМОЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Ф. А. Николаев, В. В. Сорокин, О. И. Стуков

УДК 539.1.074.4

На основе измерений и анализа формы импульса тока быстрого сцинтилляционного детектора, регистрирующего нейтроны из термоядерной лазерной плазмы, определяется ее ионная температура.

По измеренному спектру нейтронов из термоядерной лазерной плазмы, как известно [1 - 3], можно определить ее ионную температуру. Для этого необходимы [3] прецизионные измерения с энергетическим разрешением до десятых долей процента, которое сравнительно нетрудно получить при выходе более 10^8 нейтронов за вспышку. Для меньших выходов конструкция спектрометров становится сложной, громоздкой и менее надежной из-за использования большого количества регистрирующих элементов, необходимых для повышения светосилы спектрометра.

В данной работе рассматривается простой метод измерения ионной температуры плазмы, основанный на том, что нейтронная вспышка имеет длительность $\sim 0,1$ нс и известны энергетические линии нейтронов. Так как с ростом температуры плазмы θ происходит уширение энергетических линий

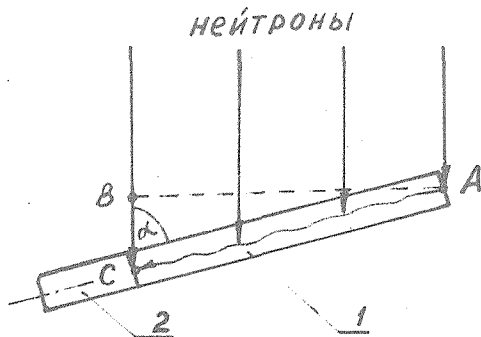
$$\text{для } dd\text{-нейтронов } \Delta E = \sqrt{3Q_d \theta \ln 2}, \quad (1)$$

$$\text{для } dt\text{-нейтронов } \Delta E = (8/5)\sqrt{Q_t \theta \ln 2}, \quad (2)$$

где Q_d , Q_t - энергии, выделяемые в dd - и dt -реакциях соответственно, то и с детектора нейтронов будет наблюдаться уширение импульса тока во времени. Поэтому можно непосредственно измерять температуру. Однако в реальном случае из-за конечных раз-

меров детектора и неопределенности места взаимодействия нейтрона в детекторе наблюдается дополнительное уширение импульса тока. В случае малых выходов нейтронов $< 10^8$, когда используется светосильный (с большим чувствительным объемом) детектор, эта неопределенность вносит наибольший вклад в уширение импульса, и измерение температуры плазмы становится невозможным.

Нами рассмотрена такая геометрия регистрации нейтронов и чувствительного объема сцинтилляционного детектора, при которой вклад в уширение импульса за счет неопределенности места взаимодействия нейтронов в чувствительном объеме детектора сведен к минимуму. Эта геометрия показана на рис. 1 для идеальных условий, когда нейтроны направлены параллельным пучком на сцинтиллятор, установленный к направлению их движения под углом $\alpha = \arccos(v_n/v_c)$, где v_n - скорость нейтрона, v_c - скорость распространения сцинтилляционной вспышки в сцинтилляторе. Из этого рисунка видно, что время сбора сцинтилляционной вспышки на фотоприемник из точки А, $t_c = AC/v_c$ равно времени пролета нейтрона из точки В в С $t_n = BC/v_n$. Поэтому для мгновенной вспышки нейтронов с известной фиксированной энергией (при $v_n < v_c$) всегда можно подобрать такой угол α , когда сцинтилляционные вспышки будут собираться на фотоприемник одновременно, неза-



Р и с. 1. Геометрия регистрации нейтронов и чувствительного объема сцинтилляционного детектора: 1 - сцинтиллятор; 2 - фотоприемник

висимо от места взаимодействия нейтрона в сцинтилляторе. Таким образом, размеры сцинтиллятора, исключая толщину, можно брать практически неограниченными, если не учитывать потери света при сборе и естественное уширение длительности сцинтилляционной вспышки на фотоприемнике за счет многократных отражений ее на гранях сцинтиллятора.

В реальных условиях эксперимента мы имеем дело с точечным источником, поэтому на детектор будет приходиться расходящийся пучок нейтронов. Это приведет к дополнительному уширению импульса тока фотоприемника $\delta t_{\alpha} = (L/v_n)(1 - 1/\cos \alpha)$, где L — время-пролетная база нейтронов от источника до детектора, α — отклонение направления нейтронов к поверхности сцинтиллятора от угла α . Этот вклад можно устранить более сложной геометрией сцинтиллятора, такой, при которой касательная к поверхности будет лежать под углом α к направлению движения нейтрона. Вклад в уширение импульса тока детектора будет давать и толщина сцинтиллятора d ; $\delta t_d = d[(1/v_n \sin \alpha) - 1/v_c \operatorname{tg} \alpha]$. Этот вклад можно уменьшить, если сцинтиллятор набрать из тонких пластин, а свет от них собирать на фотоприемник через гнутые световоды разной длины, чтобы скомпенсировать время пролета нейтрона от ближней к источнику пластины до последующих.

Пренебрегая этими вкладами, импульс тока детектора будет сверткой функции временного распределения нейтронов $f(t)$ и функции импульса-отклика детектора $i(t)$ на регистрацию отдельного нейтрона. Для $f(t)$ и $i(t)$, описываемых функциями Гаусса с дисперсиями σ^2 и σ_1^2 соответственно, передний фронт импульса тока детектора также будет описываться гауссианом, с дисперсией $\sigma_1^2 = \sigma^2 + \sigma_1^2$. Поэтому заранее измерив σ_1^2 и найдя σ_1^2 из опыта, можно определить σ^2 , которая однозначно связана с температурой плазмы Θ_d и Θ_T для d - и T -нейтронов следующими соотношениями:

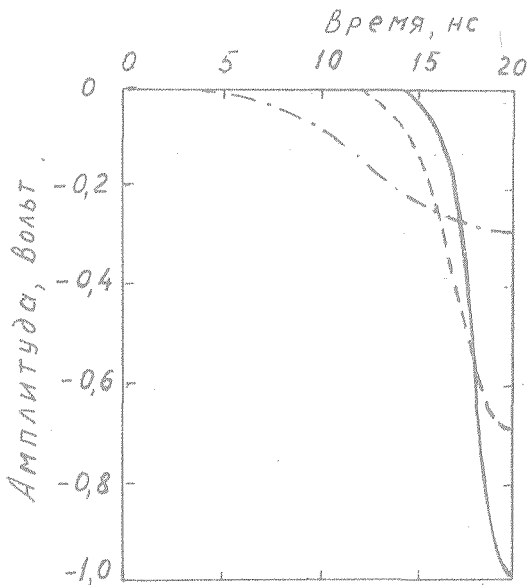
$$\Theta_d \approx 1,76(\sigma/L)^2 \quad \text{и} \quad \Theta_T = 12,74(\sigma/L)^2.$$

Если L выражено в метрах, σ в наносекундах, то температура — в килоэлектронвольтах. Эти соотношения получены из (1), (2) и формулы для времени пролета нейтронов /5/. Изменение длительностей переднего фронта импульсов тока детектора от темпе-

ратуры плазмы показано на рис. 2. Относительная погрешность температурных измерений равна $\delta\theta/\theta \approx 2 [(\delta\sigma/\sigma)^2 + (\delta L/L)^2]^{1/2}$, где $\delta L/L$ - погрешность измерения время-пролетной базы;

$$\delta\sigma/\sigma = (1/\sigma) \sqrt{(\delta t_a)^2 + (\delta t_\alpha)^2 + (\delta t_d)^2 + (\delta\sigma_I)^2 + (\delta\sigma_1)^2};$$

$\delta t_a = \sigma/\sqrt{N}$ - статистическая погрешность (N - число регистрируемых нейтронов), $\delta\sigma_I$ - погрешность измерения длительности переднего фронта импульса тока детектора в эксперименте, $\delta\sigma_1$ - погрешность измерения длительности переднего фронта импульса отклика детектора при калибровке.



Р и с. 2. Нормированные по количеству регистрируемых dd -нейтронов расчетные кривые переднего фронта импульса тока детектора (сцинтиллятор $20 \times 40 \times 1000$ мм³, фотоумножитель ФЭУ-30), расположенного в 10 м от мишени, соответствующие температурам плазмы: 0 кэВ (—), 1 кэВ (---) 10 кэВ (—·—)

Анализ функции $\delta\sigma/\sigma$ показал, что она принимает минимальные значения на время-пролетной базе L при соответствующем подборе размеров сцинтиллятора; так, например, для плоского сцинтиллятора толщиной d , высотой l и шириной b (при $L > d$, l , b) минимум функции $\delta\sigma/\sigma$ обеспечивается при

$$b = 1/\left[1 + (3/16)(t_c/t_n)^2(L/l)^2\right]^{1/4},$$

$$d = 0,18(l^2/L)\left[(1/L)^2 + 0,25(t_c/t_n)^2\right]/\left[(1/L)^2 + 0,19(t_c/t_n)^2\right],$$

$$(724\pi L^5/N_0 \epsilon_0)\left[1 + 0,19(t_c/t_n)^2(L/l)^2\right]^{7/4} =$$

$$= 1^4\left[1 + 0,25(t_c/t_n)^2(L/l)^2\right]^{6/4}\left[(\delta\sigma_I)^2 + (\delta\sigma_l)^2\right]/(\delta\sigma_0)^2,$$

где σ_0^2 — дисперсия временного распределения нейтронов за счет температурного уширения энергетической линии нейтронов на расстоянии l м от источника, N_0 — число нейтронов из источника за импульс излучения, ϵ_0 — эффективность детектора на единицу толщины сцинтиллятора.

Оценки показывают, что с помощью обычного прямоугольного сцинтилляционного счетчика для ожидаемого выхода $\sim 10^6$ нейтронов можно измерить температуру термоядерной лазерной плазмы с погрешностью не хуже 70%. Точность измерения температуры можно значительно улучшить, если использовать сцинтилляционный счетчик оптимальной геометрии со световодами разной длины, как указывалось выше.

В заключение авторы выражают благодарность Г. В. Склизову за полезные обсуждения и внимание к работе.

Поступила в редакцию
27 сентября 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Г. Басов и др., Письма в ЖЭТФ, 15, 589 (1972).
2. Е. Г. Гамалий, Препринт ФИАН СССР № 34, М., 1974 г.
3. Е. Г. Гамалий, С. Ю. Гуськов, Н. М. Соболевский, Труды ФИАН, 95, II (1977).