

02;10;12

Метод и устройство для невозмущающей диагностики сильноточного пучка нейтральных частиц низкой энергии по электронам фотоионизации

© А.С. Артемов

Объединенный институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 10 сентября 1997 г.)

Предлагаемый метод диагностики основан на измерении импульсного распределения электронов, вылетающих в практически одной плоскости из области фотоионизации с малыми геометрическими размерами и под двумя различными углами относительно оси пучка. Для реализации этого метода на сильноточном пучке нейтральных частиц малой энергии (десятки–сотни килоэлектрон-вольт для атомов водорода или дейтерия) предложено устройство, позволяющее оперативно и невозмущающим образом измерять распределения частиц по импульсу, сечению пучка и в поперечном фазовом пространстве.

Для нагрева плазмы до термоядерных температур и безындукционного поддержания тока в существующих и разрабатываемых токамаках широко используются сильноточные пучки атомов водорода или дейтерия малой энергии (десятки–сотни килоэлектрон-вольт) [1]. Такой пучок с током в десятки ампер и длительностью импульса несколько секунд формируется из отдельных элементарных пучков положительных или отрицательных ионов путем их перезарядки на газе с последующим сепарированием в магнитном поле. При этом регулирование углов расходимости элементарных пучков и профилирование поверхности их эмиссии позволяют варьировать плотность мощности пучка на входе в токамак в широких пределах (от максимальной концентрации до равномерного распределения на большой поверхности). Для контроля формирования таких сильноточных нейтральных пучков необходимо разрабатывать невозмущающие методы с использованием вторичных частиц или фотонов. Один из возможных вариантов предлагается в данной работе и основан на регистрации электронов, рождающихся при фотоионизации пренебрежимо малой части атомов пучка.

В области малых энергий точность соответствия распределений атомов водорода (или дейтерия) и электронов их ионизации на зондирующей корпускулярной или фотонной мишени весьма мала [2]. Тем не менее высокая монохроматичность лазерного излучения, формирующего фотонную мишень, и двухчастичный характер распада частиц при рождении электронов на ней открывают дополнительные возможности диагностики в этом случае. На рисунке, *a* представлена кинематическая диаграмма рождения электрона в плоскости YZ после поглощения фотона нерелятивисткой частицей A^0 с импульсом P_0 . При этом полагается, что ось пучка совпадает с осью канала транспортировки $O'Z'$. Импульс электрона (P_e) в системе покоя распадающейся частицы определяется энергией поглощаемого фотона ($\hbar\omega$) и порогом фотоионизации (ε_n) используемого квантового

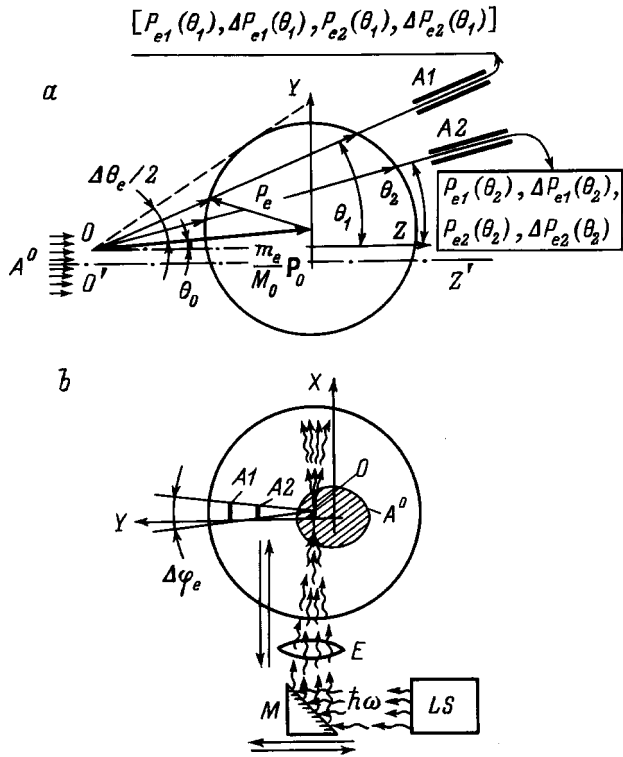
состояния, $P_e = \sqrt{2m_e(\hbar\omega - \varepsilon_n)}$. Нетрудно показать, что при достаточно высоком угловом ($\delta\theta$) и импульсном ($\delta P_e/P_e$) разрешении двух анализаторов, направленных на фотонную мишень 0 и $\theta_0 \ll \Delta\theta_e/2$, характеристики $\Delta P_0/P_0$ и $\Delta\theta_0$ частиц пучка в области зондирующей мишени определяются по величинам (P_{e1} , P_{e2}) и разбросам ($\Delta P_{e1} > 0$, $\Delta P_{e2} > 0$) импульсов электронов при соответствующих углах измерения θ_1 и θ_2 относительно оси OZ ($\theta_0 \ll \theta_2 < \theta_1 < \Delta\theta_e/2$)

$$\Delta P_0/P_0 = \left| \left[\operatorname{tg} \theta_1 \cdot \Delta f_e(\theta_2) - \operatorname{tg} \theta_2 \cdot \Delta f_e(\theta_1) \right] / (\operatorname{tg} \theta_1 - \operatorname{tg} \theta_2) \right|, \quad (1)$$

$$\Delta\theta_0 = \left| \left[\Delta f_e(\theta_2) - \Delta f_e(\theta_1) \right] / (\operatorname{tg} \theta_1 - \operatorname{tg} \theta_2) \right|, \quad (2)$$

где $\Delta f_e(\theta) = [\Delta P_{e1}(\theta) + \Delta P_{e2}(\theta)] / [P_{e1}(\theta) + P_{e2}(\theta)]$; $P_0 = M_0 \cdot [P_{e1}(\theta) + P_{e2}(\theta)] / (m_e 2 \cos \theta)$ — средний импульс налетающих частиц; $\theta = \theta_1$ или θ_2 ; M_0 и m_e — масса нейтральной частицы и электрона соответственно.

Схема устройства для измерения распределений частиц пучка по импульсу P_0 , (XY) -сечению и в (Y', Y) -фазовой плоскости представлена на рисунке, *b*. Направления и аксептансы анализаторов $A1$ и $A2$ выбираются таким образом, чтобы регистрировать фотоэлектроны, вылетающие только из сфокусированной области мишени (0) и в близкой к (YOZ) -медианной плоскости ($\Delta\varphi_e \ll 1$). Сканирование пучка по сечению осуществляется смещением линзы (E) с анализаторами вдоль оси X при фиксированном пространственном положении зеркала (M), а также единым перемещением всех этих элементов вдоль оси Y . При контролируемой мощности фотонной мишени (определяющей вероятность фотоионизации), указанные характеристики пучка восстанавливаются с помощью выражений (1) и (2) по измеренным распределениям электронов по импульсу в зависимости от положения фокуса мишени в (XY) -плоскости.



Кинематическая диаграмма рождения регистрируемых фотоэлектронов (а) и схема устройства для невозмущающей диагностики пучка нейтральных частиц A^0 (b).

Беспрепятственное прохождение пучка и его невозмущающая диагностика в данном устройстве реализуются при энергиях нейтральных частиц (E_0), определяемых выражением

$$\sqrt{\frac{M_0}{m_e} \frac{(\hbar\omega - \varepsilon_n)}{E_0}} L_e \geq d_b, \quad (3)$$

где d_b и L_e — поперечный размер пучка в направлении оси Y и пролетная база электронов от мишени до анализатора соответственно.

Используемое для измерений квантовое состояние нейтральных частиц находится из условия его избирательной фотоионизации. Для атомов $H^0(D^0)$ в наибольшей степени подходит их метастабильное $2s$ -состояние. В отличие от рассмотренного в работе [3] метода диагностики в данном случае оптимальным является максимально возможное значение $\hbar\omega - \varepsilon_n$. Необходимые для измерений средняя и импульсная плотности мощности излучения лазера (LS) определяются условием выделения информации из общего потока электронов, рождающихся на зондирующей мишени и остаточном газе, а также требуемой оперативностью устройства.

Рассмотрим возможности данного метода диагностики на примере сильноточного пучка атомов водорода с энергией $E_0 = 400$ keV, $d_b \approx 4$ см и плотностью тока частиц $j_0 \approx 1$ А/см². Процентное содержание метастабильного $2s$ -квантового состояния при формировании такого пучка

оценивается величиной $\delta_{02} \approx 5\%$ [4]. Избирательную фотоионизацию этого состояния можно осуществить, например, с помощью излучения четвертой гармоники Nd^{+3} :ИАГ лазера с $\hbar\omega = 4.66$ eV [3]. Соответствующее сечение взаимодействия с $H(2s)$ -атомами равно $\sigma_{i|2s} \approx 7 \cdot 10^{-18}$ см², а близкий к единице коэффициент фотоионизации в области сфокусированной мишени достигается при ее мощности

$$P_\gamma \approx 10^7 \sqrt{E_0} \cdot d_{\gamma f}, \quad (4)$$

где P_γ и E_0 выражены в ваттах и килоэлектрон-вольтах соответственно, $d_{\gamma f} \approx f \cdot \alpha_\gamma$ — минимальный поперечный размер области фокусировки мишени в (XY)-плоскости, f — фокусное расстояние линзы [см], α_γ — угловая расходимость излучения лазера [rad].

Для $f = 30$ см и $\alpha_\gamma \approx 10^{-3}$ рад получаем $P_\gamma \approx 6$ MW. Данная величина находится в хорошо освоенном диапазоне мощностей импульсной генерации рассматриваемого типа лазера. При использовании анализаторов электронов с $\delta\theta \approx 5 \cdot 10^{-4}$ рад и $\delta P_e/P_e \approx 10^{-4}$ (например, типа Юза–Рожанского), отъюстированных в (YZ)-плоскости в соответствии с соотношением $\theta_1 - \theta_2 \approx \theta_2 \approx \Delta\theta_e/6$, из выражений (1)–(3) получаем $L_e \approx 60$ см и следующие оценки точностей измерения характеристик пучка:

$$\frac{\delta P_0}{P_0} \approx 3 \frac{\delta P_e}{P_e} \approx 3 \cdot 10^{-4};$$

$$\delta Y' \equiv \delta\theta_0 \approx 6 \sqrt{\frac{m_e E_0}{M_0(\hbar\omega - \varepsilon_n)}} \frac{\delta P_e}{P_e} \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ рад}. \quad (5)$$

Перспективы улучшения приведенных точностей связаны прежде всего с возможностью уменьшения величины $\delta P_e/P_e$ при учете влияния пространственного заряда сгустка регистрируемых электронов на пролетном участке до анализатора и внутри него.

Ток фотоэлектронов, регистрируемых, например, анализатором $A2$ из области фокусировки мишени за время импульса лазера при $\Delta\varphi_e \approx 0.1$ рад, оценивается как

$$I_{e2} \approx 0.2 \cdot j_0 \cdot \delta_{02} \cdot d_{\gamma f} \cdot L_{\gamma f} \cdot (\delta\theta \cdot \Delta\varphi_e / \Delta\theta_e) \approx 10^{-7} \text{ А}, \quad (6)$$

где $L_{\gamma f} \approx \alpha_\gamma \cdot f^2 / D_\gamma$ — глубина перетяжки лазерного излучения в области фокусировки на уровне 10%-го увеличения ее поперечного размера над $d_{\gamma f}$, D_γ — диаметр пучка фотонов до линзы.

В выражении (6) полагается, что $D_\gamma \approx 1$ см, а размеры просматриваемой анализатором области мишени вдоль X - и Y -координат совпадают с $L_{\gamma f} \approx 10$ мм и $d_{\gamma f} \approx 0.3$ мм соответственно. Полученное значение I_{e2} более чем на два порядка превосходит ток фоновых электронов при давлении остаточного газа $P_b \approx 10^{-4}$ Торр. При этом средняя энергия фотоэлектронов равна $E_e \approx 220$ eV, а интервал между максимумами соответствующего распределения составляет $|E_{e1 \max 1}(\theta_2) - E_{e1 \max 2}(\theta_2)| \approx 2E_e \cdot \Delta\theta_e \approx 65$ eV.

На пролетном участке до анализатора ленточный поток регистрируемых электронов расплывается в поперечном направлении под влиянием собственного пространственного заряда. Это приводит к некоторым потерям и увеличению углового разброса электронов на входной щели анализатора, а также к ухудшению его разрешения. Степень проявления этих эффектов характеризуется величиной $\Delta d_{\gamma f} / d_{\gamma f} \approx 5 \cdot 10^4 I_e [A] \cdot (E_e [eV])^{-1.5} L_e^2 / (L_{\gamma f} \cdot d_{\gamma f}) \approx 0.2$ и в данном случае их можно не учитывать. Потерями и рассеянием электронов на остаточном газе также можно пренебречь. Влияние пространственного заряда электронов на дисперсионные свойства рассматриваемого анализатора определяется величиной $Q_a = I_e / (d_{\gamma f} \cdot L_{\gamma f} \cdot E_e^{1.5})$ и проявляется при ее значениях $10^{-7} - 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{еВ}^{-1.5}$ [5]. Для анализируемого случая $Q_a \approx 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{еВ}^{-1.5}$, что более чем на два порядка меньше указанной граничной величины.

Длительность практически постоянной амплитуды импульса излучения рассматриваемого лазера может составлять $\tau_{\gamma} \approx 10 \text{ ns}$. При полученном токе фотоэлектронов этого времени достаточно для проведения необходимых измерений в сканирующем режиме работы анализаторов по импульсу электронов на выбранном участке поперечного сечения пучка. Время получения полной информации определяется скоростью механического перемещения соответствующих элементов устройства в пределах размера пучка атомов водорода по X- и Y-координатам. При частоте включения лазера больше или порядка 10 Hz достаточно подробная информация о характеристиках рассмотренного пучка может быть получена за время его квазинепрерывного импульса (несколько секунд).

Список литературы

- [1] *Плещивцев Н.В., Семашко Н.Н.* // Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. Т. 5. (Ионно-пучковая технология). М.: ВИНТИ, 1989. С. 55–112.
- [2] *Артёмов А.С.* // Труды 14-го совещания по ускорителям заряженных частиц. 1995. Т. 2. С. 36–40.
- [3] *Artimov A.S.* // Preprint JINR. N E9-92-501. Dubna, 1992.
- [4] *Gillespie G.H.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1985. Vol. 10/11. Pt 1. P. 22–25.
- [5] *Гамаюмов Ю.Г., Козлов И.Г.* // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 3. С. 531–538.