

04;12

Электронно-поляризационные исследования функции распределения электронов в анизотропной плазме

© А.С. Мустафаев, И.Б. Мовчан, А.П. Мезенцев

Санкт-Петербургский государственный горный институт (технический университет)
199026 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 октября 1999 г. В окончательной редакции 1 марта 2000 г.)

Исследование функции распределения электронов в анизотропной плазме выполнено с применением зондовой методики и магнитно-поляризационной техники Ханле. В гелиевом плазменно-пучковом разряде измерены моменты анизотропной функции распределения электронов, определена константа скорости разрушения выстраивания атомов гелия в состоянии 4^1D_2 в результате столкновений с заряженными частицами. Экспериментально апробирован новый способ исследования анизотропных свойств удаленных плазменных объектов, недоступных для контактных методов диагностики. Измерены функция распределения электронов, сечение выстраивания полных угловых моментов возбужденных атомов гелия электронным ударом и степень анизотропии электронного давления. Достоинством нового способа является прямое измерение анизотропной функции распределения электронов в удаленных плазменных объектах, оценка которой ранее осуществлялась только теоретически.

Введение

Интерес к исследованию анизотропной плазмы возрос в настоящее время в связи с новыми областями ее практического применения в современных плазменных технологиях, задачах энергетики, при создании мощных лазеров, плазменных источников света нового поколения, приборов радиационно-стойкой плазменной электроники, а также с необходимостью разработки новых методов исследования "удаленных" астрофизических и геофизических плазменных объектов.

В настоящей работе зондовым методом [1–13] в сочетании с методом поляризационной спектроскопии [14–16] измерены анизотропные функции распределения электронов (ФРЭ) в различных плазменных объектах.

Исследована деполаризация спектральной линии $4^1D_2-2^1P_1$ атомов гелия при концентрации заряженных частиц порядка 10^{11} cm^{-3} , определена константа скорости разрушения выстраивания состояния 4^1D_2 в результате столкновений с заряженными частицами.

Разработан метод исследования анизотропных свойств "удаленных" плазменных объектов, измерены моменты анизотропной ФРЭ, сечение выстраивания полных угловых моментов возбужденных атомов гелия электронным ударом и степень анизотропии электронного давления.

Моменты ФРЭ описывают различную степень упорядоченности векторов скоростей электронов и определяют анизотропные свойства плазмы. Поэтому главное внимание в работе уделено именно измерению моментов анизотропной функции распределения электронов.

Представление функции распределения электронов в анизотропной плазме

Функция распределения электронов по энергии в аксиально-симметричной анизотропной плазме, заданная в сферической системе координат с полярной осью,

направленной по локальной оси симметрии плазмы, может быть представлена разложением по ортогональным многочленам Лежандра [17]

$$f(\varepsilon, \Theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(\varepsilon) L_j(\cos \Theta), \quad (1)$$

где $\varepsilon = m\vartheta^2/2$ — энергия электрона, ϑ — модуль скорости электрона, Θ — полярный угол, $L_j(\cos \Theta)$ — многочлен Лежандра.

Коэффициенты $f_j(\varepsilon)$ имеют самостоятельный физический смысл и определяют ряд важнейших параметров плазмы. Наибольший интерес представляют три первых коэффициента ряда. Коэффициент f_0 с точностью до множителя определяет распределение электронов по модулю скорости, концентрацию плазмы n и ответствен за скорость возбуждения и ионизации Γ атомов плазмообразующей компоненты

$$n = \frac{4\pi\sqrt{2}}{m^{3/2}} \int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \\ \Gamma = 4\pi N_a \int_{\varepsilon_{\text{lim}}}^{\infty} \sigma_{ea}^i(\vartheta) f_0(\vartheta) \vartheta^2 d\vartheta. \quad (2)$$

Здесь σ_{ea}^i — сечения соответствующих процессов, N_a — концентрация атомов газа. Коэффициент f_1 однозначно связан с конвективной скоростью электронов и плотностью электронного тока

$$j_e = \frac{8\pi e}{3m^2} \int_0^{\infty} \varepsilon f_1(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (3)$$

Электронному давлению в плазме соответствуют диагональные элементы тензора плотности потока импульса

электронов Π_{ij} [18]

$$\Pi_{ij} = m \int [\vartheta_i \vartheta_j f(\vartheta)] d\vartheta$$

$$= \begin{pmatrix} p - \frac{1}{5}p_1 & 0 & 0 \\ 0 & p - \frac{1}{5}p_1 & 0 \\ 0 & 0 & p + \frac{2}{5}p_1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где скалярное электронное давление p определяется изотропной частью ФРЭ f_0

$$p = \frac{8\pi\sqrt{2}}{3m^{3/2}} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (5)$$

Анизотропная часть тензора плотности потока импульса электронов p_1 определяется коэффициентом f_2

$$p_1 = \frac{8\pi\sqrt{2}}{3m^{3/2}} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} f_2(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (6)$$

Остальные коэффициенты разложения ФРЭ наряду с тремя первыми определяют угловую структуру функции распределения и представляют особый интерес при изучении процессов заселения зеemanовских подуровней атома и диаграммы рассеяния электронов в актах столкновений.

Методы исследования

Коэффициенты ортогонального разложения анизотропной функции распределения электронов $f_j(eU)$ определялись экспериментально методом плоского од-

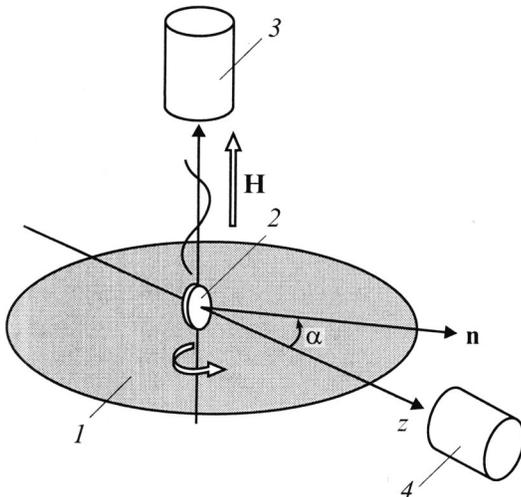


Рис. 1. Общая схема измерений в плазменно-пучковом разряде: ось z направлена от катода к аноду, n — нормаль к поверхности зонда, 1 — плазма пучкового разряда, 2 — вращающийся односторонний плоский зонд, 3 — поляризационный Ханле спектрометр, 4 — детектор функции распределения электронов по скоростям.

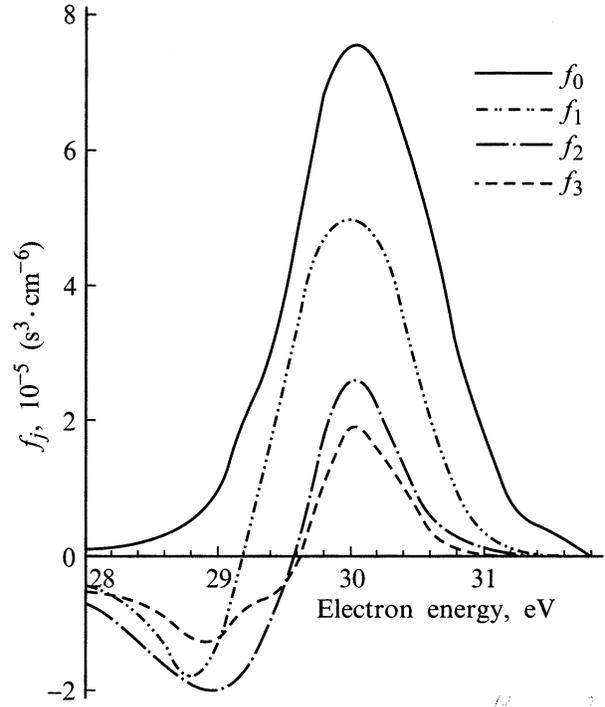


Рис. 2. Зависимость лежандровых коэффициентов ФРЭ от энергии электронов. Параметры разряда: $I_p = 0.1$ А, $P_{He} = 0.25$ Втгг.

ностороннего зонда [1,6,9,13] по результатам серии измерений второй производной от плотности зондового тока по потенциалу зонда $I''_U(eU, \alpha)$ при различных его ориентациях относительно оси симметрии плазмы (рис. 1)

$$f_j(eU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^1 \left[I''_U(eU, x) + \int_{eU}^\infty I''_U(\varepsilon, x) R_j(eU, \varepsilon) d\varepsilon \right] L_j(x) dx, \quad (7)$$

где $x = \cos \alpha$, α — угол между нормалью к поверхности зонда и осью симметрии плазмы, $R_j(eU, \varepsilon)$ — известная [13] резольвента интегрального уравнения для лежандровых компонент ФРЭ

$$R_j = \begin{cases} 0, & j = 0, \\ \frac{1}{2eU}, & j = 1, \\ \frac{3}{2eU} \sqrt{\frac{\varepsilon}{eU}}, & j = 2. \end{cases} \quad (8)$$

Таким образом, суть метода плоского одностороннего зонда состоит в измерении $I''_U(eU, \alpha)$ и последующем расчете по (1) и (7) значений $f_j(eU)$ (рис. 2). Отметим, что метод не требует никакой априорной информации о виде ФРЭ в плазме: основное соотношение (7) справедливо при любой степени ее анизотропии.

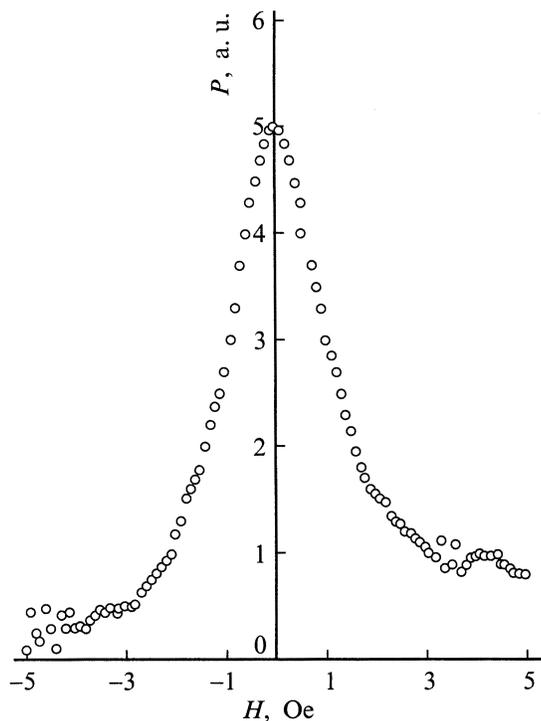


Рис. 3. Контур сигнала Ханле на линии $\text{He } \lambda = 4922 \text{ \AA}$ для концентрации заряженных частиц $n_{(\text{ch})} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ в плазменно-пучковом разряде. $p_{\text{He}} = 0.25 \text{ Torr}$.

Бесконтактные оптические исследования выполнены методом поляризационной спектроскопии, основанным на связи поляризации линейчатого спектра эмиссии с квадрупольным моментом ФРЭ $f_2(\vartheta)$ [14,15,19,20]. Поляризационная информация получена с применением оптико-магнитной техники эффекта Ханле [16], основанной на исследовании зависимости поляризации спонтанного излучения атомного ансамбля от напряженности магнитного поля H , приложенного к исследуемому участку разряда. Напряженность магнитного поля выбирается малой, чтобы не менять кинетических характеристик частиц в плазме разряда, но достаточной, чтобы разрушать поперечные компоненты выстраивания квантовых состояний атома. В результате в линейчатом спектре эмиссии наблюдается эффект Ханле как характерная зависимость степени поляризации спонтанного излучения в направлении, совпадающем с вектором напряженности внешнего магнитного поля, от величины напряженности поля (рис. 3). Вид сигнала Ханле позволяет судить об анизотропных свойствах плазменного объекта [14–16].

Исследование деполяризации состояния 4^1D_2 -атома гелия заряженными частицами. Зондовые исследования

Изучение деполяризации возбужденных атомов гелия при столкновении с заряженными частицами проводилось в гелиевом плазменно-пучковом разряде (ППР). Последний формировался между плоскими электродами

круглого сечения, расстояние между которыми изменялось от 0.1 до 2 см [1,11]. Катод выполнен в виде пористой вольфрамовой таблетки толщиной 0.15 см, пропитанной алюминатом бария–кальция. Температура катода изменялась в диапазоне 1000–1500 К с точностью $\pm 10 \text{ K}$. Плазма в разрядном промежутке характеризуется аксиальной симметрией и имеет вид проводящего цилиндра с диаметром поперечного сечения 1.1 см. Предварительная термическая и вакуумная подготовка прибора обеспечивает остаточное разрежение 10^{-9} Torr . Давление гелия регулировалось в диапазоне $10^{-1} - 1 \text{ Torr}$. Ток эмиссии катода поддерживался на уровне $(\cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-1}) \text{ A}$.

Выполнены комплексные исследования анизотропной плазмы методами плоского одностороннего зонда и магнитно-поляризационной техники Ханле [16]. В прибор через боковую границу вводился плоский односторонний зонд, монтируемый на трехкоординатной микрометрической системе дистанционного перемещения, позволяющей устанавливать зонд в избранную точку межэлектродного промежутка с точностью $\pm 0.05 \text{ mm}$. Исследована анизотропия ФРЭ не только вдоль оси, но и под разными углами к ней в диапазоне углов $0 - 180^\circ$ с точностью $\pm 0.5^\circ$. Одновременно с зондовыми измерениями в той же точке разряда регистрировалась степень поляризации спонтанного излучения возбужденных атомов гелия (рис. 1). При этом "луч зрения" совпадал с направлением вектора напряженности внешнего магнитного поля H , величина которого и определяет поляризацию наблюдаемого излучения.

Исследуемый диапазон давлений гелия соответствует бесстолкновительному режиму плазменно-пучкового разряда $l_0 > d$, где l_0 — длина свободного пробега электронов пучка, d — длина межэлектродного промежутка. В этом режиме при малых токах разряда пучок заряженных частиц не успевает срелаксировать ни по импульсу, ни по энергии на парных столкновениях [10]. Как следствие этого, ФРЭ существенно

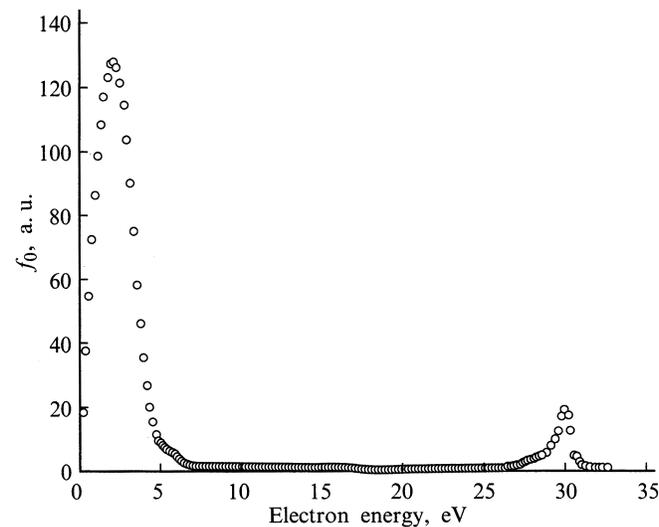


Рис. 4. Функция распределения электронов f_0 в плазменно-пучковом разряде. $p_{\text{He}} = 0.25 \text{ Torr}$, $I_p = 0.1 \text{ A}$.

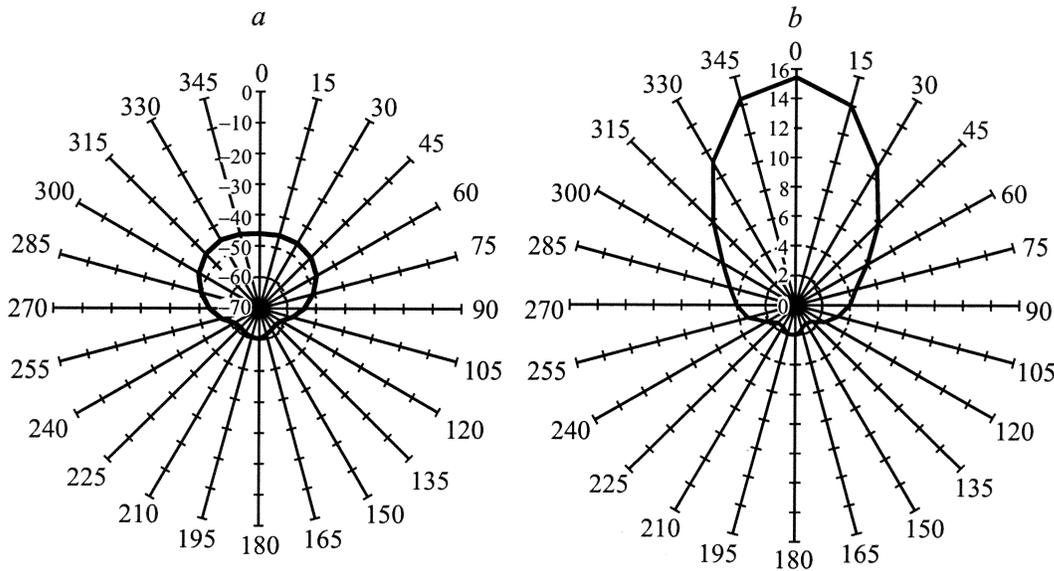


Рис. 5. Диаграммы распределения электронов по направлениям скорости. 0 — нормаль зонда ориентирована от анода к катоду; $I_p = 0.1$ А, $p_{He} = 0.25$ Торр. *a* — $\varepsilon = 2$ eV (медленные электроны); *b* — $\varepsilon = 30$ eV (электроны пучка).

неравновесна, характеризуется сильной анизотропией и по своей структуре не устойчива к возбуждению плазменных колебаний [5,10–12]. На графике зависимости $f_0(\varepsilon)$ (рис. 4) можно наблюдать максимумы как для низких (2 eV), так и для высоких значений энергии (30 eV). Они соответствуют двум обособленным группам электронов: медленным электронам с концентрацией n_1 , направления скоростей которых распределены практически изотропно; быстрым электронам пучка с концентрацией n_2 , движущимся от катода к аноду и возбуждающим атомы гелия с наведением выстраивания их электронных угловых моментов. В бесстолкновительном режиме гелиевого ППР электроны пучка имеют малую энергетическую дисперсию, а концентрация их, как правило, сравнима по порядку величины с концентрацией

медленных электронов [10]. Диаграммы распределения указанных групп электронов по направлениям скорости приведены на рис. 5.

Зондовыми исследованиями установлено, что механизмы релаксации анизотропной функции распределения электронов в бесстолкновительном режиме ППР имеют волновую природу и включаются при достижении порогового тока разряда. Процесс релаксации ФРЭ осуществляется в два этапа. Вначале наблюдается изотропизация ФРЭ при незначительных потерях энергии электронов на расстояниях от катода $z \ll l_0$ (рис. 6), а затем слабо анизотропный пучок не доходит до анода, быстро релаксируя по энергии к состоянию с платообразной ФРЭ на расстояниях $z < d$.

Магнитно-поляризационные исследования

Измерения контуров сигнала Ханле для линий гелия $\lambda_R = 4922 \text{ \AA}$ и $\lambda_T = 6678 \text{ \AA}$ показали их относительное уширение по мере увеличения тока разряда и соответственно возрастания концентрации заряженных частиц. С ростом концентрации увеличивается вклад заряженных частиц в столкновительную деполяризацию и ширина сигнала Ханле растет. Функционально эта ширина связана с постоянной релаксации выстраивания γ_2 , зависящей главным образом от радиационного времени жизни данного атомного состояния и парных соударений. Так как последние можно разделить на два типа: электрон–атом (n) и электрон–электрон ch, то

$$\gamma_2 = \gamma_0 + \gamma_n + \gamma_{ch}, \tag{9}$$

где γ_0 — постоянная естественного затухания, связанная с разрушением заселенности состояния 4^1D_2 гелия.

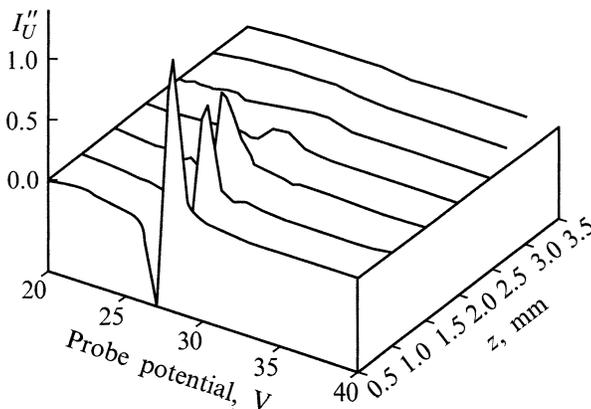


Рис. 6. Пространственные зависимости второй производной зондового тока от потенциала зонда в плазменно-пучковом разряде. $\alpha = 0$, $p_{He} = 0.25$ Торр, $l_0 = 2.0$ см, $d = 1.2$ см, $I_p = 0.5$ А, $n_1 = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $n_2 = 6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

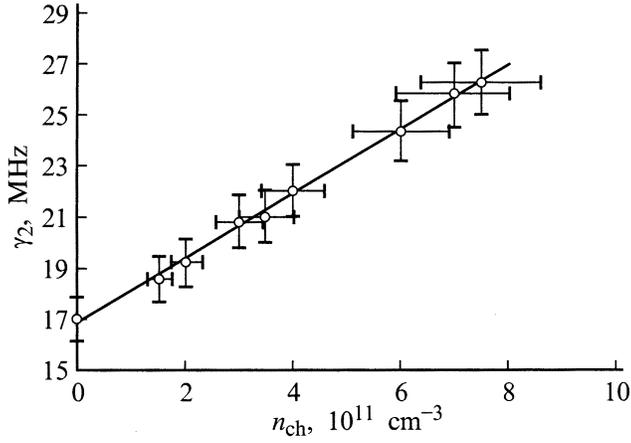


Рис. 7. Зависимость ширины сигнала Ханле от суммарной концентрации заряженных частиц в плазменно-пучковом разряде. $\lambda = 4922 \text{ \AA}$.

Причем [16]

$$\gamma_{ch} = n_{ch} \langle \tilde{\nu} \sigma_{ch}(\tilde{\nu}) \rangle, \quad (10)$$

где $\tilde{\nu}$ — относительная скорость соударяющихся частиц, $\sigma_{ch}(\tilde{\nu})$ — эффективное сечение столкновительной деполаризации, n_{ch} — полная концентрация заряженных частиц квазинейтральной плазмы

$$n_{ch} = 2n_e = 2(n_1 + n_2), \quad (11)$$

где n_e — концентрация электронов.

Соотношение (10) показывает, что экстраполяция ширины сигнала Ханле как функции n_{ch} к значению $n_{ch} = 0$ позволяет определить составляющую постоянной релаксации выстраивания ($\gamma_0 + \gamma_m$) (рис. 7). В исследуемых режимах плазменно-пучкового разряда получено значение константы скорости деполаризации атомов гелия в состоянии 4^1D_2 , равное $\langle \tilde{\nu} \sigma_{ch}(\tilde{\nu}) \rangle = \gamma_{ch}/n_{ch} = (1.27 \pm 0.38) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, что в пределах точности измерений удовлетворительно согласуется с теоретическими оценками [16], выполненными, согласно теории столкновительной релаксации атомных поляризационных моментов, при допущении прямолинейности траекторий заряженных частиц и изотропности процесса столкновений.

Метод реконструкции ФРЭ и анизотропных параметров "удаленных" плазменных объектов

Согласно [19,20], степень линейной поляризации спектральной линии P , соответствующей локальной группе атомов, есть функция заселенности основного состояния ρ_0 и определителя тензора выстраивания ρ_2

$$P = f\left(\frac{\rho_2}{\rho_0}\right). \quad (12)$$

Компоненты собственно тензора характеризуют анизотропию возбуждения атомов прямым электронным ударом из основного состояния. Величина ρ_2 определяется анизотропной частью ФРЭ f_2 [15]

$$\rho_2 = \frac{N_a n_e}{\gamma_2} \int_{\varepsilon_{lim}}^{\infty} \varepsilon Q_2(\varepsilon, \varepsilon_{lim}) f_2(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (13)$$

где γ_2 — постоянная релаксации выстраивания, определяемая из (9) и (10); ε_{lim} — пороговая энергия возбуждения данной спектральной линии; Q_2 — сечение выстраивания; f_2 — квадрупольный лежандровый коэффициент ФРЭ, определяемый из (7).

Очевидно, связь заселенности основного состояния с функцией распределения электронов по энергии имеет ту же структуру, что и (13),

$$\rho_0 = \frac{N_a n_e}{\gamma_0} \int_{\varepsilon_{lim}}^{\infty} \varepsilon Q_0(\varepsilon, \varepsilon_{lim}) f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (14)$$

где Q_0 — сечение возбуждения, γ_0 — постоянная естественного затухания (см. (9)).

Если известны f_0 , f_2 и степень поляризации двух R -й и T -й спектральных линий $P \approx \rho_2/\rho_0$, то для плазменного объекта с определенным атомным составом получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} P_R \int_{\varepsilon_{th}^R}^{\infty} \varepsilon Q_0(\varepsilon, \varepsilon_{lim}^{(R)}) f_0(\varepsilon) d\varepsilon &= \int_{\varepsilon_{th}^R}^{\infty} \varepsilon Q_2(\varepsilon, \varepsilon_{lim}^{(R)}) f_2(\varepsilon) d\varepsilon, \\ P_T \int_{\varepsilon_{th}^T}^{\infty} \varepsilon Q_0(\varepsilon, \varepsilon_{lim}^{(T)}) f_0(\varepsilon) d\varepsilon &= \int_{\varepsilon_{th}^T}^{\infty} \varepsilon Q_2(\varepsilon, \varepsilon_{lim}^{(T)}) f_2(\varepsilon) d\varepsilon. \end{aligned} \quad (15)$$

Решая ее, находим атомные константы Q_0 и Q_2 , инвариантные относительно условий генерации плазменного пучка.

Для исследования ФРЭ в "удаленном" плазменном объекте с тем же атомным составом необходимо измерить степень поляризации спонтанного излучения P_R и P_T и, используя инвариантные атомные константы Q_0 и Q_2 , определить из (15) изотропную f_0 и анизотропную f_2 части функции распределения электронов по энергиям. Таким образом, суть предлагаемого метода определения ФРЭ и анизотропии электронного давления в "удаленных" плазменных объектах сводится к следующему: в лабораторных условиях создается модельный плазменный объект с атомами того же химического элемента, что и в "удаленном" объекте; одновременно измеряются f_0 , f_2 и степени поляризации двух линий спонтанного излучения и из (15) определяются сечение выстраивания Q_2 и сечение возбуждения Q_0 ; на завершающей стадии в (15) подставляются степени линейной поляризации тех же двух спектральных линий спонтанного излучения атомов "удаленного" плазменного

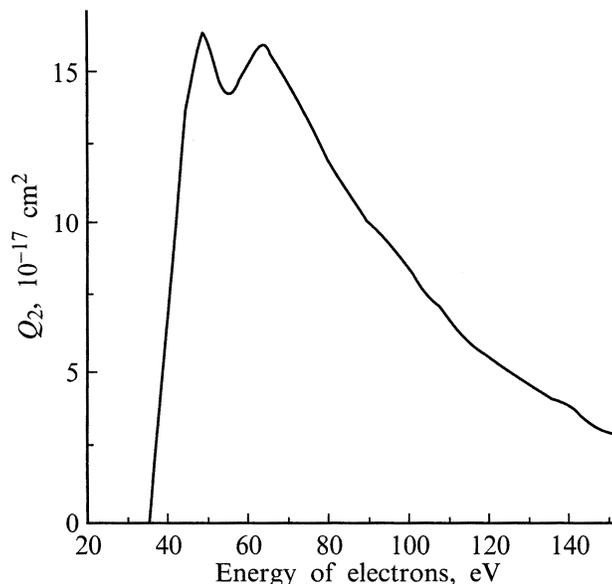


Рис. 8. Энергетическая зависимость сечения выстраивания полных угловых моментов возбужденных атомов электронным ударом. $\lambda = 4922 \text{ \AA}$.

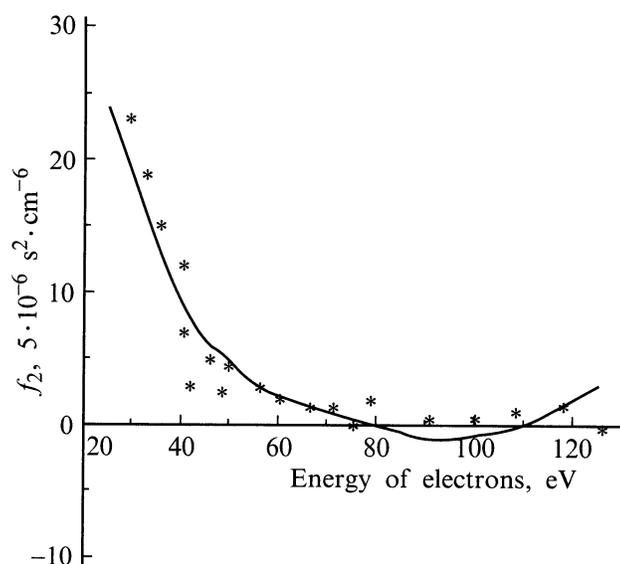


Рис. 9. Энергетическая зависимость квадрупольного момента f_2 ФРЭ для плазмы положительного столба. $p_{\text{He}} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$, $I_p = 0.4 \text{ A}$. Сплошная кривая — данные реконструированные предложенным методом, * — независимые контрольные зондовые измерения.

объекта и по известным Q_0 и Q_2 вычисляются f_0 , f_2 и относительная анизотропия электронного давления в "удаленном" плазменном объекте.

Предлагаемый метод апробирован экспериментально. В качестве модельного объекта нами в лабораторных условиях был создан гелиевый плазменно-пучковый разряд низкого давления. В нем методом плоского одностороннего зонда измерены моменты ФРЭ f_0 и f_2 ,

одновременно проведены спектроскопические измерения степени поляризации вышеописанных линий He. В результате восстановлена энергетическая зависимость сечения выстраивания полных угловых моментов возбужденных атомов гелия электронным ударом (рис. 8).

"Удаленный" плазменный объект в эксперименте был промоделирован положительным столбом электрического разряда в гелии, ФРЭ которого кардинально отличается от ФРЭ плазменно-пучкового разряда. Измерена степень поляризации спонтанного излучения объекта и с использованием Q_0 и Q_2 определена функция распределения электронов в нем (рис. 9).

Достоверность экспериментальных результатов, полученных предлагаемым методом, убедительно подтверждена данными независимых контрольных зондовых измерений.

В заключение в "удаленном" плазменном объекте определена относительная анизотропия электронного давления $p_1/p = 2.74 \cdot 10^{-2}$.

Выводы

Разработан комбинированный электронно-поляризационный метод исследования анизотропной ФРЭ "удаленных" плазменных объектов.

Измерены моменты анизотропной функции распределения электронов. Исследована деполяризация спектральной линии $4^1D_2 - 2^1P_1$ атомов гелия при концентрации заряженных частиц порядка 10^{11} cm^{-3} , определена константа скорости разрушения выстраивания атомов гелия в состоянии 4^1D_2 в результате столкновений с заряженными частицами. Измерены сечение выстраивания полных угловых моментов возбужденных атомов гелия электронным ударом и степень анизотропии электронного давления.

Важным достоинством метода является прямое измерение анизотропной функции распределения электронов "удаленных" плазменных объектов в условиях минимума априорной информации о степени анизотропии ФРЭ.

Авторы выражают благодарность академику Г.А. Дюжеву за постоянную поддержку и полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] Мустафаев А.С., Мезенцев А.П. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 2153–2157.
- [2] Мустафаев А.С., Демидов В.И., Мезенцев А.П. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. С. 693–696.
- [3] Мезенцев А.П., Мустафаев А.С., Федоров В.Л. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 544–549.
- [4] Федоров В.Л. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 926–929.
- [5] Mustafaev A.S., Mezentsev A.P. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1986. Vol. 19. P. L69–L73.
- [6] Mezentsev A.P., Mustafaev A.S., Lapshin V.F., Fedorov V.L. // J. Phys. B. 1987. Vol. 20. L723–L729.

- [7] Федоров В.Л., Мезенцев А.П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 595–597.
- [8] Mezentsev A.P., Mustafaev A.S., Fedorov V.L. // J. Phys. D. 1988. Vol. 21. P. 1464–1466.
- [9] Ларшин В.Ф., Мустафаев А.С. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 35–45.
- [10] Lapshin V.F., Mezentsev A.P., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1989. Vol. 22. P. 857–859.
- [11] Baksht F.G., Lapshin V.F., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. P. 689–693.
- [12] Baksht F.G., Lapshin V.F., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. P. 694–700.
- [13] Mustafaev A.S., Mezentsev A.P., Fedorov V.L. // NATO ASI Series. B. New York, 1998. Vol. 367. P. 531–545.
- [14] Казанцев С.А. // УФН. 1983. Т. 139. С. 621–666.
- [15] Казанцев С.А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 131–133.
- [16] Казанцев С.А., Мустафаев А.С. и др. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. № 6. С. 909–918.
- [17] Huxley L., Crompton R. Diffusion and Drift of Electrons in Gases. New York, 1974. 672 p.
- [18] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 383 с.
- [19] Марголин Л.Я., Польшовская Н.Я. и др. // ТВТ. 1984. Т. 22. С. 193–200.
- [20] Казанцев С.А., Польшовская Н.Я. и др. // УФН. 1988. Т. 156. С. 3–46.