

621.3.082.55:539[.186.22/.23+.184]

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ
В ИОНИЗОВАННЫХ ГАЗАХ****С. А. Казанцев, Н. Я. Польновская, Л. Н. Пятницкий,
С. А. Эдельман****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	3
2. Теоретическое описание процессов поляризации ансамбля возбужденных частиц	5
2.1. Поляризационные моменты атомной матрицы плотности. 2.2. Элементарные процессы поляризации атомного ансамбля.	
3. Анизотропия движения электронов и кинетика поляризации атомных ансамблей	10
3.1. Мультипольное разложение функции распределения электронов. 3.2. Анизотропные характеристики функции распределения электронов в электрическом поле. 3.3. Особенности кинетики поляризационных моментов в плазме.	
4. Экспериментальные методы исследования поляризационных эффектов	18
4.1. Средства поляриметрии. 4.2. Оптико-магнитный метод. 4.3. Обратная задача поляризационной спектроскопии.	
5. Поляризационная спектроскопия ионизованных газов	26
5.1. Положительный столб тлеющего разряда. 5.2. Емкостной высокочастотный разряд. 5.3. Область взаимодействия с газом движущейся плазмы. 5.4. Газонаполненный диод. 5.5. Пучково-плазменный разряд. 5.6. Плазма, образованная электронным пучком. 5.7. Дуга при атмосферном давлении. 5.8. Хромосферные вспышки.	
6. Заключение	41
Список литературы	41

1. ВВЕДЕНИЕ

Под поляризацией атомного ансамбля понимается явление неравномерного заселения магнитных подуровней вырожденных атомных состояний или, другими словами, упорядоченность их угловых моментов *). Вид этой упорядоченности описывается так называемыми «поляризационными моментами» атомной матрицы плотности¹⁻⁵. Поляризационный момент нулевого ранга (скаляр) представляет собой населенность состояния, момент первого ранга (вектор ориентации) определяет средний дипольный магнитный момент состояния, а поляризационный момент второго ранга (тензор выстраивания) соответствует среднему квадрупольному электрическому моменту. Та или иная комбинация поляризационных моментов, необходимых для описания ансамбля частиц, зависит от свойств симметрии процессов в газе и проявляется в поляризации линейчатых спектров спонтанного излучения. Так, «ориентированный» ансамбль излучает циркулярно поляризованный свет, «выстроенный» — линейно поляризованный.

В настоящее время известны следующие процессы, ответственные за поляризацию атомных состояний. Прежде всего, это анизотропное резонансное

*) Здесь и в дальнейшем, если это не будет специально оговорено, под словом «атом» будем подразумевать частицу атомных размеров: атом, ион, молекулу.

оптическое или электронное возбуждение. Возникновение поляризации состояний вследствие анизотропии оптического возбуждения обусловлено либо макроскопической неизотропностью распространения потоков резонансного излучения в объекте, которое связано с его пространственной ограниченностью^{6–8}, либо, для выделенного подансамбля — доплеровским сдвигом частоты движущегося атома^{8,9}. Известна возможность выстраивания состояний в процессе оптической самонакачки в плазме¹⁰. В случае анизотропии электронного возбуждения поляризация состояния отражает свойства пространственной симметрии функции распределения электронов по скоростям и для прямых процессов определяется тензором потока импульса быстрых электронов^{11–14}. Существует возможность выстраивания атомных состояний в плазме при их анизотропной столкновительной релаксации, связанной с дрейфовым движением тяжелых частиц^{15–18, 58, 186, 187}. Кроме того, присутствующие в плазме электрические и магнитные поля не только влияют на кинетику частиц, но и могут приводить к трансформации уже имеющейся поляризации состояний^{19–21}. Следовательно, явление поляризации атомного ансамбля в плазме тесно связано с наличием в ней выделенных направлений, т. е. со структурными свойствами плазмы и обусловленной ими неравновесностью.

Это обстоятельство, а также подъем, переживаемый физикой плазмы, появление новых областей ее применения в мощных газовых лазерах, МГД генераторах, пучково-плазменных системах, плазматронах, атмосфере Солнца и других объектах, в которых структурные свойства среды играют особую роль, объясняют возникший в последнее время повышенный интерес к поляризационным явлениям. Исследования поляризации атомных ансамблей могут способствовать и выявлению особенностей кинетики заряженных частиц в граничных областях классических газоразрядных источников. Эти области, примыкающие к стенкам и электродам, являются ключевыми в процессах поддержания плазмы в объеме, передачи энергии от внешнего источника в ионизованный газ, диссипации энергии, установления баланса заряженных частиц и, в силу своей природы, обладают заметной анизотропией.

Экспериментальные исследования поляризации атомных ансамблей первоначально проводились в рамках спектроскопии и атомной физики^{7, 22–26}. Принципиальной особенностью этих экспериментов являлось использование внешних источников для организации упорядоченности угловых моментов — резонансного оптического излучения, направленных потоков частиц. Исследование физических эффектов в ионизованных газах, обусловленных поляризацией атомных ансамблей за счет внешних механизмов возбуждения, к настоящему времени сформировалось как ряд независимых научных направлений. К ним следует отнести изучение плазменных эффектов при оптической ориентации²⁷, а также исследования поляризационных явлений в плазме, резонансно взаимодействующей с лазерным полем²⁸.

История вопроса об образовании поляризации возбужденных состояний частиц за счет внутренних процессов в плазме начинается с 20-х годов, когда появились первые указания на возможность подобных явлений²⁹. В дальнейшем наблюдения собственной частичной линейной поляризации излучения ионизованных газов были проведены в астрофизических объектах, в которых эти явления стали основой методов дистанционного определения некоторых локальных характеристик^{6, 30–32}.

Дальнейшие работы по изучению поляризации состояний частиц в плазме стимулировались созданием адекватного данному явлению математического аппарата неприводимых представлений атомной матрицы плотности, успехами в когерентной лазерной спектроскопии, достижениями поляриметрии, исследованиями кинетики частиц плазмы и сечений элементарных процессов, принимающих участие в упорядочении угловых моментов частиц.

Сейчас можно с уверенностью сказать, что исследования поляризации атомных ансамблей в плазме прошли стадию становления. Настоящий обзор

представляет собой первую попытку подвести их итоги. С этой целью рассмотрены основы теоретического описания процессов поляризации квантовых состояний ансамбля возбужденных частиц с использованием формализма атомной матрицы плотности, изложен общий подход к описанию кинетики электронов и поляризации ансамбля атомных частиц в плазме, проанализированы характерные черты кинетики поляризационных моментов в широком диапазоне внешних условий. Рассмотрены экспериментальные схемы наблюдения поляризационных эффектов в плазме, как поляриметрические, так и основанные на эффекте Ханле (магнитооптический метод). В рамках изложенных представлений проанализированы экспериментальные результаты поляризационных исследований, на основании которых можно сделать следующий вывод. Поляризация состояний частиц существует в тех же условиях, что и ионизованный газ: при наличии электрических и магнитных полей, направленных потоков излучения и частиц, ограниченности в пространстве. Таким образом, пока и поскольку существует ионизованное состояние, существует и поляризация ансамблей частиц. Степень этой поляризации может быть различной, и порой требуется специальная техника и высокая точность измерений для ее обнаружения. Тем не менее в настоящее время явление зарегистрировано в широком классе объектов: в положительном столбе тлеющего разряда^{33,34}, в ВЧ^{35,36,115} и пучково-плазменном разряде³⁷, в полом катоде^{38,39}, в кнудсеновском разряде⁴⁰, в высоковольтном диоде⁴¹, в дуге при низком²⁹ и атмосферном давлении^{13,42}, в плазме, образованной при вхождении релятивистского электронного пучка в нейтральный газ⁴³ и др. Есть основания полагать, что это явление имеет место в плазме рабочего тела МГД генератора⁴⁴, полярном сиянии⁴⁵.

Уже эти эксперименты выявили ряд интересных особенностей поведения плазмы: кинетики электронов, энергообмена и др. Они послужили исходной точкой для разработки бесконтактных методов определения локальных параметров анизотропной плазмы. Развитое теоретическое рассмотрение поляризации атомных состояний позволяет по-новому интерпретировать имеющийся экспериментальный материал и углубить понимание физических процессов в ионизованных газах.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ АНСАМБЛЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ

2.1. Поляризационные моменты атомной матрицы плотности

При наблюдении излучения ионизованного газа приходится иметь дело с ансамблем атомов, который представляет собой статистическую смесь состояний. Наиболее общее описание такого ансамбля дается матрицей плотности $\hat{\rho}$ (см., например,^{46,47}), являющейся обобщением функции распределения в классической механике.

Согласно квантовой механике, всю информацию о поведении данной системы можно выразить через ожидаемые (средние) значения соответственно подобранных операторов. Поскольку эти средние значения величины A могут быть получены с помощью операции $\text{Tr}(\hat{\rho}A)$, то матрица плотности содержит всю физически существенную информацию о системе. Для удобства решения конкретных задач стараются выбрать представление матрицы плотности, которое наилучшим образом отражает физические особенности задачи и упрощает вычисления. Когда желательно использовать угловую симметрию рассматриваемого ансамбля, целесообразно разложить $\hat{\rho}$ по системе ортогональных неприводимых тензорных операторов \hat{T} ^{48,49}.

Систематическое использование тензорных операторов было впервые предложено Фано². В последующий период они широко применялись в теории угловых корреляций в ядерной физике⁵⁰, в атомной физике^{3,5,25,51}, в работах по оптической накачке^{4,52}, в описании экспериментов по квантовым биениям⁴⁷ и экспериментов с атомами, возбужденными лазерным излучением^{7,53,54}.

Разложение $\hat{\rho}$ по неприводимому базису имеет вид

$$\hat{\rho} = \sum_{\alpha\alpha', JJ', \kappa q} \rho_q^{(\kappa)}(\alpha J, \alpha' J') \hat{T}_q^{(\kappa)}(\alpha J, \alpha' J'), \quad (2.1)$$

где J — полный угловой момент состояния, α — остальные квантовые числа, определяющие состояние ансамбля, $\hat{T}_q^{(\kappa)}$ — тензорный оператор ранга κ , $|J - J'| \leq \kappa \leq J + J'$, $-\kappa \leq q \leq \kappa$ ⁵⁵.

Диагональные элементы $\rho_q^{(\kappa)}(\alpha J, \alpha J)$, получившие название поляризационных моментов, имеют ясный физический смысл. Величина $\rho_0^{(0)}$ есть просто

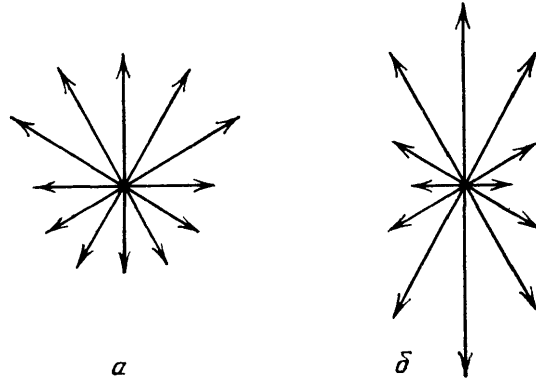


Рис. 1. Пространственное распределение векторов углового момента, характерное для ориентированной (а) и выстроенной (б) систем возбужденных частиц

нормировочная постоянная, пропорциональная полной населенности состояния $\{\alpha J\}$. Три компоненты тензора с $\kappa = 1$ и $q = 0, \pm 1$ преобразуются как компоненты вектора, часто называемого «вектором ориентации». Используя (2.1), а также условие ортогональности $\rho_q^{(\kappa)}$, можно показать, что вектор ориентации пропорционален суммарному магнитному дипольному моменту данной системы. Тензор $\rho^{(2)}$ называется тензором выстраивания и определяет электрический квадрупольный момент ансамбля⁴⁷.

В ионизованных газах симметрия исследуемой системы обычно определяется действующими в них полями или потоками излучения и частиц. Наиболее простыми и распространенными являются аксиально-симметричные системы, в которых имеется одно выделенное направление. В этом случае согласно общим законам симметрии возможно образование только выстроенных ансамблей частиц.

Физическую картину явления наглядно можно представить следующим образом⁴⁷. При $q = 0$ существуют лишь диагональные компоненты матрицы плотности в JM -представлении ρ_{MM} , т. е. состояние полностью описывается распределением населенностей по магнитным подуровням. В полуклассической картине с состоянием $\{JM\}$ ассоциирован прецессирующий вокруг оси z вектор длиной $[J(J+1)]^{1/2}$, причем его z -компонента равна M . Длину вектора можно изменить, не меняя его направления в пространстве, так, чтобы она стала пропорциональна числу частиц в соответствующем состоянии $\{JM\}$. Исходя из этой модели, выстроенную систему можно представить диаграммой (рис. 1), где стрелки означают векторы углового момента и имеют разрешенные направления в пространстве. Диаграмма аксиально симметрична и инвариантна относительно операции $z \rightarrow -z$, т. е. длина векторов, имеющих противоположные направления, одинакова. Так, диаграмма пока-

зывает, что суммарный момент $\langle \hat{J} \rangle$ выстроенной системы равен нулю. В отсутствие инвариантности при обращении оси состояния $\{JM\}$ и $\{J-M\}$ заселены по-разному и может существовать, например, ориентированная система, диаграмма которой представлена на том же рисунке. Как видно, в этом случае имеется момент системы $\langle \hat{J} \rangle$, направленный вдоль оси z . Ориентированный ансамбль может возникнуть, например, при возбуждении атомов светом круговой поляризации.

Поляризационные моменты матрицы плотности $\rho_q^{(\kappa)}$ непосредственно связаны с поляризационными характеристиками излучения ансамбля атомов при электрических дипольных переходах. В наиболее общем виде состояние поляризации излучения описывается параметрами Стокса $\eta_0, \eta_1, \eta_2, \eta_3$. η_0 определяет полную интенсивность излучения, распространяющегося в выбранном направлении и зависит от населенности $\rho_0^{(0)}$ и выстраивания $\rho_q^{(2)}$. Параметр Стокса η_1 представляет собой разность интенсивностей излучения линейно поляризованного вдоль взаимно перпендикулярных осей, который пропорционален степени линейной поляризации P . η_2 определяется также как η_1 , но только относительно осей, повернутых к исходным на угол 45° .

Параметры η_1 и η_2 зависят только от $\rho_q^{(2)}$, т. е. от среднего электрического квадрупольного момента состояния ансамбля излучающих частиц. Величина η_3 соответствует разности интенсивностей компонент излучения, поляризованных вправо и влево по кругу, и пропорциональна проекции вектора ориентации $\rho^{(1)}$ на выбранное направление наблюдения.

Таким образом, в дипольном излучении проявляются поляризационные моменты не выше второго ранга. Высшие моменты могут наблюдаться на запрещенных переходах⁵⁶, либо при взаимодействии атомных систем с сильными резонансными полями^{28,57}.

2.2. Элементарные процессы поляризации атомного ансамбля

Поляризация атомного ансамбля может быть обязана своим возникновением как процессам возбуждения, так и релаксации. В плазме за возбуждение чаще всего ответственны резонансное излучение и соударения с электронами.

Остановимся вначале на действии резонансного излучения. В общем случае интенсивность падающего излучения в дипольном приближении можно разложить по сферическим гармоникам:

$$I(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} u (2J_a + 1)^{-1} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \sum_{q=-\kappa}^{\kappa} (-1)^{J_a + J_b + \kappa + 1} \times \\ \times \begin{Bmatrix} J_b & J_b & \kappa \\ 1 & 1 & J_a \end{Bmatrix} \Phi_q^{(\kappa)}(\mathbf{e}) Y_q^{(\kappa)}(\theta, \varphi). \quad (2.2)$$

где $\Phi_q^{(\kappa)}(\mathbf{e})$ — тензор наблюдения, определенный в²⁵, u — плотность потока излучения. Возникшие в результате фотопоглощения поляризационные моменты $\rho_q^{(\kappa)}$ будут пропорциональны соответствующим мультиполям интенсивности $I_q^{(\kappa)}$, которые отражают геометрические и поляризационные свойства резонансного оптического излучения плазмы. Эта связь прослеживается в ряде лабораторных экспериментов и астрофизических наблюдений^{30,31,60,61}.

Электронный удар, особенно в области пороговых энергий, имеет много общего с возбуждением линейно поляризованным резонансным излучением⁶². Основное предположение, которое обычно делается при рассмотрении элементарного акта возбуждения, вытекает из гипотезы Персиваля — Ситона⁶³ и состоит в пренебрежении во время столкновения всеми зависящими

от спина силами. Означает это следующее. В возбужденном состоянии орбитальный угловой момент L и спин S связаны вследствие тонкого взаимодействия и прецессируют вокруг общего углового момента J . Характерная длительность прецессии $\tau_{LS} \sim \hbar/\mathcal{E}_{LS}$, где \mathcal{E}_{LS} — величина тонкого расщепления. Если длительность столкновения ($\tau_c \sim 10^{-15}$ с) много короче периода прецессии, то орбитальный момент и спин могут рассматриваться как несвязанные в течение столкновения. Состояние возбужденного атома после столкновения адекватно описывается в схеме LS -связи. Соотношение $\tau_c \ll \tau_{LS}$ подразумевает, что атомы возбуждаются мгновенно, и одновременно служит оценкой правомочности такого приближения^{64–67}.

В случае возбуждения атомов коллимированным моноэнергетическим пучком электронов элементы матрицы плотности, усредненные по всем спинам, определяются соотношением⁴⁷

$$\rho_q^{(\kappa)}(L) = \sum_{M, M'} (-1)^{L-M'} C_{LM'L-M}^{\kappa q} \rho_{LM, LM'}, \quad (2.3)$$

где $C_{LM'L-M}^{\kappa q}$ — коэффициент Клебша — Гордана.

При усреднении по рассеянным электронам геометрия столкновения имеет цилиндрическую симметрию. Следовательно, свойства возбужденного атомного ансамбля инвариантны при вращениях вокруг этой оси, а значит, все моменты с $q \neq 0$ обращаются в нуль. Поляризация состояний при этом сводится к неравновесной заселенности магнитных подуровней, причем $\rho_{LM, LM} = \rho_{L-M, L-M}$ и $\rho_0^{(\kappa)}$ с нечетными κ равны нулю, а в дипольном излучении будут проявляться только населенность и продольное выстраивание $\rho_0^{(2)}$.

Во многих случаях бывает удобнее оперировать сечениями возбуждения соответствующих поляризационных моментов. Обозначим сечение возбуждения подуровня M через Q_M . Тогда

$$\begin{aligned} \rho_0^{(0)} &= N_e \nu \rho_0^{(0)}(g) Q^{(0)} \Gamma^{-1} (2L+1)^{-1/2}, \quad Q^{(0)} = \sum_M Q_M, \\ \rho_0^{(2)} &= N_e \nu \rho_0^{(0)}(g) \Gamma^{-1} \sum_M (-1)^{L-M} C_{LML-M}^{20} Q_M, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $\rho_0^{(0)}(g)$ — населенность основного состояния, Γ — вероятность радиационного распада возбужденного состояния, N_e — концентрация электронов. Величина

$$Q^{(2)} = \sum_M (-1)^{L-M} C_{LML-M}^{20} Q_M \quad (2.5)$$

имеет смысл сечения возбуждения выстраивания.

Рассмотрим, как изменяется величина этого сечения с изменением энергии электронов. При пороговом возбуждении налетающий электрон не может передать атому угловой момент, и происходят только переходы между подуровнями с одинаковыми M . Если нижнее состояние

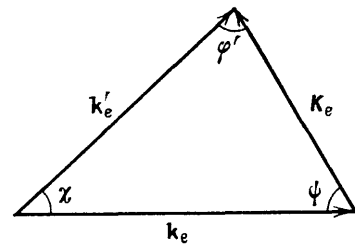


Рис. 2. Схема столкновения электрона с атомом

имеет орбитальный момент $L = 0$, то возбуждается только подуровень с $M = 0$. С ростом энергии электронов начинают заселяться подуровни с $M \neq 0$. При энергиях, в несколько раз превышающих пороговую \mathcal{E}_t , становится справедливым борновское приближение, рассматривающее столкновение как быструю передачу импульса $\mathbf{K}_e = \mathbf{k}_e - \mathbf{k}'_e$ (\mathbf{k}_e и \mathbf{k}'_e — волновые векторы падающего и рассеянного электронов соответственно — см. рис. 2). Вектор \mathbf{K}_e при этом является единственным параметром, от которого зависит характер заселения магнитных подуровней возбужденного состояния. В системе координат с осью z , параллельной \mathbf{K}_e , электрон не может передать атому момент вдоль оси z , и в \mathbf{K}_e -системе создаются только насе-

ленность и продольное выстраивание $\rho_0^{(2)}(\mathbf{K}_e)$. Поворот тензора выстраивания из \mathbf{K}_e -системы в лабораторную дает

$$Q^{(2)} = -\frac{1}{2} Q^{(2)}(\mathbf{K}_e) (1 - 3 \cos^2 \psi), \quad (2.6)$$

где ψ — угол между векторами \mathbf{K}_e и \mathbf{k}_e . В то же время

$$Q^{(0)} = Q^{(0)}(\mathbf{K}_e), \quad Q^{(2)}(\mathbf{K}_e) = \frac{C_{L0L0}^{20}}{C_{L0L0}^{00}} Q^{(0)}.$$

Усредняя (2.6) по всем возможным значениям угла ψ , получим

$$\tilde{Q}^{(2)} = \frac{Q^{(2)}}{Q^{(0)}} = -\frac{1}{2} \frac{C_{L0L0}^{20}}{C_{L0L0}^{00}} (1 - 3 \langle \cos^2 \psi \rangle). \quad (2.7)$$

На пороге возбуждения $\psi = 0$. При энергиях $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_t$ рассеяние происходит преимущественно на малые углы, и импульс передается перпендикулярно направлению электронного пучка. Следовательно, отношение $\tilde{Q}^{(2)}$ максимумно вблизи порога, затем убывает до нуля, меняет знак и при больших энергиях электронов по абсолютной величине стремится к половине своего порогового значения. Подобным же образом ведет себя степень поляризации излучения. На рис. 3 приведен пример зависимости $P(\mathcal{E})$ для линии HeI с $\lambda = 4922 \text{ \AA}$ ⁶⁸. Выражения для $\langle \cos^2 \psi \rangle$ при разрешенных и запрещенных переходах в терминах «параметра выстраивания» $A \sim Q^{(2)}$ ⁶⁹ получены в работах^{70,71}.

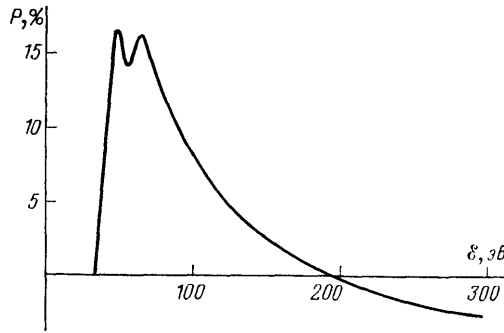


Рис. 3. Зависимость степени поляризации линии гелия 492,2 нм от энергии возбуждающих электронов⁶⁸.

Давление газа $1,1 \cdot 10^{-2}$ торр, ток пучка электронов 2,5 мА

Значения $Q^{(0)}$ обычно получают в экспериментах двух типов: со скрещенными пучками частиц и с электронным пучком, вводимым в

однородный газ. В обоих случаях интенсивность флуоресценции возбужденных частиц пропорциональна $Q^{(0)}$. В части таких экспериментов измеряют и поляризацию излучения, что позволяет восстанавливать значения $Q^{(2)}$. Основные работы в этом направлении рассмотрены в обзорах^{72,73}.

Остановимся вкратце на роли релаксационных явлений в поляризации атомных ансамблей. Количество процессов, ответственных за релаксацию возбужденных состояний, в плазме довольно велико. Это — спонтанная эмиссия, межчастичные столкновения, радиационное пленение, действие стохастических плазменных и слабых внешних электрических и магнитных полей и т. д. Большинство из них имеют высокую симметрию, зачастую изотропны, и не могут привести к образованию поляризации состояний, лишь уменьшая уже имеющуюся. Действительно, в изотропной системе матрица релаксации осуществляет скалярное преобразование и не меняет \mathbf{x} и q , т. е.

$$\Gamma_{qq'}^{xx'} = \gamma_x \delta_{xx'} \delta_{qq'}.$$

Однако в ряде случаев, например, при наличии дрейфа ионов, энергия которых недостаточна для прямого возбуждения атомных состояний, релаксация анизотропна.

В работах^{74,75} на основе кинетических уравнений для совместной релаксации поляризационных моментов с $q = 0$ анализируется возможность воз-

никновения выстраивания узких атомных ² Р-дублетов под действием дрейфа ионов. Оценки показывают, что в плазме низкого давления с существенно неравновесными условиями дрейф ионов может, по-видимому, конкурировать с другими механизмами выстраивания вследствие больших сечений процесса: $10^{-12} - 10^{-11} \text{ см}^2$ при скорости ионов $v \sim 10^5 \text{ см/с}$.

Этот же процесс можно рассмотреть под другим углом зрения ¹⁷. В системе координат, движущейся с пучком, ионы «обдуваются» потоком нейтральных частиц в направлении, антипараллельном дрейфу ионов. Следовательно, ионы также подвергаются действию анизотропных столкновений, что, в соответствии с вышеизложенным, должно приводить к продольному выстраиванию состояний их узких мультиплетов. Теоретическое предсказание дрейфового механизма выстраивания ионов было подтверждено экспериментально при исследовании поляризации линейчатого спектра излучения разряда в полой катодной трубке ^{18,186,187}.

Если ансамбль атомов наряду с анизотропной столкновительной релаксацией подвергается действию слабого постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси ионного пучка, то возникает еще одно интересное явление — преобразование продольного выстраивания в поперечную ориентацию ²¹.

Превращение выстраивания в ориентацию может иметь место и в типичных условиях экспериментального исследования выстраивания атомных состояний в газовом разряде постоянного тока по методу Ханле, так как сама методика связана с приложением слабого магнитного поля (см. раздел 4.2). Помимо рассмотренного механизма, переход $\rho^{(2)} \rightarrow \rho^{(1)}$ в слабом магнитном поле может возникать и при возбуждении атомов электронным ударом ²⁰, вследствие отдачи атомов при их возбуждении ионами высоких энергий ⁷⁶, при нелинейном взаимодействии атомов с возбуждающим световым полем, смещенным по частоте относительно центра атомной спектральной линии ⁷⁷, при взаимодействии атомов с когерентным резонансным излучением ^{78,79}. Роль каждого из этих механизмов существенно зависит от физических условий.

3. АНИЗОТРОПИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И КИНЕТИКА ПОЛЯРИЗАЦИИ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ

3.1. Мультипольное разложение функции распределения электронов

Поляризация атомных ансамблей в плазме обусловлена анизотропными процессами, которые, в частности, могут быть связаны с существующей в ней неравновесностью. Наиболее чувствительной к внешним воздействиям является функция распределения электронов (ФРЭ). Поэтому она может существенно отличаться от равновесной, в то время как распределения тяжелых частиц зачастую близки к максвелловским ⁸⁰. Даже при не слишком больших значениях E/p возможен отрыв электронной температуры от температуры атомов, появление у ФРЭ анизотропных свойств, особенно в области высоких энергий ($\epsilon > T_e$). Вследствие этого электронное возбуждение во многих случаях может служить основным механизмом поляризации состояний.

Особенностью электронного возбуждения ансамбля атомов в плазме по сравнению с классическими пучковыми экспериментами, рассмотренными в разделе 2.2, является отличие ФРЭ по направлениям и величинам скоростей от δ -функции. Поэтому закономерности поляризации состояний предстают здесь в завуалированном виде. Для их понимания необходимо иметь удобный способ классификации упорядоченности движения электронов. Сделать это позволяет разложение функции распределения электронов по неприводимому базису, что, как и в случае атомной матрицы плотности, дает возможность отделить угловую часть ФРЭ от энергетической. В качестве такого базиса

обычно используются сферические функции $Y_q^{(\kappa)}$:

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \sum_{\kappa, q} f_q^{(\kappa)}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) Y_q^{(\kappa)}(\theta, \varphi), \quad (3.1)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор; θ, φ — углы, определяющие направление вектора скорости \mathbf{v} . Коэффициенты разложения $f_q^{(\kappa)}$ представляют собой мультипольные моменты ФРЭ и имеют ясный физический смысл: нулевой момент $f_0^{(0)}$ характеризует число частиц в единице объема, первый момент $f_q^{(1)}$ определяет вектор направленной скорости, тензор $f_q^{(2)}$ — анизотропное давление или тензор потока импульса, $f_q^{(3)}$ — тензор потока энергии.

Благодаря ортогональности сферических функций (гармоник) момент матрицы плотности ранга κ , созданный при прямом возбуждении электронами с функцией распределения вида (3.1), определяется коэффициентом разложения $f_q^{(\kappa)}$ 11:

$$\rho_q^{(\kappa)} = N_e \rho_0^{(0)}(g) \Gamma^{-1} \int_0^\infty v^3 f_q^{(\kappa)}(v) Q^{(\kappa)}(v) dv. \quad (3.2)$$

В частности, источником выстраивания возбужденных атомов, а значит, и линейной поляризации излучения, может служить лишь тензор потока импульса электронов.

Разложение ФРЭ по сферическим гармоникам (чаще по полиномам Лежандра $P_\kappa(\cos \theta) = Y_0^{(\kappa)}(0, \varphi)$) является стандартной техникой в физике. Однако, как правило, в таких расчетах ограничиваются лишь двумя первыми членами разложения $f^{(0)}$ и $f^{(2)}$, позволяющими найти концентрацию электронов и коэффициенты переноса (проводимость среды, коэффициенты диффузии и теплопроводности, и др.). Использование двучленного приближения подразумевает, что функция распределения слабо анизотропна, по крайней мере, не больше, чем $\cos \theta$. В последнее время появился ряд работ, в которых анализируется применимость такого приближения и отмечается, что наличие градиентов параметров^{42,81} и электрических полей^{81–89}, скачков потенциалов^{40,145,188} могут усложнить свойства симметрии ФРЭ и сделать существенными высшие моменты, а в ряде случаев видоизменить уравнение Больцмана⁸¹. При этом возникает необходимость анализа сходимости ряда (3.1) и выяснения роли каждой из гармоник. Однако следует еще раз отметить, что за выстраивание возбужденных частиц и линейную поляризацию их излучения ответственен второй момент ФРЭ. Таким образом, знание поляризации атомного ансамбля открывает принципиальную возможность получения обширной информации о плазме: о пространственном распределении анизотропии локальной функции распределения электронов, а следовательно, об энергопотерях, неустойчивостях, электрических и магнитных полях и др.

3.2. Анизотропные характеристики функции распределения электронов в электрическом поле

Остановимся подробнее на свойствах симметрии функции распределения электронов в плазме, находящейся во внешнем электрическом поле. Рассмотрим три аспекта проблемы: переменное электрическое поле, анизотропия процесса рассеяния электронов на тяжелых частицах, радиальные градиенты параметров в столкновительной плазме.

Для случая переменного электрического поля решалось уравнение Больцмана в разложении по полиномам Лежандра⁹⁰. Анализ проводился для пространственно однородной плазмы при условии, что мультипольные моменты функции распределения выше второго ранга можно считать малыми¹².

Если

$$f_0^{(0)} \sim \exp\left(-\frac{mv^2}{T_e}\right),$$

то при энергиях электронов

$$\mathcal{E} > m_e T_e^2 \frac{v_{ea}^2 + \omega_0^2}{2(eE)^2}$$

(ν_{ea} — частота электрон-атомных столкновений, ω_0 — частота ВЧ поля) их движение обладает заметной анизотропией, определяющейся главным образом вторым моментом ФРЭ. Эти оценки получили экспериментальное подтверждение и были использованы в⁹¹ для определения напряженности ВЧ поля методом поляризационной спектроскопии.

В работе⁸⁸ исследовалось влияние анизотропии процесса рассеяния электрона на тяжелых частицах на угловые свойства ФРЭ для следующей упрощенной модели:

- передача энергии в столкновениях электронов с газом отсутствует;
- рассеяние происходит только под углами 0° и 180° ;
- зависимость полного сечения рассеяния от скорости имеет вид,

$$\nu^p (p \sim 1 - 2).$$

В этом приближении было получено, что при малых энергиях рассеяние электрона происходит практически с равной вероятностью по всем направлениям, а значит, после столкновения ему нужно заново набирать скорость в направлении действия поля. При больших энергиях преобладает рассеяние на малые углы, т. е. электрон после столкновения лишь незначительно изменяет направление движения и продолжает приобретать скорость вдоль поля. Вследствие этого анизотропия рассеяния может являться эффективным механизмом создания «убегающих» электронов. Кроме того, она может влиять на константы скорости реакций и транспортные коэффициенты плазмы. В^{83,85} показано, что максимальные отклонения в коэффициентах диффузии возникают при больших средних частотах неупругих столкновений, например, при отношении сечений упругих и неупругих столкновений, близком к единице. Таким образом, даже если электронная дрейфовая скорость заметно меньше тепловой, это еще не является достаточным основанием для пренебрежения членами в разложении (3.1) с $\kappa > 1$. К подобному заключению приходят и авторы работ^{93,94}.

Аналогичное исследование с реальными сечениями столкновений было проведено в работе⁸⁷, где при решении уравнения Больцмана сечения столкновений определялись через дифференциальные сечения рассеяния $\sigma(\chi, \mathcal{E})$:

$$\sigma_\kappa(\mathcal{E}) = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\chi, \mathcal{E}) P_\kappa(\cos \chi) \sin \chi d\chi. \quad (3.3)$$

В качестве $\sigma(\chi, \mathcal{E})$ использовались многочисленные экспериментальные и теоретические данные^{93–99} для молекул азота. Вычисления проводились с учетом шести членов разложения по полиномам Лежандра. Сравнение с экспериментом показало, что для большинства транспортных коэффициентов и скоростей реакций важнее учесть в расчетах мультипольные моменты ФРЭ высших порядков, чем анизотропию рассеяния, но при точном анализе необходимо учитывать оба фактора. Эффект наиболее заметен при больших отношениях E/p и больших энергиях электронов.

Кроме внешнего электрического поля к анизотропии движения электронов могут приводить градиенты параметров плазмы, например в пограничных областях. Совместное действие радиальных градиентов параметров и осевого постоянного электрического поля рассмотрено в⁴² на примере аксиально-симметричной плазмы. Были получены аналитические решения уравнения Больцмана в представлении мультипольных моментов с учетом пяти членов и показано, что если при малых энергиях электронов $\mathcal{E} \lesssim T_e$

мультипольные моменты ФРЭ быстро убывают с ростом ранга момента (т. е. распределение тепловых и дотепловых электронов практически изотропно), то в хвосте функции распределения высшие моменты могут даже превышать первый.

На рис. 4 для конкретных значений параметров плазмы, соответствующих дуговому разряду в аргоне при атмосферном давлении ($T_e \sim 1$ эВ, $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) построены графики зависимостей $\mathcal{E}f_q^{(2)}(\mathcal{E})$ для ряда значений радиальной координаты R . Как видно из рисунка, максимумы кривых смещены относительно тепловой энергии и приходятся на $\mathcal{E} \sim 5-6$ эВ. В то же время анизотропия тепловых и дотепловых электронов исчезающе мала. Анизотропия движения быстрых электронов определяется ускоряющим действием внешнего электрического поля и градиентами T_e и N_e . В результате в приосевой области плазмы, где радиальные производные T_e и N_e отсутствуют, существует только по одному компоненту тензоров $f_q^{(2)}$ с $q = 0$. С удалением от оси появляются все компоненты $f_q^{(2)}$, и каждый тензор приобретает две главные оси. Покажем это на примере тензора потока импульса $f^{(2)}$. Для этого достаточно повернуть исходную систему координат на угол

$$\theta = \frac{1}{2} \arctg \frac{2f_1^{(2)}}{\sqrt{3/2} f_0^{(2)} - f_2^{(2)}}.$$

В новой системе координат компоненты $f_{\pm 1}^{(2) \prime}$ обращаются в нуль, однако компоненты $f_{\pm 1}^{(2) \prime}$, характеризующие анизотропию в направлении перпендикулярном оси z , по-прежнему имеют ненулевые значения. Физически этот факт отражает различную природу направленного движения электронов в осевом и радиальном направлениях и свидетельствует о существовании двух взаимно перпендикулярных независимых квазипучков электронов.

Обратимся к рис. 5, на котором в полярных координатах изображена нормированная на нулевой момент полная функция распределения электронов (3.1) для трех значений энергий ($\mathcal{E} = 9, 21$ и 33 эВ) и четырех радиальных координат ($R/R_0 = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$). Видно, что при $R \sim 0$ основные искажения ФРЭ происходят в осевом направлении, и на больших углах θ наблюдается дефицит быстрых электронов — результат действия внешнего электрического поля. Вблизи границы плазмы направление анизотропии функции распределения составляет угол $\theta = 70-80^\circ$ с осью разряда, что особенно сильно проявляется в движении высокоэнергетичных электронов. Ясно, что причиной являются градиенты параметров, особенно температуры.

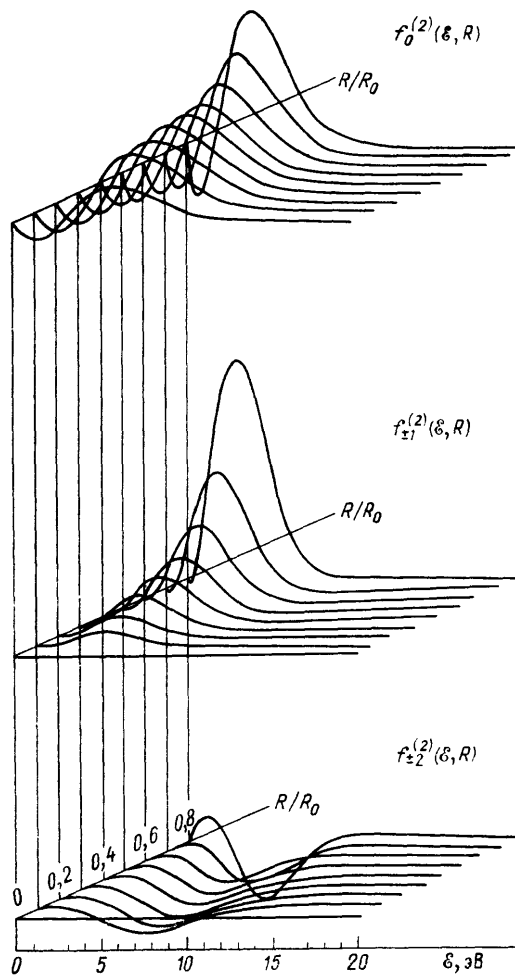


Рис. 4. Радиальные и энергетические профили компонентов тензора $f^{(2)}$.

По мере удаления от оси и увеличения энергии электронов меняется и роль различных моментов. При $\mathcal{E} = 9$ эВ выполняется соотношение $f^{(0)} \gg f^{(1)}, f^{(2)}$ (причем $f^{(0)} > f^{(2)}$); при 21 эВ отклонения ФРЭ от изотропной весьма заметны и определяются преимущественно вторым моментом $f^{(2)}$ — потоком импульса, а не направленной скоростью $f^{(1)}$. При $\mathcal{E} = 33$ эВ искажения функции распределения настолько велики, что $f^{(2)}$ начинает превышать $f^{(0)}$, тогда как $f^{(1)}$ увеличивается незначительно. Более того, в крайней расчетной точке $R/R_0 = 0,8$ все высшие моменты вплоть до $n = 4$ увеличиваются вместе с рангом, и есть основания полагать, что ряд (3.1) начинает расходиться *).

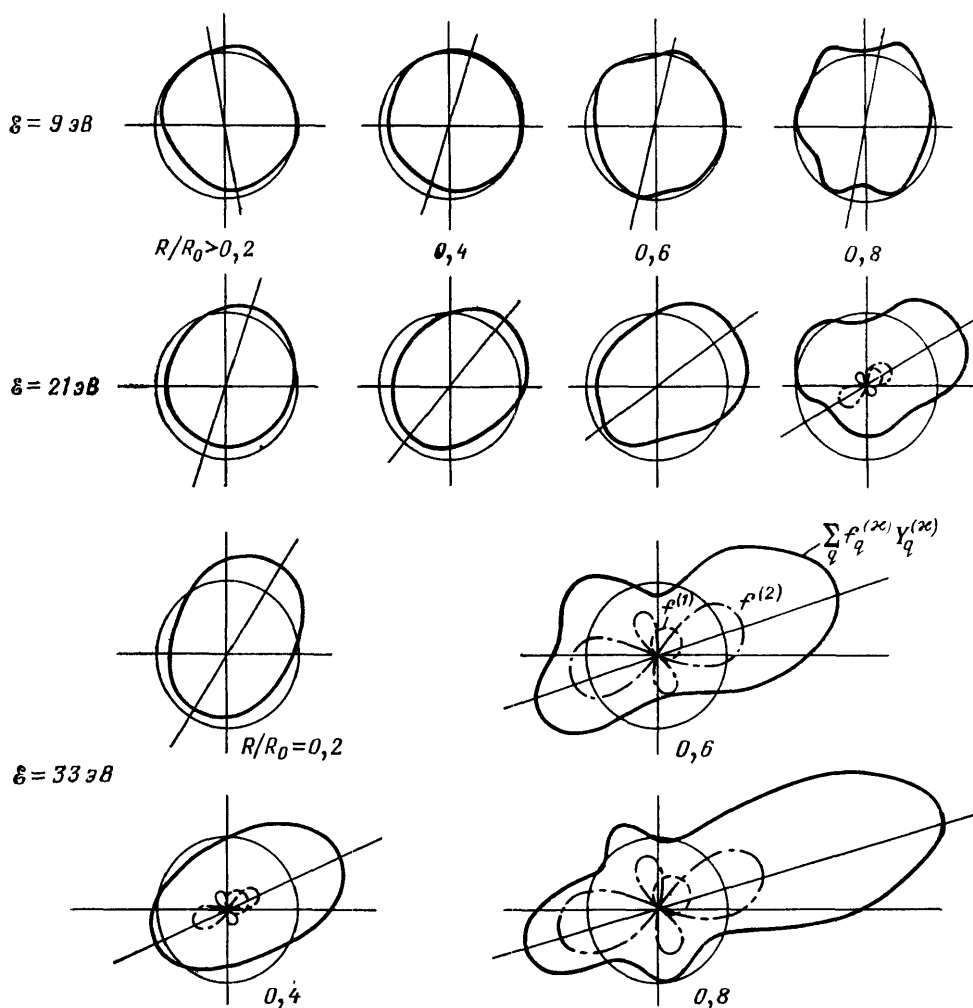


Рис. 5. Угловые диаграммы для функции распределения электронов в дуговом разряде ⁴²

Это обстоятельство, помимо сходимости ряда, ставит вопросы о локальности функции распределения и других возможных причинах искажения уравнения Больцмана. Однако эти осложнения практической роли не играют, поскольку число носителей энергии $\mathcal{E} \gg T_e$ мало. Действительно, как показывает расчет, для условий, соответствующих рис. 4, плотность электронов при энергиях $\mathcal{E} \gtrsim 30$ эВ на границе плазмы ($R/R_0 = 0,8$; $N_e \approx$

*) Заметим, что расходимость разложения по сферическим гармоникам означает просто, что характер движения высокоэнергетичных электронов становится похожим на пучок.

$\approx 0,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $T_e = 1,11 \cdot 10^4 \text{ K}$) составляет $\sim 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, функция распределения как таковая существует только на бумаге, и вместо пучка электронов могут возникать лишь их эпизодические выбросы. Тогда теряет смысл и вопрос о сходимости ряда и вопрос об искажениях уравнения Больцмана. В остальных же условиях рассматриваемого примера учет второго момента $f^{(2)}$ обеспечивает достаточную точность описания процесса. Естественно, что для каких-то экспериментальных ситуаций может возникнуть необходимость учета моментов более высокого ранга и даже уточнения уравнения Больцмана.

Резюмируя вышеизложенное, можно сказать, что в поляризации ансамбля атомов будут принимать участие электроны с энергиями в диапазоне $\mathcal{E} = 10 - 20 \text{ эВ}$, поскольку при меньших энергиях анизотропия ФРЭ ($f^{(2)}$) мала, а при больших — мало число электронов. К анализу процессов поляризации состояний при наличии анизотропного возбуждения мы теперь и перейдем.

3.3. Особенности кинетики поляризационных моментов в плазме

Тот факт, что для электронов с энергией, близкой к порогу неупругих процессов, существует анизотропия функции распределения, в действительности справедлив для широкого класса объектов. Естественно ожидать, что в силу соотношения (3.2) электронное возбуждение может приводить к выстраиванию состояний частиц в плазме. Однако, как уже упоминалось, (3.2) справедливо только для прямых процессов возбуждения, которые в реальных условиях бывают далеко не единственными. Поэтому, так же как для адекватной интерпретации данных спектроскопии необходимо знание кинетики заселения состояний частиц, понимание поляризационных явлений требует соответствующих представлений о кинетике анизотропного возбуждения и релаксации.

Наиболее простыми и хорошо изученными являются кинетические процессы выстраивания состояний в плазме низкого давления^{7,31}, где большое значение в возбуждении атомов имеет прямой электронный удар⁸⁰. При анизотропной функции распределения электронов этот же процесс может быть ответственен за их выстраивание. В этом случае релаксация населенности, определяемая радиационными переходами, будет сопровождаться переносом выстраивания на нижележащие состояния. Кроме того, выстраивание будет разрушаться атомами в основном состоянии вследствие столкновений, приводящих к переходам между магнитными подуровнями внутри одного состояния $\{\alpha J\}$, — так называемых деполаризующих столкновений.

Положение усложняется при наличии пленения излучения. Оно может играть двоякую роль. Прежде всего пленение излучения приводит к увеличению эффективного времени жизни фотона в объеме плазмы. Результатом является уменьшение скорости распада возбужденных состояний, которая становится различной для каждого момента матрицы плотности и всегда меньше обратного естественного времени жизни³. Вследствие анизотропии потоков света в ограниченной плазме, пленение излучения может также являться источником поляризации состояний. Разумеется, в этом случае тензор выстраивания будет иметь ту же симметрию, что и угловое распределение интенсивности света. Вопросы оптического выстраивания в плазме хорошо изучены, им посвящен ряд обзоров и монографий^{7,59,60,100}, поэтому в дальнейшем мы на этом останавливаться подробно не будем.

Стационарное значение выстраивания некоторого состояния i в наиболее благоприятном для наблюдений случае, когда каскадные переходы в данное состояние с вышележащих уровней, пленение излучения и внешние поля отсутствуют, может быть рассчитано по формуле

$$\frac{\rho^{(2)}}{\rho^{(0)}} = \frac{F_{gi}^{(2)}/F_{gi}^{(0)}}{1 + [\gamma_2/(\Gamma + \gamma_0)]}, \quad (3.4)$$

где

$$\Gamma = \sum_{j < i} A_{ij}, \quad \gamma_0 = N_a \langle \sigma_0 v \rangle, \quad \gamma_2 = N_a \langle \sigma_2 v \rangle,$$

F_{ji} — функция возбуждения выстраивания состояния i из основного состояния, N_a — концентрация атомов в основном состоянии, σ_0 и σ_2 — сечения тушения и деполяризации соответственно.

В разреженной плазме время жизни состояния зависит главным образом от радиационных процессов, и $\gamma_0 \ll \Gamma$. Поскольку с ростом давления отношение γ_2/Γ увеличивается (при давлении в несколько торр оно может достигать 10), степень поляризации быстро падает. Это объясняет существовавшее довольно долго скептическое отношение к возможности наблюдения поляризационных явлений в более плотных средах. Однако, как следует из выражения (3.4), с ростом давления растет не только γ_2 , но и γ_0 , и когда γ_0 становится сравнимой по величине с Γ , отношение $\gamma_2/(\Gamma + \gamma_0)$ может быть не слишком велико. Этому факту можно дать объяснение, используя простые физические соображения. В средах с повышенным давлением $\gamma_0 \gg \Gamma$, и релаксация возбужденных состояний обусловлена тушащими столкновениями. Поскольку процессы тушения и радиационного распада действуют статистически, то согласно теореме умножения вероятностей вероятность акта излучения определяется произведением вероятности отсутствия тушения за время t и вероятности радиационного распада, вычисленной в предположении, что тушение не произошло, т. е.

$$P_{\text{изл}} = e^{-\gamma_0 t} (1 - e^{-\Gamma t}).$$

Эта зависимость имеет максимум в точке

$$t_{\text{изл}} = \Gamma^{-1} \ln \left(1 + \frac{\Gamma}{\gamma_0} \right) \approx \gamma_0^{-1},$$

и, следовательно, характерный момент времени, в который происходит излучение, определяется тушением. Тушение, как и деполяризация, является беспороговым процессом, что делает реальной ситуацию, когда γ_0 и γ_2 имеют один порядок величины. Это означает, что за короткий промежуток времени между моментами возбуждения и излучения происходит малое число деполяризующих столкновений, недостаточное для значительного разрушения поляризации состояния, если она имеется. Таким образом, и в плотных средах при наличии анизотропии в кинетических процессах может существовать поляризация атомного ансамбля и проявляться в частичной поляризации линий излучения. Это обстоятельство является принципиальным, так как резко расширяет возможные границы существования поляризации состояний. Явление было экспериментально обнаружено в плазме дуги атмосферного давления по поляризации ряда линий атомов и ионов инертных газов (аргона и неона)^{13,14}. Похожее явление, но несколько в других условиях, наблюдалось в работах^{101,102}, где исследовалась поляризация лазерной флуоресценции пламен при атмосферном давлении.

Помимо возрастания роли тушения, с ростом давления изменяется сам характер кинетики возбужденных состояний: прямые процессы уступают место ступенчатой, радиационная кинетика — столкновительной. При высоких степенях ионизации кинетика заселения состояний определяется электронными столкновениями. При этом многообразие кинетики выстраивания связано с зависимостью анизотропии движения электронов от их энергий.

Чтобы яснее представить себе особенности выстраивания в столкновительной плазме, рассмотрим простую схему уровней, состоящую из основного состояния и блока возбужденных состояний. Будем считать энергетический интервал между основным и возбужденными состояниями достаточно большим, чтобы пороговые электроны обладали заметной анизотропией. В то же время энергетические зазоры между возбужденными состояниями будем

полагать много меньшими средней тепловой энергии электронов. Подобная ситуация имеет место в инертных газах. Учет следующие процессы выстраивания для приближения диффузной связи состояний⁸⁰:

- возбуждение из основного состояния прямым электронным ударом;
- преимущественная передача возбуждения между соседними состояниями;
- передача возбуждения через состояние (для выстраивания требуется учитывать всегда, когда встречается состояние с $J = 0, 1/2$);
- изотропная столкновительная релаксация.

В такой модели кинетические уравнения для выстраивания запишутся в виде

$$F_{gi}^{(2)} + \sum_{j=(i\pm 1), (i\pm 2)} B_w(ji) \rho^{(2)}(j) - \Gamma_2(i) \rho^{(2)}(i) = 0; \quad (3.5)$$

здесь $\Gamma_2(i)$ включает в себя вероятности излучательных и безызлучательных переходов с состояния i на все прочие, а также частоту деполяризующих столкновений. Величины $B_w(ji)$ равны

$$B_w(ji) = (-1)^{J_i+J_j+1} (2J_i+1) \left\{ \begin{matrix} J_i & J_i & 1 \\ J_j & J_j & 2 \end{matrix} \right\} w_{ji}, \quad (3.6)$$

где w_{ji} — вероятность столкновительного перехода между состояниями j и i . Приход электронов из континуума в состояние i в результате рекомбинации не должен давать заметного вклада в выстраивание, поскольку в процессе рекомбинации участвуют главным образом тепловые электроны, распределение которых близко к изотропному.

Решение уравнений (3.5) для одного из возбужденных состояний содержит ряд членов, которые можно разбить на несколько групп. В первую входит член $F_{gi}/\Gamma_2(i)$, описывающий прямое возбуждение из основного состояния. Вторая группа включает в себя члены вида $F_{gi}^{(2)} B_w(ji)/\Gamma_2(j) \Gamma_2(i)$, описывающие двухквантовые переходы. В третью входят слагаемые, соответствующие трехквантовым переходам, и т. д.

Анализ показывает, что отношение $B_w/\Gamma_2 \sim 0,1$ — на порядок меньше вклада прямого возбуждения из основного состояния. Остальные члены ряда еще меньше:

$$\frac{B_w(il) B_w(lf)}{\Gamma_2(i) \Gamma_2(l)} \sim 0,01,$$

и т. д. Их общий вклад в выстраивание уменьшается еще и тем, что в зависимости от J_i и J_j величины $B_w(ij)$ могут иметь различные знаки и частично компенсироваться. Таким образом, чем длиннее и запутаннее путь электрона от одного состояния к другому, тем сильнее стирается память о первоначальной упорядоченности угловых моментов, т. е. уменьшается эффективность выстраивания.

В этом заключается принципиальное отличие кинетики выстраивания от кинетики заселения возбужденных состояний. При малой роли внешних процессов в заселении и опустошении уровней, движение связанных электронов в энергетическом пространстве атома можно рассматривать как непрерывный поток, постоянный для всех состояний⁸⁰. Однако для процесса переноса выстраивания такое рассмотрение несправедливо по трем причинам: а) из-за частичной деполяризации, обусловленной свойствами симметрии процесса переноса; б) из-за потери упорядоченности на каждом промежуточном состоянии вследствие деполяризующих столкновений; в) из-за полной потери памяти о выстраивании при попадании в состояние с $J = 0, 1/2$. В результате резко возрастает роль прямых процессов. Экспериментальным подтверждением сказанного служит работа⁴², где установлено отсутствие переноса выстраивания ионов аргона в условиях дугового разряда постоянного тока при атмосферном давлении.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

4.1. Средства поляризации

Поляризация атомного ансамбля, как отмечалось, проявляет себя в поляризации излучения, испускаемого этим ансамблем. Одним из методов, позволяющих исследовать свойства поляризации излучения, является поляриметрия. Особенности излучения плазмы предъявляют повышенные требования к технике поляриметрии. Поляризационный состав его может быть весьма сложен, а априорная информация имеется далеко не всегда. Поскольку интерес представляет обычно излучение в узком спектральном интервале, приходится иметь дело со слабыми сигналами, когда становится заметной статистика фотонов, и измерения проводят вблизи порога чувствительности. В то же время, даже при сравнительно малых флуктуациях интенсивности излучения, флуктуации сигнала поляризации, как временные, так и пространственные, могут быть существенными¹³, что еще больше осложняет задачу измерений. Необходимо также отметить, что поляризационные исследования, как и вообще спектроскопия плазмы, основаны на решении некорректных задач¹⁰³. Некорректность в данном случае означает, что малым погрешностям в измеряемых величинах могут соответствовать значительные погрешности в определяемых параметрах плазмы. Поэтому дополнительным требованием к экспериментальным исследованиям является высокая точность измерений.

Сформулируем основные требования к измерительной аппаратуре, предназначенной для исследования поляризации атомных ансамблей, исходя из перечисленных особенностей излучения плазмы:

- одновременное измерение всех параметров Стокса флуктуирующего излучения;
- отсутствие движущихся частей и, следовательно, высокое быстродействие и точность измерений;
- минимально возможные потери света;
- возможность совмещения со спектральным прибором высокого разрешения.

Развитие техники измерения поляризации излучения плазмы тем не менее долгое время шло в отрыве от серьезных успехов в эллипсометрии^{104–106}. За период с конца 20-х по 70-е годы для плазменных исследований было разработано большое количество различных схем поляриметров^{107–114}, но все они основывались на сравнении интенсивностей пучков света с определенным образом выбранными ортогональными линейными поляризациями. Результат измерений определялся по формуле типа

$$P = \left(\frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} \frac{I_{\perp}^K}{I_{\parallel}^K} - 1 \right) \left(\frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} \frac{I_{\perp}^K}{I_{\parallel}^K} + 1 \right)^{-1}, \quad (4.1)$$

где индекс K отмечает калибровочные измерения. Величины I_{\parallel} и I_{\perp} могли измеряться одновременно, и тогда экспериментальная схема, как правило, предполагала пространственное разделение светового потока в исследуемой спектральной линии на два пучка с помощью поляризационных призм или кристаллических пластинок. Прощедшее через анализатор излучение одновременно регистрировалось двумя фотоприемниками, в качестве которых использовались ФЭУ, и сигналы поступали в разностную схему. Другой метод характеризовался последовательным измерением интенсивностей с ортогональными поляризациями, формирование которых достигалось использованием поворачиваемого анализатора^{108,109}. Нетрудно заметить, что как та, так и другая схемы, даже при полном устранении инструментальных

погрешностей, пригодны лишь для измерения значительных величин степени поляризации излучения. При этом погрешность измерения P в несколько раз превышает погрешность в измерении интенсивности излучения.

Общей особенностью указанных схем, которая определяет универсальный источник погрешности измерения степени поляризации, является различное пропускание спектрального прибора для ортогонально поляризованных потоков. Устранение этих ошибок достигается обычно путем деполяризации излучения, падающего на входную щель спектрального прибора. С этой целью используются специальные призмы-деполяризаторы¹¹² либо четвертьволновые пластинки¹¹⁴, ориентированные соответствующим образом.

Каждая схема, помимо этого, имеет свои собственные источники погрешностей. В схеме с пространственным разделением ошибки связаны с неоднородностью излучения плазмы по сечению пучка, а также с неидентичностью оптических каналов, в том числе с различной чувствительностью используемых фотоприемников. Последний источник погрешностей может быть устранен соответствующим образом проведенной калибровкой. Схема с разновременной регистрацией пучков может быть использована преимущественно для исследования стационарных объектов. Специфические погрешности данного метода связаны с неравномерностью вращения анализатора и биениями его оси. Кроме того, в условиях сильных флуктуаций и дрейфа параметров плазмы, а следовательно, и излучения, такая методика требует большого времени усреднения, либо дает скорее качественные, чем количественные результаты.

В работе¹¹² предложена схема поляризационного спектрометра, предназначенного для исследования слабых световых потоков от неоднородных плазменных объектов, сочетающая положительные качества как первого, так и второго методов. Для регистрации двух пучков света с ортогональными поляризациями использовались счетные схемы с переключением каналов, что позволило избежать введения вращающихся элементов.

В работе¹¹⁴ разработана схема поляриметра на основе метода одновременной регистрации потоков для абсолютных измерений степени поляризации неоднородных нестационарных объектов с низким уровнем оптического сигнала. Выделение двух ортогональных линейных поляризаций осуществлялось с помощью призмы Рошона, дающей угол расхождения пучков $5,7^\circ$.

Все рассмотренные схемы, помимо уже перечисленных недостатков (низкая точность, малая чувствительность и быстроедействие), обладают еще одним: они в принципе обеспечивают измерение лишь двух параметров Стокса, соответствующих линейной поляризации излучения, и то при наличии априорной информации о положении оси эллипса поляризации. Таким образом, качество измерений этих приборов всегда зависит от справедливости принятых предположений. Кроме того, арсенал современных средств поляриметрии весьма ограничен в части полных поляриметров, т. е. таких, которые одновременно измеряют все параметры Стокса. Поэтому в¹⁴ для исследования плазмы был разработан новый фурье-поляриметр, удовлетворяющий перечисленным требованиям. Схема приведена на рис. 6. Остановимся подробнее на ее работе.

Анализируемое излучение, сформированное в коллимированный пучок, падает на электрооптический модулятор с линейным эффектом (ЭМ), питаемый переменным напряжением от генератора (Ген). Далее волновой фронт падающей световой волны делится на две части анализатором, состоящим из двух поляризационных призм ($П1$, $П2$), установленных таким образом, что оптические оси одной из них ($П1$) совпадают с оптическими осями модулятора ($\alpha = 0$), а оси другой составляют с ними угол 45° . Поскольку поляризационные призмы делят падающее излучение на два пучка с ортогональными поляризациями, анализатор имеет четыре оптических выхода, излучение с которых после селекции по длинам волн поступает на фотоприемники $\Phi П1 - \Phi П4$.

Для описания принципа работы схемы воспользуемся формализмом матриц Мюллера¹¹⁶. Вектор Стокса на любом из четырех выходов анализатора является функцией вектора Стокса падающей волны $[\eta]$,

$$[\eta'] = [M_A][R(\alpha)][M_\delta][\eta], \quad (4.2)$$

где $[M_A]$, $[M_\delta]$ — матрицы Мюллера анализатора и фазового модулятора соответственно, $[R(\alpha)]$ — матрица поворота. После подстановки соответствующих матриц и решения уравнения (4.2) для интенсивности света

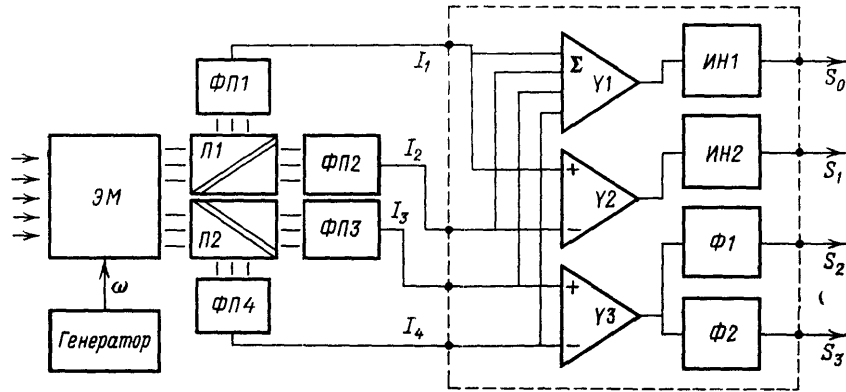


Рис. 6. Схема электрооптического фазового фурье-поляриметра^{42, 43}

на выходах анализатора будем иметь

$$2\eta'_0 = \eta_0 + \eta_1 \cos 2\alpha + (\eta_2 \cos \delta + \eta_3 \sin \delta) \sin 2\alpha. \quad (4.3)$$

Пусть фазовый угол δ периодически меняется с частотой ω . Тогда, разлагая $\sin \delta$ и $\cos \delta$ в ряд Фурье и обрезая высшие гармоники, получим для сигналов на каждом из четырех выходов фотодетекторов:

$$\begin{aligned} I_1(\alpha = 0^\circ) &= \frac{1}{4}(\eta_0 + \eta_1), \\ I_2(\alpha = 90^\circ) &= \frac{1}{4}(\eta_0 - \eta_1), \\ I_3(\alpha = 45^\circ) &= \frac{1}{4}[\eta_0 + \eta_2(2\tilde{J}_2 \cos 2\omega t + \tilde{J}_0) + 2\eta_3\tilde{J}_1 \sin \omega t], \\ I_4(\alpha = 135^\circ) &= \frac{1}{4}[\eta_0 + \eta_2(2\tilde{J}_2 \cos 2\omega t + \tilde{J}_0) - 2\eta_3\tilde{J}_1 \sin \omega t]; \end{aligned} \quad (4.4)$$

где \tilde{J}_n — бесселевы функции. Как можно видеть из этих уравнений, для однозначного измерения параметров Стокса достаточно использовать лишь два из четырех каналов поляриметра. При этом параметры η_0 и η_1 измеряются в постоянной составляющей тока фотодетекторов, η_2 — на частоте 2ω , а η_3 — на частоте ω . Использование же четырех каналов устраняет зависимость результата от малых разъюстировок и увеличивает чувствительность прибора. Алгоритм обработки сигналов с выходов фотодетекторов реализуется в простейшей схеме, представленной на рис. 6.

Идентичность оптических каналов обеспечивает их одинаковые характеристики пропускания. Поэтому поляриметр может быть совмещен со спектральным прибором, имеющим несколько оптических каналов, который по схеме должен располагаться между поляризационными призмами и фотоприемниками. В этом случае в соответствующих уравнениях необходимо учесть поляризационную характеристику пропускания спектрометра. Быстродействие такого прибора ограничивается частотной характеристикой электрооптического модулятора и быстродействием системы регистрации сигналов. Принципиально достижимое быстродействие составляет десятки наносекунд.

Необходимость повышения точности измерений, статистической обработки серии экспериментов и их анализа в реальном времени требует применения установок, автоматизированных на базе ЭВМ. Одна из таких установок была создана для исследования поляризационных спектров¹¹⁷. Ее основой является описанный выше Фурье-поляриметр в несколько упрощенном варианте, позволяющем измерять параметры η_0 , η_1 и η_2 . В качестве электрооптического модулятора использовался кристалл ДКДП, питаемый от высоковольтного звукового генератора. Анализатор состоял из двух поляризационных призм с оптическими осями, расположенными под углом 45° . Спектральный анализ проводился с помощью двойного спектрометра ДФС-24, анализировавшего одновременно два оптических канала. При этом развязка между каналами достигала -50 дБ. На входной щели спектрометра были установлены два волоконных световода, соединенные с охлаждаемыми фотоприемниками. Для выделения полезных сигналов применялась техника синхронного детектирования на комбинационных частотах.

Сигналы с выходов синхронных детекторов подавались на систему автоматизации, основой которой являлась микроЭВМ «Электроника-60», с устройством связи с объектом в стандарте КАМАК. Установка обеспечивает автоматическую регистрацию и статистическую обработку поляризационных спектров излучения как в спектральных линиях, так и в отдельных участках континуума в их окрестности. Примеры записи поляризационных спектров приведены ниже, на рис. 22.

4.2. Оптико-магнитный метод

Помимо прямого измерения поляризации спонтанного излучения, в поляризационной спектроскопии газовых разрядов низкого давления используется также оптико-магнитная техника исследований. Идея этого метода основана на изучении зависимости поляризации спонтанного излучения атомного ансамбля от величины напряженности слабого магнитного поля H , прикладываемого к исследуемому участку разряда. Магнитное поле, напряженность которого достаточно мала, чтобы изменить электрические и кинетические свойства объекта, разрушает поперечные компоненты выстраивания квантовых состояний частиц, в результате чего в линейчатом спектре спонтанного излучения наблюдается характерная зависимость степени поляризации от напряженности поля. Эта зависимость, которую будем также называть сигналом выстраивания, представляет собой известный в атомной физике эффект Ханле^{7,22,31,118,119}.

К достоинствам оптико-магнитного метода, который эффективен для слабых лабораторных объектов низкого давления, следует отнести возможности измерять не абсолютное значение степени поляризации, а ее зависимость от внешнего варьируемого параметра. Помимо этого, по виду сигнала можно исследовать без изменений в канале регистрации характер распределения локальных осей выстраивания в различных областях плазмы, восстанавливая таким образом пространственные особенности и характер анизотропии кинетических процессов.

Перейдем к анализу сигнала Ханле для конкретных условий. В традиционной схеме наблюдения исследуется степень поляризации спонтанного излучения в направлении, совпадающем с вектором напряженности внешнего магнитного поля. В этом случае, в приближении $\rho^{(0)} \gg \rho^{(\kappa)}$ ($\kappa > 0$), степень поляризации выражается соотношением

$$P(\Omega) = \frac{\sqrt{15}}{2\rho_0^{(0)}} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_b & J_b & J_a \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_b & J_b & J_a \end{Bmatrix}^{-1} \times \\ \times \left(\frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 + 4\Omega^2} \operatorname{Re} \rho_2^{(2)}(0) - \frac{2\Omega\Gamma_2}{\Gamma_2^2 + 4\Omega^2} \operatorname{Im} \rho_2^{(2)}(0) \right), \quad (4.5)$$

где Ω — ларморова частота.

Рассмотрим более подробно простой случай одноосного выстраивания $\rho_0^{(2)}(\mathbf{n})$, главная ось которого определяется вектором \mathbf{n} . В лабораторной системе координат интересующий нас поляризационный момент $\rho_2^{(2)}(0)$ в нулевом магнитном поле равен

$$\rho_2^{(2)}(0) = \frac{\sqrt{6}}{4} \rho_0^{(2)}(\mathbf{n}) \sin^2 \theta \cdot \exp(2i\varphi),$$

где углы θ и φ характеризуют направление оси \mathbf{n} . В этом случае зависимость $P(\Omega)$ можно записать в виде

$$P(\Omega) = P \frac{1}{1+x^2} - P' \frac{x}{1+x^2}, \quad (4.6)$$

где

$$x = \frac{2\Omega}{\Gamma}, \quad P = P_0 \sin^2 \theta \cdot \cos 2\varphi, \quad P' = P_0 \sin^2 \theta \cdot \sin 2\varphi,$$

P_0 — степень линейной поляризации излучения локально выделенного ансамбля атомов при наблюдении в направлении, перпендикулярном оси выстраивания⁹²:

$$P_0 = \frac{3\sqrt{10}}{8} \frac{\rho_0^{(2)}(\mathbf{n})}{\rho_0^{(0)}} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J_b & J_b & J_a \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 0 \\ J_b & J_b & J_a \end{matrix} \right\}^{-1}.$$

Зависимость (4.6) имеет вид суперпозиции лоренцевского и дисперсионного контуров, относительный вклад которых в общий сигнал определяется ориен-

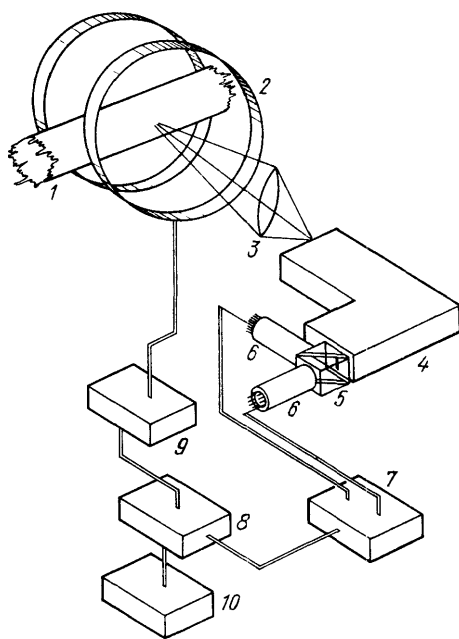


Рис. 7. Схема магнитного поляризационного ханле-спектрометра¹⁸⁹.

1 — источник, 2 — катушки Гельмгольца, 3 — линза, 4 — монохроматор, 5 — интерференционный поляризатор, 6 — фотоприемники, 7 — дифференциальный усилитель, 8 — измерительный комплекс Ф-36, 9 — усилитель тока, 10 — самописец

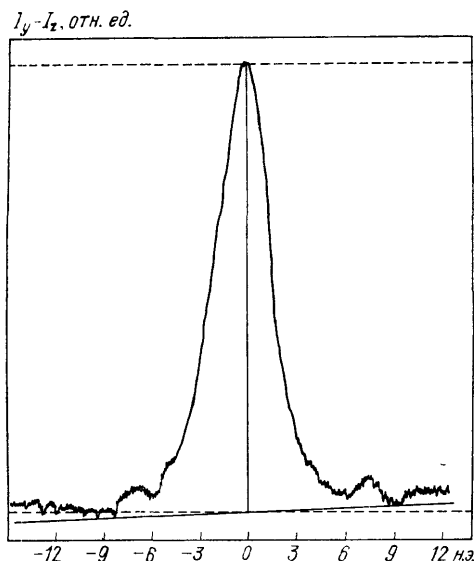


Рис. 8. Типичный вид экспериментального сигнала Ханле в излучении газоразрядной плазмы емкостного высокочастотного разряда в аргоне на линии 763,5 нм¹⁸⁹. Частота поля 100 МГц, амплитуда поля 200 В, давление газа 8 мторр

тацией главной оси выстраивания в системе координат наблюдения. При $\varphi = 0, \pi/2, \dots$, $P' = 0$ и согласно (4.6) сигнал Ханле имеет чисто лоренцевый вид. Если $\varphi = \pi/4, 3\pi/4, \dots$ сигнал становится чисто дисперсионным. Во всех промежуточных случаях наблюдается смесь лоренцевского и дисперсионного контуров.

Остановимся на принципиальной схеме магнитного поляризационного спектрометра, основанного на эффекте Ханле (рис. 7). Изображение источника фокусируется линзой с оптической осью, параллельной вектору магнитного поля, на плоскость входной щели спектрального прибора. Затем монохроматическое излучение с помощью интерференционного поляризатора разделяется на два пучка с взаимно ортогональными линейными поляризациями вдоль осей x и y и формируется разностный сигнал, вид которого приведен на рис. 8.

Для выделения сигнала применялся синхронный детектор или многоканальный анализатор импульсов, работающий в режиме медленных временных измерений³¹. В^{120,189} использовалась модернизированная схема по методу синхронного накопления с усреднением на базе измерительно-вычислительного комплекса: при накоплении сигнала формируется периодическое ступенчато растущее пилообразное напряжение, мгновенное значение которого пропорционально напряженности магнитного поля и с другой стороны определяет адрес соответствующего канала запоминающего устройства. При временах накопления сигнала 20–30 мин чувствительность схемы при измерении степени линейной поляризации могла достигать 10^{-4} .

4.3. Обратные задачи поляризационной спектроскопии

При экспериментальных исследованиях поляризации атомных состояний приходится поэтапно решать две задачи. Прежде всего, необходимо от измеряемых по определенному набору лучей зрения интегральных характеристик (интенсивностей излучения с различными поляризациями, степени поляризации, параметров Стокса) перейти к соответствующим локальным величинам. Затем по известному поляризационному составу излучения ансамбля атомов определить характер его поляризации и установить связь с параметрами плазмы.

Задача нахождения локальных величин из хордовых измерений в обычной спектроскопии приводит к решению интегрального уравнения Вольтерры I рода типа Абея¹⁰³. Методы решения этого уравнения хорошо разработаны, поэтому мы на них специально останавливаться не будем.

Формально поляризационные измерения не вносят принципиальных изменений в постановку задачи. Если измеряется степень поляризации излучения, то

$$P(y) = \frac{2}{I} \int_y^R \varepsilon(r) P_2(r) r (r^2 - y^2)^{-1/2} dr, \quad (4.7)$$

где $P(r)$ выражается через компоненты локального относительного выстраивания $\rho^{(2)}(r)/\rho^{(0)}(r)$ и использовано условие $\rho^{(0)} \gg \rho^{(2)}$, обычно имеющее место при плазменных исследованиях. Как видно из (4.7), для определения $P(r)$ требуется знание радиального распределения излучательной способности $\varepsilon(r)$. Если используемый поляриметр является полным, то необходимо решать четыре уравнения вида

$$\eta_i(y) = 2 \int_y^R \varepsilon(r) \tilde{\eta}_i(r) r (r^2 - y^2)^{-1/2} dr \quad \left(\tilde{\eta}_i = \frac{\eta_i}{\eta_0}; i = 0, 1, 2, 3 \right), \quad (4.8)$$

по одному для каждого параметра Стокса.

Восстановление локальных поляризационных характеристик серьезно усложняет наличие реабсорбции, особенно тогда, когда коэффициенты поглощения ортогонально поляризованного излучения заметно отличаются друг от друга, как это имеет место, например, в сильных магнитных полях¹²¹.

В общем случае приходится решать сложную задачу о распространении поляризованного излучения в неизотропной среде¹²².

Особенности измерений поляризационных характеристик спонтанного излучения атомного ансамбля определяются не только распределением излучающих атомов по объему плазмы, но и изменением локальных свойств симметрии тензора выстраивания вдоль луча зрения^{92,190}. Несмотря на то, что задача редукции к локальным параметрам при поляризационных исследованиях сложнее, чем в обычной спектроскопии, современные экспериментальные методы на основе фурье-поляриметрии¹³ и оптико-магнитной методики¹⁸⁹ позволяют решать эту проблему.

Тесная связь явления поляризации атомных ансамблей с кинетическими процессами, определяющими энергетические и структурные свойства плазменного образования, позволяет использовать его в диагностических целях. Так, при наличии внешнего источника поляризации исследование релаксационных процессов дает возможность определять температуру либо концентрацию возмущающих частиц¹²³. Если столкновительная релаксация имеет анизотропный характер, то поляризация излучения несет информацию о четных моментах функции распределения частиц²¹. Как было показано в разделе 3, важную, а иногда и решающую роль в создании упорядоченности угловых моментов возбужденных состояний играет прямое возбуждение частиц быстрыми электронами. В этом случае тензор выстраивания, определяющий линейную поляризацию излучения, связан с тензором потока импульса электронов. Интерес к изучению анизотропии функции распределения электронов в различных плазменных объектах сейчас чрезвычайно велик, поэтому подробно остановимся на возможностях ее определения. С этой целью перепишем выражение (3.2) в удобной для дальнейшего изложения форме:

$$\rho_q^{(2)}(i) = N_e \rho_0^{(0)}(g) \Gamma_2(i)^{-1} \int_{\mathcal{E}_{ti}}^{\infty} \mathcal{E} Q^{(2)}(\mathcal{E}, \mathcal{E}_{ti}) f_q^{(2)}(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (4.9)$$

где i нумерует возбужденные состояния, \mathcal{E}_{ti} — энергия возбуждения состояния i . Из (4.9) следует, что нахождение $f_q^{(2)}(\mathcal{E})$ по результатам поляризационных измерений требует решения интегрального уравнения и в общем случае является некорректной задачей. Обзор существующих методов решения обратных задач диагностики содержится в монографии¹⁰³. Обратная задача поляризационной диагностики тензора потока импульса электронов впервые сформулирована в⁹¹. Рассмотрим несколько вариантов постановки этой задачи.

При наличии измерений поляризации излучения нескольких линий выражение (4.9) формально можно считать уравнением Вольтерра I рода относительно $f_q^{(2)}(\mathcal{E})$. Его решение дает информацию об анизотропии движения электронов в диапазоне энергий $[\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2]$, где \mathcal{E}_1 — минимальная пороговая энергия, \mathcal{E}_2 — минимальная энергия, на которой происходит обрезание интеграла (4.9). В аналогичной постановке была решена задача нахождения изотропной части ФРЭ $f_0^{(0)}(\mathcal{E})$ из измерений полных интенсивностей линий излучения плазмы, находящейся в корональном равновесии¹²⁵. По сравнению с этой задачей в случае поляризационных измерений имеются два преимущества, а именно: а) зависимость сечений $Q^{(2)}(\mathcal{E})$ имеет более острый максимум, чем $Q^{(0)}(\mathcal{E})$; б) даже в сильно столкновительной плазме основным каналом создания выстраивания, в отличие от населенности, остается прямое возбуждение из основного состояния, что позволяет и в таких условиях использовать (4.9). Осложняющим обстоятельством является знакопеременность ядра интегрального уравнения (4.9), что требует дополнительного исследования устойчивости его решений.

При той же надежности для определения $f^{(2)}(\mathcal{E})$ можно использовать результаты измерений поляризации излучения меньшего числа спектраль-

ных линий. Но для этого необходима независимая информация об изотропной части ФРЭ. На основании (4.9), учитывая, что для $f_0^{(0)}$ можно записать аналогичное выражение, а

$$\frac{\rho^{(2)}(i)}{\rho_0^{(0)}(i)} = \varphi(P_2),$$

получим

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{ti} \int_{-\infty}^{\infty} Q^{(2)}(\mathcal{E}_{ti} - \mathcal{E}) f_q^{(2)}(\mathcal{E}) d\mathcal{E} - \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{E}_{ti} - \mathcal{E}) Q^{(2)}(\mathcal{E}_{ti} - \mathcal{E}) f_q^{(2)}(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = \\ = \varphi(P_2) \left[\mathcal{E}_{ti} \int_{-\infty}^{\infty} Q^{(0)}(\mathcal{E}_{ti} - \mathcal{E}) f_0^{(0)}(\mathcal{E}) d\mathcal{E} - \right. \\ \left. - \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{E}_{ti} - \mathcal{E}) Q^{(0)}(\mathcal{E}_{ti} - \mathcal{E}) f_0^{(0)}(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \right]. \quad (4.10) \end{aligned}$$

Воспользовавшись теоремой о свертке¹²⁶, с помощью обратного преобразования можно получить искомую зависимость тензора потока импульса $f_q^{(2)}(\mathcal{E})$ от энергии. Заметим, что эта процедура также является некорректной и требует применения соответствующих методов регуляризации.

Задачу нахождения $f_q^{(2)}(\mathcal{E})$ можно существенно упростить и обратить в корректную, если о виде этой функции имеется априорная информация. В этом случае по результатам измерений поляризации излучения нескольких линий можно определить такое же число параметров, характеризующих $f_q^{(2)}(\mathcal{E})$, либо обеспечить более высокую точность в определении одного параметра.

Независимо от варианта постановки обратной задачи, для нахождения величины тензора потока импульса электронов требуются надежные значения сечений возбуждения выстраивания. К сожалению, несмотря на обилие литературы, посвященной сечениям возбуждения различных атомных состояний, прямых измерений или теоретических расчетов этой величины в настоящее время не встречается. Тем не менее для определения $Q^{(2)}(\mathcal{E})$ можно использовать экспериментальные данные из других областей исследования: по электрон-фотонным совпадениям¹²⁷ и по возбуждению атомов моноэнергетическим электронным пучком⁷³, в которых имеются зависимости степени поляризации флуоресцентного излучения от энергии налетающих электронов. Однако оба типа экспериментов охватывают ограниченное число состояний различных элементов.

В связи с этим в¹²⁸ был предложен сравнительно простой приближенный способ расчета сечений $Q^{(2)}(\mathcal{E})$, использующий богатый теоретический и экспериментальный материал^{72,129,130}, накопленный по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния электронов $Q(\chi, \mathcal{E})$. Расчет основан на выделении из $Q(\chi, \mathcal{E})$ квадрупольной части в системе координат с осью z , совпадающей с вектором импульса K_e (см. рис. 2), и последующего преобразования получившегося таким образом тензора в лабораторную систему координат. Использование затем закона сохранения импульса

$$K_e^2 = k_e^2 + k_e'^2 - 2k_e k_e' \cos \chi$$

и энергии

$$\frac{k_e'}{k_e} = \left(\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_i}{\mathcal{E}} \right)^{1/2} = (1 - \delta_{\mathcal{E}})^{1/2} \quad (\delta_{\mathcal{E}} = \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}})$$

для процесса столкновения электрона с атомом, дает расчетную формулу для $Q^{(2)}(\mathcal{E})$:

$$Q^{(2)}(\mathcal{E}) = (-1)^J C_{J0J0}^{20} \int_0^\pi (3 \cos^2 \chi - 1) \left[2 - \frac{3 \sin^2 \chi}{2 - \delta_{\mathcal{E}} - 2(1 - \delta_{\mathcal{E}})^{1/2} \cos \chi} \right] \times \\ \times Q(\mathcal{E}\chi) \sin \chi d\chi. \quad (4.11)$$

В качестве примера на рис. 9 даны сечения $Q^{(2)}(\mathcal{E})$, рассчитанные по дифференциальным сечениям для двух состояний атома аргона. Энергетические зависимости дифференциальных сечений соответствующих состояний взяты из работы ¹³¹.

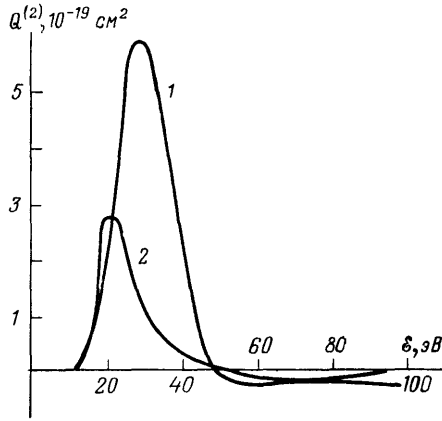


Рис. 9. Энергетические зависимости сечений возбуждения выстраивания электронным ударом для $2p_4$ (1)- и $2p_3$ (2)-состояний аргона ⁹¹

Обширный материал, позволяющий вычислять $Q^{(2)}(\mathcal{E})$ предложенным методом, имеется для электронов промежуточных энергий. Для больших энергий электронов хорошие результаты дает борновское приближение. В этом случае для $Q^{(2)}(\mathcal{E})$ можно получить аналитическое выражение, воспользовавшись соотношением (2.7) для сечения $Q^{(2)}$ и угла ψ (рис. 2). В работе ⁷¹ показано, что для оптически разрешенных переходов при больших энергиях электронов

$$\langle \cos^2 \psi \rangle = \ln^{-1} \frac{\mathcal{E}}{B_1},$$

а для запрещенных, согласно ⁷²,

$$\langle \cos^2 \psi \rangle = \frac{B_2}{\mathcal{E}},$$

где B_1 и B_2 — некоторые постоянные. Более удобным параметром, чем B_1 и B_2 , является энергия электрона \mathcal{E}_0 , при которой $Q^{(2)}(\mathcal{E})$ меняет знак. Из (2.7) следует, что эта энергия соответствует условию

$$\langle \cos^2 \psi \rangle = \frac{1}{3}.$$

Выражая B_1 и B_2 через \mathcal{E}_0 , получим

$$Q^{(2)}(\mathcal{E}) = \frac{C_{J0J0}^{20}}{C_{J0J0}^{00}} \left[1 - \frac{1}{1 + (1/3) \ln(\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)} \right] Q^{(0)}(\mathcal{E}) \quad (4.12)$$

для разрешенного,

$$Q^{(2)}(\mathcal{E}) = \frac{C_{J0J0}^{20}}{C_{J0J0}^{00}} \left(1 - \frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}} \right) Q^{(0)}(\mathcal{E}) \quad (4.13)$$

для запрещенного перехода.

Таким образом, рассчитывая $Q^{(0)}(\mathcal{E})$ по формуле Борна ¹²⁹ и определяя из предварительного расчета по (4.11) \mathcal{E}_0 , можно продолжить зависимость $Q^{(2)}(\mathcal{E})$ в область $\mathcal{E} > \mathcal{E}_0$.

5. ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНИЗОВАННЫХ ГАЗОВ

5.1. Положительный столб тлеющего разряда

Переходя к обсуждению явления поляризации атомных ансамблей в конкретных объектах, обратимся в первую очередь к одному из наиболее простых лабораторных источников низкотемпературной плазмы — газовому разряду постоянного тока при низких давлениях. Этот объект хорошо изучен

экспериментально и теоретически^{132,133} и поэтому представляет интерес с методической точки зрения.

Поляризационным исследованиям разряда постоянного тока посвящен целый цикл работ^{33,34,124,134-143,193}. Эксперименты проводились в инертных газах с использованием магнитного поляризационного спектрометра. Путем анализа зависимости сигнала Ханле от условий разряда изучались особенности выстраивания $2p$ состояний, соответствующих различной степени возбуждения. При давлениях неона $0,3 - 10$ торр^{34,134,135}, аргона $0,2 - 2$ торр¹³⁶⁻¹³⁹, криптона $0,05 - 0,3$ торр^{140,141} и ксенона $0,01 - 0,05$ торр^{142,143}

сигналы выстраивания с хорошей точностью описывались лоренцевской кривой, параметры которой определялись временем релаксации верхнего состояния атомного перехода. При более низких давлениях в сигнале проявлялась узкая составляющая противоположного знака, амплитуда которой увеличивалась с уменьшением давления. В то же время относительный вклад широкой компоненты

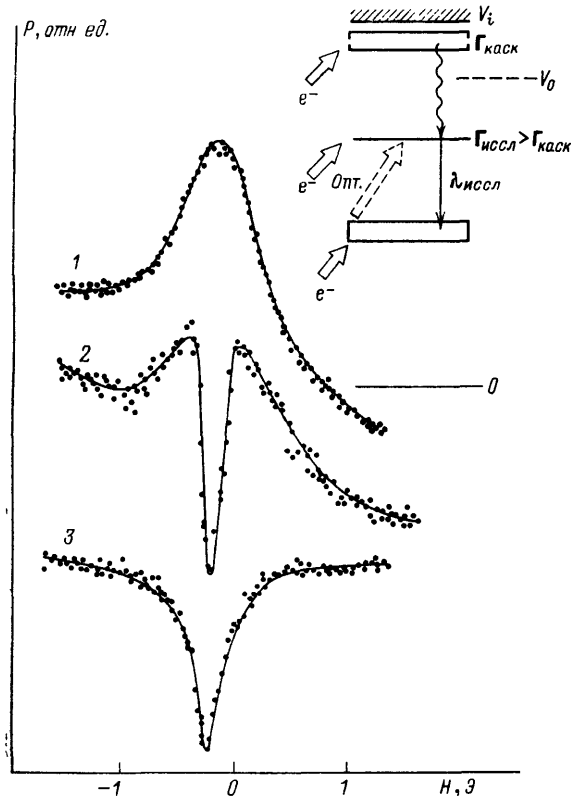


Рис. 10. Изменение формы сигнала Ханле $2p_2$ -уровня криптона ($\lambda = 587,1$ нм) в положительном столбе разряда постоянного тока с давлением¹⁴¹.

P (мторр) = 100 (1), 30 (2) и 20 (3) (ток разряда 30 мА)

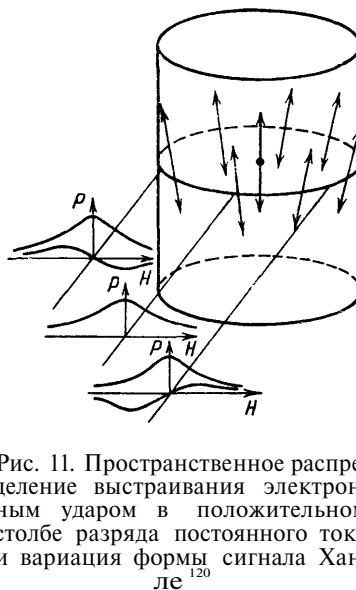


Рис. 11. Пространственное распределение выстраивания электронным ударом в положительном столбе разряда постоянного тока и вариация формы сигнала Ханле¹²⁰

уменьшался и при самых низких давлениях пропадал. Типичные сигналы выстраивания, зарегистрированные на переходе с $2p_2$ -состояния криптона при разных давлениях, приведены на рис. 10. Такая картина дала основание предполагать различную физическую природу двух компонентов сложного сигнала¹⁹⁷. Широкая компонента оказалась связанной с выстраиванием $2p$ -состояния в результате перепоглощения резонансного излучения на $1s - 2p$ -переходах^{33,34}. С уменьшением давления, вследствие падения населенностей атомов на промежуточных состояниях $1s$, на которых происходит поглощение резонансного излучения, эффективность этого механизма падает^{138,144}. Появление сигнала противоположного знака обусловлено каскадной передачей выстраивания, что подтверждается наблюдениями выстраивания высоковозбужденных состояний, оптически связанных с исследуемыми^{141,196}. Для неона этот селективный эффект выстраива-

ния состояний с энергиями, превышающими определенное значение, наблюдался при давлениях $0,07 - 0,7$ торр¹⁹⁴, в аргоне при $0,015 - 0,3$ торр¹⁹⁵, в криптоне и ксеноне — $0,004 - 0,08$ торр¹⁴⁵. Дальнейший анализ показал, что в области низких давлений в положительном столбе разряда выстраивание атомов должно быть связано с анизотропией движения возбуждающих электронов, а не с резонансным фотовозбуждением. В то же время, отсутствие выстраивания глубоких р-состояний свидетельствует, что для меньших энергий движение электронов близко к изотропному. Подробные исследования сигналов выстраивания в излучении периферийных участков в совокупности с наблюдениями на оси разряда позволили построить распределение выстраивания электронным ударом по объему разряда (рис. 11).

Качественная картина кинетики электронов в положительном столбе при низких давлениях, основанная на результатах поляризационных измерений, представляется следующей. На границе плазма — стенка существует сильный скачок потенциала V_0 . Медленные электроны с энергиями ниже пристеночного скачка упруго отражаются от него, поэтому их движение можно считать слабо анизотропным. Для частиц с энергиями, превышающими V_0 , и движущихся перпендикулярно стенке, существует ненулевая вероятность выхода из плазмы и гибели на стенке трубки за время $\tau \sim R/v_T$. Образующийся дефицит быстрых пролетных электронов с перпендикулярными стенке скоростями определяет конус потерь в распределении быстрых электронов по скоростям, что в свою очередь приводит к энергетической селективности выстраивания¹⁸⁸. Контрольные эксперименты в электронном пучке подтверждают, что высокоэнергетичные состояния возбуждаются электронами с преимущественным направлением движения вдоль оси разряда. Отклонение осей выстраивания от аксиального и влияние на угол отклонения тока разряда отражают тот факт, что радиальное электрическое поле в столбе приводит к повороту конуса потерь на малый угол¹⁴⁶. В связи с тем, что характеристики конуса потерь в заданном сечении определяются локальным значением потенциала, исследование распределения поляризации возбужденных атомов вдоль радиуса позволяет оценить распределение потенциала в плазме¹⁹¹.

5.2. Е м к о с т н о й в ы с о к о ч а с т о т н ы й р а з р я д

Несмотря на длительную историю исследований, физические процессы в высокочастотном разряде при низких давлениях и по сей день являются предметом постоянного обсуждения в литературе¹⁴⁷. В раннем цикле теоретических работ свойства плазмы ВЧ разряда анализировались с помощью кинетического уравнения Больцмана в достаточно общих приближениях, не дававших оснований для каких-либо неожиданностей. Движение электронов представлялось колебательным с частотой поля относительно неподвижных атомов и ионов. Поле передавало колеблющимся электронам энергию, которая в результате столкновений преобразовывалась в тепловую. Таким образом, формировалась почти максвелловская функция распределения со слабой анизотропией вдоль поля. Однако в последующих экспериментах в приэлектродных областях разряда были обнаружены сильные постоянные электрические поля, величину которых нельзя было объяснить амбиполярной диффузией частиц¹⁴⁸. Результаты измерений распределения потенциала плазмы по разрядному промежутку показали, что в условиях, когда частота поля много меньше электронной плазменной частоты, оно оказывается локализованным вблизи электродов. Взаимодействие высокочастотного напряжения с пристеночным скачком потенциала приводит к ряду важных следствий¹⁴⁹. Из-за нелинейности вольт-амперной характеристики приэлектродного слоя происходит выпрямление высокочастотного напряжения, что увеличивает постоянную разность потенциалов между средой и электродом или диэлектрической стенкой в случае разряда с внешними электродами.

Попавшие в пограничную область электроны обогащаются энергией и приобретают анизотропию движения в направлении, перпендикулярном электродам. Так, в работах^{150,151} была зарегистрирована группа быстрых электронов с анизотропией скоростей, которая интерпретировалась как квазипучок, распространяющийся к центру разряда. Именно эти электроны, приходящиеся на хвост функции распределения, вносят наибольший вклад в прямую ионизацию и возбуждение нейтральных частиц и одновременно могут приводить к выстраиванию их состояний. В этом случае поляризация излучения спектральных линий должна возрастать в направлении от центра разряда к электродам.

Поляризационные исследования ВЧ разряда Е-типа были проведены в работах^{12,36,115} магнитооптическим методом в инертных газах. Исследуемый разряд поддерживался в сферических сосудах диаметрами 3,5 и 4 см. Частота переменного поля составляла 100 МГц. Давление газа в сосудах изменялось в диапазоне 0,02 — 3 торр.

В предварительных экспериментах была исследована физическая природа выстраивания возбужденных атомов. Идея их основывалась на различии свойств симметрии резонансного фотовозбуждения и функции распределения возбуждающих электронов. Для давлений 0,1 — 2 торр пространственные распределения степени и направления плоскости поляризации, а также интенсивности излучения, были близки к ожидаемым для оптического механизма выстраивания, т. е. обладали сферической симметрией. Измерения коэффициентов поглощения тоже свидетельствовали в пользу оптического механизма¹⁹⁸. С уменьшением давления до 0,1 торр и ниже распределение интенсивности излучения для всех спектральных линий независимо от их энергии возбуждения стремилось к однородному, а степень поляризации излучения в центральной части разряда возрастала. Этот факт говорил об увеличении роли прямого электронного возбуждения в образовании выстраивания.

В условиях выстраивания электронным ударом измерения поляризации излучения линий аргона 794,8 и 811,5 нм из центральной части разряда использовались в⁹¹ для определения амплитуды напряженности переменного электрического поля. В предположении, что нулевой момент функции распределения является максвелловским с температурой ~5 эВ¹⁵², а анизотропия ФРЭ определяется высокочастотным электрическим полем, оказалось возможным записать тензор потока импульса электронов в виде⁹⁰:

$$f_0^{(2)}(\mathcal{E}) = A \mathcal{E} f_0^{(0)}(\mathcal{E}),$$

где

$$A = \frac{2(eE)^2}{m_e T_e^2 (\omega_0^2 + \nu_{ea}^2)}.$$

Подстановка этого выражения в уравнение Больцмана позволила найти величину напряженности электрического поля E . Значения амплитуды напряженности переменного электрического поля согласуются с данными зондовых измерений, выполненных в сходных условиях¹⁵².

Уже в сферических разрядах при низких давлениях было обнаружено увеличение степени поляризации в приэлектродных областях. Подробнее приэлектродные области исследовались в цилиндрическом разряде, распределение излучения в котором имело хорошо разрешенную структуру, отражающую неоднородность объекта. Вблизи электродов наблюдалось темное пространство, толщина которого составляла несколько миллиметров и быстро росла с уменьшением давления. При давлениях больших 15 мторр в распределении интенсивности излучения спектральных линий вдоль оси разряда вблизи границы темного пространства наблюдался максимум, который с уменьшением давления уширялся и смещался к центру. При давлениях меньших 15 мторр распределение интенсивности вдоль оси становилось мо-

нотонным. Распределение степени поляризации также имело острый максимум, располагавшийся ближе к электроду, чем максимум интенсивности (рис. 12). С уменьшением давления степень поляризации росла, а поляризационный максимум смещался к центру.

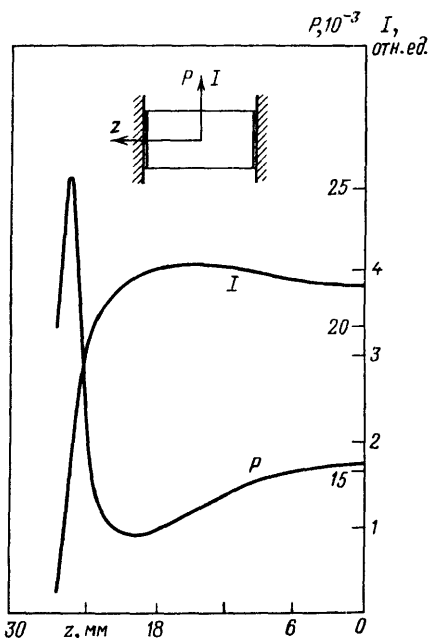


Рис. 12. Приэлектродные поляризационные аномалии излучения цилиндрического емкостного высокочастотного разряда в аргоне на частоте 100 МГц ($\lambda = 603,2$ нм, давление газа 5 мторр)¹⁵³

При увеличении ВЧ напряжения наблюдался рост степени поляризации во всех точках разряда, но положение максимума не менялось.

Интерпретация этих наблюдений, указывающих на определяющую роль приэлектродных процессов в формировании анизотропии движения электронов, была дана в работе¹⁵³ в рамках следующей модели. Высокочастотное поле локализовано в приэлектродном слое, причем его напряженность составляет несколько сотен В/см. Приэлектродная область представляет собой осциллирующий слой пространственного заряда, в котором практически отсутствуют электроны, а концентрация ионов близка к средней по разряду^{154,155}. Граница слоя колеблется с частотой внешнего поля и амплитудой, равной половине толщины слоя. Вблизи границы положительного пространственного заряда происходит настолько быстрый спад электрического потенциала, что большинство плазменных электронов упруго отражаются от границы этого слоя, не проникая вглубь. В результате образуется квазипучок, распространяющийся от электродов к центру разряда^{156,199}. Функция распределения

электронов в приэлектродном слое, соответствующая указанной модели, позволила по поляризационным измерениям оценить передаваемую в разряд мощность, составить картину энергобаланса объекта¹⁹².

5.3. Область взаимодействия с газом движущейся плазмы

В работах^{113,114,157,158} методами поляризационной спектроскопии исследовались нестационарные процессы взаимодействия потока водородной плазмы с облаком нейтрального гелия в магнитном поле. Интерес к подобным объектам выходит за рамки чисто лабораторных задач и обусловлен их сходством с астрофизическими системами. Развитие в них ионизации нейтрального газа, особенности кинетики частиц и механизмы, приводящие к нагреванию электронов, рассматривались Альвеном как процессы, определяющие образование Солнечной системы¹⁵⁹.

В эксперименте плазменный сгусток формировался в безэлектродной плазменной пушке и распространялся в дрейфовой трубе в постоянном магнитном поле. Напряженность магнитного поля не превышала 5 кГс и в конце дрейфовой трубы имела направление перпендикулярное оси пучка. Концентрация частиц в пучке составляла $10^{11} - 10^{12}$ см⁻³, а скорость его вхождения в газ — 500 км/с. Гелиевое облако имело размеры $5 \times 5 \times 5$ см³ и находилось под давлением 3 мторр. В условиях опыта частота электрон-атомных столкновений была порядка обратного времени взаимодействия плазмы с газом $((1,3 - 50) \cdot 10^4$ с⁻¹), т. е. существенными были только столкновения свободных электронов с атомами гелия.

В результате экспериментов была обнаружена поляризация излучения ряда спектральных линий HeI: 501,6 нм, 492,2 нм, 471,3 нм, 438,2 нм. Степень поляризации излучения на переходах $^1D \rightarrow ^1P$ была около 7%. Первичные данные для линии 492,2 нм представлены на рис. 13. Направление преимущественной поляризации соответствовало условиям возбуждения выстраивания 1D -состояний пучком быстрых электронов, движущихся вдоль магнитного поля. Благодаря такой геометрии возбуждения деполяризация магнитным полем отсутствовала и информация об анизотропии движения электронов не искажалась.

Сопоставление результатов эксперимента с независимыми данными по поляризации спонтанного излучения гелия при возбуждении пучком монокинетических электронов 160,161 , а также параллельные спектроскопические наблюдения показали, что энергия электронного пучка, образующегося в области взаимодействия, близка к 100 эВ, тогда как энергия плазменных электронов порядка 5 эВ. Наблюдавшееся отличие зарегистрированной степени поляризации от предельно возможной для энергии 100 эВ отражало наличие хаотически движущихся электронов промежуточной энергии, которые также могли участвовать в возбуждении состояний

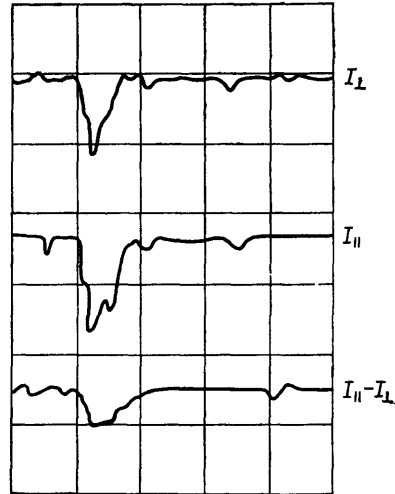


Рис. 13. Импульсные поляризационные сигналы на линии гелия 492,2 нм $^{13, 14}$

Эти экспериментальные результаты позволили построить модель взаимодействия потока плазмы и нейтрального газа. Согласно этой модели при инъекции водородного пучка в газ в процессе прямой ионизации образуются ионы гелия. Ионы возбуждают неустойчивости плазмы, с которыми связаны сильные электрические поля. Ионы, возникшие в результате вторичной ионизации, ускоряются в электрических полях и в свою очередь поддерживают их существование. Именно с этим явлением связывают эффективное торможение плазменного пучка от 500 км/с на входе в газ до 40 км/с в области взаимодействия. За пределами ее газ остается нейтральным, а на границах скапливается избыточный заряд, приводящий к появлению там скачков потенциала. Электроны оказываются запертыми в образовавшейся таким образом потенциальной яме. Отражения от стенок ямы приводят к нагреву электронов и формированию наблюдавшихся в эксперименте электронных пучков.

5.4. Газонаполненный диод

В конце 70-х годов появился ряд работ, посвященных исследованию поляризации излучения в узком зазоре цезиевого диода, помещенного в продольное магнитное поле. Исследования проводились при различных режимах работы диода: от кнудсеновского разряда 40 ($p \sim 5 \cdot 10^{-3}$ торр, $i \sim 0,1 - 0,3$ А/см 2) до квазивакуумного режима 41 ($p \sim 5 \cdot 10^{-4}$ торр, $i \sim 3 - 4$ А/см 2). Поляризация излучения во всех случаях объяснялась неравномерным заселением магнитных подуровней (поляризацией состояний) вследствие возбуждения быстрыми электронами с анизотропной функцией распределения. Поскольку электроны, ускоряющиеся в межэлектродном промежутке, двигались вдоль силовых линий магнитного поля, ось выстраивания и вектор магнитного поля совпадали, и его деполяризующее действие отсутствовало. Величина напряженности магнитного поля H выбиралась из условия

$$\Omega > \Delta\omega_{im}$$

($\Delta\omega_{im}$ — ударное уширение исследуемой спектральной линии) с целью уменьшения ударной деполяризации при снятии вырождения по магнитным подуровням и составляла ~ 1 кГц.

В кнудсеновском разряде качественная картина поляризации состояний представлялась следующей. В зазоре диода существуют две группы электронов: квазимагвелловские и пучковые.

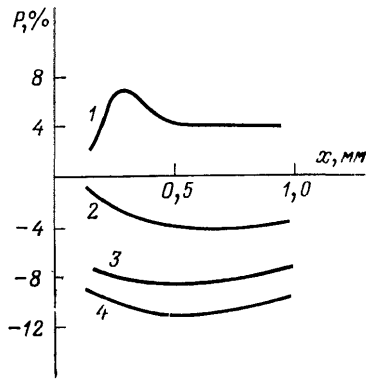


Рис. 14. Пространственное распределение степени поляризации излучения цезиевой плазмы кнудсеновского разряда в узком зазоре на линии 672,3 нм в магнитном поле 310 Гс⁴⁰.

$U_a = 9 \cdot 10^{-2}$ торр. Ток i (мА) = 12 (1), 100 (2), 120 (3) и 380 (4)

Первая группа формируется из электронов, захваченных в имеющуюся в зазоре потенциальную яму^{162, 163} и максвеллизующихся в результате отражений от ее стенок. Анизотропия связана с конусом потерь в пространстве скоростей для электронов с энергиями большими анодного скачка потенциала. Вторая группа обязана своим существованием пучковой неустойчивости¹⁶⁴. Поляризация излучения такой плазмы должна определяться влиянием каждой из указанных групп электронов на относительную населенность магнитных подуровней возбужденного состояния. Исходя из баланса населенностей отдельного подуровня, учитывающего прямое, ступенчатое и каскадное заселение, а также действие ударов второго рода, были проведены оценки преимущественного канала создания выстраивания. Наиболее существенными оказались переходы из основного ($6S_{1/2}$) и резонансного ($6P_{3/2,1/2}$) состояний CsI. При этом,

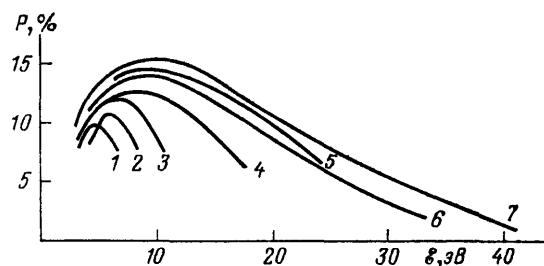
поскольку энергия возбуждения превышала анодный скачок потенциала, состояния заселялись электронами второй группы.

В экспериментах исследовалась поляризация излучения на переходах $nD_{5/2,3/2} \rightarrow 6P_{3/2,1/2}$. Результаты измерений пространственных распределений степени поляризации при различных токах разряда представлены на рис. 14. Кривая 1 соответствует слабо развитому разряду, когда ширина прикатодной области велика и потенциальная яма в зазоре отсутствует. При этом атомы возбуждаются электронами, энергия которых определяется потенциалом рассматриваемого сечения зазора, и вид $P(x)$ отражает как ход потенциала, так и зависимость $P(\mathcal{E})$. При увеличении разрядного тока в зазоре появляется потенциальная яма, что приводит к образованию квазимагвелловской группы электронов. Расчет зависимостей $P(x)$, выполненный в работе с использованием модельных ФРЭ, показал, что с увеличением тока степень поляризации должна менять знак, что подтверждается результатами измерений. Однако оценки дают значения P меньше экспериментальной. Указанное расхождение авторы объясняют влиянием магнитного поля: эффектом Пашена — Бака для сверхтонкой структуры; удержанием в зазоре возбуждающих электронов,двигающихся под большими углами к оси разряда, влияние которых на второй момент ФРЭ может быть значительным; различной реабсорбцией излучения с поляризацией параллельной и перпендикулярной магнитному полю. К этому списку можно еще добавить возможность дополнительной поляризации состояний из-за различия в сечениях возбуждения магнитных подуровней, возникающего при снятии их вырождения^{165, 166}, которая, правда, не анализировалась авторами.

При переходе к более низким давлениям вид ФРЭ начинает определяться граничными условиями на поверхности электродов. Экспериментальные распределения P вдоль оси диода при различных напряжениях на аноде представлены на рис. 15, где $\mathcal{E}(x) = eU_a x/d$ (U_a — анодное напряжение, d — расстояние между электродами, x — координата вдоль оси разряда). Эти распределения должны соответствовать зависимости $P(\mathcal{E}^*)$, перестроенной

с учетом величины энергетического разрешения $\Delta\mathcal{E}$. Однако сравнение распределений при различных U_a показывает, что уменьшение анодного напряжения влечет за собой падение степени поляризации, причем тем заметнее, чем ближе к поверхности анода сечение, соответствующее энергии \mathcal{E} . Это

Рис. 15. Распределение степени поляризации одной из линий цезия вдоль оси вакуумного диода при различных анодных напряжениях (В): 6 (1), 9,2 (2), 12 (3), 20 (4), 28 (5), 40 (6) и 50 (7) ⁴¹



обстоятельство объяснялось влиянием вторичных электронов, поступающих с поверхности анода, функция распределения которых в результате отражений изотропизируется.

5.5. Пучково - плазменный разряд

Пучково-плазменный разряд (ППР) представляет интерес не только как лабораторный объект. Его изучение стимулируется такими задачами, как инжекция интенсивных электронных пучков в газ или плазму, вхождение потоков заряженных частиц в верхние слои атмосферы, приводящие к полярным сияниям.

Поляризационные исследования пучково-плазменного разряда ³⁷ проводились в гелии при следующих условиях: $p = 10^{-3} - 10^{-2}$ торр, $i = 25 - 100$ мА. Измерения проводились вблизи длин волн 387,0 нм, 401,0 нм, 501,0 нм и 667,0 нм при полуширине диапазонов $6 \div 10$ нм. Поляризацию излучения удалось обнаружить только во втором спектральном диапазоне, где она достигала 40% (рис. 16). Такие значения степени поляризации мог давать лишь переход $4^1P_1 \rightarrow 2S_0$ ($\lambda = 396,5$ нм) с потенциалом возбуждения 23,6 эВ. Анализ кинетики возбуждения HeI в рассматриваемом объекте ¹⁶⁷ показал, что неравновесная населенность магнитных подуровней состояния 4^1P_1 обусловлена прямым электронным ударом.

Анизотропия движения быстрых электронов в ППР является результатом их взаимодействия с интенсивными плазменными колебаниями ¹⁶⁸, ¹⁶⁹, которые в стационарном режиме локализуются в некотором ограниченном объеме (ВЧ области), много меньшем размеров плазмы. В этих условиях возможно «запирание» заряженных частиц вблизи минимума высокочастотного потенциала за счет перекачки энергии направленного движения в колебательную ^{170,171}. Ограниченность диаметра пучка приводит к появлению поперечной компоненты ВЧ поля, пространственное распределение которой должно иметь минимум на оси системы. Оценки показывают, что продольные и поперечные компоненты сравнимы по величине. Таким образом, ВЧ поля ППР создают по крайней мере одну двумерную потенциальную яму для плазменных электронов. Если же энергия электрона превышает радиальный потенциальный барьер, то запертыми окажутся лишь те электроны, вектор скорости которых находится внутри конуса захвата с углом раствора, зависящим от скорости. Следовательно, электроны как в ВЧ области, так и поки-

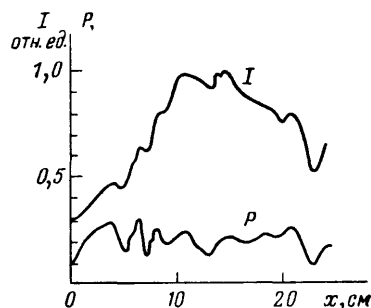


Рис. 16. Аксиальные распределения полной интенсивности и степени поляризации спектральных линий плазмы пучково-плазменного разряда при непрерывной инжекции пучка ³⁷

дающие ее приобретают анизотропию движения. Поскольку длина, характеризующая потерю импульса быстрых электронов при кулоновском и упругом взаимодействии, значительно больше размеров ППР, изменение направления их движения возможно только при отражении от потенциального барьера на границе плазмы. Поэтому в любом выделенном объеме плазмы должны присутствовать две группы электронов с существенно различными функциями распределения. Одна из них образуется электронами, захваченными в потенциальную яму, с распределением, близким к изотропному. Другая — быстрыми электронами, получившими энергию от ВЧ поля и имеющими анизотропное угловое распределение, зависящее от расположения выделенного объема относительно ВЧ области и границ плазмы. По-видимому, именно эти электроны, обеспечивающие ионизацию и возбуждение атомов в области, где отсутствуют мощные ВЧ поля, ответственны за выстраивание $^4\text{P}_1$ -состояния и поляризацию излучения в линии 396,5 нм.

5.6. Плазма, образованная электронным пучком

Технологические применения релятивистских электронных пучков (РЭП) и создаваемой ими плазмы связаны с необходимостью их инжекции в газ¹⁷². Важной характеристикой системы пучок — плазма является функция распределения электронов по скоростям, анизотропные свойства которой полностью определяют условия взаимодействия.

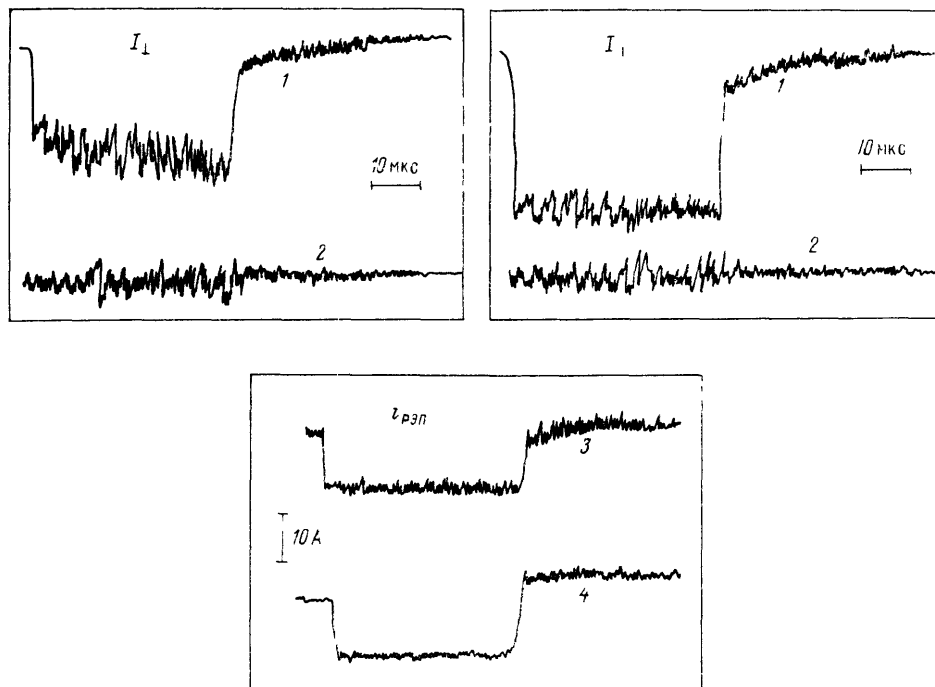


Рис. 17. Осциллограммы импульсов излучения ионов Ag II 488,0 нм из области инжекции РЭП $I_{||}$, I_{\perp} и импульса тока $i_{\text{РЭП}}$ ⁴³.

I — импульс интенсивности линии, 2 — контроль шумов плазмы, 3 — цилиндр Фарадея, 4 — пояс Роговского

До недавнего времени экспериментальные исследования ФРЭ в таких системах были ограничены возможностями зондовых методов. Результаты первых и пока единственных экспериментов по исследованию анизотропии ФРЭ в плазме РЭП методами поляризационной спектроскопии представлены в работе⁴³. Эксперименты проводились на релятивистском электронном пучке со следующими параметрами¹⁷³: энергия электронов 350 кэВ, ток

15 А, длительность импульса 40 мкс. Пучок инжектировался в камеру дрейфа диаметром 30 см и длиной 1 м, заполненную аргоном при давлении 25 Па, через клапан с диаметром отверстия 1,4 см. Концентрация электронов пучка на оси составляла $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, плотность плазменных электронов $\sim 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерялись импульсы излучения линии иона аргона $\text{Ar II } 488,0 \text{ нм}$ в ортогональных поляризациях (рис. 17). Радиальные распределения степени поляризации этой линии приведены на рис. 18. Положительные значения соответствуют направлению поляризации вдоль радиуса РЭП. На рисунке отмечены погрешности, характеризующие воспроизводимость результатов измерений и соответствующие 90% доверительному интервалу.

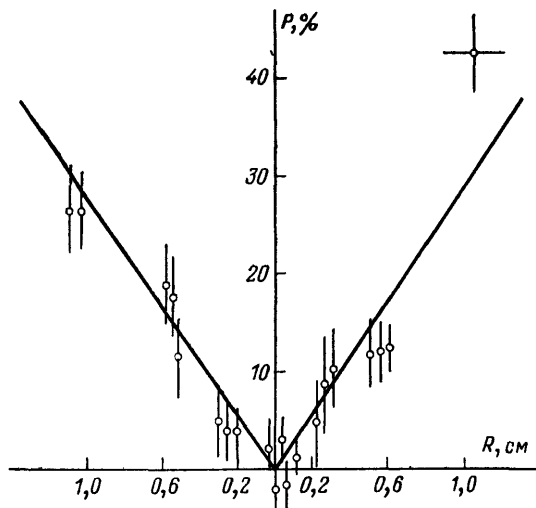


Рис. 18. Радиальное распределение поляризации излучения плазмы РЭП на линии аргона $\text{Ar II } 488,0 \text{ нм}$

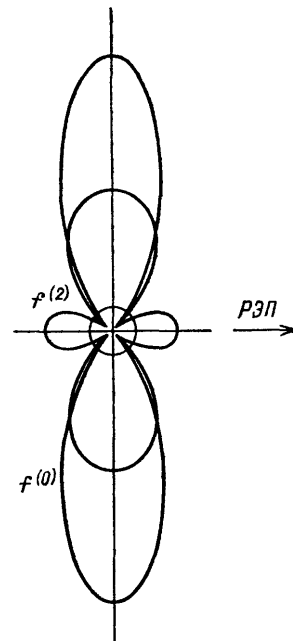


Рис. 19. Типичная угловая диаграмма функции распределения вторичных электронов

Для объяснения полученных результатов была предложена следующая простая модель. При инжекции электронного пучка в разреженный газ происходит ударная ионизация атомов. Вторичные электроны каскада первого поколения вылетают преимущественно поперек направления пучка (рис. 19) и покидают область его локализации, ускоряясь в радиальном направлении под действием электрического поля пространственного заряда. В то же время ионы захватываются в потенциальную яму¹⁷⁴. Этот процесс продолжается, пока не наступит динамическое равновесие между скоростями ухода ионов и электронов из области локализации пучка и скоростями их образования. В установившемся режиме положительный пространственный заряд ионов компенсирует отрицательный заряд пучка — наступает зарядовая нейтрализация, уменьшающая расталкивание частицы радиальным электростатическим полем. В длиннопulse пучке при рассматриваемых плотностях газа может наступить полная зарядовая нейтрализация, однако только в целом по пучку: локально нейтрализация, как правило, отсутствует¹⁷⁵. При этом на оси пучка оказывается избыточный отрицательный заряд. Следовательно, в приосевой области пучка электроны по-прежнему будут испытывать действие радиальной электростатической силы, а на границе — в основном тепловое и магнитное давление.

Вторичные электроны более эффективно ионизуют газ, поскольку из-за меньшей энергии, чем у электронов пучка, им соответствуют значительно

большие сечения ионизации. Средняя длина свободного пробега составляет 0,5 см для $\mathcal{E} \approx 1$ кэВ и 0,2 см для $\mathcal{E} \approx 100$ эВ, поэтому вторичные электроны, двигаясь вдоль радиуса канала, испытывают от 2 до 5 столкновений. В ионизации с возбуждением основную роль играют электроны каскада первого поколения, столкновения атомов с которыми являются сильными. При

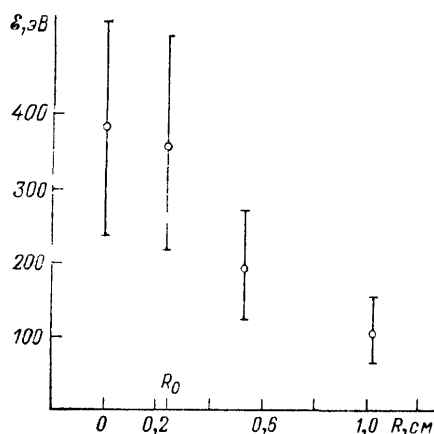


Рис. 20. Восстановленное радиальное распределение энергии вторичных электронов в плазме, образованной РЭП⁴³

этом рассеяние электронов каскада происходит на малые углы, в результате чего угловая часть их функции распределения меняется слабо, а энергия уменьшается.

Что касается магнитного поля собственного тока пучка, то по мере достижения необходимой плотности плазмы в процессе инжекции, связанные с фронтом пучка электрические и магнитные поля индуцируют обратный ток, приводящий к токовой и, следовательно, магнитной нейтрализации. С течением времени (обычно спустя десятки наносекунд) эта нейтрализация ослабевает, однако магнитное поле по-прежнему не оказывает заметного действия на угловую часть ФРЭ, так как в рассматриваемых условиях ларморовский радиус для всех групп электронов значительно превышает поперечный размер области взаимодействия. Таким образом,

интегрально за импульс тока функция распределения вторичных электронов анизотропна, с осью вдоль радиуса пучка.

Для определения этой анизотропии из поляризационных измерений необходимо, как и раньше, установить каналы возбуждения 4р-состояний иона аргона ArII. Оценки показали, что из трех возможных механизмов — прямого электронного удара из основного состояния атома, иона, а также каскадных переходов с вышележащих уровней — прямой электронный удар с одновременной ионизацией и возбуждением атома аргона является наиболее вероятным. Очевидно в этом же процессе происходит и выстраивание ионных состояний. Из-за отсутствия прямых измерений, сечения выстраивания оценивались⁴³ исходя из модели энергетической зависимости степени поляризации $P(\mathcal{E})$ для коллимированного пучка моноэнергетичных электронов (см. 2.2). В этих условиях экспериментальные зависимости $P(R)$ были пересчитаны к радиальным распределениям средней энергии вторичных электронов $\mathcal{E}(R)$. Пример такого распределения представлен на рис. 20. Из рисунка следует, что средняя энергия радиально движущихся вторичных электронов уменьшается с ростом координаты; в области локализации РЭП она составляет 400 ± 100 эВ, на расстоянии в 1 см — 110 ± 30 эВ; — область чувствительности подобной методики простирается от порога возбуждения (~ 35 эВ) до ~ 1 кэВ-предела, после которого степень поляризации нечувствительна к дальнейшему росту энергии электронов.

5.7. Дуга при атмосферном давлении

Исследования поляризации атомных ансамблей обычно проводились в плазме низкого давления. Считалось, что при повышении давления столкновительные процессы разрушают выстраивание. Однако наблюдения в плазме атмосферного давления^{13,14,42} привели к пересмотру устоявшихся представлений и показали, что в условиях столкновительных сред поляризация состояний существует и может быть довольно значительной.

Для исследования поляризации состояний в плотных средах был необходим объект, хорошо изученный во всех других отношениях. В этом смысле

наиболее удобным являлся дуговой разряд постоянного тока, поскольку все его основные параметры были ранее определены целой совокупностью методов¹⁷⁶⁻¹⁷⁹ и точно известны. Радиальные распределения температуры и концентрации электронов при токе дуги 42 А приведены на рис. 21. Эксперименты велись в аргоне и смеси неона с 1 % аргона. Примеры записей поляризационных спектров S линий излучения приведены на рис. 22 для атомов и ионов аргона. Были получены радиальные распределения параметров Стокса для различных токов разряда в 24 спектральных линиях ArI, ArII, NeI. Токовые зависимости степени поляризации трех линий излучения из приосевой области плазмы приведены на рис. 23. Анализ большого числа экспериментальных данных показал, что

— в центре дуги направление анизотропии совпадает с осью разряда;

— поляризация излучения с уровней, имеющих угловые моменты 0 и 1/2, много меньше, чем с других уровней и сравнима с погрешностями измерений;

— независимое определение $\rho^{(2)}/\rho^{(0)}$ для одного и того же состояния по результатам измерения поляризации двух линий дали близкие значения;

— возбужденные состояния иона ArII характеризуются в 2–10 раз большими значениями $\rho^{(2)}/\rho^{(0)}$, чем состояния атома Ar I;

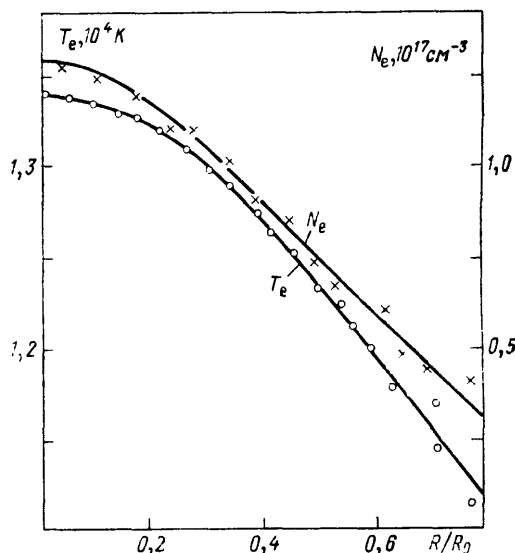


Рис. 21. Радиальные распределения параметров плазмы дуги атмосферного давления^{13,14}

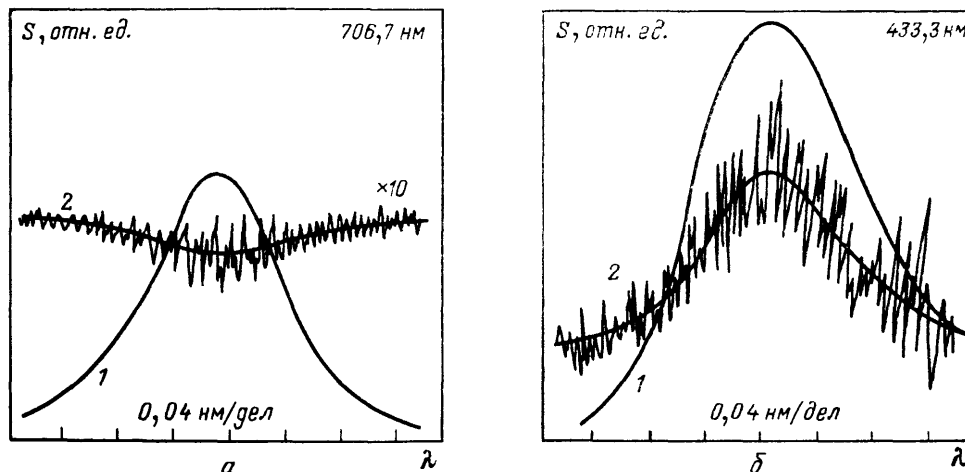


Рис. 22. Примеры записей поляризации линейчатого излучения атомов (а) и ионов (б) аргона из приосевой области дуги^{13, 14}.

1 — полная интенсивность линии, 2 — вертикальная поляризация

— пространственные распределения степени поляризации характеризуются ее увеличением с ростом радиальной координаты, а также поворотом плоскости поляризации относительно оси разряда на угол, достигающий 45°.

Такой характер поведения поляризации излучения свидетельствовал, что причиной ее возникновения является выстраивание наблюдаемых воз-

бужденных состояний. Оценки вкладов возможных механизмов выстраивания показали, что поляризация обусловлена анизотропией движения электронов.

Свойства анизотропии ФРЭ в условиях, соответствующих дуговому разряду атмосферного давления, теоретически были подробно исследованы в ⁴². Вдоль оси направленное движение электронов создает электрическим полем тока дуги, в радиальном направлении основную роль играют температурные градиенты. Анизотропия движения присуща главным образом электронам с энергией ≥ 10 эВ, ответственным за возбуждение состояний

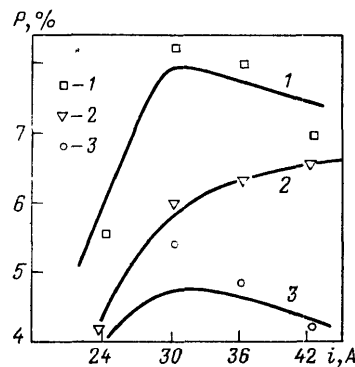


Рис. 23. Распределение угла наклона плоскости поляризации линейчатого излучения дуги ^{13, 14}. Точки — эксперимент, кривые — расчет

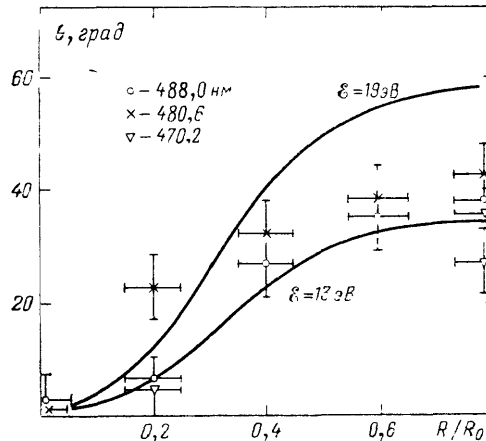


Рис. 24. Зависимость поляризации излучения ионов аргона в приосевой области плазмы от тока дуги ^{13, 14, 42}. 1 — 488,0 нм, 2 — 480,6 нм, 3 — 454,5 нм; точки — эксперимент, кривые — расчет

и их поляризацию. Тепловые электроны с изотропным распределением участвуют лишь в релаксации выстраивания. Определяющая роль прямых процессов в создании выстраивания и существующая для них связь (3.2) между тензором потока импульса электронов и тензором выстраивания позволили сделать оценки радиальных распределений угла поворота плоскости поляризации излучения β для ряда ионных и атомных линий и сравнить с экспериментальными данными. Результаты сравнения показаны на рис. 24. Как видно, ход расчетных кривых хорошо согласуется с характером изменения экспериментальных величин β .

5. 8. Хромо сферные вспышки

Интерес к явлению поляризации атомных ансамблей в астрофизике существует уже около 60 лет, с тех пор как была обнаружена частичная линейная поляризация солнечной короны ⁶. Поляризация спектральных линий была вызвана выстраиванием возбужденных состояний частиц при поглощении резонансного излучения от внутренних областей солнечной атмосферы. В настоящее время в связи с развитием количественных исследований нестационарных астрофизических процессов, могущих приводить к неустойчивостям, а иногда и к катастрофам, возникла острая потребность в определении пространственных и угловых распределений вектора магнитного поля и скоростей различных частиц ³². Так, например, соответствующие измерения магнитного поля и поля скоростей существенны для решения проблемы нагрева солнечной короны. Изучение механизмов ускорения в солнечном ветре требует знания и магнитных полей, и полей скоростей излучающих ионов в короне. В солнечных вспышках магнитная энергия преобразуется в кинетическую посредством механизмов, которые пока не вполне понятны.

Изучение перемещений энергии и транспортных мод нуждается в точном знании распределений скоростей надтепловых электронов. В исследовании всех этих и многих других динамических явлений тестом может служить поляризация атомных ансамблей, преобразующая информацию о векторных величинах в наблюдаемые параметры Стокса.

В 60-е—70-е годы было проведено большое количество наблюдений поляризации излучения спектральных линий в солнечных протуберанцах³¹.³² Для оценки величины напряженности локального магнитного поля использовалось то обстоятельство, что выстраивание состояний создавалось анизотропным оптическим возбуждением. По известной геометрии поля излучения, обусловленной сферической формой излучателя, с помощью дополнительной информации о структуре перехода и процессах формирования спектральной линии, характеристиках окружающей среды и атомных константах, вычислялась степень поляризации флуоресценции частиц в отсутствие магнитного поля. Последующее сравнение экспериментальных данных с расчетными значениями давало искомую величину напряженности магнитного поля. Одновременное наблюдение двух или нескольких спектральных линий позволило определить еще и направление вектора напряженности.

Что касается поляризационных измерений поля скоростей частиц в астрофизических объектах, то таких работ пока немного, но их развитию придается особое значение³². Основные результаты здесь получены при изучении локальных образований в солнечной атмосфере^{180, 181}. Задача состояла в выделении канала передачи энергии из центральных областей в хромосферные вспышки. Передача энергии может осуществляться в процессах теплопроводности, диссипации энергии пучков быстрых электронов и рентгеновского облучения. Исследования относительного вклада этих процессов в энергетический баланс хромосферных образований дают основание для формирования представлений о глобальной природе солнечных вспышек.

Каждый из указанных каналов должен приводить к различному характеру локальной анизотропии движения электронов в области вспышки. Функция распределения электронов, участвующих в первых двух механизмах энергопередачи, имеет направление оси симметрии прямо к центру солнечного диска. Облучение рентгеновским и далеким УФ излучением приводит к образованию ансамбля фотоэлектронов с энергиями порядка десятков электрон-вольт (энергия фоновых электронов порядка единиц электрон-вольт) и преимущественное горизонтальное направление движения¹⁸², обе группы электронов могут создавать ансамбли возбужденных частиц, направление главных осей выстраивания которых определяются направлениями осей симметрии соответствующих ФРЭ. Поэтому, проводя измерения параметров Стокса, можно сделать выбор между той или иной моделью энерговклада и даже оценить величину передаваемой энергии.

В рассматриваемых работах была зарегистрирована частичная линейная поляризация излучения характерных хромосферных линий водорода и серы в моменты солнечных вспышек. В качестве анализатора использовалась дифракционная решетка УФ спектрометра. Излучение модулировалось с помощью вращающейся волновой пластинки, а затем, путем Фурье-анализа зависимости интенсивности излучения от угла поворота пластинки, определялись параметры Стокса. Измерения на линии H_{α} ^{180, 181} проводились в течение промежутка времени, равного 4 мин и соответствующего фазе затухания двух вспышек: 17 мая 1980 г. (N 15, E 28) и 30 января 1981 г. (S 11, E 23). Средняя величина степени поляризации была 2%. Рис. 25 воспроизводит результаты измерений на линии серы S I 143,7 нм в ярких частях вспышек, соответствующих фазе затухания, 15 июля 1980 г. (S 218", E 450")¹⁸¹. Вектор поляризации также был ориентирован вдоль направления к центру солнечного диска, а усредненная степень поляризации имела величину порядка 12 %. Таким образом, независимые наблюдения на двух хромосферных линиях дали аналогичные результаты.

Интерпретация поляризационных эффектов проводилась по следующей схеме¹⁸³. Прежде всего выделялся основной канал энергопередачи. Поскольку наблюдения во всех случаях давали преимущественную радиальную ориентацию электрического вектора относительно солнечного диска, действие рентгеновского облучения можно было исключить. Разделение двух других каналов основывалось на зависимости степени поляризации от энергии возбуждающих электронов. Если пороговое значение степени поляризации счи-

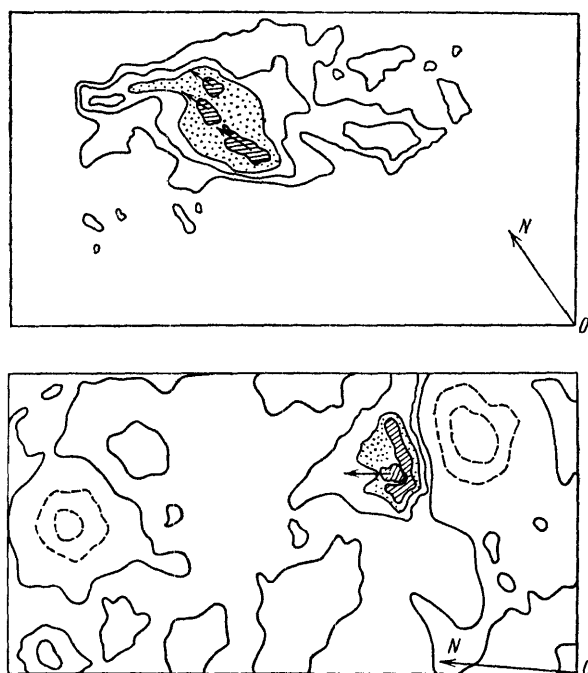


Рис. 25. Поляризационные закономерности линейчатого излучения хромосферной вспышки Солнца на линии серы 143,7 нм¹⁸¹

тать положительным, то электроны с энергиями 1–100 эВ, участвующие в процессе теплопроводности, должны давать также положительные значения этой величины, тогда как энергичные пучковые электроны с энергиями порядка нескольких килоэлектронвольт будут приводить к противоположному ее знаку. С учетом этих соображений по результатам наблюдений был сделан вывод, что основным каналом передачи энергии в область хромосферных вспышек является теплопроводность электронного газа.

Последующий анализ с использованием модельной функции распределения электронного газа¹⁸⁴ позволил оценить величину относительного теплового потока в область вспышки q/q_s ($q_s = (3/2) N_e m_e v_T^3$). Для линии H_α оценка этой величины составила $0,16 < q/q_s < 0,37$. Измерения на линии серы SI 143,7 нм дали значения $0,13 < q/q_s < 0,33$, что хорошо согласовалось с результатами для H_α . В предположении, что плотность электронов в этой области $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, был получен параметр $q_s = 8 \cdot 10^7 - 2,3 \cdot 10^8 \text{ эрг/см}^2 \text{ с}^{-1}$ (в диапазоне температур $(1 - 2) \cdot 10^4 \text{ К}$)¹⁸⁵. Таким образом, с помощью поляризационной спектроскопии авторам этих работ впервые удалось количественно оценить баланс мощности хромосферных образований. Оценка показала, что передаваемая энергия по порядку величины совпадает с полными радиационными потерями в области вспышки и одного порядка или несколько менее теплопередачи в переходной зоне вспышки. Результаты исследований доказали важную роль электропроводности в балансе энергии хромосферных вспышек и продемонстрировали большие возможности поляризационной спектроскопии в применении к астрофизическим объектам.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Понятие поляризации — чрезвычайно емкий термин, который употребляется во многих областях науки. В ионизованном газе — плазме — он относится к коллективному эффекту разделения зарядов, способности атомных частиц приобретать дипольный момент в электрическом поле, упорядоченности ориентации полей в электромагнитной волне. Относительно недавно стало ясно, что в плазме существует еще один тип поляризации — поляризация ансамблей атомных частиц. Все эти виды поляризации представляют собой проявления нарушений изотропности среды. Их возникновение и существование должны иметь общие причины.

В плазме такими причинами являются электрические и магнитные поля, перепады потенциала, потоки излучения и частиц, градиенты параметров и т. д. Но эти же факторы суть неперемennые условия существования плазмы. Действительно, поля обеспечивают энергетический вклад в плазму или удерживают ее в ограниченном объеме. Плазма по своим свойствам резко отличается от окружающей среды, что с неизбежностью приводит к возникновению значительных градиентов и скачков потенциалов. Следствием является анизотропия распределений частиц и излучения, что в свою очередь порождает поляризацию атомных ансамблей.

Закономерен вопрос, как широко распространен этот вид поляризации. Авторы берут на себя смелость утверждать, что поляризация атомного ансамбля в плазме скорее правило, чем исключение, что она такое же общее явление, как и коллективный эффект поляризации, связанный с разделением зарядов. Например, первоначально поляризация атомных ансамблей была обнаружена в газовых разрядах низкого давления. Считалось, что в более плотной плазме она существовать не может из-за столкновительной релаксации. Тем не менее, в последние годы поляризацию ансамблей удалось обнаружить и в этих условиях и показать, что имеются принципиальные причины, практически исключающие влияние столкновительной релаксации на поляризацию ансамблей частиц. Но обнаружить ее непросто, поскольку наблюдаются лишь косвенные проявления — поляризация спектров излучения.

В настоящее время техника поляризационной спектроскопии плазмы, особенно импульсных процессов, не получила еще должного распространения в экспериментальной практике. Ее широкое применение позволит, можно надеяться, подтвердить предположение авторов об универсальности явления. Прослеженная в обзоре связь между различными видами поляризации и использование соответствующей техники станет мощным средством исследования плазмы и плазменных процессов, приобретающих все большее значение в современной науке и технике.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. Н. Ребане за обсуждение работы и критические замечания.

НИИ физики
Ленинградского государственного университета
ИВТАН СССР, Москва

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fano U. // Phys. Rev. 1953. V. 90. P. 577.
2. Fano U. // Rev. Mod. Phys. 1957. V. 29. P. 74.
3. Дьяконов М. И., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1483.
4. Harper W. // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 169.
5. Omont A. // Atomic Physics 2/Ed. P.G.H. Sanders.— New York; London: Plenum Press, 1971.— P. 191.
6. Ohman Y. // Mon. Not. RAS. 1929. V. 89. P. 479.
7. Чапка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.
8. Перель В. И., Рогова И. В. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 1012.
9. Чайка М. П. // Опт. и спектр. 1971. Т. 30. С. 822.

10. Прилико В. К., Александров Е. Б. // Ibidem. 1983. Т. 55. С. 560.
11. Kazantsev S. A. // Proc. of Intern. Conference on Plasma Physics.— Göteborg, Sweden, 1982.— P. 131; Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 131.
12. Казанцев С. А., Субботенко А. В. // Физ. плазмы. 1984. Т. 10. С. 135.
13. Марголин Л. Я., Полюновская Н. Я., Пятницкий Л. Н., Тиммергалиев Р. Ш., Эдельман С. А. // Шестая всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы: Тезисы докладов.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1983.— Т. 1. С. 58.
14. Марголин Л. Я., Полюновская Н. Я., Пятницкий Л. Н., Тиммергалиев Р. Ш., Эдельман С. А. // ТВТ. 1984. Т. 22. С. 193.
15. Ребане В. Н. // Опт. и спектр. 1968. Т. 24. С. 309.
16. Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 147.
17. Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. С. 785.
18. Казанцев С. А., Полежаева Н. Т., Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 15.
19. Fano U. // Phys. Rev. Ser. B. 1964. V. 133. P. 828.
20. Lombardi M. // J. de Phys. 1969. T. 30. P. 631.
21. Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. С. 214.
22. Hanle W. // Zs. Phys. 1924. Bd 30. S. 93.
23. Imhof R. M., Reed F. H. // Rep. Prog. Phys. 1977. V. 40. P. 1.
24. Дьяконов М. И., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 345.
25. Дьяконов М. И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 2213.
26. Budick B. // Advances in Atomic and Molecular Physics/Eds D. R. Bates, E. I. Esterman.— New York: Academic Press, 1967.— V. 3. P. 48.
27. Дмитриев С. П., Житников Г. А., Окуневич А. И. // ¹³— Т. 2. С. 112.
28. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул.— Новосибирск: Наука, 1979.
29. Skipner H. W. B. // Proc. Roy. Soc. 1926. V. 112. P. 642.
30. Варшавович Д. А. // УФН. 1970. Т. 101. С. 369.
31. Казанцев С. А. // УФН. 1983. Т. 139. С. 621.
32. Sahal-Brechot S. // Ann. de Phys. 1984. T. 9. P. 705.
33. Каллас Х. В., Чайка М. П. // Опт. и спектр. 1969. Т. 27. С. 694.
34. Carrington C. G., Cornue A. // Opt. Commun. 1969. V. 1. P. 115.
35. Lombardi M., Ребау-Реугола J. C. // C.R. Ac. Sci., Paris. Ser. B. 1965. T. 261. P. 1485.
36. Григорьева В. Н., Казанцев С. А., Кудряшева М. А. и др. // Опт. и спектр. 1983. Т. 54. С. 421.
37. Бусыгин Э. П., Власенко С. И., Григорьянц В. Г., Попович В. П. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1889.
38. Бородин В. Г., Каган Ю. М. // Опт. и спектр. 1965. Т. 18. С. 966.
39. Жечев Д. З., Казанцев С. А., Чайка М. П. // Материалы VII Национальной конференции по спектроскопии.— Болгария, 1976.— С. А 11.
40. Бусыгин Э. П., Григорьянц В. Г. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 2362.
41. Бусыгин Э. П., Григорьянц В. Г., Явор И. П. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1190.
42. Бронин С. Я., Марголин Л. Я., Полюновская Н. Я., Пятницкий Л. Н., Эдельман С. А. Препринт ИВТАН СССР № 5-129.— Москва, 1984.
43. Антонов А. С., Батенин В. М., Кунавин А. Т., Полюновская Н. Я., Пятницкий Л. Н., Эдельман С. А. Препринт ИВТАН СССР № 6-130.— Москва, 1984.
44. Марголин Л. Я., Полюновская Н. Я., Пятницкий Л. Н., Тиммергалиев Р. Ш., Эдельман С. А. Тех. справка. Гос. рег. 81016983.— М.: ИВТАН СССР, 1982.
45. Dunsan R. A. // Planetary and Space Science.— New York: Pergamon Press, 1959.— V. 1. P. 112.
46. Тандау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика: Нерелятивистская теория.— М.: Наука, 1974.
47. Блум К. Теория матрицы плотности и ее приложения.— М.: Мир. 1983.
48. Эллиотт Дж. Симметрия в физике. Т. 1.— М.: Мир, 1974.
49. Тандау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.— М.: Наука, 1973.
50. Abragam X. Principles of Nuclear Magnetism.— Oxford: Clarendon Press, 1961.
51. Дьяконов М. И., Перель В. И. // Опт. и спектр. 1968. Т. 20. С. 472.

52. Cohen-Tannoudji C.//Ann. de Phys. 1962. Т. 7. Р. 423.
53. Деком Б., Дюмон М., Дюклой М.//Лазерная спектроскопия атомов и молекул/Под ред. Г. Вальтера.— М.: Мир, 1979.
54. Hertel I., Stoll W.//Adv. Atom. and Mol. Phys. 1977. V. 13. P. 113.
55. Варшавович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента.— Л.: Наука, 1975.
56. Ребане В. Н., Ребане Т. К., Шерстюк А. И.//Опт. и спектр. 1981. Т. 51. С. 753.
57. Ducloy M.//Ann. de Phys. 1973—1974. Т. 8. Р. 403.
58. Ребане В. Н. Автореферат диссертации... доктора физ.-мат. наук.— Л.: ЛГУ, 1980.
59. Omonot A.//Prog. Quantum Electron. 1977. V. 5. P. 69.
60. Александров Е. Б., Чайка М. П.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 633.
61. Чайка М. П.//Автометрия. 1979. № 1. С. 104.
62. Nedelec O.//J. de Phys. 1966. Т. 27. Р. 660.
63. Persival I. C., Seaton M. J.//Proc. Phys. Soc. 1957. V. 53. P. 68.
64. Собоelman И. И. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1977.
65. Masek J. Electron and Photon Interactions with Atoms.— New York: Academic Press, 1976.
66. Hertel I. V., Ross K. J.//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1511.
67. Masek J., Hertel I. V.//J. Phys. Ser. B. 1974. V. 7. P. 2173.
68. Казанцев С. А., Рысь А. Г.//Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по квантовой метрологии и фундаментальным физическим константам.— Л., 1985.— С. 137.
69. Fano U., Masek J.//Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. P. 553.
70. Matsuzawa M., Mitsuoka H., Inokuti M.//J. Phys. Ser. B. 1979. V. 12. P. 3033.
71. McFarlane S. C.//Ibidem. 1974. V. 7. P. 1756.
72. Bransden B. H., McDowell M. C. R.//Phys. Rep. 1978. V. 46. P. 243.
73. Kleinpoppen H., Scharmann A.//Progress in Atomic Spectroscopy. P. A.— New York: Plenum Press, 1979.
74. Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К.//Опт. и спектр. 1984. Т. 57. С. 200.
75. Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К.//Ibidem. 1985. Т. 58. С. 983.
76. Chamoun E., Lombardi M., Carre M., Gaillard M. L.//J. de Phys. 1977. Т. 38. Р. 581.
77. Котликов Е. Н., Чайка М. П.//Опт. и спектр. 1983. Т. 55. С. 242.
78. Manabe T., Yabuzaki T., Ogawa T.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46, P. 637.
79. Manabe T., Yabuzaki T., Ogawa T.//Phys. Rev. Ser. A. 1979. V. 20. P. 1946.
80. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
81. Александров Н. Л., Гончаков А. М., Напартович А. П., Старостин А. Н.//Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова. — М.: Энергоатомиздат, 1984.— Вып. 11. С. 3.
82. Pitchford L. C., O'Neil S. V., Rumbi J. R., Jr.//Phys. Rev. Ser. A. 1981. V. 23. P. 294.
83. Pitchford L. C., Phelps A. V.//Ibidem. 1982. V. 25. P. 540.
84. Segur P., Bordage M. C., Balaguer J. P., Yousbj M.//J. Comput. Phys. 1983. V. 50. P. 116.
85. Lin S. L., Robson R. E., Mason E. A.//J. Chem. Phys. 1979. V. 71. P. 3483.
86. Tagashira H., Sakai Y., Sacramento S.//J. Phys. Ser. D. 1977. V. 10. P. 1051.
87. Phelps A. V., Pitchford L. C.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 31. P. 2932.
88. Blevin H. A., Fletcher J., Hunter S. R.//Ibidem. P. 2215.
89. Haddat G. N., Lin S. K., Robson R. E.//Austr. J. Phys. 1981. V. 34. P. 243.
90. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В.//УФН. 1960. Т. 70. С. 201.
91. Казанцев С. А., Полюновская Н. Я., Пятницкий Л. Н., Эдельман С. А.//Опт. и спектр. 1985. Т. 58. С. 48.
92. Казанцев С. А., Субботенко А. В.//Ibidem. 1986. Т. 60. С. 257.
93. Reid I. D.//Austr. J. Phys. 1979. V. 32. P. 231.
94. Reid I. D., Hunter S. R.//Ibidem. V. 32. P. 255.

95. Bromberg J. P. // *J. Chem. Phys.* **1969**. V. 50. P. 3906.
96. Finn T. G., Doering T. P. // *Ibidem*. **1975**. V. 63. P. 4399.
97. Srivastava S. K., Shutjian A., Trajmar S. // *Ibidem*. **1976**. V. 64. P. 1340.
98. Shyn T. W., Carignan G. R. // *Phys. Rev. Ser. A*. **1980**. V. 22. P. 923.
99. Riley M. E., MacCallum C. J., Biggs F. // *At. Data and Nuclear. Data Tabl.* **1975**. V. 15. P. 443.
100. Alexandrov A. B., Chaika M. P. // *Sov. Sci. Rev. Ser. A: Phys. Rev.* **1985**. V. 6. P. 1.
101. Doherty P. M., Crosley D. R. // *Appl. Opt.* **1984**. V. 23. P. 713.
102. Barrat J. P., Casalta M. D., Cojan J. L., Hamel J. // *J. de Phys.* **1966**. T. 27. P. 608.
103. Преображенский Н. Г., Пикалов В. П. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. — Новосибирск: Наука, 1982.
104. Nauge P. S. // *Surface Sci.* **1980**. V. 96. P. 108.
105. Nauge P. S., Muller R. H., Smith C. C. // *Ibidem*. P. 81.
106. Запасский В. С. // *ЖПС*. **1982**. Т. 37. С. 181.
107. Долгов Г. Г. // *Опт. и спектр.* **1959**. Т. 6. С. 717.
108. Маркова Г., Чайка М. // *Ibidem*. **1964**. Т. 17. С. 319.
109. Домбровский В. А. // *Астрон. ж.* **1953**. Т. 30. С. 319.
110. Pellicori S. E., Gray R. R. // *Appl. Opt.* **1967**. V. 6. P. 1121.
111. Непoux J. C. et al. // *Astron. J.* **1983**. V. 265. P. 1066.
112. Бусыгин Э. П., Григорьянц В. Г., Явор Н. И. // *ЖПС*. **1973**. Т. 18. С. 1100.
113. Danielsson L. R., Kasai G. H. // *Geophys. Res.* **1968**. V. 73. P. 259.
114. Danielsson L. // *Phys. Fluids*. **1970**. V. 13. P. 2288.
115. Казанцев С. А., Субботенко А. В. // *Опт. и спектр.* **1983**. Т. 55. С. 767.
116. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. — М.: Мир, 1981.
117. Белошицкий В. В., Куц А. А., Марголин Л. Я., Пятницкий Л. Н., Ромашевский А. П., Эдельман С. А. Препринт ИВТАН СССР № 5-153 — Москва, 1985.
118. Harper W. // *Beam-Foil Spectroscopy* / Ed. S. Bashkin. — New York: London: Academic Press, 1968.
119. Новиков Л. Я., Сироцкий Г. В., Соломахо Г. И. // *УФН*. **1974**. Т. 113. С. 398.
120. Казанцев С. А., Рысь А. Г. // Тезисы докладов Всесоюзного совещания по оптической ориентации атомов и молекул. — Л., 1986. — С. 64.
121. Бабанин В. И., Бакалейников Л. А., Бусыгин Э. П., Григорьянц В. Г., Эндер А. Я. // *ЖТФ*. **1979**. Т. 49. С. 2596.
122. Долгиков А. З., Гнедин Ю. Н., Сплантьев Н. А. Распространение и поляризация излучения в космической среде. — М.: Наука, 1979.
123. Казанцев С. А., Марголин Л. Я., Полюновская Н. Я., Пятницкий Л. Н., Эдельман С. А. // *Опт. и спектр.* **1983**. Т. 55. С. 553.
124. Казанцев С. А., Кислинг А., Чайка М. П. // *Ibidem*. **1973**. Т. 34. С. 1227.
125. Волкова Л. М., Девятков А. М., Кралькина Е. А. // Некорректные обратные задачи атомной физики. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1976.
126. Крылов В. И., Скобля Н. С. Методы приближенного преобразования Лапласа. — М.: Наука, 1974.
127. Blum K., Kleinproun H. // *Phys. Rep.* **1979**. V. 52. P. 203.
128. Полюновская Н. Я. // Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по физике электрон-атомных столкновений. — Рига: ИФ АН Латв ССР, 1984. — Т. 2. С. 48.
129. Inokuti M. // *Rev. Mod. Phys.* **1971**. V. 43. P. 297.
130. Bransden B. H., McDowell M. C. R. // *Phys. Rep.* **1977**. V. 30C. P. 206.
131. Shutjian A., Cartwright D. C. // *Phys. Rev. Ser. A*. **1981**. V. 23. P. 2178.
132. Цендин Л. Д., Голубовский Ю. Б. // *ЖТФ*. **1977**. Т. 47. С. 1839.
133. Цендин Л. Д. // *ЖТФ*. **1978**. Т. 48. С. 1569.
134. Carrington C. G., Corney A. // *J. Phys. Ser. B*. **1971**. V. 4. P. 849.
135. Carrington C. G., Corney A., Durrant A. V. // *Ibidem*. **1972**. V. 5. P. 1001.
136. Казанцев С. А., Кислинг А., Чайка М. П. // *Опт. и спектр.* **1974**. Т. 36. С. 1030.
137. Grandin J. P., Lecleur D., Mergerie J. // *J. de Phys.* **1973**. Т. 34. P. 403.
138. Казанцев С. А., Кислинг А., Марков В. Н., Чайка М. П. // *Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. «Физика, химия»*. **1975**. № 10. С. 33.
139. Husson X., Grandin J. P. // *J. de Phys.* **1978**. Т. 39. P. 933.

140. Lemoigne J. P., Husson X., Margerie J. // Opt. Commun. 1975. V. 15. P. 241.
141. Казанцев С. А., Рысь А. Г., Чайка М. П. // Опт. и спектр. 1978. Т. 44. С. 425.
142. Husson X., Margerie J. // Opt. Commun. 1972. V. 5. P. 139.
143. Казанцев С. А., Марков В. П., Морозова С. А., Чайка М. П. // Опт. и спектр. 1979. Т. 46. С. 1096.
144. Carington C. G. // J. Phys. Ser. B. 1972. V. 5. P. 1572.
145. Казанцев С. А. // Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. «Физика, химия». 1980. № 4. С. 52.
146. Казанцев С. А., Рысь А. Г., Чайка М. П. // Опт. и спектр. 1983. Т. 54. С. 214.
147. Райзер Ю. П. // Физ. плазмы. 1979. Т. 5. С. 408.
148. Левитский С. М. // ЖТФ. 1957. Т. 27. С. 1001.
149. Годяк В. А., Кузовников А. А., Савинов В. П. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика и астрономия». 1968. № 2. С. 126.
150. Кузовников А. А., Савинов В. П. // Вопросы физики низкотемпературной плазмы. — Минск, 1970.
151. Кузовников А. А., Савинов В. П. // Радиотехн. и электрон. 1973. Т. 18. С. 816.
152. Кузовников А. А., Савинов В. П. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика и астрономия». 1973. № 2. С. 215.
153. Казанцев С. А., Свелокуров А. Е., Субботенко А. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1091.
154. Годяк В. А., Ганна А. Х. // Физ. плазмы. 1980. Т. 6. С. 676.
155. Годяк В. А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 1364.
156. Казанцев С. А., Субботенко А. В. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1251.
157. Danielsson L., Lindberg L. // J. Phys. Ser. E. 1974. V. 7. P. 817.
158. Danielsson L., Lindberg L. // Trans. Roy. Inst. Techn., Stockholm. 1979. V. 17. P. 1.
159. Alfvén H. On the Origin of the Solar System. — Oxford: Oxford Univ. Press, 1964.
160. McFarland R. H., Soltysie E. A. // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 2090.
161. Moustafa Moussa H. H., de Heer E. J., Shatten J. // Physica. 1969. V. 40. P. 517.
162. Бырдин Ю. А., Любимов Б. Я., Настоящий А. Ф. // ТВТ. 1967. Т. 5. С. 25.
163. Дюжев Г. А., Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. и др. // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 2313.
164. Дюжев Г. А., Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. и др. // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 240.
165. Gay J.-C., Schneider W. B. // J. de Phys. Lett. 1975. Т. 36. P. L239.
166. Gay J.-C. // Ibidem. P. L239.
167. Попович В. П., Невскова Т. А., Харченко И. Ф., Шустин Е. Г. // Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1973. Т. 6. С. 1709.
168. Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б., Корнилов Е. К., Николаев Е. М. // ЖТФ. 1961. Т. 31. С. 262.
169. Ахнезер А. И., Файнберг Я. Б. // ДАН СССР. 1949. Т. 69. С. 555.
170. Boot H. A., Self S. A., Shersby R. B. Q. // J. Electr. and Control. 1958. V. 4. P. 434.
171. Аскарьян Г. А. // АЭ. 1958. Т. 4. С. 71.
172. Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Препринт ИВТАН СССР № 6-092. — Москва, 1982.
173. Важнейшие результаты научно-исследовательских работ 1980 г. ИВТАН. — М.: Наука, 1981. — С. 95.
174. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Роспнский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильнооточных релятивистских электронных пучков. — М.: Атомиздат, 1980.
175. Аносова Л. М., Горбунов Л. М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1150.
176. Бандалетова Е. С., Батенин В. М., Люзин С. В., Минаев П. В. // Труды VI Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы. — Фрунзе: Илпм, 1974. — 373.
177. Батенин В. М., Марголин Л. Я., Пятницкий Л. Н. // Физ. плазмы. 1979. Т. 5. С. 517.
178. Марголин Л. Я. / Автореферат диссертации ... кандидата физ.-мат. наук. — М.: ИВТАН СССР, 1978.
179. Батенин В. М., Минаев П. В. // ТВТ. 1971. Т. 9. С. 676.
180. Neouh J. C., Semel M., Chambe G. et al. // Astron. J. 1983. V. 265. P. 1066.

181. Henoux J. C., Semel M. // Год солнечного максимума. — М.: ИЗМИРАН СССР, 1981. — Т. 1. С. 201.
182. Chambe G., Henoux J. C. // *Astron. and Astrophys.* 1979. V. 80. P. 123.
183. Henoux J. C., Heristchi D., Chambe G. et al. // *Ibidem.* 1983. V. 119. P. 233.
184. Manheimer W. M. // *Phys. Fluids.* 1977. V. 20. P. 265.
185. Machado M. E., Avrett E. M., Vernazza J. E. et al. // *Astrophys. J.* 1980. V. 242. P. 336.
186. Казанцев С. А., Полежаева Н. Т., Ребане В. Н. // *Опт. и спектр.* 1987. Т. 63. С. 27.
187. Kazantsev S. A., Petrashen A. G., Polzhaeva N. T., Rebane V. N., Rebane T. K. // *Europhys. Conf. Abstracts.* 1987. V. 11E. P. C3-12.
188. Казанцев С. А. // *Опт. и спектр.* 1982. Т. 52. С. 931.
189. Kazantsev S. A., Subbotenko A. V. // *J. Phys. Ser. D.* 1987. V. 20. P. 741.
190. Казанцев С. А., Субботенко А. В. // *Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. «Физика, химия».* 1987. № 25. С. 20.
191. Казанцев С. А., Рысь А. Г., Субботенко А. В. // *Физ. плазмы.* 1988. Т. 14. С. 215.
192. Драчев А. И., Казанцев С. А., Рысь А. Г., Субботенко А. В. // *Опт. и спектр.* 1988. Т. 64. С. 725.
193. Казанцев С. А., Марков В. П. // *Ibidem.* 1974. Т. 36. С. 613.
194. Казанцев С. А., Ползик Е. С. // *Ibidem.* 1976. Т. 41. С. 1148.
195. Казанцев С. А., Рысь А. Г. // *Ibidem.* 1977. Т. 43. С. 575.
196. Казанцев С. А., Эйдук В. И. // *Ibidem.* 1978. Т. 45. С. 858.
197. Казанцев С. А., Марков В. П. // *Ibidem.* 1979. Т. 47. С. 197.
198. Казанцев С. А., Субботенко А. В. // *Ibidem.* 1983. Т. 55. С. 767.
199. Казанцев С. А., Смирнова О. В., Субботенко А. В. // *Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. «Физика, химия».* 1988. № 18. С. 12.