

В.П. Демкин, С.В. Мельничук, **И.И. Муравьев**

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ГЕЛИЯ В РАЗРЯДЕ ПУЧКОВОГО ТИПА

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния электрического поля на радиационные и столкновительные процессы. Приведены формулы для угловых и поляризационных характеристик дипольного излучения атомов при переходах с штатковских состояний. Получена формула для сечений возбуждения атомов электронами и выявлены закономерности влияния поля на амплитуду неупругого рассеяния. В формализме поляризационных тензоров выведены формулы для степени линейной поляризации излучения плазмы в электрическом поле при наличии анизотропной накачки электронным пучком. На основе полученных формул предложен метод для определения величины напряженности электрического поля и заселенностей штатковских состояний.

Для проверки результатов теории проведены экспериментальные измерения степени линейной поляризации излучения гелиевой плазмы в разряде пучкового типа. Получено качественное согласие данных эксперимента с результатами теоретических вычислений.

В последние годы успехи в развитии методов определения сечений столкновительных процессов и техники эксперимента привели к созданию метода поляризационной диагностики [1]. Метод основан на измерении поляризационных характеристик и углового распределения излучения, которые несут в себе информацию об анизотропных процессах, протекающих в плазме. Как известно [2], наличие таких процессов приводит к поляризации атомных состояний, что проявляется в анизотропном угловом распределении и поляризации излучения спектральных линий. Причиной поляризации атомных состояний является анизотропная накачка (электронный и световой пучок [3, 4]), анизотропные релаксационные процессы (ионный дрейф в плазме газового разряда, перенос резонансного излучения [5, 6]) и внешние поля.

Механизм поляризации изолированных атомных состояний достаточно хорошо изучен. Разработаны методы поляризационной диагностики для определения моментов функции распределения электронов [7], скорости ионного дрейфа [8], напряженности электрического поля в газовом разряде [9].

Анизотропные процессы в плазме присутствуют всегда [10], они определяют эффективность накачки верхних лазерных уровней, что в конечном счете влияет на КПД и энергетические параметры лазеров. Поэтому учет анизотропных столкновительных и радиационных процессов необходим при решении задач кинетики активных сред.

Анизотропный характер столкновительных процессов в плазме газовых разрядов является следствием наличия электрического поля, обуславливающего дрейф заряженных частиц. Влияние поля на столкновительные и радиационные процессы носит сложный характер и в литературе практически не рассмотрено. Вместе с тем электрические поля всегда присутствуют в плазме (внешние поля или микрополе плазмы); они могут достигать сотен киловольт на сантиметр и их эффект на поляризацию атомных состояний может быть значителен. Интерпретация экспериментальных данных по степени поляризации излучения с использованием теоретических моделей позволяет выявить закономерности влияния поля на радиационные и столкновительные процессы, что имеет большое прикладное значение.

Радиационные процессы в электрическом поле исследовались нами в ряде работ [11, 12]. Получены формулы для вероятности радиационного перехода в электрическом поле, описывающие угловые и поляризационные характеристики излучения.

Вероятность дипольного перехода для излучения фотона в единицу телесного угла с поляризацией параллельно и перпендикулярно полю определяется формулами:

$$\frac{dW_{\parallel}}{d\Omega} = \frac{3}{8\pi} W [\beta_{\parallel} \sin^2 \theta + \beta_{\perp} \cos^2 \theta], \quad (1)$$

$$\frac{dW_{\perp}}{d\Omega} = \frac{3}{8\pi} W \beta_{\perp}, \quad (2)$$

где W – интегральная вероятность перехода; β_{\parallel} и β_{\perp} называются коэффициентами анизотропии соответственно для излучения перпендикулярно и параллельно полю. Для изолированного атома $\beta_{\parallel} = \beta_{\perp} = 1/3$. В электрическом поле коэффициенты анизотропии зависят от напряженности поля и, согласно определению, $0 \leq \beta_{\parallel} \leq 1$; $0 \leq \beta_{\perp} \leq 0,5$. В соответствии с правилами отбора по магнитному квантовому числу M $\beta_{\parallel} = 0$, если $\Delta M = \pm 1$ и $\beta_{\perp} = 0$, если $\Delta M = 0$.

Экстремальное излучение атома будет наблюдаться в двух направлениях: $\theta = 0$ и $\pi/2$. При $\beta_{\perp} > \beta_{\parallel}$ максимальное излучение атома будет в направлении $\theta = 0$, и наоборот. В предельных случаях ($\beta_{\perp} = 0$, $\beta_{\parallel} = 1$ или $\beta_{\perp} = 0,5$, $\beta_{\parallel} = 0$) анизотропия излучения будет максимальной.

Коэффициенты анизотропии не зависят от знака M , следовательно, эффект поля на излучение аналогичен эффекту выстраивания атомных состояний.

Угловое распределение вероятности перехода в общем случае гораздо сложнее, чем в дипольном приближении. Это следствие интерференции мультипольных переходов в атоме. Наибольший вклад, который равен нулю в отсутствие поля, вносит интерференция электрического дипольного и квадрупольного переходов. Как показано в работе [12], этот вклад достигает десятков процентов для запрещенных по четности переходов.

Так как в поляризованной спектроскопии анализируется поведение интенсивностей спектральных линий, то при интерференции экспериментальных результатов необходимо учесть процессы заселения верхних состояний. Формулы (1) и (2) выведены в предположении равномерного заселения штарковских состояний. Наличие анизотропных процессов значительно усложняет анализ данных эксперимента, так как электрическое поле вносит изменение в механизм столкновительного заселения атомных состояний.

В [13, 14] нами исследовано влияние электрического поля на сечение неупругих электрон-атомных процессов. В случае больших скоростей налетающего электрона дифференциальное сечение возбуждения атома выражается следующей формулой:

$$\frac{d\sigma_{nm}}{d\Omega} = \frac{k_m}{k_n} |f_{nm}^{(B)}|^2 (1 + 2 \operatorname{Re} \eta_m(F)), \quad (3)$$

где $f_{nm}^{(B)}$ – амплитуда перехода в приближении Борна.

$$\eta_m(F) = -\frac{\mu}{\hbar} \int e^{-i(k'r)} V_{mm}^*(r) e^{ik_m r} / r dr \quad (4)$$

фактор, зависящий от напряженности поля F . Для потенциала вида $V \sim e^{-|r+\delta r|/2a_0} / r$, где $\delta r = \alpha F/e$ (α – поляризуемость атома), $\eta \simeq \eta_0 (1 + \frac{\alpha F}{e} \cos \theta_f)$. Здесь η_0 – фактор искажения плоской волны на потенциале изолированного атома, θ_f – угол рассеяния.

Электронный удар является основным процессом заселения уровней в газовых разрядах, и наличие анизотропии в этом процессе значительно сказывается на поляризационных характеристиках излучения [15, 16], степень поляризации (P) которого может достигать десятков процентов. Вклад поля здесь может быть неоднозначен, оно может уменьшать P , «симулируя» эффект релаксационных процессов Или увеличивать P , «симулируя» эффект пучковых свойств электронной компоненты плазмы.

Как следует из [16],

$$P = P_0 \pm P_f, \quad (5)$$

где P_0 — степень поляризации из-за наличия анизотропии столкновительных процессов, а P_f – вклад поля.

$$P_0 = I_0(-1)^{2J} \left\{ \begin{matrix} J & J & 2 \\ 1 & 1 & J_0 \end{matrix} \right\} \left[\frac{3}{\sqrt{30}} \rho_0^{(2)}(J, J) + \frac{1}{2\sqrt{5}} \left(\rho_2^{(2)}(J, J) + \rho_{-2}^{(2)}(J, J) \right) \right] / (I_{\parallel} + I_{\perp}), \quad (6)$$

$$P_f = I_0 \sum_k (-1)^{J_0 - J} \sqrt{2k+1} \sum_{JM}^{(+)} \rho_0^{(k)}(J, J) 2 \operatorname{Re} C_J(M) \begin{pmatrix} J & J & k \\ M-M & 0 & 0 \end{pmatrix} (1 - (-1)^{2J+k}) \frac{3}{\sqrt{6}} \begin{Bmatrix} J & J & 2 \\ 1 & 1 & J_0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & J & 2 \\ M-M & 0 & 0 \end{Bmatrix} / (I_{\parallel} + I_{\perp}). \quad (7)$$

Здесь J, J_0 – квантовые числа полного углового момента верхнего и нижнего уровней; $\rho_0^{(k)}(J, J)$ и $\rho_0^{(k)}(J, J_0)$ – диагональный и недиагональный поляризационные тензоры; I_0 – константа; I_{\parallel} и I_{\perp} – интенсивности излучения с поляризацией перпендикулярно и параллельно полю; $C_J(M)$ – коэффициенты разложения волновых функций штарковских состояний по состояниям изолированного атома. Знак (+) означает суммирование только по положительным значениям M .

Формулы (6) и (7) являются основой для построения метода поляризационной диагностики плазмы в присутствии внешнего электрического поля. Плазма такого типа существует в области катодного слоя в тлеющих разрядах [18] или объемных разрядах пучкового типа [19, 20].

Нами проведено теоретическое и экспериментальное исследование механизма электронной накачки плазмы гелия в электрическом поле на основе сравнения экспериментальных данных по степени поляризации спектральных линий гелия с формулами (5)–(7). Плазма создавалась в газоразрядной трубке с плоскими электродами, расстояние между которыми d могло изменяться передвижением сетчатого анода. К электродам прикладывалось ускоряющее импульсное напряжение до $U_0 = 10$ кВ или постоянное напряжение до 1 кВ. Для улучшения характеристик пучка использовался катод из высокоомного металло-керамического материала, что позволяло создавать большие перенапряжения на ускоряющем промежутке при сохранении однородности свечения по всей площади катода.

Пучковые свойства разряда зависят от экранирующего влияния сетки-анода на проникновение ионов из факела плазмы в ускоряющий промежуток и роли объемных процессов в нем. Как показано в [21], ионы гелия имеют максимальную концентрацию сразу за анодом, что объясняется экранирующим влиянием сетки. Это приводит к уменьшению роли ионной бомбардировки катода в создании вторичных электронов.

При увеличении межэлектродного промежутка экранирующее влияние сетки исчезает и разряд постепенно превращается в обычный тлеющий разряд с областью катодного падения в несколько десятых миллиметра.

В качестве диагностических линий для изучения пучковых свойств плазмы необходимо выбирать линии, заселяющиеся прямым электронным ударом с основного состояния. Кроме того, необходимо, чтобы на верхнем уровне был заметный эффект Штарка. В атоме гелия таким требованиям удовлетворяют переходы $1^1S - n^1P$, где $n \geq 4$. Наиболее интенсивной из них является линия λ 396,4 нм ($1^1S - 4^1P$).

В электрическом поле с уровня 4^1P появляется запрещенный переход $4^1P - 2^1P$ (491,0 нм), интенсивность которого для $F \sim 40$ кВ/см сравнима с интенсивностью линии λ 396,4 нм.

Как следует из теории [17], для перехода $4^1P - 2^1S$ интенсивности излучения $I_{\parallel} + I_{\perp}$ зависят лишь от поляризационных тензоров $\rho_0^{(2)}$ и $\rho_0^{(0)}$:

$$\gamma = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = \frac{\rho_0^{(0)} - 0.64\rho_0^{(2)}}{\rho_0^{(0)} + 0.32\rho_0^{(2)}}, \quad (8)$$

или, если выразить поляризационные тензоры через элементы матрицы плотности ρ_{00} и ρ_{11} , то

$$\gamma = \frac{1.91 + 1.09\varepsilon}{0.55 + 2.45\varepsilon}, \quad (9)$$

где $\varepsilon = \rho_{11}/\rho_{00}$.

Аналогично для степени поляризации можно получить выражение:

$$P_0 = \frac{0.18(1 - \varepsilon)}{(1 + 1.45\varepsilon)}, \quad (10)$$

$$P_f = \frac{0.12\zeta^2 (1.33 - 1.23\varepsilon)}{(1 + 1.45\varepsilon)}, \quad (11)$$

где $\zeta = 0,02 F$ (F измеряется в кВ/см).

Степень поляризации запрещенного перехода $4^1P - 2^1P$ не зависит от напряженности поля и равна

$$P' = \frac{0.3 (6.3 - \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} \quad (12)$$

Формулы (9)–(11) позволяют по экспериментально измеренным значениям γ , P и P' для рассмотренных переходов вычислить заселенности штарковских состояний и распределение напряженности электрического поля в ускоряющем промежутке. Так как вклад поля в поляризацию незначителен, это накладывает жесткие условия на точность измерения относительных интенсивностей I_{\parallel} и I_{\perp} .

По результатам измерений I_{\parallel} и I_{\perp} нами определены степени поляризации для λ 396,4 и 468,5 нм в импульсном разряде (для следующих условий: амплитуда напряжения на ускоряющем промежутке 3,5 кВ, $d = 1,8$ мм, $P = 15$ Торр) в максимуме интенсивности линий в зависимости от z – расстояния от катода. Результаты приведены в таблице.

λ , нм	P , %			
	$Z = 0,7$ мм	$Z = 4$ мм	$Z = 10,2$ мм	$Z = 14,2$ мм
396,4	12±5	9±3	8±3	8±5
468,5	12±5	7±3	7±3	7±5

Как видно из таблицы, степень поляризации для обеих линий внутри ускоряющего промежутка больше, чем в факеле. Оценка по формулам (8) и (9) дает $P_f/P_0 = 0,08$ (для $U_0 = 3,5$ кВ), что качественно подтверждается экспериментальными данными. В факеле степень поляризации для обеих линий остается практически постоянной на расстоянии от катода вплоть до $z = 14$ мм и далее начинает убывать, что указывает на существование пучка на этом интервале. Проникающую способность пучка можно оценить по формуле $L = Z_n / (\sigma_n N)$ [22], где Z_n – число неупругих актов взаимодействия электрона с атомами концентрации N , σ_n – суммарное сечение взаимодействия. Для данных условий раздела L составляет несколько сантиметров, что подтверждает результаты измерений.

1. Казанцев С. А. и др. //УФН. 1988. Т. 156. Вып. 1. С. 3–46.
2. Blum K., Kleinpoppen H. //Phys. Rep. 1979. V. 52. № 2. P. 203–226.
3. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 756 с.
4. Скроцкий Г. В., Изюмова Т. Г. //УФН. 1961. Т. 73. Вып. 3. С. 423–470.
5. Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К. //ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 1. С. 147–159.
6. Дьяконов М. И., Перель В. И. //ЖЭТФ. 1964. Т. 47. л'я 0. С. 1483–1495.
7. Казанцев С. А. //Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. Вып. 3. С. 131–133.
8. Казанцев С. А. и др. //Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 68. Вып. 6. С. 1260–1264.
9. Драчев А. И. и др. //Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70. Вып. 2. С. 277–285.
10. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 192 с.
11. Демкин В. П. //Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. Вып. 5. С. 1048–1056.
12. Демкин В. П. //Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. Вып. 6. С. 1167–1174.
13. Демкин В. П. //Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1989. Т. 32. № 1. С. 10–13.
14. Demkin V., Kurchinsky N., Muravjev I. //Europh. Com. 23rd EGAS, Torun, Poland /9–12 July. 1991. Abstr. V. 15d. P. 148.
15. Percival I. C., Seaton M. J. //Phil. Trans. Roy. Soc. 1958. V. 251 A. № 1. P. 113–163.
16. Slevin J. S. //Rep. Progr. Phys. 1984. V. 47. № 3. P. 461–489.
17. Демкин В. П. //Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 3. С. 389–394.
18. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: 1987. 662 с.
19. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. //УФН. 1990. Т. 160. Вып. 1. С. 49–73.
20. Вохан П. А. //ЖТФ. 1986. Т. 56. № 6. С. 1230–1236.
21. Демкин В. П., Купчинский Н. Л., Муравьев В. И. //Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 10. С. 1352–1357.
22. Гудзенко П. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры М.: Атомиздат, 1978. 256 с.

V. P. Demkin, S. V. Mel'nicuk, Murav'ev. **Polarization Diagnostics of the Helium Plasma Radiation in an Electric Gas Discharge of the Beam Type.**

This paper presents some results of theoretical and experimental studies of the electrostatic field acting on the radiation and collisional processes in the gas discharge plasma. Formulas derived for describing angular and polarization characteristics of the radiation of atoms due to dipole transitions from Stark states are presented. Formula for cross-section of the atomic excitation by electrons is obtained and some regularities in the electric field influence on the amplitude of inelastic scattering are revealed. Using formalism of polarization tensors formulas are derived for the degree of linear polarization of the plasma emission in the electric field at the anisotropic pump by an electron beam. The obtained formulas made a basis for a technique proposed in this paper for determining the electric field strength and populations of Stark states of atoms.

Experimental results on measuring the degree of linear polarization of the Helium plasma emission in a gas discharge of the beam type have shown a good qualitative agreement with the results of the theoretical calculations.