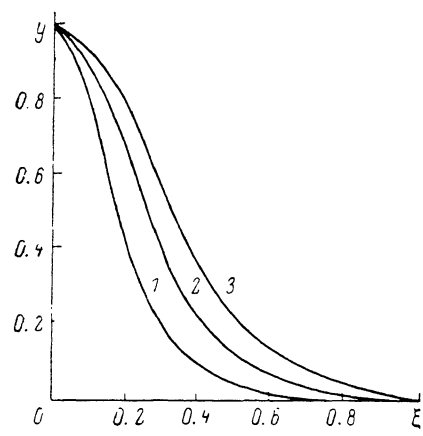


рация электронов стремится к нулю не в окрестности стенки камеры, а внутри вынужденного вихря, что подтверждается экспериментом [1]. Погонная мощность, вкладываемая в разряд, составляла порядка 1 кВт/см.

При существенном увеличении вкладываемой мощности координаты «эквивалентной стенки» изменяются слабо.

Таким образом, получено уравнение диффузионно-дрейфового баланса электронов в вихре с учетом реальных распределений турбулентной диффузии, распределения термодинамических параметров, а также с учетом термодиффузии. Показано, что в случае осевого разряда



в самовакуумирующейся вихревой трубе относительные градиенты электронной и газовой температур имеют одинаковый порядок, но разный знак. Поэтому термодиффузионная составляющая потока из-за наличия градиента электронной температуры направлена от оси к стенке, а термодиффузия из-за градиента газовой температуры — от стенки к оси вихревой камеры.

Зависимость относительной концентрации электронов от радиуса тлеющего разряда и плотности электронов на оси.

1 — $n_{e0} = 3 \cdot 10^{10}$, 2 — $n_{e0} = 3 \cdot 10^{11}$, 3 — $n_{e0} = 7 \cdot 10^{11}$ 1/см³; газ — N₂.

Литература

- [1] Шмелев В. М., Марголин А. Д. ЖТФ, 1980, т. 50, № 4, с. 745—748.
- [2] Меркулов А. П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1968, с. 187.
- [3] Меркулов А. П., Кудрявцев В. М., Шахов В. Г. В кн.: Вихревой эффект и его применение. Тр. II Всес. научно-техн. конф. Куйбышев, 1976, с. 96—103.
- [4] Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980, с. 416.
- [5] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977, с. 384.
- [6] Волов В. Т. Деп. ВИНТИ, 1986, № 4230-В/86.
- [7] Грановский В. Л. Электрический ток в газах. М.: Наука, 1971, с. 544.

Куйбышевский инженерно-строительный институт им. А. И. Микояна

Поступило в Редакцию
15 декабря 1986 г.

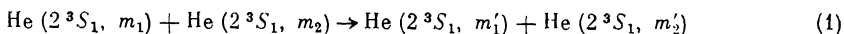
СПИНОВЫЙ ОБМЕН, СОПРОВОЖДАЮЩИЙСЯ НЕУПРУГИМ ПРОЦЕССОМ, ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОННЫМИ СПИНАМИ $S_1 = S_2 = 1$

В. Д. Мельников, В. А. Картошкин, Г. В. Клементьев

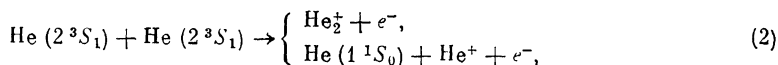
Хорошо известна роль атомных столкновений со спиновым обменом в передаче электронной ориентации от одних частиц другим, позволившая осуществить «непрямую» поляризацию электронов, атомов и ионов, что важно в тех случаях, когда непосредственная поляризация этих частиц сильно затруднена или нежелательна по каким-либо причинам [1-3]. Связь поляризационных моментов (ориентации, выстраивания) различных частиц в результате спин-обменного процесса также очень существенна в экспериментах по оптической ориентации атомов при регистрации магнитного резонанса тех частиц, на атомные уровни которых не воздействует непосредственно световое резонансное излучение. В последнее время стали

вызывать заметный интерес спин-обменные столкновения, сопровождающиеся эффективным неупругим процессом — хемоионизацией [4-7]. Расчет сечений таких процессов в случае столкновения двух частиц с электронными спинами $1/2$ и 1 был выполнен в [8, 9]. В газовой фазе, в том числе и в плазме газового разряда, важную роль могут играть столкновения атомных частиц с большими значениями электронных спинов, при которых одновременно происходят как спиновый обмен, так и неупругий процесс. Об относительной роли этих процессов ничего определенного сказать нельзя, поскольку никаких данных о сечениях спинового обмена нет, хотя информации о неупругом процессе обычно достаточно.

Настоящая работа посвящена расчету сечений спин-обменного процесса, сопровождающегося эффективным неупругим процессом, в случае двух атомных частиц с электронными спинами, равными 1 . В качестве примера рассматривается гелиевая низкотемпературная плазма, в которой спиновый обмен



сопровождается хемоионизацией



где в (1) m_i ($m = 1, 2$) — компоненты электронных спинов относительно выделенного направления.

Итак, пусть сталкиваются две атомные частицы А и В* с электронными спинами $S_1 = S_2 = 1$ и нулевыми орбитальными моментами, причем по крайней мере одна из частиц обладает внутренней энергией, достаточной для осуществления неупругого процесса типа (2). В процессе столкновения двух таких частиц образуется квазимолекула АВ* с полным электронным спином $S = 2, 1$ или 0 . Соответствующие молекулярные термы: квинтетный V_q , триплетный V_t и синглетный V_s . Амплитуда рассеяния на этих термах

$$f_{q, t, s} = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [\exp(2i\eta_l^{q, t, s}) - 1] P_l(\cos \theta), \quad (3)$$

где использовано стандартное разложение по полиномам Лежандра, а фазы рассеяния находятся из уравнения парциальных волн [10].

Для синглетного и триплетного термов возможны как упругое рассеяние, так и «поглощение» исходных частиц А и В* (в результате процесса типа (2)), а для квинтетного терма возможно только упругое рассеяние. Это связано с тем, что в случае протекания процесса типа (2) для квинтетного терма нарушалось бы правило Вигнера — закон сохранения полного спина S (у исходных продуктов спин был бы равен 2 , а у конечных только 1). Правило Вигнера хорошо выполняется для частиц с нулевыми орбитальными моментами, что подтверждается многими экспериментами по оптической ориентации атомов [1] и пеннинговской электронной спектроскопии [11]. Таким образом, фаза рассеяния является действительной η_l^q для квинтетного терма и комплексной (с положительной мнимой частью) для двух других термов ($x_l^{s, t} = x_l^{s, t} + i\lambda_l^{s, t}$).

При пренебрежении очень маловероятными переходами между термами квазимолекулы АВ* сечение неупругого процесса (хемоионизации) определяется известным выражением [10]

$$\sigma_{s, t}^a = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - \exp(-4\lambda_l^{s, t})], \quad (4)$$

причем различие сечений хемоионизации для синглетного и триплетного термов тем больше, чем сильнее различаются синглетный и триплетный потенциалы и соответствующие автоионизационные ширины.

Сечение спинового обмена, как и в [8], мы определим, следуя [12]. Амплитуда изменения спинового состояния атомов $f(m_1, m_2; m'_1, m'_2; \theta)$, где θ — угол рассеяния, m_1, m_2 и m'_1, m'_2 — начальные и конечные значения проекции спинов S_1 и S_2 на направление магнитного поля, связана с амплитудой рассеяния на молекулярных термах $f_{q, t, s}(\theta)$ следующим образом через коэффициенты векторного сложения:

$$f(m_1, m_2; m'_1, m'_2; \theta) = \sum_S C_{S_1 m_1 S_2 m_2}^{SM_S} C_{S_1 m'_1 S_2 m'_2}^{SM_S} f_S(\theta). \quad (5)$$

Поскольку поперечное сечение спин-обменного процесса $m_1 m_2 \rightarrow m'_1 m'_2$ при рассеянии на угол θ равно квадрату модуля (5), то в случае двух различных частиц возможны спин-обменные процессы с сечениями

$$\begin{aligned} \sigma_1(\theta) &= \sigma(1, 0; 0, 1) = \sigma(0, 1; 1, 0) = \sigma(-1, 0; 0, -1) = \\ &= \sigma(0, -1; -1, 0) = \frac{1}{4} |f_t - f_q|^2, \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \sigma_2(\theta) &= \sigma(1, -1; 0, 0) = \sigma(0, 0; 1, -1) = \sigma(-1, 1; 0, 0) = \\ &= \sigma(0, 0; -1, 1) = \frac{1}{9} |f_s - f_q|^2, \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\sigma_3(\theta) = \sigma(1, -1; -1, 1) = \sigma(-1, 1; 1, -1) = \left| \frac{1}{3} f_s - \frac{1}{2} f_t + \frac{1}{6} f_q \right|^2, \quad (6b)$$

так что σ_1 определяется интерференцией амплитуд упругого рассеяния на триплетном и квинтетном термах, σ_2 — на синглетном и квинтетном, а σ_3 — на всех трех термах.

Интегрирование по θ с учетом выражения (3) для амплитуд рассеяния приводит к следующим выражениям для полных сечений спин-обменных процессов:

$$\sigma_1^{tr} = \frac{\pi}{4k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - 2 \exp(-2i_l^t) \cos 2(\chi_l^t - \eta_l^t) + \exp(-4i_l^t)], \quad (7a)$$

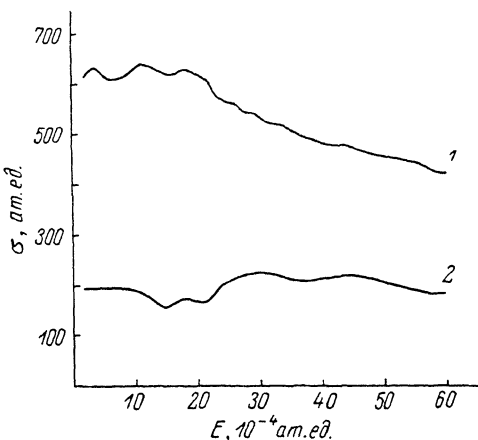
$$\sigma_2^{tr} = \frac{\pi}{9k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - 2 \exp(-2i_l^s) \cos 2(\chi_l^s - \eta_l^s) + \exp(-4i_l^s)],$$

$$\begin{aligned} \sigma_3^{tr} &= \frac{\pi}{36k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - 12 \exp(-2i_l^s - 2i_l^t) \cos 2(\chi_l^s - \chi_l^t) + 4 \exp(-2i_l^s) \times \\ &\times \cos 2(\eta_l^s - \chi_l^t) - 6 \exp(-2i_l^t) \cos 2(\eta_l^t - \chi_l^s) + 4 \exp(-4i_l^s) + 9 \exp(-4i_l^t)]. \end{aligned} \quad (7b)$$

Возможная тождественность частиц существенна лишь при очень низких температурах (несколько К), и ее учет производится введением множителя $(-1)^l$ в выражения (7).

Теперь применим полученные формулы к конкретной системе. Пусть сталкиваются два триплетных метастабильных атома гелия. При этом одновременно происходят процессы спин-обмена (1) и хемоионизации (2). Расчет сечений этих процессов проводился по формулам (7) и (4) с использованием потенциалов взаимодействия двух атомов He (2^3S_1) из [13], которые мы аппроксимировали следующими выражениями, учитывая очень незначительное отличие друг от друга синглетного и триплетного потенциалов:

$$\begin{aligned} V_q(R) &= -3.29 \cdot 10^3 R^{-6} + \\ &+ 5.06 \cdot 10^4 R^{-7.42}, \end{aligned} \quad (8a)$$



Зависимость сечений хемоионизации (1) и спин-обмена $\sigma_1^{tr} = 4\sigma_3^{tr}$ (2) в системе двух триплетных метастабильных атомов гелия от энергии относительного движения.

$$V_t(R) = V_s(R) = -3.29 \cdot 10^3 R^{-6} + 4.27 \cdot 10^4 R^{-10.18}, \quad (8b)$$

$$\Gamma(R) = 0.6 \exp(-0.98R). \quad (8b)$$

Результаты расчета приведены на рисунке. Из-за совпадения синглетного и триплетного потенциалов $\sigma_2^s = \sigma_2^t = \sigma^s$, $4\sigma_1^{tr} = 9\sigma_3^{tr} = 36\sigma_2^{tr}$.

Оценим относительную роль процессов спин-обмена (1) и хемоионизации (2) в эволюции поляризационных моментов 2^3S_1 метастабильных атомов ^4He . Для этого изотопа из

трех сечений спинового обмена (7а)—(7в) наблюдаемо только сечение σ_{sr}^r , причем спиновый обмен (1) не влияет на ориентацию атомов ортогелия $\langle S \rangle = \text{Tr}(\rho S)$ (ρ — матрица плотности, соответствующая магнитным подуровням $m_s = 1, 0, -1$ атомов He* со спином $S=1$), а изменение выстраивания $\langle \tilde{Q} \rangle$ (с компонентами $\langle Q \rangle^{\alpha\beta} = \text{Tr}(\rho Q_{\alpha\beta})$, $Q_{\alpha\beta} = 3/2 (S_\alpha S_\beta + S_\beta S_\alpha) - S^2 \delta_{\alpha\beta}$, где $\alpha, \beta = x, y, z$) в спин-обменном процессе типа (1) описывается уравнением

$$\frac{d\tilde{Q}}{dt} = - \left(2\tilde{Q} - \frac{3}{2} S^2 - \frac{1}{2} \tilde{Q}^2 \right) N_{\text{He}^*} v^2 \bar{v}, \quad (9)$$

где N_{He^*} — концентрация атомов ортогелия, \bar{v} — их относительная скорость.

В то же время изменение выстраивания ортогелия в результате хемоионизации (2)

$$\frac{d\tilde{Q}}{dt} = - \left(\frac{7}{18} \tilde{Q} - \frac{5}{12} S^2 + \frac{1}{36} \tilde{Q}^2 \right) N_{\text{He}^*} v^2 \bar{v}. \quad (10)$$

Последние два выражения легко получаются в предположении сохранения в процессах (1) и (2) полного спина S и его проекции на выделенное направление путем рассмотрения волновой функции системы двух атомов ортогелия в двух различных представлениях. Они могут быть также получены из общих выражений [6].

Из (7), (9), (10) и рисунка видно, что для рассматриваемой системы двух триплетных метастабильных атомов гелия спиновый обмен менее существен в деполаризации этих атомов по сравнению с хемоионизацией.

Все три сечения спинового обмена (7а)—(7в) могут быть определены в экспериментах с атомами изотопа ^3He , обладающего ядерным магнитным моментом.

Литература

- [1] *Happer W.* Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, N 2, p. 169—249.
- [2] *Balling L. C.* Adv. Quant. Electr., 1975, v. 3, p. 1—167.
- [3] *Happer W.* Ann. de Physique (Paris), 1985, t. 10, N 6, p. 645—658.
- [4] *Блинов Е. Б., Житников Р. А., Кулешов П. П.* ЖТФ, 1979, т. 49, № 3, с. 588—596.
- [5] *Дмитриев С. П., Житников Р. А., Картошкин В. А.* и др. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 3 (9), с. 840—851.
- [6] *Ожуневич А. И.* Опт. спектр., 1983, т. 54, № 5, с. 787—794.
- [7] *Картошкин В. А., Клементьев Г. В., Мельников В. Д.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 3, с. 132—134.
- [8] *Клементьев Г. В., Мельников В. Д., Картошкин В. А.* Химическая физика, 1985, т. 4, № 1, с. 37—41.
- [9] *Клементьев Г. В., Картошкин В. А., Мельников В. Д.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 1, с. 131—136.
- [10] *Mott H., Messis G.* Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 756 с.
- [11] *Morgner H.* Comments At. Mol. Phys., 1982, v. 11, N 6, p. 271—285.
- [12] *Dalgarno A., Rudge M. R. H.* Proc. Roy. Soc. (L.), 1965, v. A286, N 2, p. 519—524.
- [13] *Garrison B. J., Miller W. H., Schaefer H. F. J.* Chem. Phys., 1973, v. 59, N 6, p. 3193—3198.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
25 декабря 1986 г.

ФОТОРЕФРАКТИВНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК, СОДЕРЖАЩИХ БАКТЕРИОРОДОПСИН

*Н. Г. Абдулаев, Ю. О. Барменков, С. Ю. Зайцев, В. В. Зосимов, В. П. Зубов,
Н. М. Кожеевников, М. Ю. Липовская, Л. М. Лямшев*

Адаптивные голографические интерферометры для регистрации сигналов ультразвуковой фазовой модуляции [1—3] основаны на применении малоинерционных фоторефрактивных сред (ФС), постоянная времени записи фазовых решеток в которых определяет нижнюю границу частотного спектра выходного сигнала. Так как обычно частота шумовых флуктуаций фазы сигнального пучка в таких интерферометрах не превышает сотен герц [4], ФС должны