

- [3] К у т с а р А.Р., Г е р м а н В.Н., Н о с о в а Г.И. – Докл. АН СССР, 1973, т. 213, с. 81,
- [4] К у т с а р А.Р., Г е р м а н В.Н. Сб. Физика импульсных давлений. М.: ВНИИФТРИ, 1979, с. 166.
- [5] M s Q u e e n R.G. et al. – Acad. Press. N.Y., 1970, p. 293.
- [6] К у т с а р А.Р., П а в л о в с к и й М.Н., К о м и с с а р о в В.В. – Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 91.
- [7] V o h r a Y.K. et al. – J. Phys. Chem. Sol., 1977, t. 38, с. 1293.
- [8] К и с е л е в А.Н., Ф а л ь к о в А.А. – ФГВ, 1982, т. 18, с. 115.
- [9] К у т с а р А.Р. – ФММ, 1975, т. 40, с. 787.

Поступило в Редакцию  
11 сентября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

### НЕСОХРАНЕНИЕ СПИНА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ МЕТАСТАБИЛЬНОГО АТОМА НЕОНА В $^3P_2$ СОСТОЯНИИ С МОЛЕКУЛОЙ $NO(^2\Pi_{1/2})$

В.А. К а р т о ш к и н, Г.В. К л е м е н т ь е в

Вопрос о сохранении полного спина  $\vec{S}$  в атомно-молекулярных столкновениях к настоящему времени не является достаточно ясным. Почти не вызывает сомнения, что имеет место близкое к полному сохранение спина при столкновении атома в  $\delta$ -состоянии с молекулой в  $\Sigma$ -состоянии с компенсированными электронными спинами [1, 2]. В более сложных случаях заранее ничего определенного сказать нельзя. Недавно в [3, 4] было установлено сохранение спина при столкновении возбужденного атома ( $Ne(2^3S_1)$  или  $Ne(3^3P_2)$ ) с парамагнитной молекулой  $O_2$  (состояние  $^3\Sigma_g^-$ ), химическая связь в которой осуществляется р-электронами, причем следует заметить, что в [4] исследовалось столкновение с участием атома в P-состоянии – метастабильного атома неона. В настоящей работе исследуется столкновение этого атома с относительно простой молекулой в состоянии, отличном от  $\Sigma$ , – молекулой  $NO(^2\Pi_{1/2})$ .

В эксперименте, осуществлявшемся при  $T=300$  К, проводилась оптическая ориентация метастабильных атомов неона в продольном магнитном поле [5]. С этой целью в камере поглощения, содержащей смесь  $Ne-NO$  с добавкой буферного газа (гелия), возбуждался высокочастотный газовый разряд, в результате чего часть атомов неона переходила из основного в метастабильное  $2p^53s(^3P_2)$  состояние. Оптическая ориентация метастабильных атомов неона проводилась с помощью резонансного излучения газоразрядной гелий-

неоновой лампы с высокочастотным возбуждением. Регистрация резонансных сигналов проводилась по изменению поглощения света накачки (в момент резонанса) на длине волны  $\lambda = 640.2$  нм (переход  $2p^5 3s(1s_5)$  в обозначениях Пашена -  $2p^5 3p(3p_4)$ ). Облучение камеры поглощения циркулярно поляризованным светом приводило к созданию преимущественно ориентации в системе зеемановских подуровней метастабильного состояния, линейно поляризованным светом - только выстраивания. Измерялись ширины резонансных сигналов ориентации и выстраивания и выделялся вклад в ширину линии, обусловленный взаимодействием метастабильных атомов неона с молекулами  $NO$  ( $\Delta f_{or}^{NO}$  и  $\Delta f_{\alpha l}^{NO}$ ). Эти величины содержат аддитивные вклады, обусловленные разрушением поляризационных моментов  $^3P_2$  атомов неона вследствие протекания процесса хемоионизации молекул  $NO$  (за счет энергии возбуждения метастабильного атома неона), деполяризации углового момента  $^3P_2$  атомов неона из-за переходов внутри зеемановской и тонкой структуры этих атомов и, наконец, возможного спин-обменного процесса - „обмена“ спиновыми переменными атомных частиц без деполяризации (в случае сохранения, хотя бы частичного, полного спина  $\vec{S}$ ).

При малой поляризации системы, реализуемой в данном эксперименте, при любой схеме сложения угловых моментов атомных частиц вклад хемоионизации в ширину линии одинаков для сигналов ориентации и выстраивания, поскольку в этом случае все магнитные подуровни и все поляризационные моменты распадаются с одной и той же вероятностью. Вклад деполяризации в ширину линии также практически одинаков (точность эксперимента - 25%, а сечения деполяризации ориентации и выстраивания различаются в пределах 10-20% [6]). Поэтому заметное различие величин  $\Delta f_{or}^{NO}$  и  $\Delta f_{\alpha l}^{NO}$  может быть связано только с протеканием эффективного спин-обменного процесса:

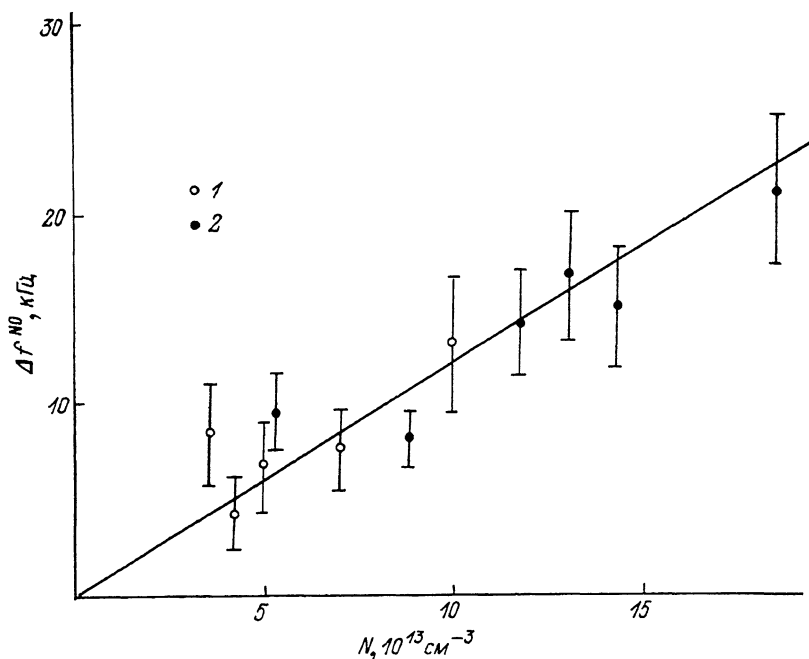
$$\Delta f_{\alpha l}^{NO} - \Delta f_{or}^{NO} = N\bar{v}(\sigma_{\alpha l}^{tr} - \sigma_{or}^{tr})/\pi, \quad (1)$$

где  $N$  - концентрация молекул  $NO$ ,  $\bar{v}$  - средняя относительная скорость,  $\sigma_{\alpha l}^{tr}$  и  $\sigma_{or}^{tr}$  - сечения разрушения выстраивания и ориентации в спиновом обмене.

Если протекает спин-обменный процесс (в данном случае, в системе атом-молекула), вклад его в ширину сигналов ориентации и выстраивания, вообще говоря, разный при любой схеме сложения угловых моментов. Поскольку столкновение  $Ne^* - NO$  не является глубоким, мы ограничимся рассмотрением двух сравнительно простых случаев; сохранения полного спина и полного внутреннего момента  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ .

В первом случае  $S_1 = 1$  и  $S_2 = 1/2$  и система развивается по двум термам с полными спинами  $S = 3/2$  и  $1/2$ . Согласно [7],

$$\sigma_{or}^{tr} = 1/2 \cdot \sigma^{tr} \text{ и } \sigma_{\alpha l}^{tr} = 3/2 \cdot \sigma^{tr}, \text{ где } \sigma^{tr} - \text{сечение спин-обмен-}$$



Вклад в ширину линии магнитного резонанса метастабильных  $^3P_2(2p^53s)$  атомов неона, обусловленный столкновениями с молекулами  $NO$ , при различной концентрации этих молекул: 1 – при накачке циркулярно поляризованным светом (сигнал ориентации); 2 – при накачке линейно поляризованным светом (сигнал выстраивания).

ного процесса с изменением магнитных квантовых чисел  $m_s$  атома  $Ne^*$  и молекулы  $NO$  соответственно 1,  $-1/2 \leftrightarrow 0, 1/2$ . Поэтому

$$\sigma_{\alpha I}^{tr} - \sigma_{\alpha O}^{tr} = \sigma^{tr}, \quad (2)$$

т. е. разность ширин сигналов выстраивания и ориентации больше вклада спин-обменного процесса в ширину сигнала ориентации и легко может быть измерена при наличии эффективного спинового обмена.

Во втором случае исходные угловые моменты:  $J_1=2$  и  $J_2=1/2$  и система развивается по термам с полными моментами  $5/2$  и  $3/2$ . При этом возможны спин-обменные процессы с изменением  $m_j$  атома  $Ne^*$  и молекулы  $NO$ :  $2, -1/2 \leftrightarrow 1, 1/2$  – с сечением  $\sigma_1^{tr}$  и  $1, -1/2 \leftrightarrow 0, 1/2$  – с сечением  $\sigma_2^{tr}$ . Простое рассмотрение показывает, что

$$\sigma_2^{tr} = 3/2 \cdot \sigma_1^{tr} = 6/25 \cdot |f_6 - f_4|^2, \quad (3)$$

где  $f_6$  и  $f_4$  - амплитуды упругого рассеивания на секстетном и квартетном термах.

При этом оказывается, что при малой поляризации системы  $\sigma_{or}^{tr} = 1/4 \cdot \sigma_1^{tr}$  и  $\sigma_{al}^{tr} = 3/4 \cdot \sigma_1^{tr}$ , так что эти сечения различаются снова очень существенно:

$$\sigma_{al}^{tr} - \sigma_{or}^{tr} = 1/2 \cdot \sigma_1^{tr}. \quad (4)$$

На рисунке приведены результаты эксперимента. Поскольку ширины сигналов ориентации и выстраивания практически совпадают, то в соответствии со всем сказанным выше спин-обменный процесс в системе  $Ne^* - NO$  не имеет места, в отличие от исследованных в [3, 4] систем  $Ne^* - O_2$  и  $Ne^* - O_2$ .

На основании результатов эксперимента (рис. 1) можно определить суммарную константу скорости хемоионизации и деполяризации:

$$C = C_{хи} + C_{деп} = (4.1 \pm 0.9) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} (T=300 \text{ K}). \quad (5)$$

В литературе имеется лишь одно упоминание об измерении константы скорости хемоионизации молекул  $NO$  метастабильными атомами неона:  $C_{хи} = 2.8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  [8]. Если считать эту величину достоверной, то, сравнив ее со значением (5), можно получить оценочное значение константы скорости деполяризации ( $C_{деп}$ ).

Таким образом, при столкновении атома  $Ne(3P_2)$  с молекулой  $NO(2\Pi_{1/2})$ , когда состояние атома отлично от  $S$ , а молекулы - от  $\Sigma$ , спиновый обмен не имеет места (не является эффективным) и полный спин не сохраняется. Это объясняется, вероятно, связью орбитального момента атома с угловым моментом относительного движения, чему благоприятствует то обстоятельство, что молекула находится в  $\Pi$  - состоянии.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Дмитриев С.П., Житников Р.А., Картошкин В.А., Клементьев Г.В., Окуневич А.И. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 7, с. 442-445.
- [2] Morgner H. - Comments at. mol. phys., 1982, v. 11, N 6, p. 271-285.
- [3] Картошкин В.А., Клементьев Г.В. - Опт. спект., 1987, т. 63, № 3, с. 465-467.
- [4] Картошкин В.А., Клементьев Г.В. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 23.
- [5] Shearer L.D. - Phys. Rev., 1969, v. 180, N 1, p. 83-90.
- [6] Massey H.S. - Slow atomic collisions. Oxford, 1971. 1200 p.

[7] Дмитриев С.П., Житников Р.А., Картош-кин В.А., Клементьев Г.В., Мельников В.Д. - ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 3(9), с. 840-851.

[8] West W.P., Cook T.E., Dunning F.B., Rundel R.D., Stebbings R.F. - J. Chem. Phys., 1975, v. 63, N 3, p. 1237-1242.

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

Поступило в Редакцию  
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

## СИЛЬНЫЙ КИНЕТИЧЕСКИЙ ДИА- И ПАРАМАГНЕТИЗМ

И.В. Иоффе

В среде, имеющей малую периодическую добавку к концентрации, возможен сильный кинетический диа- и парамагнетизм, при котором слабое магнитное поле растет экспоненциально (с показателем экспоненты, равным обратному периоду добавки к концентрации) в глубь неоднородно нагретого образца. Рост поля происходит вплоть до тех значений, при которых ларморова частота равна частоте столкновений носителей тока.

В [1-3] предсказан и обнаружен кинетический диа- и парамагнетизм (КМ), т. е. изменение в радиальном направлении постоянного во времени магнитного поля параллельного оси проводящего цилиндра при наличии в цилиндре радиального градиента температуры. Относительная величина изменения магнитного поля для полого цилиндра порядка  $\left(\frac{R-\Delta r}{R}\right)^{\Delta}$ , что не может сильно отличаться от единицы, т. к.

$$|\Delta| = \frac{4\pi}{c} \left| \Delta T (\alpha \beta_1 - \beta \alpha_1) \right| \approx \frac{4\pi \mu^2 n a}{c^2} \left| \Delta T \right| \ll 1.$$

Здесь  $R$ ,  $\Delta r$  - внешний радиус и толщина цилиндра;  $c$  - скорость света;  $\Delta T$  - перепад температуры (в энергетических единицах) между поверхностями цилиндра;  $n$ ,  $\mu$  - концентрация и подвижность носителей тока;  $\beta$ ,  $\beta_1$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_1$  - обычная и холловская проводимости, термоэдс и коэффициент Нернста;  $a$  - число порядка единицы, обусловленное зависимостью времени релаксации от энергии [1].

Покажем, что возможен сильный КМ, при котором слабое внешнее магнитное поле  $H_0$  параллельное оси цилиндра возрастает до значений  $H_k = c\mu^{-1}$ . Такой КМ возникает, если концентрация имеет вдоль оси цилиндра периодическую добавку с периодом  $\bar{q}^{-1}$  и