

- [1] L e v e n s o n M.D., S h e l b y R.M. Conf. Lasers and Electro-Opt., Baltimore, Md, 21-24 May, 1985, Dig. Techn. Pap., p. 244-246.
- [2] T h o m a s P.V., R o w e l N.L., v a n D r i e l H.M. and S t e g e m a n G.I. - Physical Review B, 1979, v. 19, N 10, p. 4986-4998.
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М.: Наука, 1982. 620 с.
- [4] Я р и в А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. М.: Советское радио, 1973. 455 с.
- [5] М е й т л е н д А., Д а н н М. Введение в физику лазеров, М.: Наука, 1978. 407 с.

Поступило в Редакцию
2 сентября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В УМЕРЕННО ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

А.А. А р т е м ь е в, А.Я. П о л и ш у к,
А.Г. Х р а п а к

В последние годы медленные позитроны широко используются для изучения свойств плотных газов и жидкостей [1, 2]. Однако из важнейших характеристик позитрона в среде является скорость аннигиляции λ_1 , равная обратному времени жизни позитрона. В разряженных газах скорость аннигиляции позитронов пропорциональна концентрации атомов или молекул N [1]

$$\lambda_1 = \lambda \cdot r_0^2 \cdot c \cdot Z_{eff} \cdot N, \quad (1)$$

где r_0 - классический радиус электрона, c - скорость света, Z_{eff} - эффективное число электронов в атоме или молекуле, которое может значительно отличаться от истинного числа электронов Z . При высоких концентрациях и низких температурах зависимость $\lambda_1(N)$ становится существенно нелинейной, что связано прежде всего с образованием позитронных кластеров. Условия образования и свойства позитронных кластеров, а также их влияние на скорость аннигиляции позитронов хорошо изучены [2].

Область промежуточных концентраций, где уже наблюдаются отклонения от (1), но образование кластеров термодинамически невыгодно, исследована значительно хуже. В работе [3] скорость анни-

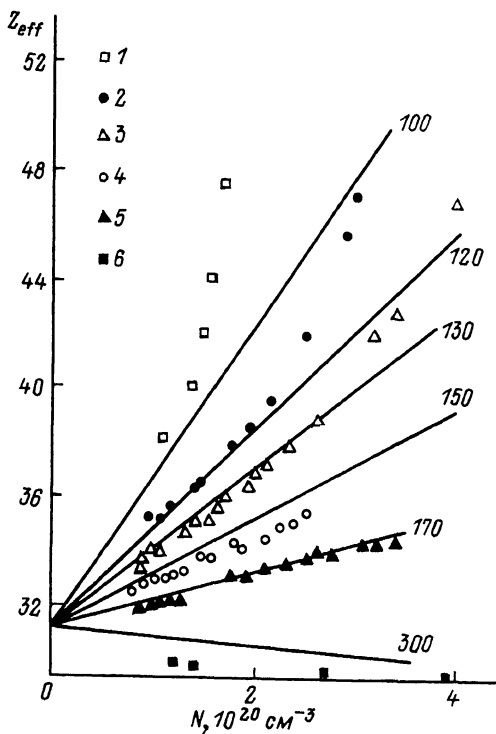


Рис. 1. Зависимость Z_{eff} от плотности при различных температурах T : 1 - 100 К, 2 - 120 К, 3 - 130 К, 4 - 150 К, 5 - 170 К, 6 - 300 К; прямые линии - теоретическая зависимость (2).

гиляции позитронов в газообразном азоте впервые измерена с точностью, достаточной для определения первых плотностных поправок к соотношению (1). Результаты этой работы показаны на рис. 1. При $N \rightarrow 0$ $Z_{eff} \rightarrow Z_{eff}^0 \approx 31$ и не зависит от температуры T . Плотностная поправка

$$\Delta Z_{eff} = Z_{eff}(N) - Z_{eff}^0$$

при малых N линейно зависит от N и меняет знак при некотором значении T_1 , $170 < T_1 < 300$.

В работе 4 нелинейная зависимость λ_1 от N объясняется наличием флуктуаций плотности газа. Действительно, вследствие поляризационного взаимодействия с атомами позитрону термодинамически выгоднее находиться в областях, где плотность атомов выше средней. Однако, оценки показывают, что флуктуации плотности атомов в объемах с размером порядка тепловой длины волны позитро-

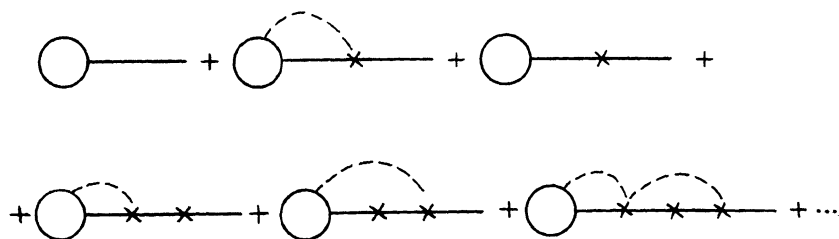


Рис. 2. Диаграммы низшего порядка по плотности в разложении функции Грина.

на оказываются слишком малыми, чтобы объяснить эксперимент. К тому же предложенная в [4] модель не объясняет изменение знака ΔZ_{eff} при высоких температурах.

В работах [2, 5, 6] показано, что нелинейные плотностные эффекты в скорости аннигиляции связаны с многократным рассеянием позитронов на атомах и корреляцией в расположении последних. Учет межатомной корреляции в упомянутых работах выполнен в рамках модели твердых сфер. Это приводит либо к отсутствию температурной зависимости ΔZ_{eff} [5], либо, при более корректном учете эффектов многократного рассеяния, к слабой, логарифмической зависимости [6]. В настоящей работе показано, что наблюдаемая в эксперименте температурная зависимость первых плотностных поправок к скорости аннигиляции может быть получена лишь при учете дальнедействующего притяжения между атомами.

Для нахождения Z_{eff} необходимо найти интеграл перекрытия плотности позитрона $n(\vec{r})$ и плотности атомных электронов среды $\rho(\vec{r})$:

$$Z_{eff} = N^{-1} \langle \int \rho(\vec{r}) n(\vec{r}) d^3r \rangle,$$

где угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по положению атомов. Для $\rho(\vec{r})$ воспользуемся приближением

$$\rho(\vec{r}) = \sum_j \rho_\alpha(\vec{r} - \vec{R}_j),$$

где \vec{R}_j - радиус-вектор j -го атома, $\rho_\alpha(\vec{r})$ - распределение электронов отдельного атома.

Для вычисления плотности $n(\vec{r})$ удобно воспользоваться диаграммной техникой для температурных функций Грина частицы в многоцентровом поле, развитой для рассматриваемых задач в работах одного из авторов [6, 7]. Диаграммы, определяющие $\rho(\vec{r}) \cdot n(\vec{r})$, изображены на рис. 2. Сплошным линиям соответствуют "нулевые" функции Грина, не учитывающие эффектов многократного рассеяния. Крестом обозначен T-оператор позитрона в среде [7]. По сравнению с обозначениями работы [6], на рис. 2 явно указана операция усреднения с весом $\rho(\vec{r})$ (пустой кружок). Символы, соответствующие одному и тому же атому, соединены пунктирными линиями. Шестая диаграмма рассматривалась в [7], но была ошибочно опущена

в [6]. Для уточнения корреляционных эффектов, по сравнению с работой [6], добавлена третья диаграмма. Вычисление Z_{eff} проводилось с модельной корреляционной функцией

$$g(R) = \left\{ 0, R < d; (1 + C_6/TR^6), R > d \right\},$$

где C_6 - параметр притяжения в потенциале Леннарда-Джонса, d - диаметр атома, R - расстояние между атомами. Для нахождения первой плотностной поправки к Z_{eff} достаточно ограничиться диаграммами, содержащими не более двух различных атомов и учесть корреляцию между ними. Это нетрудно сделать, если экстраполировать функции Грина из внешних по отношению к рассматриваемым атомам областей внутрь их. Результаты расчета можно представить в виде

$$\frac{Z_{eff}}{Z_{eff}^0} = 1 + 4\pi N L d^2 \left(1 - 3 \frac{L}{d}\right) + 4\pi N L^3 \cdot \left[4 \ln \frac{4(d+L)}{\lambda_T} - 4 \cdot (1 - C - \ln 4) + \frac{L}{\alpha + L} \right] - 3N \frac{\alpha}{T} \frac{L}{d} \left[1 - \frac{6}{5} \frac{L}{d} + 2 \frac{L^2}{d(d+L)} + \right. \quad (2)$$

$$\left. + 4 \left(\frac{d}{L}\right)^4 \cdot \left(\ln \frac{d+L}{d} - \frac{L}{d} + \frac{1}{2} \left(\frac{L}{d}\right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{L}{d}\right)^3 + \frac{1}{4} \left(\frac{L}{d}\right)^4 - \frac{1}{5} \left(\frac{L}{d}\right)^5 \right) \right],$$

$$Z_{eff}^0 = Z \cdot \left(1 - 6 \frac{L}{d} + 12 \left(\frac{L}{d}\right)^2 \right), \quad (3)$$

где $\lambda_T = \hbar / (2mT)^{1/2}$ - тепловая длина волны позитрона, L - длина рассеяния позитрона на атоме, α/T - зависящее от температуры слагаемое второго вириального коэффициента газа, $C = 0,577...$ - постоянная Эйлера. Выражение (3) для вакуумного значения эффективного заряда справедливо лишь при $|L| \ll d$, которое может считаться выполненным лишь для гелия [2]. Однако выражение (2) справедливо в более широкой области параметров, ограниченной условием $R \gg d$, если в качестве Z_{eff}^0 использовать значение, взятое из эксперимента или из более точных расчетов. Это условие хорошо выполняется в газах.

На рис. 1 представлены результаты расчета Z_{eff} для азота по формуле (2) с $Z_{eff}^0 = 31$, $L = -3,5a_0$, $d = 7a_0$. Параметр α находился из реального уравнения состояния. Полученные зависимости хорошо согласуются с экспериментом. Явная нелинейность $Z_{eff}(N)$ при $T = 100$ К связана с тем, что измерения выполнены при слишком больших плотностях, где уже начинается переход позитронов в автолокализованное состояние [2]. Таким образом, можно считать установленным, что квадратичные по плотности поправки к скорости аннигиляции позитронов в газах связаны с многократным рассеянием позитронов на парах атомов, а их температурная зависимость определяется главным образом возрастанием роли притяжения между атомами с понижением температуры.

Выражение (2) справедливо и для расчета плотностных поправок

к эффективному заряду атома по отношению к аннигиляции позитрония ${}^2\text{Zer}\text{p}$ [2].

Авторы выражают признательность И.Т. Якубову за многочисленные полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Храпак А.Г., Якубов И.Т. Электроны в плотных газах и плазме, М.: Наука, 1981. 282 с.
- [2] I a k u b o v I.T., K h r a p a k A.G. - Rep. Prog. Phys., 1982, v. 45, N 7, p. 697-751.
- [3] K a w a r a t a n i T., N a k a y a m a Y., M i z o g a w a T. - Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ., 1985, v. 63, N 3, p. 177-185.
- [4] M c N u t t J.D., S h a r m a S.C. - J. Chem. Phys., 1978, v. 68, N 1, p. 130-133.
- [5] N i e m i n e n R.M. - Phys. Rev. A, 1980, v. 21, N 4, p. 1347-1349.
- [6] P o l i s c h u k A.Yu. - J. Phys. B, 1983, v. 16, N 1, p. 131-139.
- [7] I a k u b o v I.T., P o l i s c h u k A.Ya. - J. Phys. B, 1982, v. 15, N 21, p. 4029-4041.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
8 сентября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ДВУХКВАНТОВОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ

А.Ю. Е л и з а р о в, Н.А. Ч е р е п к о в

Хотя атомы Ba уже свыше 10 лет служат объектом исследований с помощью лазеров, до сих пор, насколько нам известно, никем не было проведено измерение абсолютных сечений нерезонансного двухфотонного возбуждения дискретных состояний. Таким измерениям и посвящена настоящая работа. Двухфотонное возбуждение определенного резонансного состояния регистрировалось по появлению ионного тока, обусловленного поглощением третьего фотона.

Экспериментальная установка включает два лазера на красителях, накачиваемых одним ИАГ: Nd^{3+} лазером. Область перестройки $18500\text{-}15600\text{ см}^{-1}$, ширина линии генерации 3 см^{-1} , энергия в импульсе составляла 1 мДж, длительность импульса 18 нс. Источником атомного