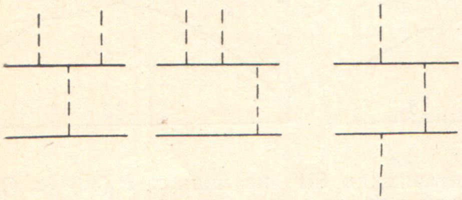
УДК 539.184.27

КВАДРАТИЧНЫЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ГЕЛИЕПОДОБНЫХ АТОМНЫХ СИСТЕМ

Н. Л. Манаков и *В. Г. Пальчиков*

Поскольку во многих экспериментах для получения ионов высокой кратности используется сильное электрическое поле лазерной искры, в этих случаях могут стать существенными эффекты изменения спектра вследствие действия сильных электрических полей. Хотя частота поля и не равна нулю (оптическая частота), но, учитывая ее малость по сравнению с частотами переходов в ионах высокой кратности ионизации, можно считать, что действие поля сводится к обычному статическому эффекту Штарка. Снятие вырождения в возбужденных состояниях по четности кулоновским взаимодействием электронов приводит к квадратичному эффекту Штарка возбужденных состояний лишь в слабых электрических полях **F**, пока взаимодействие с полем мало по сравнению с кулоновским отталкиванием. С ростом **F** квадратичный эффект переходит в линейный, причем с увеличением заряда ядра Z область линейного эффекта Штарка растет [1]. Для основного состояния двухэлектронных ионов эффект Штарка остается квадратичным при любых **F**. В одноэлектронном приближении поляризуемость β_H водородоподобного атома $\Delta E = -\beta_H F^2/2$ была получена в работе [2] как функция заряда ядра.



В данной работе проводится релятивистский расчет поляризуемости основного состояния двухэлектронных ионов с учетом электронной корреляции в 1-м порядке теории возмущений на базисе одноэлектронных дираковских функций. Взаимодействие между электронами учитывается точным оператором Брейта. Для суммирования по виртуальным электрон-позитронным состояниям используется парциальное разложение релятивистской кулоновской функции Грина (КФГ), полученное в работах [3, 4]. Удобство такого метода расчета релятивистских и корреляционных эффектов состоит в том, что результаты выражаются аналитически в виде комбинации абсолютно сходящихся рядов гипергеометрического типа. В приближении невзаимодействующих электронов $\beta^0_{He} = 2\beta_H$. Для учета поправки $\sim 1/Z$ и β^0_{He} воспользуемся формулой 3-го порядка теории возмущений для сдвига уровня энергии под действием внешнего поля и корреляционного взаимодействия $V_Б(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$

$$\Delta E^{(3)} = \langle \Psi(1s, 1s) | H_{int} G_{2E_{1s}} H_{int} G_{2E_{1s}} H_{int} | \Psi(1s, 1s) \rangle - \langle \Psi(1s, 1s) | H_{int} | \times \Psi(1s, 1s) \rangle \langle \Psi(1s, 1s) | H_{int} G^2_{2E_{1s}} H_{int} | \Psi(1s, 1s) \rangle. \tag{1}$$

Здесь $\Psi(1s, 1s) = (-1)^{1/2} \sum\limits_{m=\pm 1/2} (-1)^{-m} \psi_{1sm}(\mathbf{r}_1) \psi_{1sm}(\mathbf{r}_2)$, $H_{int} = V_Б(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \mathbf{F}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$, $G_{2E_{1s}} \equiv G_{2E_{1s}}(r_1, r_2; r_3, r_4)$ — двухчастичная функция Грина в приближении невзаимодействующих электронов. Если ограничиться 1-м порядком теории возмущений по межэлектронному взаимодействию, то двухчастичная функция Грина переходит в одночастичную КФГ (соответствующие графики Фэйнмана изображены на рисунке). Второе слагаемое в (1) выражается через произведение корреляционного сдвига уровня основного состояния и момента распределения сил осцилляторов $S(-3)$ [4]. Угловую зависимость в $V_Б(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ можно представить в виде произведения тензорных операторов (здесь и ниже используется атомная система единиц)

$$V_Б(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1 - \alpha_1 \alpha_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} = \sum_{Q, g, L, k=0, 1} \frac{4\pi r^L_<}{r^{L+1}_> (2L+1)} \{Y_L \otimes \sigma^k\}^Q_g \{Y_L \otimes \sigma^k\}^Q_{-g}. \tag{2}$$

Пользуясь стандартными методами алгебры углового момента, (1) можно записать в виде произведения угловых и радиальных интегралов. Использование парциального разложения КФГ [3, 4] позволяет произвести интегрирование в радиальных интегралах аналитически в виде комбинации гипергеометрических функций ${}_2F_1$. Оставшийся двойной ряд является абсолютно сходящимся и вычислялся численно, причем при $Z \leqslant 100$ в суммах достаточно учесть первые $5 \div 15$ членов, что обеспечивает относительную точность 10^{-5}. В результате в предлагаемом методе расчета устраняется необходимость интегрирования по непрерывному спектру, с другой стороны, обеспечивается надежный контроль точности. Релятивистскую поляризуемость β^0_{He} представим в виде $\beta_{He} = \beta^0_{He}[1 + (B/Z)]$, где B — плавная функция заряда ядра Z. Нерелятивистское значение $B_{пер} = 0.67882$ было получено нами с использованием нерелятивистской КФГ.

В таблице приведены значения β_{He} и $B/B_{пер}$ для $Z=2\div100$. Для $Z=4$, 5 нерелятивистские значения β_{He}, вычисленные вариационным методом в работе [5], равны соответственно 0.0519 и 0.0196 ат. ед. Из таблицы видим, что для малых Z релятивистские поправки к B незначительны ($\sim1\%$ при $Z=10$); однако с ростом заряда ядра вклад релятивистских эффектов становится весьма существенным ($\sim80\%$ при $Z=100$).

Z	β_{He}	$B/B_{пер.}$	Z	β_{He}	$B/B_{пер.}$
2	0.75336 (0)	1.0004	40	0.32896 (—5)	1.0319
3	0.13620 (0)	1.0006	50	0.12622 (—5)	1.0673
4	0.41093 (—1)	1.0009	60	0.65658 (—6)	1.1287
5	0.16336 (—1)	1.0014	70	0.25967 (—6)	1.2003
10	0.95589 (—3)	1.0117	80	0.14673 (—6)	1.3112
20	0.56892 (—4)	1.0138	90	0.79772 (—7)	1.4975
30	0.10805 (—4)	1.0184	100	0.43898 (—7)	1.7976

Литература

[1] Л. Н. Лабзовский. Вестн. ЛГУ, *10*, 19, 1973.
[2] Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт. Ядерная физика, *15*, 509, 1972.
[3] N. L. Manakov, S. A. Zapryagaev. Phys. Lett., *58A*, 23, 1976.
[4] С. А. Запрягаев, Н. Л. Манаков. Ядерная физика, *23*, 17, 1976.
[5] J. M. Schulman, F. E. Tobin. J. Chem. Phys., *53*, 3663, 1970.

Поступило в Редакцию 7 декабря 1978 г.

УДК 535.89

МЕТОД РЕАБСОРБЦИИ ПРИ БОЛЬШИХ ОПТИЧЕСКИХ ПЛОТНОСТЯХ В СЛУЧАЕ ДВУХ ИДЕНТИЧНЫХ ТРУБОК

В. В. Смирнов и *О. Д. Цыгир*

Метод двух идентичных трубок и сводящийся к нему метод реабсорбции с одним зеркалом широко применялись и применяются (в частности, в отделе оптики НИИФ ЛГУ) для определения оптической плотности в центре линии $\varkappa_0 l$ в светящихся источниках. Эти методы наряду с другими подробно описаны в обзоре [1]. Там показано, что определение $\varkappa_0 l$ методом двух идентичных трубок производится с помощью функции относительного поглощения

$$\Phi = 2 - \frac{\int\limits_0^\infty (1 - \exp(-2\varkappa_\nu l)\, d\nu}{\int\limits_0^\infty (1 - \exp(-\varkappa_\nu l)\, d\nu},$$

где $\varkappa_\nu$ — коэффициент поглощения, l — длина светящегося столба. В [1] приводятся результаты расчетов только для случая допплеровского контура $\varkappa_\nu$. В работе [2] указывается, что во многих случаях необходимо пользоваться фойхтовским контуром и приводятся зависимости $\Phi(\varkappa_0 l, a)$ при различных параметрах Фойхта a для $\varkappa_0 l < 10$. Однако представляют определенный интерес зависимости $\Phi(\varkappa_0 l, a)$ и при бóльших значениях $\varkappa_0 l$.

В настоящей работе были рассчитаны значения $\Phi(\varkappa_0 l, a)$ для больших оптических плотностей. Результаты представлены на рис. 1. Обращает на себя внимание немонотонная зависимость $\Phi(\varkappa_0 l, a)$ при $0 < a < \sqrt{1.5}$. Насколько нам известно, это обстоятельство в литературе не отмечалось. Однако оно может привести к существенным ошибкам в определении $\varkappa_0 l$ по значениям относительного поглощения. По-видимому, именно этим объясняются приведенные в работе [3] странные результаты по определению концентраций возбужденных атомов аргона на уровнях $4s$ в разряде. Из табл. 2 работы [3] видно, что нижний метастабильный уровень $^3P_2$, как правило, самый за-