

УДК 539.184+537.29+538.6

ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ УРОВНЯМИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ

Климчицкая Г. Л., Томашевский И. Л.

Рассмотрено влияние постоянных однородных электрического и магнитного полей на вероятность $2s \frac{1}{2} \rightarrow 1s \frac{1}{2}$ перехода в многозарядных одноэлектронных ионах. В первом порядке теории возмущений по взаимодействию с внешним полем получена зависимость вероятности перехода от заряда ядра Z и напряженностей внешних полей.

Многозарядные ионы ($Z-N \gg 1$, Z — заряд ядра, N — число электронов) вызывают в последнее время значительный интерес со стороны как теоретиков, так и экспериментаторов. Большое количество работ посвящено исследованию основных характеристик таких ионов с различным N , в том числе и одноэлектронных. Одноэлектронные ионы представляют собой объект, достаточно простой с точки зрения теории, чтобы на нем можно было опробовать методы решения ряда новых задач. Важный круг таких задач связан с учетом влияния внешних электромагнитных полей на уровни энергии многозарядных ионов и вероятности переходов между этими уровнями [1-6]. При этом внешнее поле обычно предполагается малым по сравнению с полем ядра, что позволяет, во-первых, учитывать внешнее поле по теории возмущений и, во-вторых, вычислять энергии уровней в одноконфигурационном приближении, т. е. пренебрегать смешиванием уровней с различным главным квантовым числом n . Для многозарядных ионов энергия связи электронов с ядром быстро растет с ростом Z , так что при $Z \geq 10$ область малых в указанном смысле полей простирается вплоть до 10^{11} В/см — наибольших достижимых в настоящее время напряженностей. В ионах с достаточно большим Z релятивистские эффекты являются весьма значительными, поэтому при вычислении вероятностей переходов следует применять полностью релятивистскую теорию без разложения по параметру αZ (α — постоянная тонкой структуры), который уже не является малым. Внешнее поле наиболее существенно изменяет вероятности слабых в отсутствие поля переходов. Значительный интерес в этом плане представляет метастабильный уровень $2s \frac{1}{2}$ водородоподобного иона [3-5]. В нерелятивистском приближении переход $(2s \frac{1}{2} \rightarrow 1s \frac{1}{2})$ запрещен. При последовательном релятивистском рассмотрении он оказывается разрешенным, но его вероятность чрезвычайно мала. Внешнее электрическое поле существенно повышает вероятность рассматриваемого перехода [3, 4], а изучение радиационного распада $2s \frac{1}{2}$ -уровня водородоподобных ионов в электрическом поле представляет интерес в связи с измерением лэмбовского сдвига [7].

В настоящей работе рассматривается сравнительное влияние постоянных однородных электрического и магнитного полей на дипольный переход $2s \frac{1}{2} \rightarrow 1s \frac{1}{2}$ одноэлектронного иона. Внешнее поле изменяет уровни энергии иона, однако можно классифицировать уровень энергии во внешнем поле по тому предельному уровню, в который он переходит при выключении поля

(в данном случае $2s \frac{1}{2}$), если примешивание к нему других уровней рассматриваемой конфигурации незначительно. Это условие накладывает ограничения на величину рассматриваемых внешних полей. Напряженность электрического поля E , направленного вдоль оси z , ограничивается условием

$$eE \langle \psi_{21^{1/2}} | z | \psi_{20^{1/2}} \rangle \ll \varepsilon_L, \quad (1)$$

где $\psi_{21^{1/2}}$, $\psi_{20^{1/2}}$ — решение уравнения Дирака, ε_L — величина лэмбовского сдвига [8]. При $Z=10$ условию (1) удовлетворяют поля с $E \leq 10^9$ В/см, а при $Z=30$ — уже с $E \leq 10^{11}$ В/см. Таким образом, в многозарядных ионах с $Z \geq 10$ мы можем рассматривать поля с достаточно высокой интенсивностью. Нейтральные атомы и ионы с малым зарядом ядра в столь сильных полях могут мгновенно разрушаться туннельной ионизацией, однако в случае многозарядных ионов с $Z \geq 10$ и полей, удовлетворяющих условию (1), процессом туннельной ионизации можно пренебречь.

Напряженность внешнего магнитного поля ограничивается условием $H \ll (10Z/n)^4$, выделяющим область слабых магнитных полей, в которых возникает линейный эффект Зеемана, и уровни тонкой структуры можно считать изолированными [9]. Величина H в приведенном условии измеряется в Гс.

Вероятность перехода выражается через матричные элементы S -матрицы [4, 10], при вычислении которых используется точный релятивистский оператор взаимодействия с полем излучаемого фотона [11]. При учете взаимодействия с внешним полем (электрическим и магнитным) в первом порядке теории возмущений рассматривается вклад диа-

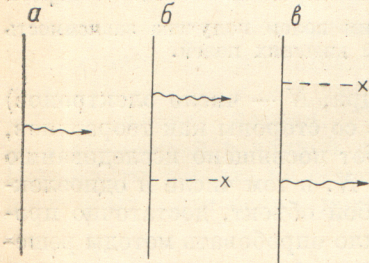


Рис. 1.

грамм рис. 1, где волнистая линия обозначает испускаемый фотон, пунктирная — поглощенный из внешнего поля фотон. Суммирование по виртуальным состояниям при вычислении вклада от диаграмм рис. 1, б—в проводится с применением модифицированной функции Грина уравнения Дирака, в которой учтен член, связанный с лэмбовским сдвигом уровня $2s \frac{1}{2}$

$$G_{E^{1/2}}(V_1, V_2) = \lim_{E \rightarrow E_{21^{1/2}}} \left(G_E(V_1, V_2) - \sum_{l, m} \frac{|\psi_{21^{1/2}m}(V_1)\rangle \langle \psi_{21^{1/2}m}(V_2)|}{E - E_{21^{1/2}}} \right) + \sum_m \frac{|\psi_{21^{1/2}m}\rangle \langle \psi_{21^{1/2}m}|}{\varepsilon_L}. \quad (2)$$

Для вычисления лэмбовского сдвига при различных Z удобно использовать интерполяционную формулу [12], скорректированную по результатам вычислений [8] при $10 \leq Z \leq 30$

$$\varepsilon_L = -\frac{(\alpha Z)^5}{Z} (0.80 + 0.85 \ln \alpha Z) + \frac{(\alpha Z)^7}{Z} (1.3 - 3.1 \ln \alpha Z). \quad (3)$$

Здесь используется система единиц $\hbar=c=m=1$ (m — масса электрона).

Для функции Грина выбрано представление, полученное в работе [13], в которой радиальные части выражены через ряды полиномов Лагерра. Это позволяет получить для вероятности перехода аналитическое выражение через ряды гипергеометрических функций в виде, удобном для расчета на ЭВМ. Для достижения практически разумной точности достаточно ограничиться суммированием только нескольких первых членов ряда. Как показывает сравнительное рассмотрение, выбранное представление для функции Грина гораздо удобнее для практических расчетов, чем выражение для квадратичной релятивистской кулоновской функции Грина [14], которое использовалось в работах [4, 15].

Вероятность перехода $2s \frac{1}{2} \rightarrow 1s \frac{1}{2}$ в присутствии внешних полей имеет вид

$$W = W^{(0)} + aE^2 + bH^2, \quad (4)$$

где $W^{(0)}$ — вероятность магнитного дипольного перехода в отсутствие поля. Коэффициенты a и b учитывают вклад от диаграмм рис. 1, б—в. Следует заме-

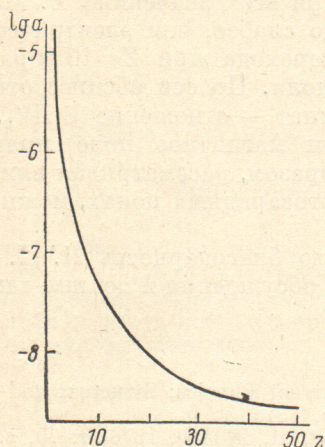


Рис. 2.

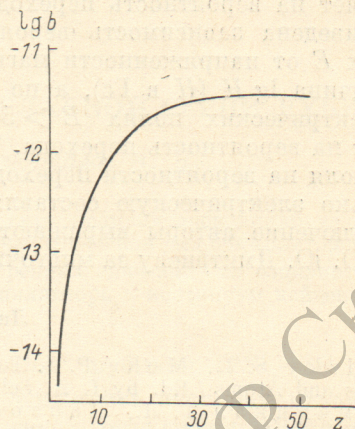


Рис. 3.

тить, что в амплитуду перехода входят члены, пропорциональные первым степеням E и H , однако при вычислении полной вероятности перехода проводится суммирование по проекциям моментов начального, конечного состояний и испускаемого фотона, вследствие чего интерференционные члены, пропорциональные E , H и EH , исчезают, и поправки к вероятности перехода имеют вид (3). Таким образом, в первом порядке теории возмущений вероятность перехода

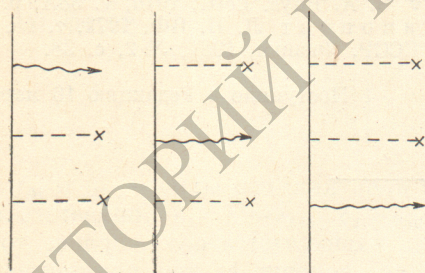


Рис. 4.

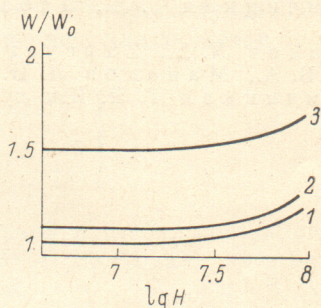


Рис. 5.

E , В/см: 1 — 0, 2 — $2 \cdot 10^5$, 3 — $5 \cdot 10^5$.

не зависит от угла между направлениями однородных электрического и магнитного полей. Коэффициенты a и b очень сильно изменяются с ростом заряда ядра. На рис. 2 и 3 приведена в логарифмическом масштабе зависимость от Z коэффициентов a и b соответственно. Величина a измеряется для удобства в единицах $(\text{В/см})^{-2}$, а b — в $(\text{Гс})^{-2}$.

Во втором порядке теории возмущений по взаимодействию с внешним полем следует учесть вклад в амплитуду перехода от диаграмм, изображенных на рис. 4. При этом в амплитуде перехода появляются слагаемые, пропорциональные E^2 и H^2 . В работах [1-3] вклад от диаграмм второго порядка не рассматривался. При вычислении вероятности перехода возникают интерференционные члены произведения матричных элементов, соответствующих диаграммам рис. 4 и рис. 1, а, пропорциональные E^2 и H^2 . Таким образом, учет взаимодействия с внешним полем во втором порядке теории возмущений может изменить значе-

ния коэффициентов a и b , приведенные на рис. 2, 3. Проведенный анализ, однако, показал, что в случае электрического внешнего поля вклад диаграмм рис. 4 мал (поправка в коэффициенте a порядка $\alpha (\alpha Z)^3$), и при рассматриваемых зарядах ядра им можно пренебречь. Иначе обстоит дело в случае магнитного поля. Вклад диаграмм второго порядка в этом случае уже не является малым и по оценкам составляет $\sim 10\%$ от величины b , приведенной на рис. 3 [5]. Сама величина b , однако, много меньше a при всех значениях Z . Магнитное поле влияет на вероятность перехода гораздо слабее, чем электрическое. На рис. 5 приведена зависимость вероятности перехода при $Z=10$ и различных значениях E от напряженности магнитного поля. По оси абсцисс откладывается величина $\lg H$ (H в Гс), а по оси ординат — отношение W/W_0 . Видно, что в электрических полях $E > 5 \cdot 10^5$ В/см магнитное поле практически не влияет на вероятность перехода. Таким образом, рассматривая влияние лазерного поля на вероятности переходов в многозарядных ионах, можно учитывать только электрическую составляющую.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л. Н. Лабзовскому и Ю. Ю. Дмитриеву за многочисленные обсуждения и ценные замечания.

Литература

- [1] Brodsky S. J., Mohr P. J. Topics in Current Physics: Structure and Collisions of Ions and Atoms / Ed. by I. A. Sellin. Berlin, 1978, v. 5.
- [2] Климчицкая Г. Л., Лабзовский Л. Н. ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 538.
- [3] Hellery M., Mohr P. J. Phys. Rev. A., 1980, v. 21, p. 24.
- [4] Климчицкая Г. Л. ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 924.
- [5] Запрягаев С. А., Лавриненко С. И. Тез. VI Всесоюз. конф. по теории атомов и атомных спектров. Воронеж, 1980.
- [6] Климчицкая Г. Л., Коныжев М. Е. Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 3, с. 541.
- [7] Mohr P. J. Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 854.
- [8] Mohr P. J. Ann. Phys., 1975, v. 88, p. 52.
- [9] Запрягаев С. А. Опт. и спектр., 1979, т. 47, в. 1, с. 18.
- [10] Safronova U. I., Klimchitskaja G. L., Labzovsky L. N. J. Phys., B, 1974, v. 18, p. 2471.
- [11] Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1969.
- [12] Климчицкая Г. Л., Лабзовский Л. Н. Опт. и спектр., 1973, т. 34, в. 4, с. 610.
- [13] Manakov N. L., Zaprugaev S. A. Phys. Lett., 1976, v. 58A, p. 23.
- [14] Зон Б. А., Манаков Л. Н., Рапопорт Л. П. ЯФ, 1972, т. 15, с. 508.
- [15] Климчицкая Г. Л. Изв. вузов СССР, Физика, 1981, № 2, с. 38.

Поступило в Редакцию 16 марта 1982 г.