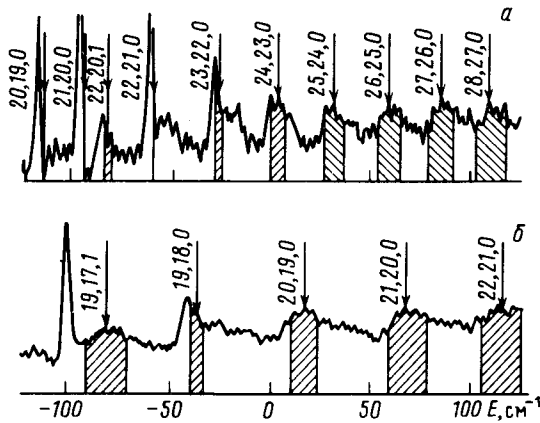


ДОЛГОЖИВУЩИЕ ШТАРКОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ

В.В.Колосов

В результате численного расчета обнаружены штарковские состояния при положительной энергии, ширина энергетических уровней которых меньше расстояния между ними. Существование таких состояний объясняет резонансную структуру спектра фотоионизации в электрическом поле при энергиях, больших порога ионизации.

Согласно классической модели ионизации атома в однородном электрическом поле, поперечное поле при нулевой энергии равно нулю, поэтому связанные состояния при положительной энергии E невозможны. Имеющиеся результаты квантовомеханических расчетов при отрицательной энергии также не позволяют сделать вывод о возможности долгоживущих состояний при $E > 0$. Поэтому обнаружение резонансов при $E > 0$ в сечении фотоионизации в электрическом поле первоначально для рубидия ¹, а затем и для атома водорода ^{2, 3} было в достаточной степени неожиданно ⁴. Во всех экспериментах резонансная структура наблюдалась только при π -поляризации лазерного излучения, т. е. в случае параллельности электрического поля световой волны вектору напряженности однородного поля. При перпендикулярной поляризации (σ -поляризация) резонансы для положительной энергии не наблюдались. Второй особенностью сечения фотоионизации при $E > 0$ является увеличение ширины резонансов, расстояния между ними и некоторое возрастание глубины модуляции при увеличении напряженности электрического поля. Для объяснения этого явления существовало несколько подходов, как предполагающих связь резонансов в спектре фотоионизации с существованием относительно долгоживущих состояний при положительной энергии ^{1, 5}, так и отрицающих эту связь ⁶.



Спектр фотоионизации атома водорода в электрическом поле F : а) $F = 6,5$ кВ/см, б) $F = 14,4$ кВ/см. Стрелками отмечены значения энергий штарковских состояний n, n_1, n_2 ($m = 0$), полученных при численном расчете. Ширина заштрихованных полос соответствует ширине этих уровней

Численный расчет высоковозбужденных квазистационарных состояний атома водорода в однородном электрическом поле позволяет однозначно разрешить дискуссию о причинах возникновения резонансов в спектре фотоионизации при $E > 0$ и качественно объяснить все особенности этого явления. Численные методы, использующие для определения энергии E и ширины уровня Γ параметризацию Брейта – Вигнера достаточно эффективны при $|E| \gg \Gamma$ ⁷. Однако они не позволяют проследить переход от отрицательных энергий к положительным, так как в окрестности $E = 0$ приводят к слишком большой погрешности даже при сравнительно небольшом значении Γ . Поэтому в данной работе применялся метод численного расчета комплексных собственных значений энергии использующий "условие излучения", т. е. отсутствие сходящейся компоненты в асимптотике волновой функции на бесконечности ⁸.

Результаты численного расчета для двух значений напряженности поля F , используемых в эксперименте ², приведены в таблице. Значения энергии E и ширины уровней Γ даны в атомных единицах. Состояния заданы параболическими n_1, n_2 и магнитным m квантовыми числами ($n_1 + n_2 + m + 1 = n$).

| n, n_1, n_2, m | $F = 6,5 \text{ кВ/см}$ | | $F = 8,0 \text{ кВ/см}$ | |
|------------------|-------------------------|---------------------|-------------------------|---------------------|
| | $E \cdot 10^4$ | $\Gamma \cdot 10^4$ | $E \cdot 10^4$ | $\Gamma \cdot 10^4$ |
| 24, 23, 0, 0 | 0,11915 | 0,27521 | 1,9494 | 0,52426 |
| 25, 23, 1, 0, | 0,27481 | 1,0868 | 2,0395 | 1,6812 |
| 25, 23, 0, 1 | 0,82980 | 0,74844 | 2,6980 | 1,1876 |
| 25, 24, 0, 0 | 1,4329 | 0,41753 | 3,3825 | 0,63808 |
| 26, 24, 1, 0 | 1,5228 | 1,3658 | 3,4327 | 1,9547 |
| 26, 24, 0, 1 | 2,0872 | 0,96356 | 4,0898 | 1,3689 |
| 26, 25, 0, 0 | 2,6872 | 0,52149 | 4,7640 | 0,71933 |

Из результатов расчета видно, что для наиболее долгоживущих состояний при данном n , т. е. для состояний с $n_2 = m = 0$, ширина энергетических уровней заметно меньше расстояния между ними. Эти состояния наиболее эффективно заселяются π -поляризованным светом ($\Delta m = 0$) при переходах из состояний с $n_1 - n_2 = \max, m = 0$. Поэтому при фотоионизации из этих состояний в случае π -поляризации должны возникать отчетливые резонансы, положения которых при $E > 0$ определяются энергией квазистационарных состояний с $n_2 = m = 0$. Ширина уровней с $n_2 = 1, m = 0$ для приведенных в таблице значений больше расстояния между ними, поэтому уровни с $n_2 \geq 1$ будут "перекрываться" и не должны оказывать заметное влияние на положение резонансов в сечении фотоионизации. Отсутствие резонансной структуры при σ -поляризации ($\Delta m = 1$) объясняется с одной стороны тем, что ширина уровней наиболее долгоживущих состояний с $m = 1$ (состояния с $n_2 = 0, m = 1$) при $E > 0$ почти в два раза больше ширины соответствующих уровней с $n_2 = m = 0$. С другой стороны при σ -поляризации света дипольные матричные элементы для переходов в такие "крайние", сравнительно долгоживущие состояния малы, а наиболее эффективно заселяются состояния с $n_1 \approx n_2$, ширина энергетических уровней которых при $E > 0$ гораздо больше расстояния между ними.

На рисунке результаты численного расчета E и Γ для долгоживущих штарковских состояний нанесены на экспериментальный спектр фотоионизации водорода, полученный вблизи порога ионизации при π -поляризации лазера ². Видно, что положения экспериментальных максимумов при $E > 0$ совпадают с энергией квазистационарных состояний с $n_2 = m = 0$. При увеличении напряженности электрического поля в экспериментально исследуемую по энергии область вблизи $E = 0$ попадают более низколежащие уровни с меньшим n . При этом, как видно из результатов приведенных в таблице и на рисунке, расстояние между уровнями возрастает быстрее чем их ширина. Поэтому глубина модуляции в спектре фотоионизации при увеличении поля может возрасти.

В заключение следует отметить, что представление о существовании "неперекрывающихся" штарковских состояний при положительной энергии может быть полезно для более глубокого понимания и других физических процессов, например, экситонного фотопоглощения в полупроводниках.

Литература

1. Freeman R.R., Economou N.P., Bjorklund G.C., Lu K.T. Phys. Rev. Lett., 1978, **41**, 1463.
2. Glab W.L., Nayfeh M.H. Phys. Rev., 1985, **A31**, 530; Rottke H., Welge K.H. Phys. Rev., 1986, **A33**, 301.
3. Glab W.L., Yao K.N.D., Nayfeh M.H. Phys. Rev., 1985, **A31**, 3677.
4. Kleppner D., Littman M.G., Zimmerman M.L. In: Rydberg states of atoms and molecules. Cambridge - New 458

- York, 1983, p. 101. Пер. Ридберговские состояния атомов и молекул.: Мир, 1985, с. 120.
5. *Freeman R.R., Escotou N.P.* Phys. Rev., 1979, A20, 2356; *Rau A.R.* P.J. Phys., 1979, B12, L193; *Кондратович В.Д., Островский В.Н.* ЖЭТФ, 1982, 83, 1256.
6. *Luc-Koenig E., Bachelier A.* Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 921; *Luc-Koenig E., Bachelier A.* J. Phys., 1980, B13, 1769; *Кондратович В.Д., Островский В.Н., ЖЭТФ*, 1980, 79, 395; *Фабрикант И.И.* ЖЭТФ, 1980, 79, 2079; *Luk T.S., DiMauro L., Bergeman T., Metcalf H.* Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 83.
7. *Damburg R.J., Kolosov V.V.* In: Rydberg states of atoms and molecules. Cambridge – New York, 1983, p. 31.
8. *Колосов В.В.* Тезисы IX Всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров. Ужгород, 1985, с. 136.

Институт физики
Академии наук Латвийской ССР

Поступила в редакцию
9 октября 1986 г.