

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ю.Н. Демков, В.Д. Кондратович, В.Н. Островский

При фотоионизации в однородном электрическом поле траектории электронов, вылетающих из атома в разных направлениях, могут вновь пересекаться на больших расстояниях от атома, что приводит к образованию интерференционной картины. При благоприятных условиях ее можно наблюдать в прямом эксперименте.

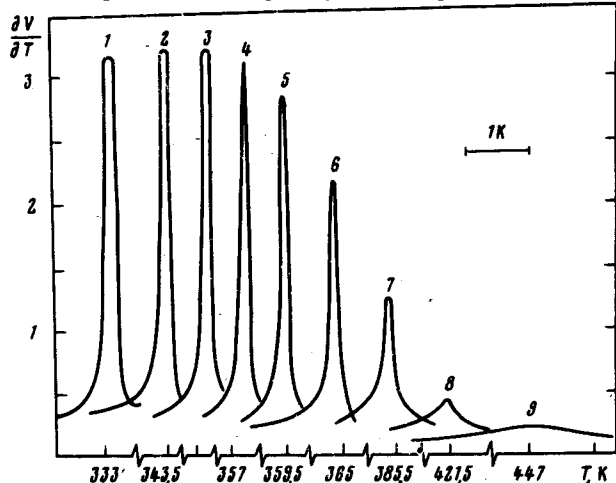
Рассматривается монохроматический когерентный источник электронов с энергией E (например, атом или молекула при фотоионизации), помещенный в однородное электрическое поле напряженности \mathcal{E} . Последнее приводит к образованию на экране, помещенном на некотором расстоянии z_0 от атома перпендикулярно полю, интерференционной картины. Интерференция соответствует наличию двух (или большего числа при кулоновском взаимодействии электронов с источником) классических траекторий электрона, приводящих из источника в одну и ту же точку экрана, и отражается в осцилляциях полного эффективного сечения фотоионизации, рассматривавшихся в работах [1 - 3]. Мы хотим обратить внимание на то, что при благоприятных условиях интерференционная картина может достигнуть макроскопических размеров и ее можно наблюдать в прямом эксперименте.

При отсутствии кулоновского взаимодействия в конечном состоянии (фотоотщепление электрона от отрицательного иона) картина может быть описана в полуклассическом приближении, использованном в [3]. Ее размеры определяются параметрами $l = k^2/\mathcal{E}$ и $\nu = k^3/\mathcal{E}$, где $k = (2E)^{1/2}$ (всюду, где не указано противное, в работе использованы атомные единицы). Согласно [3], при $z_0 \gg l$ для изотропного источника z -компоненту плотности тока фотоэлектронов через плоскость экрана $z = -z_0$ (ось z проходит через атом параллельно полю, ρ - расстояние до этой оси) можно представить в виде

$$j_z \approx \frac{I [1 + \cos(\Delta S)]}{2\pi\rho_{max}^2 (1 - \rho^2/\rho_{max}^2)^{1/2}} \quad (\rho \lesssim \rho_{max}) \quad (1)$$

где I — интенсивность источника, $\rho_{max} = (2lz_0 + l^2)^{1/2} \approx (2lz_0)^{1/2}$ — радиус интерференционной картины, $\Delta S \approx 2/3\nu(1 - \rho^2/\rho_{max}^2)^{3/2}$ — разность величин укороченного действия для движения по двум траекториям, приводящим в данную точку экрана. При $\rho = \rho_{max}$ зависимость j_z от ρ определяется квадратом функции Эйри (см. рисунок).

При фиксированном числе колец, т. е. при фиксированном ν (что задает соотношение между энергией E и напряженностью поля), $\rho_{max} \sim E^{-1/4}$. Нижняя граница возможных значений энергии определяется некогерентностью источника электронов, что может быть вызвано конечной температурой T газа, атомы которого ионизируются, и конечной шириной δE_L спектра ионизирующего излучения: $E \gg 4^{m/M} k_B T + \delta E_L$, где m — масса электрона, M — масса атома, k_B — постоянная Больцмана. Величина δE_L для применяемой в настоящее время экспериментальной техники варьируется от 0,5 [1] до $2 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$ [4]; последняя величина имеет порядок термического разброса энергий электронов при $T = 500$ К.



Интерференционная картина для изотропного источника электронов единичной интенсивности при отсутствии кулоновского взаимодействия в конечном состоянии. Сплошная линия соответствует $E = 10$ см $^{-1}$ и $\mathcal{E} = 112$ В/см (максимум полного сечения), пунктирная — $E = 9,3$ см $^{-1}$ и $\mathcal{E} = 112$ В/см (минимум полного сечения)

При энергии $E = 10$ см $^{-1}$, напряженности поля $\mathcal{E} = 112$ В/см картина состоит из пяти колец и имеет радиус 210 мк на расстоянии $z_0 = 10$ см от атома. Такая картина доступна наблюдению в эксперименте, поскольку двух- или многофотонная ионизация в фокусе лазерного луча позволяет зафиксировать положение атома с точностью до нескольких микрон, что много меньше расстояния между кольцами. Дальнейшее увеличение этой картины возможно обычными электроннооптическими методами. Отметим, что ограничение на размер δz источника вдоль оси z еще слабее: $\delta z \ll 2z_0$.

Учет кулоновского взаимодействия фотоэлектрона с атомным остовом приводит к увеличению радиуса интерференционной картины, которое обусловлено возрастанием поперечной компоненты импульса фотоэлектрона. При наличии кулоновского взаимодействия картина возникает и в области $E < 0$, что соответствует энергиям фотонов, меньшим потенциала ионизации атома.

При резонансе на квазисвязанном состоянии в суперпозиции кулоновского и однородного полей легко вычислить плотность тока в параболических координатах $\xi = r + z$, $\eta = r - z$. Компонента плотности тока,

перпендикулярная к поверхности $\eta = \text{const} \gg l$, выражается через решение $\chi_1(\xi)$ уравнения по параболической координате ξ [2, 5]

$$i_\eta \sim \chi_1^2(\xi) / \xi. \quad (2)$$

Таким образом, при резонансе интерференционная картина представляет, с точностью до множителя ξ^{-1} , квадрат волновой функции финитного движения по координате ξ . Радиус картины определяется размером классически доступной области по координате ξ ,

$$\rho_{max}^c = [l + (l^2 + 4z_1/\mathcal{E})^{1/2}]^{1/2} z_0^{1/2} > \rho_{max}, \quad (3)$$

радиусы узлов $\rho_n = (2\xi_n z_0)^{1/2}$, где ξ_n — n -й нуль $\chi_1(\xi)$. Самыми широкими являются внешние кольца. При $E > 0$ их размеры близки к размерам колец, полученным без учета кулоновского взаимодействия (на наличие квазисвязанных состояний при $E > 0$ указывают данные эксперимента [1] и форма классических траекторий фотоэлектрона, исследовавшихся в [2]).

Помимо информации (2) о распределении электронной плотности при резонансе на квазисвязанном состоянии интерференционная картина может позволить измерять потенциалы ионизации атомов и энергии электронного сродства более точно, чем применяющиеся сейчас методы, использующие пороговые особенности сечений фотоионизации и фотоотщепления, а также другие способы возбуждения атомов (см. [6] и приведенную там библиографию). Радиус картины зависит от энергии E , равной разности энергии фотона и потенциала ионизации атома (или энергии электронного сродства) и, согласно (3), резко меняется при небольшом изменении E в случае малых напряженностей поля $\mathcal{E} \ll 1$. При этом может оказаться достаточным измерение радиуса картины при одном значении энергии в отличие от применяемых методов [6], требующих обработки участков спектров. Следует также отметить возникающую возможность избирательно регистрировать атомы или молекулы определенного сорта в газе или адсорбированные на поверхности твердого тела. Все это позволяет назвать установку по наблюдению и измерению фотоионизационной интерференции электронов "фотоионизационным микроскопом"

Ленинградский государственный университет Поступила в редакцию
им. А.А.Жданова 14 июля 1981 г.

Литература

- [1] Freeman R.R., Escofotoiu N.P. Phys. Rev., A20, 1979, 2356.
- [2] Кондратович В.Д., Островский В.Н. ЖЭТФ, 79, 1980, 395.
- [3] Фабрикант И.И. ЖЭТФ, 79, 1980, 2070.
- [4] Liberman S., Pinard J. Phys. Rev., A20, 1979, 507.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., изд. Наука, 1974, § 77.
- [6] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М., Атомиздат, 1980.