

ОБЪЯСНЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С H I И He II

Д.А.Варшолович

Недавно были опубликованы результаты очень интересных экспериментов, выполненных в США, по исследованию интерференции уровней тонкой структуры H I и He II , возбуждаемых при их прохождении через тонкие фольги [1 – 4]. Авторам не удалось полностью объяснить полученные ими экспериментальные результаты. Интенсивность некоторых из линий характеристического излучения, испускаемого прошедшими через фольгу частицами, менялась вдоль пучка не монотонно, а осциллировала. При этом на пучок накладывали электрическое или магнитное поле, ставили несколько фольг, брали различные исходные ионы (например, H^+ , H_2^+ , H_3^+) и т.д. В случае H I наблюдались биения интенсивности излучения линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} т.е. линии $n = 4, 5, 6, 7 \rightarrow n = 2$, а в случае He II линии $n = 7, 8, 9, 10 \rightarrow n = 4$.

Теоретическое объяснение, данное в работах [1, 2], основывается на предположении о том, что при прохождении через фольгу состояния с разной энергией возбуждаются статистически независимо и лишь вследствие наложения внешнего поля возникает суперпозиция состояний с разной энергией, что и приводит к биениям интенсивности. С нашей точки зрения это не так. Когерентная суперпозиция состояний с разной внутренней энергией возникает уже после прохождения первой фольги, даже в отсутствии внешнего поля. Матрица плотности $\rho_{bb'}(x)$, характеризующая состояние частиц в пучке за фольгой на расстоянии x от нее, будет недиагональна по энергии ϵ в пределах $\Delta\epsilon \sim \hbar/\Delta t$ (Δt – время пролета через мишень). Для тонкой фольги

$$\rho_{bb'}(x) = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha\alpha} (S_{b\alpha}^+ S_{\alpha b'}) e^{i(\omega_{bb'} - \gamma_{bb'}) \frac{x}{v}}, \quad (1)$$

где диагональная матрица $\rho_{\alpha\alpha}$ характеризует исходное состояние частиц до пролета через фольгу. $S_{\alpha b}$ – амплитуда перехода из состояния α в состояние b в результате взаимодействия с фольгой. Параметры ω_b и γ_b – характеризуют среднюю энергию и энергетическую ширину состояния.

$$\omega_{bb'} = \omega_b - \omega_{b'}, \quad \gamma_{bb'} = \frac{\gamma_b + \gamma_{b'}}{2}.$$

Интенсивность излучения, возникающего при переходе из такого недиагонального по энергии состояния bb' в состояние c , будет

$$I(x) = \rho_{bb'}^{(0)} |a_{bc}|^2 e^{-\gamma_b \frac{x}{v}} + \rho_{bb'}^{(0)} |a_{b'c}|^2 e^{-\gamma_{b'} \frac{x}{v}} + 2 |a_{cb}^+ \rho_{bb'}^{(0)} a_{b'c}| e^{-\gamma_{bb'} \frac{x}{v}} \cos(\omega_{bb'} \frac{x}{v} + \phi), \quad (2)$$

где a_{bc} — амплитуда вероятности излучения в направлении наблюдения фотона с определенной поляризацией. $\phi = \arg(a_{cb} \rho_{bb'}^{(0)} a_{b'c})$ — начальная фаза.

Таким образом биения интенсивности излучения обусловлены тем, что в промежуточном состоянии внутренняя энергия системы не фиксирована и один и тот же атом в одно и то же время может находиться в состояниях b и b' с разной энергией. В отличие от этого в конечном состоянии система должна иметь определенную энергию. Поэтому частота биений отражает расщепление верхнего уровня и не зависит от расщепления нижнего уровня.

Для создания интерференционной картины необходимо, во-первых, чтобы верхний уровень имел соответствующее расщепление $1/\Delta t \gtrsim \omega_{bb'} \gtrsim \gamma_{bb'}$. Во-вторых, необходимо, чтобы эти интерферирующие подуровни когерентно возбуждались при прохождении фольги $\langle S_{ba}^+ S_{ab'} \rangle \neq 0$. В-третьих, необходимо, чтобы с этих когерентно возбужденных подуровней мог идти переход в одно и то же конечное состояние $\langle a_{cb}^+ a_{b'c} \rangle \neq 0$. В-четвертых, необходимо, чтобы поляризации интерферирующих компонент излучения не были ортогональны, либо нужно использовать поляриметр.

Расщепление уровней может иметь любую природу и может быть обусловлено не только взаимодействием с внешними полями, но и внутренними причинами, например, лэмбовское расщепление. Однако в случае HeI интерференция компонент лэмбовского дублета $n(S_{1/2} - P_{1/2})$ или $n(P_{3/2} - D_{3/2})$ в отсутствие внешнего поля не могла иметь место, так как в конечном состоянии уровни разной четности $2(S_{1/2} - P_{1/2})$ не перекрываются и переход с разных уровней лэмбовского дублета в одно и то же конечное состояние невозможен.

Иная ситуация в случае HeII , где в конечном состоянии уровни разной четности $4(P_{3/2} - D_{3/2})$ и $4(D_{5/2} - F_{5/2})$ перекрываются [5]. Поэтому, в случае HeII даже в отсутствие внешнего поля возможна интерференция, что фактически и наблюдалось на опыте [4]. Однако авторы были весьма удивлены этим результатом, поскольку считали, что биения не могут быть без внешнего поля, и объяснили этот результат исключительно за счет наличия наведенных полей в своей установке.

По мере продвижения вдоль пучка интерференционная картина замыкается во-первых, из-за разброса значений x/v , обусловленного, в частности, страглунгом и конечным угловым разрешением спектрографа и, во-вторых, из-за того, что происходит дополнительное заселение интересующих нас уровней за счет спонтанных переходов с более высоких уровней, которые также возбуждаются при прохождении через фольгу, степень когерентности при этом уменьшается.

Экспериментальные и теоретические значения частот f (в единицах 10^{-7} сек^{-1})

He I $n \rightarrow n$	$f_{\text{эксп}},$ $H = 8 \text{ тс}$ ($E^* =$ $=29 \text{ в/см}$) [1]	$f_{\text{теор}},$ $E_{\text{эф}} =$ $=36 \text{ в/см}$	He II $n \rightarrow n$	$f_{\text{эксп}},$ $E^* =$ $=40 \text{ в/см}$ [4]	$f_{\text{теор}},$ $E_{\text{эф}} =$ $=36 \text{ в/см}$	$f_{\text{эксп}},$ $E^* =$ $=60 \text{ в/см}$ [4]	$f_{\text{теор}},$ $E_{\text{эф}} =$ $=52 \text{ в/см}$
4 → 2	52 ± 13	70	7 → 4	—	48	77 ± 8	70
5 → 2	76 ± 19	56	8 → 4	56 ± 6	55	82 ± 8	80
6 → 2	84 ± 8	84	9 → 4	61 ± 6	62	88 ± 9	90
7 → 2	96 ± 10	98	10 → 4	—	69	96 ± 10	100

Авторы [4] не объяснили частоту наблюдавшихся ими биений. А она определяется обычным штарковским расщеплением [5] и соответствует биениям между ближайшими штарковскими компонентами с одинаковой поляризацией, т.е. с $\Delta(n_1 - n_2) = 2$

$$f(M\text{тс}) = 3,84 E(\text{в/см})n/z. \quad (3)$$

Значения $f_{\text{эксп}}$ [1,4] хорошо согласуются с (3) в смысле зависимости от напряженности поля E и главного квантового числа верхнего уровня n (см. таблицу). Однако для вычисления абсолютного значения f необходимо учитывать, что эффективное поле в пучке $E_{\text{эф}}$, как отмечают сами авторы [4], отличалось от прикладываемавшегося внешнего поля E^* из-за наводок и наличия объемного заряда в пучке. Отметим также, что магнитное поле Земли могло дать $\Delta E \sim 4 \text{ в/см}$.

Конечно $f_{\text{эксп}}$ — представляет лишь эффективное среднее значение, так как интерферирующие штарковские подуровни при $E \sim 50 \text{ в/см}$ не строго эквидистантны. Общая картина биений $I(t)$ определяется большим числом компонент с разными частотами. Если экспериментальные

кривые $I(t)$ преобразовать по Фурье, то из вида спектра $I(\omega)$ и его зависимости от E можно получить более детальную информацию о расщеплении и индивидуальном заселении интерферирующих подуровней, восстановить матрицу плотности $\rho_{bb}^{(o)}$, характеризующую состояние частиц непосредственно после взаимодействия с фольгой, а следовательно уточнить характер и параметры этого взаимодействия для разных ионов (H^+ , H_2^+ , H_3^+) с разными фольгами.

В заключение отметим, что интерпретация опытов такого типа дана нами в [6], а подобных экспериментов с K -мезонами в [7, 8].

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
3 сентября 1968 г.

Литература

- [1] S. Bashkin, W. S. Bickel, D. Fink, R. K. Wangness. Phys. Rev. Lett., 15, 284, 1965.
- [2] R. K. Wangness. Phys. Rev., 149, 60, 1966.
- [3] S. Bashkin, G. Beauchemin. Can. J. Phys., 44, 1603, 1966.
- [4] W. S. Bickel, S. Bashkin. 162, 12, 1967.
- [5] Т.Бете, Э.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960, стр.364.
- [6] Д.А.Варшолович. Препринт, ФТИАН СССР, № 023, 1967.
- [7] M. Gell-Mann, A. Pais. Phys. Rev., 97, 1387, 1955.
- [8] M. Good. Phys. Rev., 106, 591, 1957.