

тификацией природы атомов. Послойное испарение полем позволяет анализировать не только поверхность, но и приповерхностную толщину объекта. С помощью А. з. исследуют разл. задачи физики металлов: упорядочение в сплавах, детальное распределение состава границ раздела фаз, адсорбцию на металлах и нач. стадии хим. реакций (напр., окисление) и т. п. С помощью А. з. решаются вопросы селективного полевого испарения атомов разл. сортов. А. з. используется для изучения процессов ионизации в сильных электрич. полях. При этом были обнаружены новые явления: полевая адсорбция инертных газов (при полях  $\sim 10^8$  В/см); образование комплексных ионов — соединений металла подложки с активными и даже инертными газами; образование многоязычных ионов металлов с кратностью заряда, достигающей до 5—6. А. з. имеет большие перспективы при исследованиях локализации примесей, при изучении строения органич. молекул, при изучении механизмов перемещения адсорбированных положительных атомов на поверхности (см. *Поверхностная диффузия*) и т. п.

Лит.: Мюллер Э. В., Поляк Т. Т., Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980. В. Н. Шредник.

**АТОМНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР** — прибор, позволяющий наблюдать стационарную картину интерференции двух сдвинутых по фазе компонент к.-л. состояния атома. В принципе такое устройство аналогично обычному двухлучевому оптич. интерферометру.

Принцип действия А. и. может быть пояснен следующим примером. Пучок атомов водорода в метастабильном состоянии  $2S_{1/2}$  последовательно проходит через две пространственно разделённые зоны 1 и 2, внутри к-рых атомы подвергаются воздействию неадиабатич. возмущения, вследствие чего становятся возможными их переходы в др. состояния, напр.  $2P_{1/2}$  и  $2P_{3/2}$ . Возмущающим фактором является электрич. поле, локализованное в пространстве между зонами (рис. 1), к-рое резко изменяется на границах, т. е. в пределах каждой

разделяемыми величиной напряжённости электрич. поля  $E$ . На границе зоны 2, где поле убывает до нуля, возникают компоненты пучка, представляющие как состояние  $2S_{1/2}$ , так и состояние  $2P_{1/2}$ , причём каждый из термов  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  даст начало паре таких состояний. По выходе из поля амплитуды (здесь уже собственных) состояний  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  будут определяться амплитудами переходов и разностью фаз между компонентами каждой пары. Эта разность зависит от времени пролёта в поле и от частоты перехода между термами  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , расщеплёнными электрич. полем (*Штарка эффект*). Поскольку величина расщепления определяется напряжённостью поля  $E$ , то при её монотонном изменении в прошедшем пучке будут наблюдаться периодические (происходящие в противофазе) колебания интенсивности потоков  $2S$ - и  $2P$ -атомов, обусловленные интерференцией компонент каждой пары:  $(2S)_1 - (2S)_2$  и  $(2P)_1 - (2P)_2$ . Такое же явление будет наблюдаться при изменении времени пролёта  $t$ , определяемого расстоянием  $l$  между границами поля ( $l \gg d$ ).

Наблюдение картины интерференции можно осуществить измерением потока короткоживущих  $2P$ -атомов. Детектор, расположенный за второй границей, будет регистрировать фотоны, отвечающие переходу  $2P - 1S$ , т. е. головную линию серии Лаймана ( $L_\alpha$ ) с длиной волны 1216 Å. Можно также наблюдать происходящую в противофазе интерференцию  $2S$ -компонент, для чего необходимо пропустить пучок  $2S$ -атомов через дополнительный, электрич. поле, перемишавшее состояния  $2S$  и  $2P$ .

В двухуровневой системе  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$  имеют место переходы между  $S$ - и  $P$ -подуровнями *сверхтонкой структуры* с проекциями  $F_z$  квантового числа суммарного момента  $F$  ядра и электрона, равными 1,0 и  $-1$  (рис. 2). Т. к. разности энергий для переходов с  $F_z = \pm 1$  (согласно *отбору правил*) совпадают, результирующая интенсивность  $2P$ -компоненты пучка будет определяться суммой трёх слагаемых, соответствующих этим переходам:  $I_{2P} = \sum_{i=1}^3 I_i$ . Если положить  $x = \langle d \rangle E / \pi \hbar \delta_H$ , где  $\langle d \rangle$  — матричный элемент перехода  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ , а  $\delta_H$  — *лямбовский сдвиг*, то вероятность выхода  $2P_{1/2}$ -атомов для каждой  $i$ -й компоненты будет определяться выражением вида

$$w_i = \frac{x_i^2}{1+x_i^2} \left[ \operatorname{ch} \frac{\gamma t}{2 \sqrt{1+x_i^2}} - \cos(2\pi t \delta_H \sqrt{1+x_i^2}) \right] \times \exp(-\gamma t/2),$$

где  $\gamma$  — постоянная распада  $2P$ -состояния.

А. и. представляет собой помещённую в вакуум систему из 2 электродов (создающих неадиабатически изменяющееся на границах поле), длина к-рой зависит от скорости атомов пучка и составляет обычно 1—50 см. Особенности тонкой структуры  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ -уровней атомов водорода оптимально проявляются при  $x \sim 1$ , чему соответствует  $E \sim 300$  В/см.

На рис. 3 показаны кривые интерференции компонент  $2P$ -состояния атома водорода (являющейся оптич. аналогом эффекта Пайса—Пиччи для системы  $K^0 - \bar{K}^0$ ; см. *K-мезоны*).

Наблюдение атомных состояний в течение длительного времени при помощи А. и. позволяет осуществить качественно новые эксперименты, поскольку картина интерференции, зарегистрированная в широком интерва-

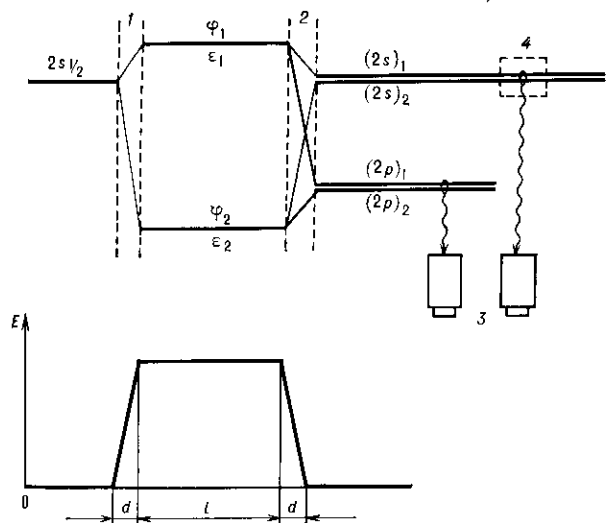


Рис. 1. Схема атомного интерферометра: 1 и 2 — входная и выходная электродные системы; 3 — детекторы  $L_\alpha$ -излучения; 4 — область действия дополнительного электрич. поля.

зоны ширины  $d$ . Для упрощения картины можно ограничиться рассмотрением двухуровневой системы  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ , что оправдано при не слишком сильных полях; в этом случае влияние уровня  $2P_{3/2}$  сказывается слабо и может быть учтено малыми поправками. При пересечении первой границы атомы переходят в суперпозицию собств. состояний  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  с энергиями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , оп-

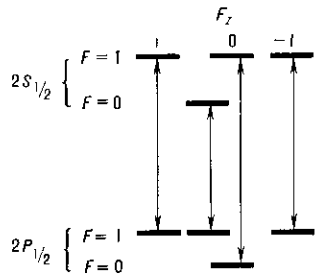


Рис. 2. Сверхтонкая структура  $2S_{1/2}$ -,  $2P_{1/2}$ -уровней атома водорода (масштаб не выдержан).