

При наблюдении в направлении, перпендикулярном E , получаются продольно поляризованные π -компоненты и поперечно поляризованные σ -компоненты. При наблюдении вдоль E π -компоненты отсутствуют, а на месте σ -компонент возникают неполяризованные компоненты. Рассчитанные интенсивности компонент находятся в согласии с опытом. Для линии H_α серии Бальмера (переход $n=3 \rightarrow n=2$) уровень $n=3$ ($l=0, 1, 2$, степень вырождения 9) расщепляется на 5 подуровней, а уровень $n=2$ ($l=0, 1$, степень вырождения 4) на 3 подуровня, переходы между к-рыми дают 15 компонент (8 π -компонент и 7 σ -компонент).

Квадратичный Ш. э. может быть объяснён на основе представлений о поляризуемости атома. В поле E атом приобретает дипольный момент $d = \alpha E$, где α — поляризуемость. Ср. значение этого момента для атома как системы, обладающей центром симметрии, равно нулю, что и обуславливает отсутствие, в общем случае многоэлектронных атомов, линейного Ш. э. Дополнит. энергия атома с дипольным моментом d в поле E равна $V = -(dE)$, что даёт, с учётом работы поляризации для индуцированного дипольного момента $d = \alpha E$, квадратичную зависимость V от E :

$$V = -\frac{1}{2} \alpha E^2.$$

Согласно квантовомеханич. расчёту, для подуровня с заданным значением квантового числа $m = m_j$ дополнит. энергия при квадратичном Ш. э. равна

$$\Delta \epsilon_m = -\frac{1}{2} (A + Bm^2) E^2,$$

где A и B — постоянные. Это и приводит к несимметричной картине расщепления уровней энергии и спектральных линий.

Для молекул вследствие Ш. э. происходит расщепление вращательных уровней энергии, причём для молекул типа симметричного волчка, обладающих пост. дипольным моментом (примером является молекула аммиака NH_3), характерен линейный Ш. э. Для таких молекул методом ЭПР в молекулярных пучках, аналогичным методу ЯМР, могут наблюдаться переходы между подуровнями штарковского расщепления и с большой точностью определяться величины дипольных моментов.

Важный случай Ш. э. — расщепления электронных уровней энергии иона в ионном кристалле (а также примесного иона в молекулярном кристалле, содержащем дипольные молекулы) под действием внутрискристаллич. поля; штарковское расщепление может достигать сотых долей эВ. Этот эффект учитывается в спектроскопии кристаллов и важен для твердотельных лазеров.

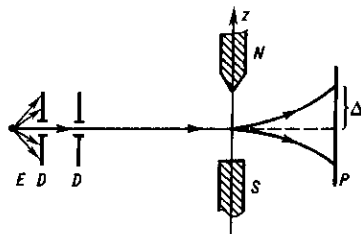
Ш. э. наблюдается и в переменном электрич. поле, причём изменение положения штарковских подуровней может быть использовано для изменения частоты квантового перехода в квантовых устройствах (штарковская модуляция; см., напр., *Микроволновая спектроскопия*). Влияние быстропеременного электрич. поля на уровни энергии атомов (ионов) определяет, в частности, ударное штарковское уширение спектральных линий в плазме (см. *Излучение плазмы*), к-рое позволяет оценить концентрацию в ней заряж. частиц (напр., в атмосферах звёзд).

Лит.: Ельшиевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Соболевман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977; Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960. М. А. Ельшиевич.

ШТУРМА — ГЕРЛАХА ОПЫТ — экспериментальное доказательство квантования проекции магн. момента атома на направление магн. поля. Ш.—Г. о. подтвердил справедливость квантовой теории. Поставлен О. Штерном (O. Stern) и В. Герлахом (W. Gerlach) в 1922. Схема Ш.—Г. о. приведена на рисунке. В вакуумной печи создавался поток атомов серебра, к-рый затем коллимировался двумя диафрагмами D , проходив между полюсами магнита спец. конфигурации, формировавшими неоднородное магн. поле H , и попадал на фотопластинку P .

Согласно классич. представлениям, на атом с магн. моментом M в неоднородном магн. поле действует сила f_z , направленная вдоль магн. поля и перпендикулярно направлению движения атомов пучка:

$$f_z = M_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + M_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z}. \quad (*)$$



Магн. момент атома прецессирует вокруг оси z с ларморовской частотой

$$\Omega = -\frac{eH}{2mc},$$

где e — заряд, m — масса электрона. В Ш.—Г. о. период ларморовской прецессии атома был пренебрежимо мал по сравнению с временем пролёта атома в магн. поле. Поэтому усреднение по времени первых двух членов в (*) обращает их в нуль (т. к. усреднённые по времени проекции магн. момента M_x и M_y на оси x и y равны нулю) и ср. значение $f_z = M_z \partial H / \partial z$. Если справедливо классич. рассмотрение, то проекция M_z будет принимать любые значения от $-|M|$ до $|M|$ и действие магн. поля приведёт к равномерному уширению пучка атомов — на фотопластинке P появилась бы широкая полоса с равномерным распределением интенсивности.

В соответствии с квантовой теорией проекция на направление магн. поля квантована, т. е. принимает лишь определённые (дискретные) значения, причём число возможных значений M_z равно $2J+1$, где J — внутреннее квантовое число полного момента атома. Соответственно в неоднородном магн. поле пучок атомов должен расщепляться на $2J+1$ компоненту.

В Ш.—Г. о. зафиксировано расщепление пучка атомов серебра на две узкие компоненты при отсутствии неколонённого пучка. Результаты, полученные в опыте, позволили сделать выводы, подтверждающие квантовые представления: 1) атом серебра обладает магн. моментом; 2) величина этого магн. момента равна магнетону Бора; 3) проекции магн. момента атома на направление магн. поля могут принимать только дискретные значения. В дальнейшем было установлено, что измеренный в Ш.—Г. о. магн. момент атома серебра возникает благодаря нескомпенсированному спиновому магн. моменту электрона во внеш. электронной оболочке.

Методика Ш.—Г. о. применяется для разделения атомов по их магн. моменту (напр., в экспериментах по определению сверхтонкой структуры уровней энергии изотопов разл. атомов).

Лит.: Gerlach W., Stern O., Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld, «Z. Phys.», 1922, Bd 9, S. 349; Thibault C. et al., Hyperfine structure and isotope shift of the D_2 line of ^{85}Rb and some of their isomers, «Phys. Rev.», 1981, v. 23C, № 6, p. 2720; Сивухин Д. В., Общий курс физики, ч. 1, М., 1986. В. А. Чирков.

ШТУРМА — ЛИУВИЛЛЯ ЗАДАЧА — задача, порождённая на конечном или бесконечном интервале (a, b) изменением переменной x уравнением

$$-\frac{d}{dx} \left(p(x) \frac{dy}{dx} \right) + l(x)y = \lambda r(x)y \quad (1)$$

и нек-рыми граничными условиями, где $p(x)$ и $r(x)$ положительны, $l(x)$ действительна, а λ — комплексный параметр. Начало глубокому изучению этой задачи положили