

пока недостижимы в земных условиях, но существуют на поверхности сверхплотных звёзд.

Комптовское рассеяние происходит также на др. заряж. частицах, в частности на протоне, однако вследствие большой массы протона эффект заметен лишь при очень высоких энергиях γ -квантов.

Комптовское рассеяние используется в исследованиях γ -излучения атомных ядер, а также для измерения поляризуемости элементарных частиц и ядер и лежит в основе принципа действия некоторых *гамма-спектрометров*.

Лит.: Шпольский Э. В., Атомная физика, 7 изд., т. 1—2, М., 1984; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Денг К., Астрофизические формулы, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле, М., 1979. М. В. Терентьев.

К. э. на связанном электроне. В рассеянии фотона связанным (атомным или молекулярным) электроном, в отличие от случая рассеяния на свободном электроне, выделяют три след. канала: рэлеевское рассеяние, при к-ром состояние мишени не меняется; *комбинационное рассеяние света*, в результате к-рого мишень переходит в др. связанное состояние; комптовское рассеяние, сопровождающееся ионизацией.

Эффект связи электрона в атоме в нач. состоянии приводит в процессе комптоновской ионизации к уширению комптоновской линии, т. е. к появлению распределения по частотам $\omega' = 2\pi\nu'$ вылетающих фотонов при фиксированном угле рассеяния θ [1]. Взаимодействие электрона с ионным остатком в конечном состоянии приводит к сдвигу максимума комптоновской линии в сторону высоких частот, тем большему, чем больше энергия связи $|\mathcal{E}_{св}|$. При любых нач. энергиях фотона ширина комптоновской линии $\Delta\omega'$ пропорц. $\sqrt{|\mathcal{E}_{св}|}$. В нерелятивистской области энергий $\Delta\omega'$ пропорц. частоте ω налетающего фотона, $\Delta\omega' \approx \alpha Z_{эфф} \omega \sin(\theta/2)$, а сдвиг её максимума порядка $|\mathcal{E}_{св}|$ [$\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $Z_{эфф}$ — эфф. заряд ядра (в единицах элементарного заряда e) для рассматриваемой электронной оболочки].

В области энергий $\hbar\omega \gg \alpha Z_{эфф} m_e c^2$ электрону в процессе комптоновской ионизации передаётся энергия, значительно ббльшая энергии связи в атоме. Это позволяет интерпретировать рассеяние фотона как процесс, происходящий на свободном электроне, имеющем точно такое же распределение по импульсам, как в связанном состоянии. Такое рассмотрение в рамках импульсного приближения является теоретич. основой нерелятивистского метода изучения электронной структуры атомов, молекул и кристаллов — метода *комптоновских профилей* [2].

В области энергий $\hbar\omega, \hbar\omega' \ll m_e c^2$ амплитуда комптон-эффекта на слабо связанном ($|\mathcal{E}_{св}| \ll \hbar\omega, \hbar\omega'$) электроне описывается диаграммой Фейнмана типа «чайка» (рис. 3), в к-рой оператор взаимодействия \hat{V}

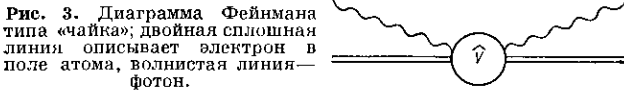


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана типа «чайка»; двойная сплошная линия описывает электрон в поле атома, волнистая линия — фотон.

выражается через волновые векторы k, k' и поляризации e, e' падающего и рассеянного фотонов и оператор импульса \hat{p} :

$$\hat{V} = \exp\{i(k - k')r\} (\hat{A}_0 + \hat{A}_1 + \hat{A}_2),$$

$$\hat{A}_0 = ee',$$

$$m_e c \hat{A}_1 = (c/\omega') (ek') (e' \hat{p}) + (c/\omega) (e'k) (e \hat{p}),$$

$$2m_e c^2 \hat{A}_2 = \hbar\omega [ee'] \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3,$$

γ_i ($i=1, 2, 3$) — Дирака матрицы, $\gamma = (\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$.

В области энергий $\alpha Z_{эфф} m_e c^2 \geq \hbar\omega \gg |\mathcal{E}_{св}|$ на сечение К. э. определяющее влияние оказывает взаимодействие электрона с ионным остатком в конечном состоянии, т. к. из-за приближённого выполнения зако-

на сохранения импульса (узости комптоновской линии и малости её сдвига) вылетающий электрон обладает в среднем относительно малой энергией. При таких энергиях фотонов процесс комптоновской ионизации интерпретируется как «встряска» типа рассеяния (см. *Внезапных возмущений метод*). В соответствии с концепцией «встряски» [3, 4] гл. характеристикой угл. распределения рассеянных фотонов в К. э. на связанном электроне $d\sigma_{связ}/d\omega'$ является подходящим образом выбранный «встряточный» параметр [2]:

$$N = \frac{\hbar\omega \sqrt{1+b^2-2b \cos \theta}}{\alpha Z_{эфф} m_e c^2 b},$$

где $b = 1 + (1 - \cos \theta) \hbar\omega / m_e c^2$. Величинами параметра N определяются отношения эфф. сечений $(d\sigma_{связ}/d\omega') / (d\sigma_{своб}/d\omega')$, показанных для К-электронов на рис. 4.

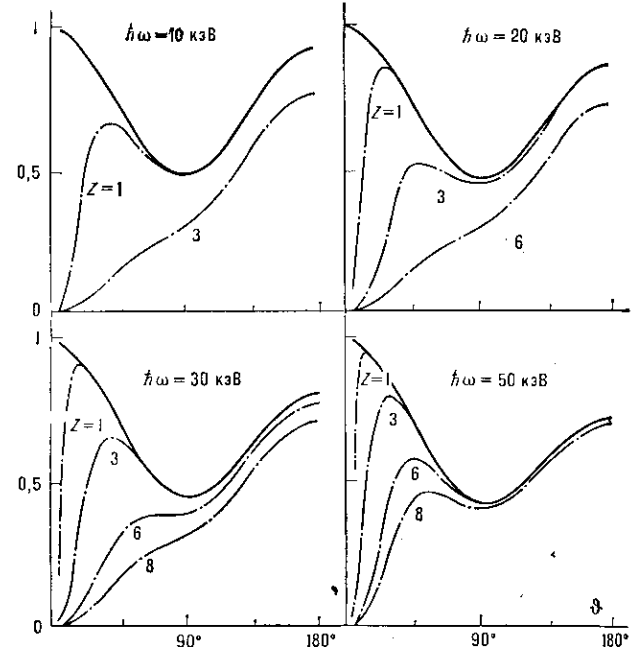


Рис. 4. Угловые распределения рассеянных фотонов $(d\sigma_K/d\omega') r_e^2$ в процессе комптоновской ионизации К-оболочек лёгких элементов (штрих-пунктирные линии; $r_e = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона); сплошные линии — расчёт по формуле Клейна — Нишины.

Эти отношения как ϕ -ции параметра N оказываются универсальными не только для К-электронов, но и для каждой конкретной атомной оболочки.

В связи с прогрессом лазерной техники в ряде исследований ставятся вопросы о влиянии сильных эл.-магн. полей на разл. элементарные атомные процессы. Имеется целый класс эффектов вынужденного поглощения или испускания фотонов внеш. лазерного поля, происходящих на фоне осн. процесса, к-рым может быть фотонионизация, комптоновская ионизация, торможение электрона на атоме и т. д. [4]. В области параметров, где сечения этих вынужденных процессов велики, они могут быть интерпретированы как процессы «встряски». В случаях, когда параметр N не содержит постоянной Планка (напр., в процессах испускания и рассеяния фотонов классич. электроном), вынужденные эффекты имеют классич. объяснение при любом числе испускаемых (поглощаемых) лазерных фотонов. Так, процесс комптоновского рассеяния жёсткого фотона с энергией $\hbar\omega \ll m_e c^2$ на электроне, помещённом в интенсивное низкочастотное (с частотой $\ll \omega$) лазерное поле, с классич. точки зрения описывается как высокочастотное излучение электрона, находящегося в поле двух эл.-магн. волн [4].