

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ АТОМА, ВЫЗВАННОМ БЫСТРО ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Е. А. МУЗЫЛЕВ

Оцениваются эффекты сдвига спектральных линий при вынужденных переходах, индуцированных в атоме пролетающей мимо него быстрой заряженной частицей; выявляются их зависимости от скорости частицы; находятся вероятности указанных переходов.

Вопросам, связанным с излучением, возникающим при движении частиц в веществе, посвящено значительное число работ [1], [2], [3]. Как правило, рассматривается излучение, обусловленное взаимодействием пучка частиц с множеством атомов. В данной работе обсуждается вопрос об излучении единичного атома, индуцированном быстрой заряженной частицей. Электромагнитное поле частицы, пролетающей вблизи атома, вызывает смещение его энергетических уровней и, кроме того, индуцирует переходы между этими уже смещенными уровнями, причем частоты излучаемых при этом фотонов ω оказываются отличными от частот спонтанного излучения ω_0 . Целью настоящей работы является оценка зависимости сдвига частот $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ от скорости пролетающей частицы.

Для описания рассматриваемого процесса удобно использовать представление Фарри, в котором оператор атомного электрона ψ описывается нерелятивистским уравнением

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left\{ \frac{p^2}{2\mu} + U_{\text{кул}} \right\} \psi,$$

где $U_{\text{кул}}$ — кулоновский потенциал ядра (мы считаем ядро бесконечно тяжелым), а S -матрица удовлетворяет уравнению

$$i\hbar \frac{\partial S}{\partial t} = HS,$$

где гамильтониан H можно разбить на две части:

$$H = H_{\text{кв}} + H_{\text{кл}}. \quad (1)$$

$H_{\text{кв}}$ описывает действие на атом электромагнитного поля пролетающей частицы — это поле задается классическими потенциалами. Поскольку нас будет интересовать случай, когда пролетающая мимо атома частица является ультрарелятивистской, ее ускорением можно пренебречь, что позволяет использовать известные выражения для полей и потенциалов равномерно движущегося заряда. Тогда

$$H_{\text{кл}} = - \int d^3x \bar{\psi}(\vec{x}t) \left\{ \frac{e}{\mu c} \vec{p} \vec{A}_{\text{кл}} + \vec{\varepsilon} \vec{d} \right\} \psi(\vec{x}t),$$

где $\vec{\varepsilon}$ — электрическое поле быстрой частицы; $\vec{A}_{\text{кл}}$ — вектор-потенциал ее поля; $\vec{d}$ — электрический дипольный момент атома.

$$\vec{A}_{\text{кл}} = \frac{e\vec{v}}{R^*c}; \quad \vec{\varepsilon} = \frac{e\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\vec{R}}{R^{*3}}$$

$$\vec{R} = \{0, b, vt\}; \quad \vec{R}^* = \left\{0, b\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, vt\right\}.$$

Вторая часть гамильтониана, учитывающая взаимодействие электрона с квантованным полем фотонов, равна

$$H_{\text{кв}} = -\frac{e}{\mu c} \int d^3x \bar{\psi}(\vec{x}t) \vec{p} \vec{A}_{\text{кв}} \psi(\vec{x}t),$$

где $\vec{A}_{\text{кв}}$ — обычные операторы свободного электромагнитного поля.

Для вычисления сдвигов уровней используем следующее выражение

$$\Gamma = \langle \Psi_n^+ | S^+ (\int d^3x T^{00}) S | \Psi_n \rangle - \langle \Psi_n^+ | S^+ (\int d^3x T^{00}) S | \Psi_n \rangle |_{H_{\text{кл}}=0}, \quad (2)$$

где в качестве $|\Psi_n\rangle$ берутся одноэлектронные состояния $\bar{g}_n^0 | 0 \rangle$, а $T^{00} = \hbar \sum_k \alpha_k^+ \alpha_k^- \omega_k$.

S -матрицу будем вычислять по теории возмущений. Это возможно, когда гамильтониан взаимодействия рассматривается как возмущение ($U_{\text{кул}} > V_{\text{кл}}$ или $\left|\frac{e^2}{r}\right| > |\vec{\varepsilon}d|$). Расчет дает для прицельного состояния примерную оценку $b > 5 \cdot 10^{-8}$ см (энергия налетающей частицы имеет значение порядка 70 GeV). Основной вклад в сдвиги при вынужденных переходах получим во втором порядке. В этом приближении

$$\begin{aligned} \Gamma = & \langle \Psi_n^+ | S^{(1)+} (\int d^3x T^{00}) S^{(1)} | \Psi_n \rangle + \\ & + \langle \Psi_n^+ | S^{(2)+} (\int d^3x T^{00}) S^{(2)} | \Psi_n \rangle - \\ & - \langle \Psi_n^+ | S^{(1)+} (\int d^3x T^{00}) S^{(1)} | \Psi_n \rangle |_{H_{\text{кл}}=0}. \end{aligned} \quad (3)$$

Слагаемые, у которых в обкладках стоят члены разных порядков в разложении S -матрицы по теории возмущений, не дают вкладов в сдвиг. В силу структуры гамильтониана взаимодействия (1) выражение (3) принимает вид

$$\begin{aligned} \Gamma = & \langle \Psi_n^+ | \left(\frac{i}{\hbar} \right) \int H_{\text{кв}} dt \left(\int d^3x T^{00} \right) \left(\frac{-i}{\hbar} \right) \int H_{\text{кв}} dt | \Psi_n \rangle + \\ & + \langle \Psi_n^+ | \left(\frac{i}{\hbar} \right)^2 \left\{ \int H_{\text{кл}} dt \int H_{\text{кв}} dt_1 + \int H_{\text{кв}} dt \int H_{\text{кл}} dt_1 \right\} \left(\int d^3x T^{00} \right) \left(\frac{-i}{\hbar} \right)^2 \times \\ & \times \left\{ \int H_{\text{кв}} dt \int H_{\text{кл}} dt_1 + \int H_{\text{кл}} dt \int H_{\text{кв}} dt_1 \right\} | \Psi_n \rangle - \langle \Psi_n^+ | \left(\frac{i}{\hbar} \right) \int H_{\text{кв}} dt \left(\int d^3x T^{00} \right) \times \\ & \times \left(\frac{-i}{\hbar} \right) \int H_{\text{кв}} dt | \Psi_n \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

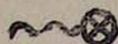
Первый и последний члены описывают сдвиги уровней при спон-

танных переходах (в силу (2) они взаимно уничтожаются), а остальные — сдвиги при вынужденных переходах.

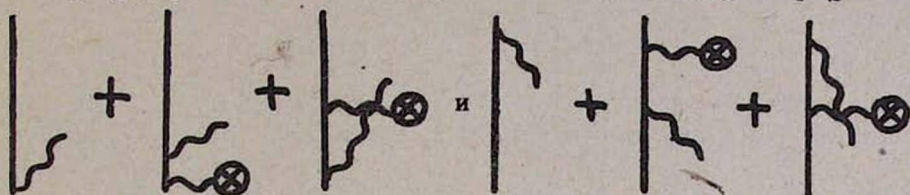
Представим (4) графически [ср. [4]]:

$$\Gamma = \text{[diagram 1]} + \text{[diagram 2]} + \text{[diagram 3]} + \text{[diagram 4]} + \text{[diagram 5]} + \text{[diagram 6]} \quad (4a)$$

Здесь сплошная линия обозначает электрон, волнистая — фотон, а

 — классическое взаимодействие с движущейся частицей. Гра-

фики (4a) получаются при соединении двух диаграмм Фейнмана, соответствующих разложениям матриц S и S^+ и описывающих процессы



Как и в (4), первая и последняя „диаграммы“ соответствуют сдвигу при спонтанных переходах.

Для фотонных операторов используем дипольное приближение, т. е. пренебрегаем членами $\vec{K}\vec{X}$ в экспоненте.

Оцениваются сдвиги при вынужденных переходах, обусловленных классическим взаимодействием атома с продольной и поперечной компонентами кулоновского поля частицы и классическим взаимодействием с ее вектор-потенциалом:

$$\begin{aligned} \text{а)} \quad & V_{\text{кл}} = -\varepsilon_{\text{продольн.}} \cdot d_z; \\ \text{б)} \quad & V_{\text{кл}} = -\varepsilon_{\text{поперечн.}} \cdot d_y; \\ \text{в)} \quad & V_{\text{кл}} = -\frac{e}{\mu c} \vec{p} \vec{A}_{\text{кл.}} \end{aligned} \quad (5)$$

Не будем выписывать все считавшиеся выражения; приведем для примера одно из них — выражение для сдвига при взаимодействии с поперечной частью кулоновского поля (напр., для второго графика в (4a)):

$$\begin{aligned} & \frac{2\pi e^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^2 b^3}{\hbar^2 \mu^2 L^3} \cdot \sum_{\hbar n_1, n_2, n_3} J_{n_1, n_2}^* P_{n_2, n_3}^* P_{n_3, n_1}^* J_{n_1, n_2} (1 + \cos^2 \theta) \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i \left(\frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{\hbar} + \omega - \frac{i\Gamma_{n_2}}{2} \right) t} dt \times \end{aligned} \quad (6)$$

$$\times \int_{-\infty}^t \frac{e^{-i \left(\frac{E_{n_2} - E_n}{\hbar} + \frac{\Gamma_{n_2}}{2} \right) t_1} dt_1}{\sqrt{\left\{ v(t_1)^2 + b^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \right\}^3}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i \left(\frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{\hbar} + \omega + \frac{i\Gamma_{n_1}}{2} \right) t_1} dt_2 \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{t_3} \frac{e^{i \left(\frac{E_{n_1} - E_n}{\hbar} - \frac{i\Gamma_{n_1}}{2} \right) t_3} dt_3}{\sqrt{\left\{ (vt_3)^2 + b^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \right\}^3}}.$$

$P_{nm} = \int \varphi_n^*(\vec{x}) p_y \varphi_m(\vec{x}) d^3x$, причем $P_{nm} = 0$ $m = n$ (при излучении диагональные переходы исключаются из рассмотрения);

$$J_{nm} = e^2 \int \varphi_n^*(\vec{x}) \cdot r_y \cdot \varphi_m(\vec{x}) d^3x.$$

Оценка матричных элементов производится с учетом соответствующих правил отбора. Временные интегралы в (6) оцениваются приближенно.

Считается, что эффективное время взаимодействия $\tau_{\text{вз}} = \frac{b \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{v}$, где

b — прицельное расстояние, а v — скорость частицы. В зависимости от соотношения между vt и $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} b$ выражение $\sqrt{\left\{ (vt)^2 + b^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \right\}^3}$

заменяется на $(vt)^3$ или $b^3 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{3/2}$, после чего и вычисляются ин-

тегралы. Максимальный вклад в сдвиг дает член суммы (6), описывающий переходы с основного на первый возбужденный уровень. Так как нас интересует лишь оценка порядка величины эффекта, мы можем удерживать из суммы (6) лишь этот член.

При пролете заряженной частицы мимо атома последний возбуждается не при всех значениях скорости частицы, а лишь начиная с 10^8 см/сек. Это обусловлено тем, что для меньших значений скорости

не выполняется условие $\frac{E_m - E_n}{\hbar} \cdot \frac{a_0}{v} \leq 1$, где a_0 — боровский радиус,

подынтегральные выражения в (6) многократно осциллируют за время эффективного столкновения и полный вклад близок к нулю [5].

Остальным графикам (4а), как и их сумме, отвечают выражения, аналогичные (6) по структуре — они отличаются лишь порядком интегрирования по времени или индексами квантовых чисел. Для других рассмотренных видов классического взаимодействия выражения для сдвига имеют похожий вид (с точностью до численных множителей, матричных элементов и правил отбора). При численных оценках берется значение $b = 10^{-7}$ см. Расчеты, основанные на применении метода Вильямса—Вейцзеккера, который уже учитывает усреднение по

прицельному параметру, приводят к результатам, весьма близким к полученным при данном значении прицельного параметра.

Интегралы по энергии обрезаются на верхнем пределе. Этот предел находится из кинематического расчета рассеяния частицы на атоме с последующим излучением [6]. Для максимальной энергии фотона в Λ -системе расчет, учитывающий отдачу атома, приводит к выражению

$$E_{\text{т макс}} = \frac{M_a c^2 (E - mc^2)}{\sqrt{m^2 c^4 + 2EM_a c^2 + M_a^2 c^4}},$$

где E — полная энергия налетающей частицы, m — ее масса, а M_a — масса атома.

Полученные результаты для сдвигов уровней при вынужденных переходах таковы (в eV):

Значения скорости в см/сек	10^8	10^9	$5 \cdot 10^9$	10^{10}	$2 \cdot 10^{10}$	Энергия 70 GeV Скорость $\sim c$
Взаимодействие с продольной компонентой кулоновского поля (5а)	$1,31 \cdot 10^{-3}$	$0,90 \cdot 10^{-3}$	$4,77 \cdot 10^{-5}$	$2,09 \cdot 10^{-5}$	$4,00 \cdot 10^{-6}$	~ 0
Взаимодействие с поперечной компонентой кулоновского поля (5б)	$\approx 1,5 \cdot 10^{-4}$	$0,91 \cdot 10^{-3}$	$0,756 \cdot 10^{-3}$	$1,86 \cdot 10^{-5}$	$0,463 \cdot 10^{-5}$	$0,205 \cdot 10^{-5}$
Взаимодействие с продольной и поперечной компонентами кулоновского поля (5а и 5б)	$\approx 1,46 \cdot 10^{-3}$	$1,81 \cdot 10^{-3}$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$3,95 \cdot 10^{-5}$	$0,863 \cdot 10^{-5}$	$0,205 \cdot 10^{-5}$

Для релятивистской и ультрарелятивистской областей энергий выражение для сдвига частот, обусловленного взаимодействием (5б), получается таким:

$$\frac{4\pi}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) 4 \left[\left(\frac{E_{n_1} - E_n}{\hbar} \right)^2 + \frac{\Gamma_{n_1}^2}{4} \right] |J_{nn_1}|^2 |P_{n_1 n}|^2}{\hbar (\mu c)^2 v^4} \times$$

$$\times \int \frac{\omega^4 \left\{ H_1^{(1)} \left(i\omega \frac{b \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{4} \right) \right\}^2 d\omega}{\left\{ \left(\omega t \frac{E_{n_1} - E_n}{\hbar} \right)^2 + \frac{\Gamma_{n_1}^2}{4} \right\} \left\{ \left(\omega - \frac{E_{n_1} - E_n}{\hbar} \right)^2 + \frac{\Gamma_{n_1}^2}{4} \right\}}, \quad (7)$$

где Γ_{n_1} — естественная ширина линии, ω — масса электрона, v — скорость частицы. Выражение (7) упрощается при использовании асимптотик функций Ханкеля $H_1^{(1)}(iz)$ при $z \rightarrow 0$. Если учесть, что подынтегральное

ральное выражение имеет резонансный вид, то $\Delta\omega$ может быть представлено в виде

$$\frac{32}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{|J_{an}|^2 |P_{n,l}|^2}{\hbar^3 (\mu c^2) v^2 b^2} \cdot \frac{(E_{n_1} - E_n)^2}{\Gamma_{n_1}} \quad \text{при } v \geq 10^{10}. \quad (8)$$

Таким образом, $\Delta\omega \sim \frac{1}{v^2}$.

Для взаимодействия (5а) вклад в $\Delta\omega$ в релятивистской области энергии в несколько раз меньше, а в ультрарелятивистской — исчезающе мал. Сдвиг при взаимодействии с вектор-потенциалом частицы (5в) хотя и растет при увеличении скорости налетающей частицы, но даже и для значений скорости, близких к скорости света, примерно в 50 раз меньше выписанного.

Для сдвигов при спонтанных переходах получается величина порядка $4 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$.

Мы рассматриваем сдвиги частот излучения при переходах с первого возбужденного уровня на основной. Если бы излучение происходило с других уровней (с меньшей $E_m - E_n$), то граница возбуждения атома для скорости спустилась бы ниже, а соответствующие значения сдвига (для этих значений скорости) несколько увеличились бы.

Вклад в полную вероятность излучения для взаимодействия с продольной и поперечной компонентами кулоновского поля (расчет ведется по той же схеме) получается следующим:

Значения скорости в см/сек	10^8	10^9	$5 \cdot 10^9$	10^{10}	$2 \cdot 10^{10}$	Энергия 70 GeV Скорость $\sim c$
Значения полной вероятности	$(1,47 \div 1,52) \cdot 10^{-4}$	$1,82 \cdot 10^{-4}$	$1,24 \cdot 10^{-5}$	$3,96 \cdot 10^{-6}$	$0,87 \cdot 10^{-6}$	$0,205 \cdot 10^{-6}$

Как видно из таблиц, значения сдвигов оказываются пропорциональными значениям полной вероятности. Это может быть показано и в общем виде при рассмотрении двухуровневой задачи.

Для количества фотонов, рождающихся при пролете быстрой частицы через цилиндр радиуса b и длиной 10 см, получаем следующие результаты:

Значения скорости в см/сек	10^8	10^9	$5 \cdot 10^9$	10^{10}	$2 \cdot 10^{10}$	Энергия 70 GeV Скорость $\sim c$
Количество фотонов	$(2,48 \div 2,55) \cdot 10^3$	$3,07 \cdot 10^3$	$2,09 \cdot 10^3$	$6,79 \cdot 10^1$	$1,47 \cdot 10^1$	$0,347 \cdot 10^1$

Проведенные расчеты показывают, что ширина линий рассматриваемых вынужденных переходов имеет тот же порядок, что и ширина линий при спонтанных переходах. Физически это обусловлено тем, что

эффективное время взаимодействия $\tau_{\text{вз}} = \frac{b \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{v} \ll \frac{h}{E_n - E_m}$ — характерного внутриатомного времени, и атом не успевает излучить за эффективное время столкновения. Форма линии излучения, возникающего при прохождении заряженных частиц через вещество, может быть изменена за счет целого ряда не учитывавшихся в работе эффектов. Основную роль среди них играет эффект Доплера. Однако доплеровское уширение можно исключить, рассматривая в качестве „мишени“ монохроматизированные атомные пучки.

Итак, проведенные расчеты указывают на наличие сдвигов уровней при вынужденных переходах и выявляют примерные зависимости этих сдвигов от скорости заряженной частицы. Вычисленные сдвиги для значений скорости, близких к скорости света, имеют тот же порядок (максимум на порядок меньше), что и лэмбовский сдвиг. Это указывает на принципиальную возможность использования спектроскопической методики для определения энергии быстро летящих заряженных частиц по сдвигам частот вынужденного излучения, если скорость частицы не очень близка к скорости света.

Московский гос. ун-т

Поступила 30.IV. 1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
2. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
3. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
4. В. И. Григорьев, Е. А. Музыль, Вестник Московского ун-та, серия физика, астрономия № 2, 101 (1969).
5. А. С. Давыдов, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
6. А. М. Балдин, В. И. Гольданский, И. А. Розенталь, Кинематика ядерных реакций, М., Физматгиз, 1959.
7. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956.
8. Э. Ферми, Ядерная физика, М., ИЛ, 1951.

ԱՐԱԳ ՇԱՐԺՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿԻ ԿՈՂՄԻՑ ԳՐԳՈՎԱՆ ԱՅՈՒՄԻ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ե. Լ. ՄՈՅԻԼԵՎ

Դիտարկվում է արագ շարժվող մասնիկի կողմից զրգույած ատոմի ստիպողական ճառագայթման սպեկտրալ գծերի տեղաշարժման կախումը մասնիկի արագությունից:

ON THE RADIATION OF ATOM, CAUSED BY RAPIDLY MOVING CHARGED PARTICLE

E. L. MOOZYLEV

The effects of the displacement of spectral lines at forced transitions, induced by fast charged particle, are estimated. The dependences of these displacements on particle speed are revealed; the probabilities of given transitions are found.