# РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВБЛИЗИ К-КРАЯ ПОГЛОЩЕНИЯ

## В. А. АРАКЕЛЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

В работе учтено влияние рассеяния вблизи К-края на образование рентгеновского переходного излучения.

Теория рентгеновского переходного излучения, как макроскопическая (см., напр., [1]), так и микроскопическая [2], хорошо известна. Однако обычно в расчетах всегда имеются в виду частоты, много превышающие атомные, и поэтому дивлектрическая постоянная среды имеет вид  $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ , где  $\omega_0$ -плазменная частота среды. С другой стороны, в тео-

рии рассеяния свободных рентгеновских лучей известно (см., напр., [3]), что вблизи собственных атомных частот необходимо учитывать характерную дисперсию среды. Ясно, что аналогичный учет следует произвести и в случае генерации рентгеновского переходного излучения быстрой заряженной частицей. В настоящей работе рассматривается этот вопрос вблизи краев поглощения, находящихся в рентгеновской области, и соответствующих, как известно, переходу внутренних электронов атомов вещества в непрерывный спектр. Ввиду того большого интереса, который проявляется в последнее время к рентгеновскому переходному излучению в связи с проблемой регистрации и распознавания заряженных частиц высоких энергий (см., напр., [4]), рассмотрение, проведенное в настоящей работе, может иметь практическое значение.

1. Спектральное распределение числа рентгеновских переходных квантов, образуемых при пролете ультрарелятивистской заряженной частицы с зарядом е и лоренц-фактором  $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ через пластину с толщиной *а*, определяется формулой [1]

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{2|\varepsilon(\omega)-1|^2}{137 \pi \omega} \int_0^{\infty} \frac{\vartheta^3 \left[1+e^{-2\mu a}-2 e^{-\mu a} \cos Y\right]}{(\gamma^{-2}+\vartheta^2)^2 |\vartheta^2+\gamma|^2} d\vartheta, \qquad (1)$$

где

$$\eta = \gamma^{-2} + 1 - \varepsilon(\omega), \quad \varepsilon(\omega) = z' + i\varepsilon'', \quad (2)$$

$$\mu = \frac{3c}{2c}$$
 — линейный коэррициент поглощения по амплитуде поля,

$$Y = (\vartheta^{c} + 1 - \varepsilon' + \gamma^{-2}) \frac{a\omega}{2v}$$
,  $\vartheta$  — угол излучения.

В рентгеновской области имеем

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_0^{2\alpha}} (1 + \Delta),$$

(3)

где величина  $\Delta$  описывает отклонение от обычного закона  $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ , обусловленное наличием энергии связи электронов в атомах. Величина  $\Delta$  зависит от частоты и имеет вид [3]

$$\Delta = \Delta' + i\Delta'',\tag{4}$$

$$\Delta' = \sum_{j} \Delta'_{j} = \frac{1}{Z} \sum_{j} \int_{\omega_{j}}^{\infty} \frac{u^{2} \left(\frac{dg_{j}}{d\omega}\right)_{\omega} du}{\omega^{2} - u^{2}}, \qquad (5)$$

$$\Delta'' = \sum_{j} \Delta'_{j} = -\frac{\pi \omega}{2Z} \sum_{j} \left(\frac{dg_{j}}{d\omega}\right)_{\omega}$$
 (6)

Эдесь Z—атомный номер элемента вещества (для простоты мы предполагаем, что вещество состоит из атомов одного сорта),  $\omega_j$  — частота, соответствующая *j*-му краю поглощения ( $j = K, L, M, \cdots$ ),  $(dg_j/d\omega)_{\omega}$  — «плотность осцилляторов», соответствующая *j*-краю и частоте  $\omega \ge \omega_j$ . Суммирование в формулах (5) и (6) производится по всем  $j = K, L, M, \ldots$ 

Можно показать [3], что в том случае, когда частотная зависимость атомного коэффициента поглощения, обусловленного электронами *j*-ой оболочки, пропорциональна  $\omega^{-3}$ , величины  $\Delta'_j$  и  $\Delta'_j$  имеют вид

$$\Delta'_{j} = \frac{g_{j}}{Z} \frac{\ln \left| \frac{\omega^{2}}{\omega_{j}^{2}} - 1 \right|}{\omega^{2}/\omega_{j}^{2}}, \qquad (7)$$

$$\Delta_{j}^{*} = \begin{cases} -\frac{g_{j}\pi}{Z}\frac{\omega_{j}^{2}}{\omega^{2}} & \text{если } \omega > \omega_{j}, \\ 0 & \text{если } \omega \leqslant \omega_{j}, \end{cases}$$
(8)

где  $\frac{g_j}{Z} = 2 c \mu_j \omega_j / \pi \omega_0^2$ ,  $\mu_j$  — линейный коэффициент поглощения по амплитуде поля на частоте  $\omega_j$ .

2. Из формулы (1) видно, что при

$$\theta^2 > \theta_{\max}^2 \gg \max{\{\gamma^{-2}, \eta\}}$$

вкладом подынтегральной функции можно пренебречь. Другими словами, достаточно рассматривать подынтегральную функцию только в области  $\vartheta \leqslant \vartheta_{max}$ . В том случае, когда

$$\frac{a\omega}{2v}\,\vartheta_{\max}^2\ll 1,$$

или, что то же самое,

$$\frac{a\omega}{2v\gamma^2} \ll 1, \quad \frac{a\omega_0^2}{2v\omega} \ll 1$$

(9)

В. А. Аракелян и др.

122

$$\cos Y \approx \cos h - \frac{a\omega}{2v} \vartheta^2 \sin h, \qquad (10)$$

где

$$h = \frac{a\omega}{2v} (1 - \varepsilon' + \gamma^{-2}). \tag{11}$$

Тогда интеграл в (1) легко вычислить и в результате получаем

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{e^{-\mu a}}{137 \pi \omega |1 - \varepsilon(\omega)|^2} \left\{ (\operatorname{ch} \mu a - \cos h) \left| A_1 \ln \left( \gamma^4 |\gamma|^2 \right) - 2|1 - \varepsilon(\omega)|^2 + \frac{2 (D_1 + A_1 \operatorname{Re} \gamma)}{\varepsilon''} \left( \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Re} \gamma}{\varepsilon''} \right) \right] + (12)$$

$$+\frac{a\omega}{2v}\sin h\left[A_{2}\ln\left(\gamma^{4}|\eta|^{2}\right)+\frac{2|1-\varepsilon\left(\omega\right)|^{2}}{\gamma^{2}}+\frac{2(D_{2}+A_{2}\operatorname{Re}\eta)}{\varepsilon''}\times\right.\\\left.\times\left(\frac{\pi}{2}-\operatorname{arctg}\frac{\operatorname{Re}\eta}{\varepsilon''}\right)\right]\right\},$$

$$A_{1} = 2\gamma^{-2} (1 - \varepsilon') + (1 - \varepsilon')^{2} + \varepsilon''^{2}, \quad D_{1} = -2 |\eta|^{2} (1 - \varepsilon'),$$

$$A_{2} = -2\gamma^{-2} [\gamma^{-2} (1 - \varepsilon') + (1 - \varepsilon')^{2} + \varepsilon''^{2}], \quad D_{2} = |\eta|^{2} A_{1}.$$
(13)

Если же неравенства (9) не имеют места, то для вычисления спектра излучения  $\frac{dN}{d\omega}$  необходимо пользоваться формулой (1).

3. Для иллюстрации роли дополнительного рассеяния, обусловленного наличием края поглощения, нами произведен численный расчет спектра  $\frac{dN}{d\omega}$ . рентгеновского переходного излучения, образованного в пластине из меди. Значения коэффициента поглощения рентгеновских квантов разных энергий взяты из [5] (см. также [6]) и приведены на рис. 1. В расчете учитывался только K-край, соответствующий  $\omega_K = 8,982$  Kss. Результаты расчетов для  $a = 10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  и  $10^{-2}$  см и  $\gamma = 10^3$ ,  $10^4$  и  $10^5$  приведены на рис. 2-7На этих рисунках пунктирными линиями обозначены спектры без учета дополнительного рассеяния, обусловленного K-краем, а сплошными линиями обозначены спектры с учетом дополнительного рассеяния.

Из приведенных результатов видно, что, как и следовало ожидать, дополнительное рассеяние играет существенную роль вблизи К-края (см. рис. 5—7). Однако даже в областях, не являющихся непосредственной окрестностью К-края, указанное дополнительное рассеяние может играть заметную роль.

Действительно, из формулы (1) видно, что влияние рассеяния вблизи К-края будет существенно, если

$$\left|\frac{a\omega_n^2}{2\,\upsilon\omega}\,\Delta'\right|\gtrsim 1.\tag{14}$$



Рис. 1. Зависимость массового коэффициента поглощения по интенсивности в меди от энергии рентгеновских квантов.



Рис. 2. Частотный спектр рентгеновского переходного излучения, образованного в пластине меди с толщиной  $a = 10^{-4}$  см. Сплошные кривые соответствуют случаю учета рассеяния, обусловленного *К*-краем, пунктирные кривые — без учета такого рассеяния.

С другой стороны, член cos Y в формуле (1) может вообще не играть никакой роли при сильном поглощении. Поэтому наряду с условием (14) необходимо также потребовать, чтобы

Таким образом, влияние рассеяния вблизи К-края существенно при выполнении условий (14) и (15), что хорошо видно из рис. 3, 4, 6 и 7.

(15)





В том же случае, когда

$$\left. \frac{\alpha \omega_0^2}{2 v \omega} \Delta' \right| \ll 1, \tag{16}$$

член с соз У в формуле (1) можно разложить по этому малому параметру. В результате мы получим поправочное слагаемое, которое имеет отрицатель-

124

#### РПИ вблизи К-края поглощения





Рис. 5. Участки рис. 2 для  $\alpha = 10^{-4}$  см в более крупном масштабе вблизи К-края. Цифры 1, 2, 3 соответствуют  $\gamma = 10^3$ , 10<sup>4</sup>, 10<sup>5</sup>.

Рис. 6. Участки рис. 3 для  $a = 10^{-3}$  см в более крупном масштабе вблизи К-края. Цифры 1, 2, 3 соответствуют  $\gamma = 10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$ .



Рис. 7. Участки рис. 4 для  $\alpha = 10^{-2}$  см в более крупном масштабе вблизи К-края. Цифры 1, 2, 3 соответствуют  $\gamma = 10^3$ , 10<sup>4</sup>, 10<sup>5</sup>.

В. А. Аракелян и др.

ный знак из-за отрицательного знака  $\Delta'$ . Это приводит к уменьшению переходного излучения из-за рассеяния вблизи К-края, что видно из рис. 2 и 5.

Институт раднофизики и электроники АН АрмССР, Ереванский физический институт

Поступила 7.ХІ.1973

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян. Научное сообщение ЕФИ-27 (73).

2. Г. М. Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 61, 930 (1971).

- 3. Р. Джейжс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, М., 1950.
- А. И. Алиханян. Труды Международной конференции по аппаратуре высоких энергий, Дубиа, 1970, т. 2.
- 5. Э. Сторм, Х. Исразль. Сечения взаимодействия гамма-излучения, М., 1973.
- 6. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гаммаквантов в веществе, М., 1960.

#### ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՈՒՄԸ ԿԼԱՆՄԱՆ K-ԵԶՐԻ ՄՈՏ

### 4. 2. ԱՌԱՔԵԼՑԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՑԱՆ, ՑԱՆ ՇԻ

Աշխատանքում հաշվի է առնված K-հղրի մոտ ցրման աղդեցունյունը ռենտդենյան անցումային ճառադայնման վրա։

## X-RAY TRANSITION RADIATION NEAR THE K-EDGE OF ABSORPTION

#### V. A. ARAKELIAN, G. M. GARIBIAN, C. JANG

The effect of scattering near the K-edge on the formation of X-ray transition radiation is considered.

126