Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 11, стр. 529 – 532 *10 июня 1987 г.*

ПЕРЕХОДНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЕЧЕНИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ *K*-ОБОЛОЧКИ АТОМОВ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В.К.Ермилова, В.А.Чечин

Рассмотрено подавление "эффекта плотности" в сечении возбуждения K-оболочки атомов вблизи границы раздела вакуум – среда. Расчеты хорошо согласуются с новейшими экспериментами в тонких мишенях, где наблюдается подавление "эффекта плотности".

В экспериментах по измерению сечения σ_K возбуждения K-оболочки атомов заряженными частицами обнаружено неожиданное, на первый взгляд, явление – частичное или полное подавление "эффекта плотности" (ЭП) в тонких (~ мкм) мишенях, который должен был бы наблюдаться при $\gamma \gtrsim \omega_K/\omega_p$ (γ – лоренц-фактор, ω_K – потенциал ионизации K-оболочки, ω_p – плазменная частота, $\hbar = c = 1$) [1-3]. На самом деле, как отмечалось в [3], физическая причина этого явления та же, что и для предсказанного Гарибяном [4] подавления ЭП в энергетических потерях частицы в тонких слоях вещества. Переходные эффекты в локальных потерях энергии вблизи границы раздела двух сред рассматривались в [5]. В настоящей работе, используя подход, развитый в [5], получено сечение $\sigma_K(z, \gamma)$, где z – расстояние, пройденное частицей в веществе.

Пусть частица с зарядом e, двигаясь вдоль оси z из среды $\epsilon_0 (z < 0)$ в среду ϵ $(z \geqslant 0)$, пересекает нормально границу раздела (ϵ – диэлектрическая проницаемость). Энергия электромагнитного поля, поглощенная в веществе между плоскостями z и $z + dz$:

$$\frac{dW(z)}{dz} = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{E}(z, \vec{\rho}, t) \frac{\partial(\hat{\epsilon} - 1)}{\partial t} \mathbf{E}(z, \vec{\rho}, t) d\vec{\rho}\, dt. \tag{1}$$

Разложив $\mathbf{E}$ в интеграл Фурье, получим для числа столкновений:

$$\frac{dn(z)}{dz} = \int_0^\infty \omega \operatorname{Im} \epsilon \frac{dN(z)}{d\omega} d\omega\,; \qquad \frac{dN(z)}{d\omega} = \frac{4\pi^2}{v^2} \int \frac{d\mathbf{q}}{\omega} |\mathbf{E}(z, \mathbf{q}, \omega)|^2. \tag{2}$$

Формула (2) имеет очевидную интерпретацию в терминах метода эквивалентных фотонов: $dN(z)/d\omega$ – их спектр. Вклад K-оболочки $dn_K(z)/dz \equiv n_a \sigma_K(z)$ получим, если в $\sigma_{\text{пог}} = \omega \operatorname{Im}\epsilon/n_a$ (n_a – плотность атомов) будем учитывать лишь сечение фотопоглощения на K-электронах $\sigma_K^{(\gamma)}$ $(\omega \geqslant \omega_K)$. Используя известное из теории переходного излучения поле $\mathbf{E}(z, \mathbf{q}, \omega)$ [4], при $\omega \geqslant \omega_K$ (когда $|\epsilon - 1| \ll 1$) и $\gamma \gg 1$ $(q^2/\omega^2 \sim \gamma^{-2} \ll 1)$, получим из (2):

$$\frac{dN(z)}{d\omega} \approx \frac{e^2}{\pi\omega} \int_0^{q_0} 2q^3 dq \left| \frac{\exp(iz\omega/v)}{\Lambda} - \left(\frac{1}{\Lambda_0} - \frac{1}{\Lambda}\right) \exp\left(iz\sqrt{\epsilon\omega^2 - q^2}\right) \right|^2, \quad (3)$$

$$\Lambda = \frac{\omega^2}{v^2} + q^2 - \epsilon\omega^2, \qquad \Lambda_0 = \frac{\omega^2}{v^2} + q^2 - \epsilon_0\omega^2.$$

Как видно из (3), при $z \to 0$ поле $\mathbf{E}$ совпадает с собственным полем $\mathbf{E}_0$ частицы в среде ϵ_0 ($\mathbf{E}_0 \propto 1/\Lambda_0$). Соответственно, при $z \to 0$ в dW/dz, dn/dz и σ_K отсутствует ЭП (до тех пор, пока $\gamma \lesssim \omega_K/\omega_p^{(0)}$, см. [5]) и эти величины растут логарифмически с ростом γ. Ширина переходной области $z_{\text{п}} \cong 1/\omega_K \operatorname{Im}\epsilon(\omega_K)$; при $z \gg z_{\text{п}}$ переходное поле $\mathbf{E}_{\text{п}} \propto \left(\frac{1}{\Lambda_0} - \frac{1}{\Lambda}\right)$ исчезает и имеет место обычный эффект плотности в среде ϵ.

Выполнив в (3) интегрирование по q, получим:

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{dN_0}{d\omega} + \frac{dN_{\text{п}}}{d\omega} + \frac{dN_{\text{инт}}}{d\omega};$$

$$\frac{dN_0}{d\omega} = -\frac{e^2}{\pi\omega \operatorname{Im}\epsilon} \operatorname{Im}\left(\tau \ln \frac{2q_0^2}{\tau\omega^2}\right);$$

$$\frac{dN_{\text{п}}}{d\omega} = \frac{e^2 \exp(-z\omega \operatorname{Im}\epsilon)}{\pi\omega} \left\{ \frac{\operatorname{Im}(\tau\ln\tau)}{\operatorname{Im}\epsilon} - \frac{\operatorname{Im}(\tau_0\ln\tau_0)}{\operatorname{Im}\epsilon_0} - 2\operatorname{Re}\frac{(\tau_0\ln\tau_0 - \tau^*\ln\tau^*)}{(\epsilon_0 - \epsilon^*)} \right\}; \quad (4)$$

$$\frac{dN_{\text{инт}}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi\omega} 2\operatorname{Re}\left\{ \exp\left(-\frac{iz\omega\tau}{2}\right) \left[\frac{f(\tau_0) - f(\tau^*)}{\epsilon_0 - \epsilon^*} - \frac{\operatorname{Im} f(\tau)}{\operatorname{Im}\epsilon} \right] \right\},$$

где $\tau = v^{-2} - \epsilon$; $f(\tau) = \tau \exp\left(\frac{iz\omega\tau}{2}\right) \operatorname{Ei}\left(-\frac{iz\omega\tau}{2}\right)$; v – скорость частицы; Ei – интегральная показательная функция. К (4) необходимо добавить вклад в $dN_0/d\omega$ "близких" ($q \geqslant q_0$) столкновений (остальные члены сходятся при $q \to \infty$). Сделаем это по методу, основанному на учете пространственной дисперсии в $\epsilon(\omega, q)$ и успешно используемому при расчетах ионизационных эффектов (Photo Absorption Ionisation Model) [6, 7]. В данном случае этот метод приводит к замене $q_0^2 \to 2m\omega$ и добавлению члена:

$$\frac{dN_0^{(1)}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi\omega^3 \operatorname{Im}\epsilon} \int_{\omega_K}^{\omega} \omega' \operatorname{Im}\epsilon(\omega') d\omega'. \quad (5)$$

Сумма (5) и $dN_0/d\omega$ в (4) дает спектр эквивалентных фотонов в однородной среде, а множитель при экспоненте в $dN_{\text{п}}/d\omega$ при $\operatorname{Im}\epsilon \approx 0$ – спектр переходных квантов с учетом влияния поглощения и черенковского излучения; если $\epsilon \equiv 1$, то этот спектр совпадает с результатом [8]. Отметим, что при $z \lesssim z_{\text{п}}$ отдельные вклады в $dN/d\omega$ не имеют глубокого физического смысла.

Для расчетов сечения возбуждения K-оболочки

$$\sigma_K(z, \gamma) = \sigma_0(\gamma) + \sigma_{\text{п}}(z, \gamma) + \sigma_{\text{инт}}(z, \gamma)$$

использовались сечения фотопоглощения $\sigma_K^{(\gamma)}(\omega)$ и $\sigma_{\text{пог}}(\omega)$ из [9]. Комплексная функция $\epsilon(\omega)$ – находилась из соотношений Крамерса – Кронига по $\operatorname{Im}\epsilon(\omega)$. Спектры (4) – (5) были рассчитаны в предположении $\epsilon_0 \equiv 1$. Интегрирование по ω в (2) проводилось численно. Как видно из рисунков, роль интерференционного члена в (4), в целом, невелика. Однако при $z \ll z_{\text{п}}$ его необходимо учитывать, чтобы получить физически правильный результат: на границе спектр эквивалентных фотонов в данном приближении должен быть непрерывен. Применение полученных соотношений для вычисления $\sigma_K(z, \gamma)$ в слоях конечной толщины вполне оправдано в релятивистском случае, когда частица "слепо" налетает на мишень.

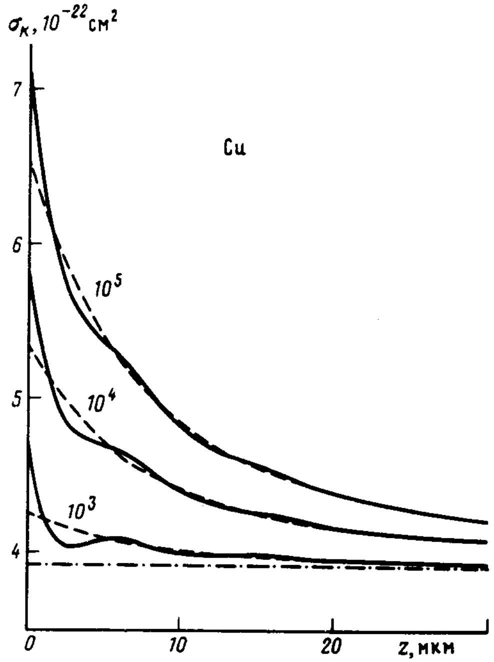

Рис. 1. Сечение σ_K для Cu как функция глубины в мишени z при различных γ. Штрих-пунктирная кривая – σ_0 при $\gamma \to \infty$; пунктирные – $\sigma_0 + \sigma_{\text{п}}$; сплошные – $\sigma_0 + \sigma_{\text{п}} + \sigma_{\text{инт}}$. Цифры около кривых – значения лоренц-фактора γ

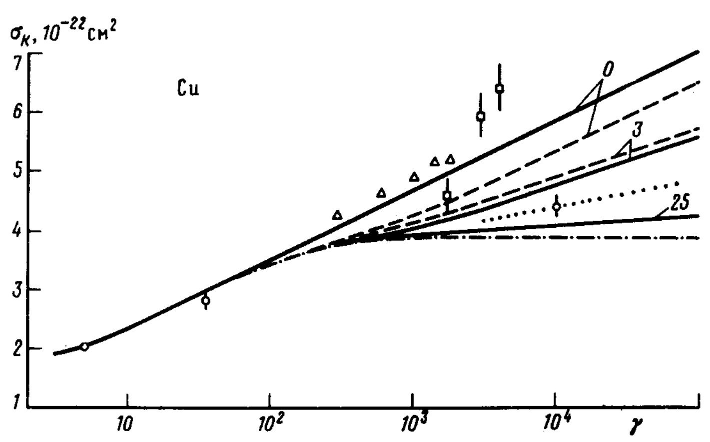

Рис. 2. Сечение σ_K для Cu как функция γ при различных z. Штрих-пунктирная кривая – $\sigma_0(\gamma)$; пунктирные – $\sigma_0 + \sigma_{\text{п}}$, сплошные – $\sigma_0 + \sigma_{\text{п}} + \sigma_{\text{инт}}$. Цифры около кривых – значения z в микронах. Точечная кривая – расчет относительного роста сечения в интервале $5 < \gamma < 5 \cdot 10^4$ для условий эксперимента [3] с учетом поглощения K_α – квантов в мишени, $\lambda_\alpha = 22{,}3$ мкм. Экспериментальные данные: Δ – [1], $\square$ – [2], $\circ$ – [3]

Хорошее согласие расчетов $\sigma_K(z)$ с экспериментом служит наглядной иллюстрацией подавления "эффекта плотности" вблизи границы раздела двух сред, давно обсуждаемого в теории переходного излучения.

Литература

1. *Middleman L.M., Ford R.L., Hofstadter R.* Phys. Rev., 1970, **A2**, 1429.
2. *Genz H. et al.* Z. Physik, 1982, **A 305**, 9.
3. *Bak J.F. et al.* Physica Scripta, 1986, **33**, 147.
4. *Гарибян Г.М.* ЖЭТФ, 1959, **37**, 527.
5. *Чечин В.А.* ДАН СССР, 1975, **221**, 813.
6. Труды ФИАН СССР, 1982, **140**, с. 3 – 18, 73 – 79.
7. *Allison W.W.M., Cobb J.H.* Ann. Rev. Nucl. Sci., 1980, **30**, 253.
8. *Базылев В.А., Глебов В.И., Денисов Э.И. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1976, **24**, 406.
9. *Veigele Wm. J.* Atomic Data, 1973, **5**, 51.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 апреля 1987 г.