

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ИНТЕНСИВНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ИСТОЧНИК

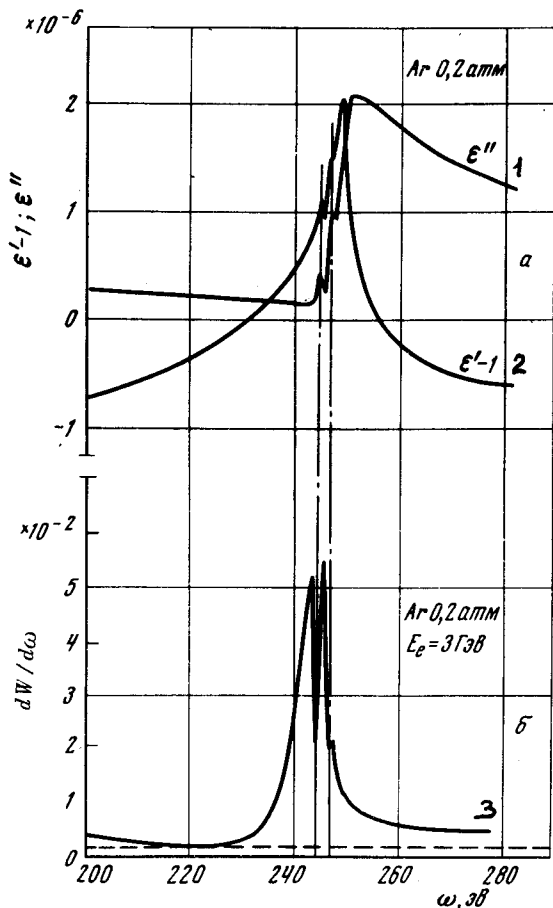
*В.А.Базылев, В.И.Глебов, Э.И.Денисов,
Н.К.Жеваго, А.С.Хлебников*

Показано, что в некоторых веществах черенковское излучение может возникать в рентгеновской области частот и представляет при этом интенсивный, монохроматический источник излучения.

Известно, что условием возникновения черенковского излучения на частоте ω в среде является превышение скорости v заряженной частицы над фазовой скоростью света $1/\sqrt{\epsilon'(\omega)}$ ($\epsilon'(\omega)$ – действительная часть диэлектрической проницаемости среды, $\hbar = m = c = 1$). Условие $\epsilon'(\omega) > 1$ обычно выполняется в широкой области оптических частот.

Мы покажем, что для некоторых веществ это условие выполняется также в сравнительно узких интервалах частот рентгеновского диапазона вблизи краев фотопоглощения внутренних оболочек атомов.

Рассмотрим в качестве примера инертный газ Ar, спектр поглощения которого детально изучен теоретически и экспериментально [1]. Мнимая часть диэлектрической проницаемости $\epsilon''(\omega)$ непосредственно связана с сечением $\sigma^{(in)}(\omega)$ неупругого рассеяния фотона на атоме и плотностью числа атомов N соотношением $\epsilon''(\omega) = N\sigma^{(in)}(\omega) / \omega$.



Кривая 1 на рисунке, построенная на основании результатов фотопоглощения в Ar [2], иллюстрирует зависимость $\epsilon''(\omega)$ аргона при нормальном давлении от частоты вблизи частоты L -края поглощения $\omega_L = 250$ эв. Тонкая структура $\epsilon''(\omega)$ вблизи $L_{2,3}$ -края обусловлена возбуждением $L_{2,3}$ -электронов на свободные оптические уровни атома. Выше $L_{2,3}$ -края квазидискретное поглощение фотонов переходит в непрерывное. Детальная зависимость $\epsilon''(\omega)$ в указанной на рисунке области частот позволяет с помощью соотношения Крамерса – Кронига вычислить $\epsilon'(\omega)$. Результат вычислений представлен кривой 2 на рисунке.

Согласно нашим расчетам, в довольно узком интервале частот $\Delta\omega \approx 25$ эв, где $\epsilon'(\omega) > 1$, возможна генерация черенковского излучения на частотах $\omega \approx 250$ эв. Поскольку превышение $\epsilon'(\omega)$ над единицей невелико ($|\epsilon' - 1| \sim 10^{-6}$), излучать могут только ультрарелятивистские

частицы с энергией $E \gg E_c = 500 \text{ Мэв}$. Углы черенковского излучения весьма малы даже для частиц с энергией, значительно превосходящей пороговую $E_c(\omega)$. В отличие от оптического черенковского излучения имеется ряд особенностей в условиях наблюдения и свойствах излучения в рассматриваемом диапазоне частот.

Элементарные оценки (см., например, [3]) показывают, что длина формирования черенковского фотона l_{coh} (когерентная длина) определяется соотношением $l_{\text{coh}}^{-1} = \omega(\epsilon' - 1 - E^{-2})$ и имеет в рассматриваемых условиях величину порядка $1,0 \text{ см}$. Это обстоятельство позволяет, с одной стороны, использовать при расчете излучения макроскопическую характеристику среды $\epsilon(\omega)$, несмотря на то, что длина волны излучения может быть меньше межатомного расстояния. С другой стороны, при большой когерентной длине многократное рассеяние электронов в веществе и поглощение виртуальных фотонов оказывают существенное влияние на спектр и угловое распределение черенковского излучения [4]. Анализ показывает, что в данном случае наиболее существенным является поглощение виртуальных фотонов на когерентной длине, поскольку длина поглощения фотонов $l_c(\omega) = 1/\omega\epsilon''(\omega)$ может быть сравнима с когерентной длиной $l_{\text{coh}}(\omega)$ и значительно меньше длины $l_s = 1/\sqrt{q\omega}$, характеризующей влияние многократного рассеяния со средлеквадратичным углом q . Вследствие поглощения черенковское излучение практически может наблюдаться лишь за слоем вещества с $\epsilon'(\omega) > 1$ в вакууме (или другом слабопоглощающем веществе). В глубине вещества рентгеновское черенковское излучение ультрарелятивистских частиц фактически проявляется лишь в виде добавки к ионизационным потерям [4]. Наличие границы вещества при условии $l_{\text{coh}}(\omega) \gtrsim l_c(\omega)$ также нетривиальным образом влияет на спектр черенковского излучения. Необходимые формулы для спектрально-углового распределения $d^2W/d\omega d\Omega$ излучения, вылетающего в вакуум из слоя вещества толщиной $T \gg l_c$, могут быть получены с помощью результатов Гарибьяна [5] и имеют в интересующем нас случае вид

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \theta^2 \left| \frac{1}{\theta^2 + E^{-2} + 1 - \epsilon(\omega)} - \frac{1}{\theta^2 + E^{-2}} \right|^2, \quad (1)$$

где θ — угол между направлением скорости электрона и импульсом фотона, $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$, $d\Omega$ — элемент телесного угла. Элементарное интегрирование (1) по углам приводит к результату

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{2\pi} \left\{ \left[\left(1 + \frac{2(1 - \epsilon')E^{-2}}{(1 - \epsilon')^2 + (\epsilon'')^2} \right) \ln \frac{(1 - \epsilon' + E^{-2})^2 + (\epsilon'')^2}{E^{-4}} - 2 \right] - \frac{2}{\epsilon''} \left[1 - \epsilon' + E^{-2} \frac{(1 - \epsilon')^2 - (\epsilon'')^2}{(1 - \epsilon')^2 + (\epsilon'')^2} \right] \left[\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{1 - \epsilon' + E^{-2}}{\epsilon''} \right] \right\}. \quad (2)$$

При слабом поглощении, когда $\epsilon'' \ll 1 - \epsilon' + E^{-2}$, последнее слагаемое в фигурных скобках (2) принимает вид

$$\frac{dW^{(4)}}{d\omega} = e^2 \omega (\epsilon' - 1 - E^{-2}) \Theta(\epsilon' - 1 - E^{-2}) l_c(\omega) \quad (3)$$

и представляет собой интенсивность черенковского излучения с длины поглощения $l_c(\omega)$, рассчитанную по известной формуле Тамма – Франка.

Остальная часть полной интенсивности при этом представляет собой интенсивность переходного излучения и при не слишком высоких энергиях, когда $\ln[1 + E^2(1 - \epsilon')] \lesssim 10$, значительно меньше последнего слагаемого.

Интенсивность излучения из слоя аргона толщиной $T \gg l_c$, рассчитанная по формуле (2), представлена кривой 3 на рисунке. Согласно формуле (1) угловая ширина черенковского излучения $\Delta\theta$ не больше угла дифракции на длине поглощения $\theta_d = \sqrt{\epsilon''}$. Для сравнения на рисунке пунктирной линией показана спектральная плотность синхротронного излучения с участка орбиты, на котором электрон поворачивается магнитным полем на угол E^{-1} . Параметры синхротрона выбраны оптимальными для изучения в области $\lambda \approx 50 \text{ \AA}$.

Таким образом, черенковское излучение может представлять интенсивный, направленный под углами $\theta \pm \Delta\theta$ ($\theta \approx 10^{-3}$, $\Delta\theta \approx 10^{-4}$) монохроматический источник в рентгеновской области с длиной волны $\lambda \approx 50 \text{ \AA}$ ($\omega \approx 250 \text{ эв}$, $\Delta\omega \approx 25 \text{ эв}$).

Авторы благодарны И.И.Гуревичу за поддержку исследований.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
9 августа 1976 г.

Литература

- [1] У.Фано, Дж. Купер. Спектральное распределение сил осцилляторов в атомах, М., изд. Наука, 1972.
- [2] Л.П.Лукирский, Т.М.Зимкина. Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 324, 1963.
- [3] И.М.Франк. Сб. Проблемы теоретической физики, М., изд. Наука, 1972, стр. 350.
- [4] В.А.Базылев, А.А.Варфоломеев, Н.К.Жеваго. ЖЭТФ, 66, 464, 1974.
- [5] Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403, 1957.