

Спектр поляризационного тормозного излучения кластеров ксенона: обнаружение вклада КОЛЛЕКТИВНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Е.В. Гнатченко, А.Н. Нечай, В.Н. Самоваров, А.А. Ткаченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: nechay@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 17 июля 2009 г.

Впервые экспериментально исследованы спектры поляризационного тормозного излучения (ПТИ) при рассеянии электронов с энергией 0,7 кэВ на твердых кластерах ксенона в области энергий фотонов 80–180 эВ. Обнаружены изменения спектра при переходе от газообразной к конденсированной фазе ксенона. Наблюдается сдвиг максимума полосы ПТИ в низкоэнергетическую область и сужение ее спектрального контура. Проведены модельные расчеты сечения ПТИ для кластеров ксенона, хорошо описывающие наблюдаемые в эксперименте спектральные изменения. Установлено, что коллективные эффекты в твердом теле существенно влияют на спектр ПТИ.

Вперше експериментально досліджено спектри поляризаційного гальмового випромінювання (ПГВ) при розсіянні електронів з енергією 0,7 кеВ на твердих кластерах ксенону в області енергій фотонів 80–180 еВ. Виявлено зміни в спектрі при переході від газоподібної до конденсованої фази ксенону. Відбувається зсув максимуму полоси ПГВ в низкоенергетичну область та звуження її спектрального контуру. Проведено модельні обчислення перерізу ПГВ для кластерів ксенону, які добре описують спектральні зміни, що спостерігаються в експерименті. Встановлено, що колективні ефекти в твердому тілі істотно впливають на спектр ПГВ.

PACS: **34.80.-i** Рассеяние электронов и позитронов;
78.70.-g Взаимодействие частиц и излучения с веществом;
78.67.Bf Нанокристаллы, наночастицы и нанокластеры.

Ключевые слова: поляризационное тормозное излучение, поляризуемость, кластер, ксенон.

1. Поляризационное тормозное излучение (ПТИ) впервые обнаружено в работе [1] в экспериментах по рассеянию электронов на атомных пучках ксенона. ПТИ возникает вследствие осцилляций дипольного момента атомных электронов, наведенного полем налетающего электрона. С наибольшей вероятностью ПТИ реализуется для частиц мишени, имеющих высокую динамическую поляризуемость и, как следствие, гигантские резонансы фотопоглощения вблизи порогов ионизации внутренних оболочек. Этот новый вид излучения, возникающий при взаимодействии электронов и других заряженных частиц с мишенью, привлекает ши-

рокое внимание экспериментаторов и теоретиков [2]. В настоящее время, помимо газообразного ксенона, ПТИ наблюдалось также при рассеянии электронов на атомах аргона и криптона [3]. Кроме инертных элементов, ПТИ зарегистрировано для газообразного бария, а также для тонких пленок лантана и церия [4].

До настоящей работы не ставился вопрос о возможности наблюдения спектральных отличий ПТИ при переходе от атома к конденсированным средам, когда энергия налетающих электронов много меньше релятивистских значений*. Для тяжелых элементов спектры гигантских резонансов и ПТИ расположены в

* Для релятивистских частиц, взаимодействующих с плотной средой, ПТИ может отражать особенности структурного состояния мишени [5]. Теоретически также показано, что в металлических кластерах из-за вклада делокализованных электронов существенно возрастает динамическая поляризуемость кластера, что приводит к усилению ПТИ [6].

рентгеновской области, в то время как энергия связи атомов в конденсированной среде на много порядков меньше. Как следствие, при изучении гигантского резонанса на переходе $4d\text{--}ef$, ответственного за формирование ПТИ, в спектре фотопоглощения ксенона при энергиях фотонов $\hbar\omega \sim 100$ эВ в пределах ошибки эксперимента не было обнаружено спектральных различий для газообразного и твердого состояний [7]. Поэтому вероятность наблюдения коллективных эффектов, влияющих на спектральные особенности ПТИ, представлялась пренебрежимо малой.

В данной работе впервые экспериментально обнаружены и обоснованы модельными расчетами достаточно сильные спектральные изменения ПТИ при конденсации атомного ксенона в твердотельные кластеры. Полученный эффект свидетельствует о существенном влиянии коллективных взаимодействий в твердом ксеноне на дипольные осцилляции электронов внутренних атомных оболочек.

2. Методика проведения экспериментов по изучению обычного тормозного излучения (ТИ) и ПТИ при рассеянии электронов промежуточных энергий на атомных пучках изложена в работах [8,9]. Остановимся на основных особенностях данного эксперимента. Атомные пучки ксенона формировались с помощью сверхзвукового сопла при температуре газа $T_0 = 500$ К и давлении $P_0 = 60$ кПа на входе в сопло. Кластерные пучки получали при понижении температуры газа до $T_0 = 190$ К и повышении его давления до $P_0 = 100$ кПа. Оценки размера кластеров по электронографическим данным и известному соотношению Хагены (см., например, [10] и ссылки) показали, что в наших условиях кластеры состояли из ~ 8000 атомов (радиус кластера ~ 50 Å). Возбуждение мишеней проводилось электронами с энергией 0,7 кэВ, спектр излучения регистрировался в диапазоне энергий фотонов 80–180 эВ с разрешением не хуже 3 эВ. Для восстановления истинного контура спектра использовалась функция спектральной эффективности рентгеновского спектрометра, полученная в специальных измерениях на струе аргона [8,9]. В исследуемом диапазоне энергий фотонов спектр излучения ксенона формируется суммарным вкладом ТИ и ПТИ. Однако в координатах $\omega d\sigma/d\omega$ от $\hbar\omega$ величина ТИ постоянна и поэтому не влияет на спектральный контур ПТИ [8].

3. На рис. 1 представлены спектральные зависимости сечения излучения $\omega d\sigma/d\omega$ ($\omega d\sigma/d\omega$ пропорционально спектральной мощности ПТИ) атомной (а) и кластерной (б) мишеней. Как видно, максимум ПТИ для кластеров ксенона, по сравнению с газом, смещается в низкоэнергетическую область на ~ 10 эВ, а полоса ПТИ сужается. Эти изменения воспроизводились в разных сериях измерений с погрешностью по положению максимумов $\approx 2\%$.

Для обоснования влияния твердотельных взаимодействий на спектральный контур ПТИ мы провели модельные расчеты сечения ПТИ, учитывающие тот

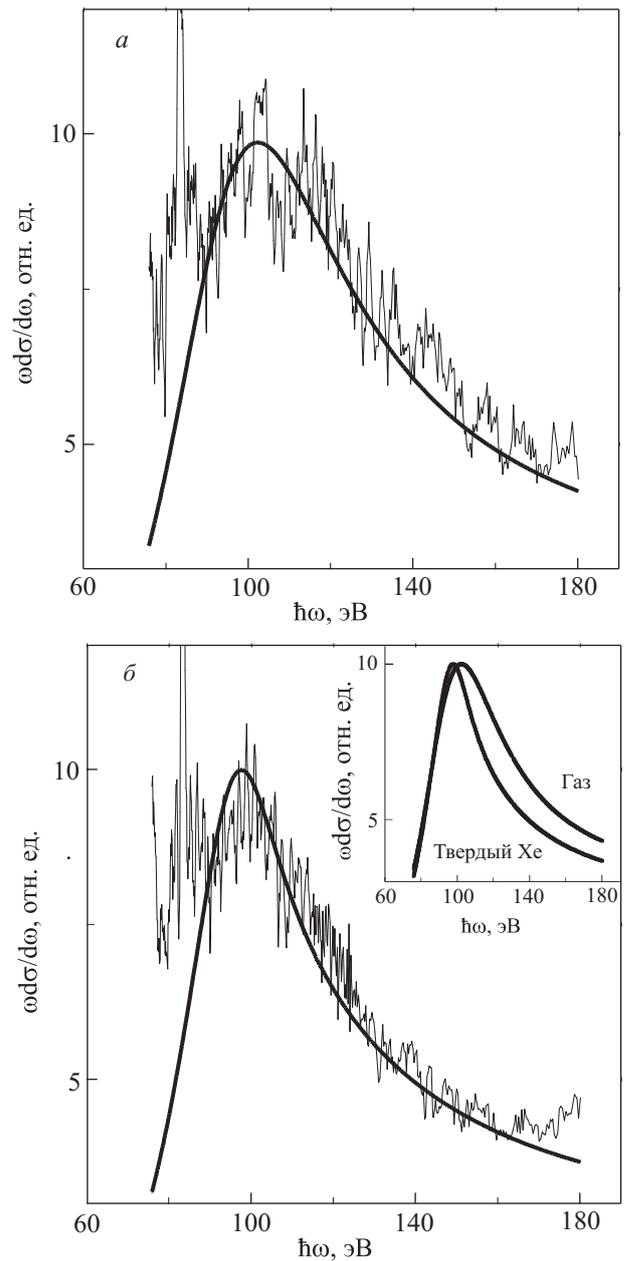


Рис. 1. Зависимости сечений $\omega d\sigma/d\omega$ от энергии фотонов при рассеянии электронов с энергией 0,7 кэВ на атомах (а) и твердых кластерах (б) ксенона. Сплошная кривая — модельные расчеты спектральной зависимости сечения ПТИ. На вставке — рассчитанные сечения ПТИ для газообразного и твердого ксенона.

факт, что атомы ксенона находятся в среде с определенной диэлектрической проницаемостью. Наши рассуждения сводились к следующему. Как известно, согласно оптической теореме, сечение поглощения изолированного атома σ_{abs}^a выражается через мнимую часть его поляризуемости α_{Im} :

$$\sigma_{\text{abs}}^a = \frac{4\pi\omega}{c} \alpha_{\text{Im}} \quad (1)$$

В свою очередь поляризуемость атома можно записать следующим образом:

$$\alpha = \alpha_{\text{Re}} + i\alpha_{\text{Im}} = \frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (2)$$

где ω_0 , γ — положение максимума и ширина полосы поглощения, A — параметр, определяющий амплитуду поглощения. Если атом находится в газообразном или твердотельном окружении, то сечение поглощения изменяется из-за появления реальной ϵ' и мнимой ϵ'' частей диэлектрической проницаемости среды. В этом случае сечение поглощения $\sigma_{\text{abs}}^{\text{solid, gas}}$ для твердого тела или газа можно определить по следующему выражению, полученному в работе [11]:

$$\sigma_{\text{abs}}^{\text{solid, gas}} = \left(\frac{1}{2\sqrt{2}\pi N \alpha_{\text{Im}}} \sqrt{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{1/2} - \epsilon'} \right) \sigma_{\text{abs}}^a, \quad (3)$$

где N — плотность среды. Для нахождения взаимосвязи между диэлектрической проницаемостью среды и поляризуемостью изолированного атома воспользуемся следующим соотношением в модели Онзагера (см., например, [12]):

$$\epsilon = 1 + 4\pi N \alpha \frac{3\epsilon}{2\epsilon + 1 - 2(\epsilon - 1)\alpha/r^3}, \quad (4)$$

где r — параметр, который характеризует изменение поляризуемости атома при перемещении его из вакуума в среду (при $r^3 = (4\pi N/3)^{-1}$ справедлива известная формула Клаузиуса–Мосотти, не учитывающая таких изменений поляризуемости). Выполнив вычисления по (1)–(4), можно найти сечение ПТИ для твердого тела, воспользовавшись выражением (10) из работы [13]:

$$\left(\omega \frac{d\sigma}{d\omega} \right)^{\text{solid, gas}} = \frac{16\pi a \omega^2}{c^2 v^2 e^2} \left(\sigma_{\text{abs}}^{\text{solid, gas}} \right)^2 \times \left[1 + \left(\frac{\alpha_{\text{Re}}}{\alpha_{\text{Im}}} \right)_{\text{solid, gas}}^2 \right] \left[1 + \mu \ln \left(\frac{v^2}{\omega^2 R_a^2} \right) \right], \quad (5)$$

где $a = e^2 / \hbar c \approx 1/137$, v — скорость электрона, $\mu = \hbar\omega / mv^2$, $R_a \sim 0,4 \text{ \AA}$ — эффективный радиус $4d$ -подоболочки. При переходе от изолированного атома к среде его поляризуемость меняется, однако с хорошей точностью можно считать, что $(\alpha_{\text{Re}} / \alpha_{\text{Im}})_{\text{solid, gas}} = (\alpha_{\text{Re}} / \alpha_{\text{Im}})_a$.

На рис. 1 сплошными кривыми показаны результаты расчета сечений ПТИ в относительных единицах для разреженного газа ксенона ($N = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $r = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}$) и для твердого ксенона ($N = 1,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ соответствует плотности твердого ксенона при 50 К; $r = 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}$). Энергия электронов выбрана равной 0,7 кэВ. По экспериментальным данным [7] параметры полосы поглощения для перехода $4d \rightarrow \epsilon f$ приняты следующими: $\omega_0 = 95 \text{ эВ}$, $\gamma = 50 \text{ эВ}$.

Как видно на рисунке, согласие экспериментальных значений с модельными расчетами вполне удовлет-

ворительное и при этом удается описать наблюдаемый низкоэнергетический сдвиг максимума ПТИ при переходе от газа к твердому телу. Отметим, что в рамках приближения Клаузиуса–Мосотти этот сдвиг смоделировать не удастся. То, что экспериментально определенные сечения оказываются несколько больше расчетных ниже 90 эВ, связано с наложением на спектр ПТИ в этой области линейчатого спектра ксенона, сформированного переходами $4p^5 4d^9 \rightarrow 4d^8$ [14]. На вставке к рис. 1, б для наглядности приведено сравнение рассчитанных сечений ПТИ для газообразного и твердого ксенона, которые использовались при сравнении с экспериментом. Расчеты показывают, что площади под контурами сечений ПТИ в области 80–180 эВ отличаются более чем на 20%, в то время как изменение площади под кривой сечения фотопоглощения при переходе от газообразного к твердому ксенону не превышает 0,2% [7].

4. В данной работе обнаружено, что при переходе от газообразного ксенона к твердым кластерам происходят заметные изменения спектра ПТИ. Наблюдается сдвиг максимума полосы ПТИ в низкоэнергетическую область на $\approx 10\%$ и ее сужение на $\approx 30\%$. В то же время для сечения фотопоглощения вблизи порога ионизации $4d$ -подоболочки экспериментальные данные [7], а также результаты наших модельных расчетов дают на порядок меньшие различия для газообразного и твердотельного ксенона. Таким образом, спектр ПТИ оказывается весьма чувствительным к проявлению коллективных эффектов в твердом теле.

1. E.T. Verkhovtseva, E.V. Gnatchenko, and P.S. Pogrebnyak, *J. Phys.* **B16**, L613 (1983).
2. *Polarization Bremsstrahlung of Particles and Atoms*, V.N. Tsytoich and I.M. Oiringel (eds.), Plenum Press, New York (1992); A.B. Король, А.Г. Лялин, А.В. Соловьев, *Поляризационное тормозное излучение*, СПбГПУ, Санкт-Петербург (2004).
3. Sal Portillo and C.A. Quarles, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 173201-1 (2003).
4. V.S. Vukstich, Yu.V. Zhmenyak, and I.P. Zapesochnyi, *Abstracts of the 13th ICPEAC* (1983), p. 745; T.M. Zimkina, I.I. Lyakhovskaya, A.S. Shulakov, V.I. Alaverdov, and M.V. Rasuvaeva, *Fiz. Tverd. Tela* **25**, 26 (1983); M.B. Chamberlain, A.F. Burr, and R.J. Liefeld, *Phys. Rev.* **A9**, 663 (1974).
5. J.P. Connerade and A.V. Solov'yov, *J. Phys.* **B29**, 3529 (1996).
6. S.V. Blazhevich, A.S. Chepurnov, V.K. Grishin B. Ishkhanav, N. Nasonov, V. Petukhov, and V. Shveduno, *Phys. Lett.* **A254**, 230 (1999).
7. R. Haensel, G. Keitel, P. Schreiber, and C. Kurtz, *Phys. Rev.* **188**, 1375 (1969).
8. Е.В. Гнатченко, А.А. Ткаченко, А.Н. Нечай, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 344 (2007).
9. Э.Т. Верховцева, Е.В. Гнатченко, *ФНТ* **28**, 388 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 270 (2002)]; E.T. Verkhovtseva,

- E.V. Gnatchenko, A.A. Tkachenko, and B.A. Zon, *Rad. Phys. and Chem.* **74**, 51 (2005).
10. А.Г. Данильченко, С.И. Коваленко, В.Н. Самоваров, *Письма в ЖТФ* **34**, 87 (2008).
 11. Ma Xiao-Guang, *Phys. Lett.* **A13**, 310 (2006).
 12. O.G. Bokov and Yu.I. Naberukhin, *J. Chem. Phys.* **75**, 2357 (1981).
 13. Э.Т. Верховцева, Е.В. Гнатченко, Б.А. Зон, А.А. Некипелов, А.А. Ткаченко, *ЖЭТФ* **98**, 797 (1990).
 14. E.T. Verkhovtseva, E.V. Gnatchenko, P.S. Pogrebnyak, and A.A. Tkachenko, *J. Phys.* **B19**, 2089 (1986).

Polarization bremsstrahlung spectrum from Xe clusters: Detection of the contribution of collective interactions

E.V. Gnatchenko, A.N. Nechai, V.N. Samovarov, and A.A. Tkachenko

Polarization bremsstrahlung (PBS) spectra were measured for the first time under 0.7 keV-electron scattering by solid xenon clusters in the photon energy range 80–180 eV. It is found that the spectra undergo changes in going from gas phase to condensed phase of xenon, the PBS band

peak is shifted towards low energies and its profile is narrowed. Model calculations of PBS cross-sections of the xenon clusters are made which describe adequately the observed spectrum changes. It is found that the collective effects in solid have substantial influence on the PBS spectra.

PACS: **34.80.-i** Electron and positron scattering;
78.70.-g Interactions of particles and radiation with matter;
78.67.Bf Nanocrystals, nanoparticles, and nanoclusters.

Keywords: polarization bremsstrahlung, polarizability, cluster, xenon.