

Абсолютное дифференциальное сечение тормозного излучения при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах ксенона

Е. В. Гнатченко¹⁾, А. А. Ткаченко, А. Н. Нечай

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, 61103 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 4 июля 2007 г.

Измерено спектральное распределение абсолютного дифференциального сечения полного тормозного излучения, включающего как обычное, так и поляризационное, при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на свободных атомах Xe. Тормозные фотонны регистрировались под углом 97° к направлению движения электронов. Исследования проведены в ультрамягкой рентгеновской области спектра в интервале энергий фотонов 60–240 эВ. Результаты сравниваются с теоретическими полными сечениями тормозного излучения, рассчитанными в нескольких приближениях при рассеянии электронов с энергиями 5 и 25 кэВ на атомах Xe. Наиболее удовлетворительно экспериментальные абсолютные сечения, как по величине, так и по спектральному распределению, описываются расчетами, выполненными в приближении искаженных парциальных волн.

PACS: 32.30.Rj, 34.80.-i, 78.70.-g

Согласно современным представлениям [1], тормозное изучение (ТИ), возникающее при рассеянии заряженной частицы на частице-мишени (атоме или ионе), формируется двумя механизмами. В первом механизме испускание фотонов осуществляется налетающей заряженной частицей при ее торможении в статическом поле частицы-мишени – обычное ТИ. Обычное ТИ характеризуется гладким спектральным распределением фотонов и хорошо описывается теорией Бете-Гайтлера и Заутера [2, 3], основанной на приближении экранировки. Согласно этому приближению, электронная оболочка атома или иона заменяется создаваемым ею электростатическим полем. Теория [2, 3] до недавнего времени являлась общепринятой, и в ее рамках проводились многочисленные расчеты спектров излучения заряженных частиц, проходящих через вещество, спектров излучения и поглощения плазмы и т.д.

В 1970–1980 годы группой теоретиков [1] предсказывается, а в целенаправленных экспериментах [4, 5] обнаруживается другой механизм формирования ТИ. Сущность его состоит в том, что фотонны непрерывного спектра излучаются не рассеиваемой частицей, как в первом механизме, а электронами частицы-мишени вследствие ее динамической поляризации полем налетающей частицы. Тормозное излучение, сформированное этим механизмом, получило название поляризационного тормозного излучения (ПТИ). В отличие от процесса, описываемого теорией [2, 3], электроны мишени рассматриваются

теперь в качестве динамической системы, обладающей внутренними степенями свободы. Проведенными теоретическими исследованиями [1] показано, что учет влияния электронной оболочки атомов или ионов приводит в ряде случаев к существенно другим результатам. Отличие заключается в иных частотной и угловой характеристиках излучения, а также в независимости вероятности излучения от массы налетающей частицы.

Таким образом, традиционная теория [2, 3] оказывается строго применимой только к отдельным “бессструктурным” частицам (например, к излучению электрона, рассеянного на протоне), либо к частицам, излучающим на предельно высоких частотах. В практически важной области оптических и рентгеновских частот поляризационные эффекты сказываются существенно, а иногда становятся определяющими.

Впервые наблюдение ПТИ при рассеянии электронов на изолированных атомах было осуществлено в экспериментах [4], в которых в качестве плотной атомной мишени использовалась сверхзвуковая струя Xe. Как предсказывалось теоретически [1], ПТИ проявилось в виде широкой полосы эмиссии со структурой, близкой к структуре “гигантского” резонанса в 4d-спектре фотопоглощения Xe (область энергий фотонов 70–160 эВ) [6]. Последующие исследования дифференциальных спектров ТИ при рассеянии электронов разных энергий (0.3–0.9 кэВ) на атомах Xe позволили обнаружить зависимость положения максимума в спектре ПТИ от энергии электронов [7].

¹⁾e-mail: egnatchenko@ilt.kharkov.ua

В настоящее время имеется целый ряд экспериментальных работ, в которых обнаружено и изучено поляризационное тормозное излучение, например, при рассеянии электронов на атомах и пленках [7, 8], но все измерения проведены в относительных единицах. В единственной работе [9] получены экспериментальные значения абсолютных сечений полного ТИ в области энергий фотонов от 6 кэВ до кинематического предела при рассеянии электронов с энергиями 28 и 50 кэВ на атомах инертных газов.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование спектрального распределения абсолютного дифференциального сечения полного ТИ (включая ПТИ) при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на свободных атомах Хе в области энергий фотонов 60–240 эВ.

Спектральное распределение дифференциального сечения ТИ, $d^2\sigma^{BS}/d\omega d\Omega$, определяется следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma^{BS}}{d\omega d\Omega} = \frac{I^{BS}(\hbar\omega)}{n_a n_e v \hbar\omega} \cdot \frac{1}{A}, \quad (1)$$

где $I^{BS}(\hbar\omega)$ – интенсивность ТИ при энергии фотона $\hbar\omega$ в телесном угле $d\Omega$ (эр/с·эВ); n_a , n_e – концентрация атомов и электронов, соответственно (см^{-3}); v – скорость электронов ($\text{см}/\text{с}$); $\hbar\omega$ – энергия фотона (эВ); A – объем области возбуждения (см^3).

Экспериментальная установка, на которой проводились исследования, состоит из рентгеновской трубы со сверхзвуковой струей газа в качестве анода и рентгеновского спектрометра-монохроматора РСМ-500 [7]. Для измерения интенсивности ТИ $I^{BS}(\hbar\omega)$ в абсолютных единицах определялась спектральная зависимость абсолютной чувствительности рентгеновской спектральной аппаратуры по следующей методике [10].

Спектральное распределение интенсивности полного тормозного излучения в телесном углу $d\Omega$ при рассеянии электронов на атомах можно выразить следующим образом:

$$I^{BS}(\lambda) = \frac{k(\lambda) \cdot N_{\Delta\lambda} \cdot \hbar\omega}{\Delta\lambda}, \quad (2)$$

где $k(\lambda)$ – спектральная зависимость абсолютной чувствительности рентгеновского спектрометра РСМ-500 (фотон/имп), $N_{\Delta\lambda}$ – сигнал на выходе спектрометра, регистрируемый в спектральном интервале $\Delta\lambda$ тормозного спектра (имп/с); $\hbar\omega$ (эр) – средняя энергия фотона в спектральном интервале $\Delta\lambda$ (нм).

В свою очередь, спектральная зависимость абсолютной чувствительности, $k(\lambda)$, описывается выражением:

$$k(\lambda) = \frac{Q(\lambda) \cdot d\lambda \cdot d\Omega}{N_{\Delta\lambda}}, \quad (3)$$

где $Q(\lambda)$ – плотность потока излучения калиброванного источника с известным спектральным распределением интенсивности, падающего на входную щель спектрометра (фотон/с·нм·ср).

В качестве калиброванного источника излучения использовалась сверхзвуковая струя аргона, возбужденная электронным пучком. Спектральное распределение плотности потока излучения $Q(\lambda)$ определялось следующим образом. Измерялся интегральный поток излучения Q (фотон/с·ср) в диапазоне длин волн 5–170 нм кремниевым детектором SXUV-100 с известной спектральной чувствительностью в абсолютных единицах. Одновременно с измерением интегрального потока излучения регистрировалось относительное распределение интенсивности $I(\lambda)$ в спектрах излучения струи аргона в области 5–55 нм, $I_1(\lambda)$, спектрометром РСМ-500 и в интервале 50–170 нм, $I_2(\lambda)$, вакуумным монохроматором СП-68. Полученные спектры исправлялись на эффективность соответствующих приборов. Относительное распределение интенсивности, $I(\lambda)$, во всем диапазоне длин волн 5–170 нм находилось следующим образом:

$$I(\lambda) = I_1(\lambda) \frac{S_2}{S_1} + I_2(\lambda), \quad (4)$$

где S_1 и S_2 – площади, занимаемые участком спектра 50–55 нм, зарегистрированные приборами РСМ-500 и СП-68 соответственно.

После определения Q и $I(\lambda)$ находилось спектральное распределение плотности потока излучения $Q(\lambda)$ сверхзвуковой струи аргона во всем диапазоне длин волн:

$$Q(\lambda) = Q \cdot I(\lambda) / \int_5^{170} I(\lambda) d\lambda, \quad (5)$$

где $\int_5^{170} I(\lambda) d\lambda$ – площадь, занимаемая спектром в области 5–170 нм.

Полученная по приведенной выше методике спектральная зависимость абсолютной чувствительности $k(\lambda)$ спектрометра РСМ-500 показана на рис.1.

В настоящих исследованиях измерялись дифференциальные спектры ТИ. Геометрия эксперимента показана на рис.2. Сформированная сверхзвуковым соплом 2 струя атомов Хе пересекается электронным пучком; возникающее в месте пересечения струи

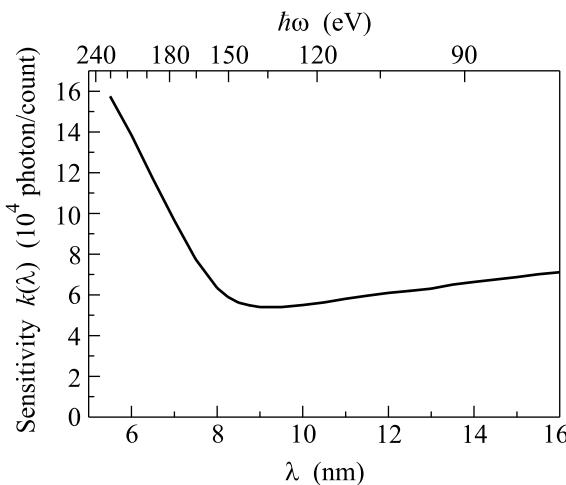


Рис.1. Спектральная зависимость абсолютной чувствительности монохроматора РСМ-500 в интервале длин волн 6–16 нм

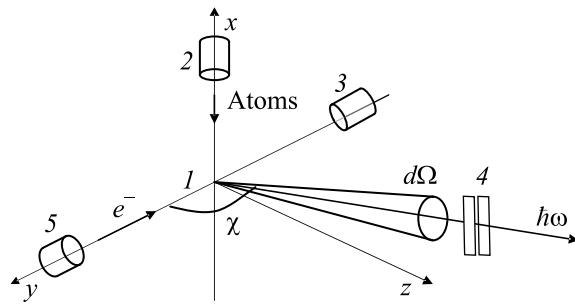


Рис.2. Геометрическая схема эксперимента. 1 – область столкновений, 2 – сверхзвуковое сопло, 3 – цилиндр Фарадея, 4 – разделительная диафрагма, 5 – электронная пушка, χ – угол между направлением движения электронов и анализируемыми фотонами, $d\Omega$ – телесный угол отбора излучения

электронами 1 излучение попадает на разделительную диафрагму 4. Ток электронного пучка регистрируется цилиндром Фарадея 3. Угол между направлениями движения налетающих электронов и анализируемых фотонов составляет $\chi = 97^\circ$. Телесный угол отбора излучения, $d\Omega = 1.7 \cdot 10^{-3}$ ср. Условия проведения экспериментов были следующие:

- 1) исследуемая область энергий фотонов 60–240 эВ;
- 2) спектральное разрешение: 1 Å;
- 3) электронный пучок пересекал сверхзвуковую струю Хе на расстоянии 10 мм от среза сопла. Энергия возбуждающих электронов составляла 0.6 кэВ, ток электронного пучка $i = 1 \cdot 10^{-2}$ А, при этом скорость электронов $v = 1.45 \cdot 10^9$ см/с, а концентрация электронов $n_e = 1.7 \cdot 10^9$ см⁻³;

4) давление газа на входе в сопло $P_0 = 6 \cdot 10^4$ Па и его температура $T_0 = 650$ К обеспечивали монодиамный состав струи и самопоглощение излучения атомами Хе менее 5%. Для определения концентрации атомов, n_a при экспериментальных значениях P_0 и T_0 использовались результаты двумерного расчета параметров струйного течения газа с учетом гомогенной конденсации по программе, разработанной в Новосибирском Институте теплофизики РАН [11]. Полученные расчетные значения сравнивались с концентрациями, определенными по экспериментальному расходу газа через сопло с заданными параметрами. Отличие в величинах концентрации, определенных этими двумя способами, составляет менее 10%. Концентрация атомов Хе на расстоянии 10 мм от среза сопла при выбранных условиях экспериментов ($P_0 = 6 \cdot 10^4$ Па и $T_0 = 650$ К) составляет $n_a = 8 \cdot 10^{15}$ ат/см³;

5) объем области возбуждения $A = 0.13$ см³.

По нашим оценкам, погрешность в определении дифференциального сечения ТИ не превышает 40%. Детали экспериментальной техники и методик более подробно приведены в [7, 10].

Измеренный в абсолютных единицах дифференциальный спектр полного тормозного излучения в телесном углу $1.7 \cdot 10^{-3}$ ср при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Хе представлен на рис.3. Полученный спектр значительно отличает-

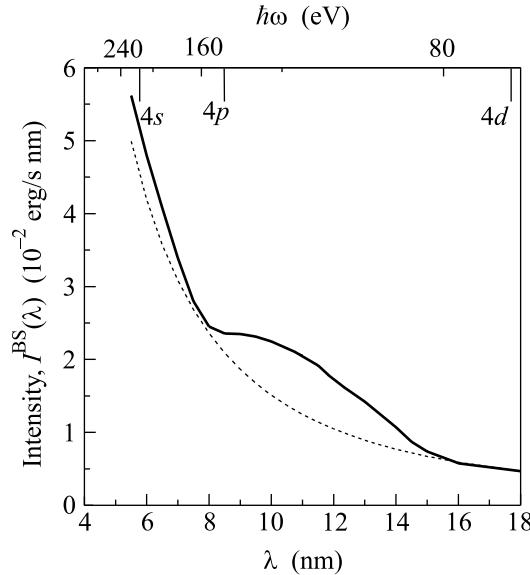


Рис.3. Дифференциальный спектр полного ТИ при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Хе. Телесный угол отбора излучения $d\Omega = 1.7 \cdot 10^{-3}$ ср. Штриховая линия – спектральный ход зависимости интенсивности обычного ТИ

ся от спектра обычного ТИ, описываемого теорией Бете–Гайтлера–Заутера [2, 3]. Вместо гладкой спектральной зависимости $I^{BS}(\lambda)$, спадающей с увеличением λ как $1/\lambda^2$ (показано на рисунке штриховой линией), наблюдается широкий максимум интенсивности, представляющий собой поляризационное тормозное излучение, сформированное виртуальными возбуждениями атома Xe в непрерывный спектр за $4d$ -порогом ионизации.

Как видно из рис.3, в спектральной области $\Delta\lambda > 15$ нм, где вклад ПТИ мал, интенсивность тормозного излучения изменяется обратно пропорционально квадрату длины волны, то есть совпадает с соответствующим ходом зависимости интенсивности обычного ТИ для тонкого анода [12]. В более коротковолновой области такой ход зависимости нарушается из-за наложения на спектр обычного ТИ поляризационного тормозного излучения в виде эмиссионной полосы с максимумом интенсивности в области 10 нм. В спектральной области $\Delta\lambda < 8$ нм наблюдается превышение интенсивности экспериментального спектра относительно интенсивности обычного ТИ. Можно предположить, что это отличие связано с вкладом $4p$ - и $4s$ -подоболочек (потенциалы ионизации $I_{4p} = 145.5$ эВ, $I_{4s} = 213.2$ эВ показаны на рис.3 и рис.4) в эффект пооболочечного деэкранирования ядра или “stripping” эффект [1].

На рис.4 показана спектральная зависимость дифференциального сечения полного ТИ в абр.ед. В спектре наблюдается хорошо выраженный широкий максимум в области энергий фотонов 80–155 эВ, связанный с поляризационным тормозным излучением. Из анализа данных рис.4 можно оценить величину отношения сечения поляризационного тормозного излучения к сечению обычного ТИ:

$$k = (d\sigma^{PBS}/d\sigma^{OBS})_{\max} \approx 0.5.$$

Это значение достаточно хорошо согласуется с расчетными оценками, сделанными в работе [13].

Величина дифференциального сечения полного тормозного излучения, $\omega d^2\sigma^{BS}/d\omega d\Omega$, включающего обычное и поляризационное ТИ, при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Xe в области энергий фотонов 70–230 эВ изменяется в пределах 190–290 барн/ср (см. рис.4).

На вставке рис.4 приведены спектральные распределения сечений полного ТИ при рассеянии электронов с энергиями 5 и 25 кэВ на атомах Xe, полученные в нескольких приближениях, в том числе с учетом “stripping” эффекта [14]. Эти рассчитанные в полном телесном углу сечения ТИ, $\omega d\sigma^{BS}/d\omega$, сравнить с нашими экспериментальными значения-

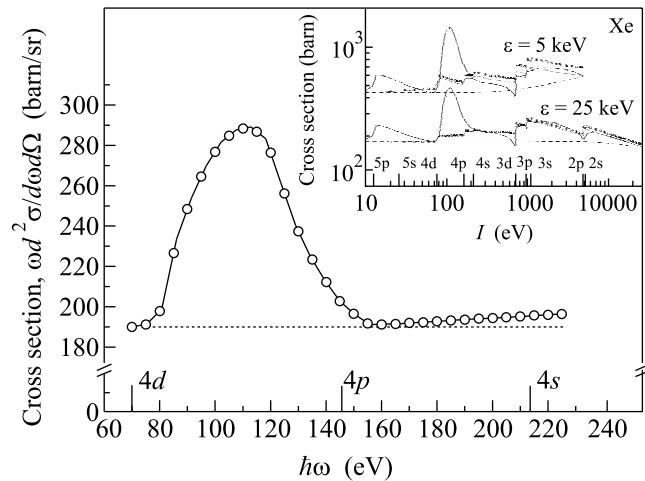


Рис.4. Спектральная зависимость дифференциального сечения тормозного излучения при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Xe. Штриховая линия – экстраполяция сечения обычного ТИ. На вставке представлен расчетный спектр ТИ, $\omega d\sigma/d\omega$, при рассеянии электронов с энергиями 5 и 25 кэВ на атомах Xe [14]. Сплошная линия – расчет в приближении искаженных парциальных волн без использования “stripping” приближения; штриховая линия – обычное ТИ; пунктирная линия и точки – расчеты с использованием “stripping” приближения

ми дифференциальных сечений, $\omega d^2\sigma^{BS}/d\omega d\Omega$, достаточно сложно. Но если пренебречь угловой зависимостью сечения полного ТИ, можно рассчитанную величину $\omega d\sigma^{BS}/d\omega$ [14] грубо оценить в единичном телесном углу, тогда полученное при энергии электронов 5 кэВ значение сечения в максимуме составит ~ 100 барн/ср. Эта величина оценочного дифференциального сечения ТИ по порядку величины неплохо согласуется с экспериментальным значением $\omega d^2\sigma^{BS}/d\omega d\Omega$, полученным нами при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Xe.

Из сравнения экспериментального спектрального распределения абсолютного дифференциального сечения полного ТИ (рис.4) и спектра, рассчитанного в работе [14] (вставка на рис.4), можно сделать вывод о том, что наблюдается удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом, выполненным в рамках приближения искаженных парциальных волн (сплошная линия на вставке рис.4).

Как упоминалось выше, в работе [9] определены экспериментальные абсолютные значения дифференциальных сечений полного ТИ при рассеянии электронов с энергиями 28 и 50 кэВ на атомах инертных элементов, в частности, на атомах Xe в области энергий фотонов от 6 кэВ до кинематического пре-

дела. Геометрии эксперимента в [9] и используемая в наших исследованиях достаточно близки, а именно, угол между направлением движения электронов и направлением распространения тормозных фотонов составляет 90° в [9] и 97° в наших экспериментах (см. рис.2). Однако сравнить абсолютные значения дифференциальных сечений полного ТИ в [9] и измеренных в настоящей работе трудно из-за очень большого различия в энергиях рассеиваемых электронов.

Таким образом, по разработанной нами оригинальной методике получено спектральное распределение абсолютного дифференциального сечения полного ТИ (включая ПТИ) при рассеянии электронов промежуточных энергий (0.6 кэВ) на свободных атомах Хе в области энергий фотонов 70–230 эВ. Поляризационное тормозное излучение проявилось в виде хорошо выраженного максимума; величина ПТИ относительно обычного ТИ составляет $k = (d\sigma^{PBS}/d\sigma^{OBS})_{\max} \approx 0.5$. Проведено сравнение полученных абсолютных дифференциальных сечений с теоретическими значениями полных сечений ТИ, рассчитанными [14] в нескольких приближениях. Наиболее удовлетворительно экспериментальные абсолютные сечения описываются расчетами, выполненными в приближении искаженных парциальных волн без учета “stripping” эффекта.

Однако, для более полного сравнения эксперимента с теорией необходимы, с одной стороны, расчеты дифференциальных сечений полного ТИ при рассеянии электронов промежуточных энергий на атомах инертных газов, а также их зависимостей от угла между направлением движения электронов и направлением распространения тормозных фотонов. С другой стороны, необходимы дополнительные экспериментальные исследования спектральных распределений

абсолютных дифференциальных сечений тормозного излучения в более широком интервале энергий электронов.

Авторы выражают благодарность Э.Т. Верховцевой и В.Н. Самоварову за полезные обсуждения полученных результатов и Ю.С. Доронину за помощь в проведении экспериментов.

1. М. Я. Амусья, В. М. Буймистров, Б. А. Зон и др., *Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов*, М.: Наука, 1987.
2. H. Bethe and W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **146**, 83 (1934).
3. F. Sauter, Ann. d. Phys. **9**, 217 (1931).
4. E. T. Verkhovtseva, E. V. Gnatchenko, and P. S. Pogrebnjak, J. Phys. B **16**, L613 (1983).
5. Т. М. Зимкина, А. С. Шулаков, А. Р. Брайко и др., ФТТ **26**, 1201 (1984).
6. R. Haensel, G. Kitel, P. Schreiber, and G. Kung, Phys. Rev. **188**, 1375 (1969).
7. Э. Т. Верховцева, Е. В. Гнатченко, Б. А. Зон и др., ЖЭТФ **98**, 797 (1990).
8. K. Ishii and S. Morita, Phys. Rev. A **30**, 2278 (1984).
9. Sal Portillo and C. A. Quarles, Phys. Rev. Lett. **91**, 173201 (2003).
10. А. А. Ткаченко, Е. В. Гнатченко, Э. Т. Верховцева, ЖТФ **64**, 136 (1994).
11. П. А. Сквородко, Диссертация ...канд. физ.-матем. наук, Ин-т теплофизики СО АН СССР, Новосибирск, 1977.
12. T. J. Peterson and D. H. Tomboulian, Phys. Rev. **125**, 235 (1962).
13. М. Я. Амусья, Т. М. Зимкина, М. Ю. Кучиев, ЖТФ **52**, 1424 (1982).
14. A. V. Korol, A. G. Lyalin, A. V. Solov'yov et al., J. Phys B **35**, 1197 (2002).