

Пояснювальна записка

до дипломного проєкту (роботи)

БАКАЛАВРА

освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему:

укр. «Когерентні ефекти в характеристичному рентгенівському випромінюванні
ультракоротких електронних банчів»
англ. «Coherent effects in characteristic X-ray radiation of ultrashort electron
bunches»

Виконав(ла): студент 4 курсу навчання
за ОПІ бакалавр
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали
освітня програма: «Прикладна фізика»

(назва)

Скоробогатов В. С.

(прізвище, ім'я, по батькові)

(особистий підпис)

Керівник д.ф.-м.н., ст. досл.

(вчений ступінь, вчене звання)

Трофименко С.В.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Рецензент д.ф.-м.н., ст. досл., чл.-кор. НАН України

(вчений ступінь, вчене звання)

Кириллін І.В.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

АНОТАЦІЯ

Дипломна робота присвячена дослідженню когерентних ефектів у іонізації атомних К-оболонок і характеристичному рентгенівському випромінюванні (ХРВ) ультракоротких електронних банчів. Обчислено переріз іонізації К-оболонок та середню кількість фотонів ХРВ при проходженні ультракороткого електронного банча крізь ультратонку мішень. Показано, що у достатньо легких речовинах такі ефекти можуть призводити до значного збільшення перерізу іонізації К-оболонок та кількості випромінених фотонів. Досліджено умови спостереження зазначених когерентних ефектів.

ABSTRACT

The thesis is devoted to the study of coherent effects in the ionization of atomic K-shells and the characteristic X-ray emission (CXR) of ultrashort electron bunches. The ionization cross section of the K-shells and the number of photons of CXR during the passage of an ultrashort electron beam through an ultrathin target were calculated. It is shown that in sufficiently light substances such effects can lead to a significant increase in the ionization cross section of K-shells and the number of emitted photons. The conditions for observing the specified coherent effects were studied.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	7
РОЗДІЛ 2. ХАРАКТЕРИСТИЧНЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЩО ВИКЛИКАНО УЛЬТРАРЕЛЯТИВІСТСЬКИМ ЕЛЕКТРОНОМ	9
2.1. Аналітичний розгляд	9
2.2. Чисельні оцінки для міді.....	14
РОЗДІЛ 3. ХАРАКТЕРИСТИЧНЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЩО ВИКЛИКАНО БАНЧЕМ УЛЬТРАРЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОНІВ В УЛЬТРАТОНКІЙ МІШЕНІ.....	18
3.1. Дослідження когерентних ефектів у ХРВ для банча.	18
3.2. Аналітичний розгляд	20
3.3. Чисельні розрахунки когерентних ефектів в алюмінії, берилії та вуглеці.	23
ВИСНОВКИ.....	31
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	33

ВСТУП

Під час руху в речовині заряджена частинка втрачає енергію багатьма способами: починаючи від гальмівного випромінювання та закінчуючи іонізаційними втратами. В даній роботі основну увагу приділено дослідженню частини іонізаційних втрат, що пов'язана з іонізацією атомних К-оболонки. Після іонізації такої оболонки атом знаходиться в збудженому стані, однак з часом відбувається його релаксація одним із наступних шляхів: характеристичне рентгенівське випромінювання (ХРВ), ефект Оже або перехід Костера-Кроніга. Цікавість саме до ХРВ при іонізації К-оболонки викликана тим, що це випромінювання відбувається у рентгенівському діапазоні частот і, як наслідок, слабо поглинається речовиною, а також воно є ізотропним, що полегшує його детектування та дослідження. Досліджуючи ХРВ, можна робити висновки про властивості та структуру мішені. Також це випромінювання можна використовувати як джерело монохроматичних рентгенівських фотонів. Однак ХРВ є низькоінтенсивним, наприклад, при проходженні одного електрона з енергією 5 МеВ крізь товсту (товщиною значно більше за довжину поглинання ХРВ) мідну пластинку ймовірність випромінювання фотона з частотою близько 8 кеВ складає порядку 0.01, тобто в середньому проходження 100 електронів крізь таку пластинку призведе до випромінювання всього одного фотона, або електрону в середньому треба пройти 100 пластинок, щоб випромінити один фотон. Тож постає питання: «Як можна значно підсилити ХРВ?». Одним із варіантів є пускати електрони не по одному, а компактними банчами: так, щоб вони взаємодіяли з речовиною не окремо, а як єдине ціле, і, таким чином, проявлялись когерентні ефекти, які можуть на порядки підсилювати випромінювання. Адже, як відомо, за наявності когерентних ефектів енергія випромінювання і всі пов'язані з нею величини, зокрема кількість фотонів, пропорційні квадрату кількості частинок, а не просто кількості частинок, як би це було за відсутності когерентних ефектів.

У даній роботі проведено дослідження когерентних ефектів у ХРВ, що генерується ультракороткими електронними банчами, які рухаються в різних матеріалах та мають різні поздовжні та поперечні розміри. З якісних міркувань було виведено умову існування когерентних ефектів, яка була потім підтверджена при чисельних розрахунках. При виборі розмірів банча, а також інших параметрів електронів та банча, прив'язка робилась до запущеного у 2017 році в м. Гамбурзі (Німеччина) Європейського рентгенівського лазера на вільних електронах (XFEL). Функціонування даного лазера, разом з іншими лазерами такого типу, робить актуальним дослідження питань про когерентні ефекти в ХРВ (а також інших видах рентгенівського випромінювання електронів), адже, як показано в дипломній роботі, для параметрів, що можуть бути реалізовані на такому лазері, зазначені когерентні ефекти можуть бути дуже суттєвими. Таке дослідження представляє не лише фундаментальний, але й практичний інтерес, адже ХРВ за умов прояву когерентних ефектів можна розглядати як зручний інструмент для вимірювання параметрів електронних банчів на лазері на вільних електронах.

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

З моменту відкриття у 1909 році характеристичного рентгенівського випромінювання Чарльзом Барклою, воно почало детально досліджуватись. Наприклад, було розглянуто експериментально [1] та теоретично [2,3] вплив ефекту густини на переріз іонізації К-оболонок та ХРВ, що проявляється у зменшенні перерізу іонізації та кількості фотонів, випромінених внаслідок поляризації речовини полем частинки, що призводить до часткового екранування цього поля. Зокрема, було продемонстровано відсутність даного ефекту в приповерхневому шарі мішені та теоретично пояснено цей факт як результат додаткової іонізації речовини у приповерхневому шарі перехідним випромінюванням, що інтерферує з власним полем частинки. Детальніше ця ситуація буде розглянута у розділі 2 цієї роботи. У роботі [4] досліджувались інтерференційні ефекти у ХРВ частинки, що проходить крізь періодичну багатошарову мішень, і показано, що такі ефекти можуть призводити до помітного збільшення перерізу іонізації К-оболонок та інтенсивності ХРВ.

Однак, всі ці дослідження проводились для випадку проходження однієї частинки крізь мішень. У випадку, коли крізь мішень одночасно проходить кілька частинок, а надто – банч із великої кількості частинок, в електродинамічних процесах, що при цьому відбуваються, можуть проявлятися когерентні ефекти, пов'язані з інтерференцією власних полів окремих частинок, коли різні частинки взаємодіють з речовиною не окремо, а як єдине ціле. У такому випадку може мати місце ситуація, коли не можна розглядати випромінювання або іонізаційні втрати сукупності з N частинок як N незалежних втрат або випромінювань однієї окремої частинки. Внаслідок когерентних ефектів втрати можуть як підсилюватись, так і послаблюватись. Прикладом когерентних ефектів, що послаблюють втрати енергії, є ефект Чудакова [5], який нещодавно досліджувався в CERN [6]. Подібні когерентні ефекти широко досліджувались у різних видах випромінювання релятивістських частинок. Зокрема це стосується когерентного перехідного

випромінювання та випромінювання Сміта-Парселла банчів у міліметровому діапазоні довжин хвиль [7,8].

Поява рентгенівських лазерів на вільних електронах (зокрема European XFEL), на яких можна отримувати банчі довжиною порядку ангстрема шляхом мікробанчування початкового пучка, дала принципову можливість досліджувати когерентні ефекти у рентгенівському діапазоні довжин хвиль, що призвело до значного збільшення кількості відповідних теоретичних робіт. Останнім часом було проведено теоретичні дослідження когерентних ефектів у перехідному та дифрагованому рентгенівському випромінюванні [9,10], а також іонізаційних втратах енергії [11-13].

Однак немає робіт, де досліджуються когерентні ефекти в ХРВ. Це може бути пов'язано з тим, що воно не є безпосередньо випромінюванням, яке генерує частинка, а все ж таки є випромінюванням, яке утворюється при релаксації, що відбувається після іонізації частинкою К-оболонки. ХРВ представляє значний практичний інтерес. За його допомогою можна проводити дослідження складу мішені, а також через його ізотропність його зручно досліджувати та можна використовувати як джерело рентгенівського випромінювання. Для параметрів, що можуть бути реалізовані на сучасних лазерах на вільних електронах (ЛВЕ), варто очікувати прояву когерентних ефектів і для ХРВ також. За умови прояву цих ефектів наявні наразі теорії, що описують ХРВ, виявляться непридатними, тому доведеться будувати нову теорію, що було зроблено в даній роботі для іонізації К-оболонки та викликаного нею ХРВ. Також після побудови даної теорії відкривається можливість використання ХРВ для діагностики пучків, зокрема дослідження процесу мікробанчування, яке відбувається на ЛВЕ.

РОЗДІЛ 2. ХАРАКТЕРИСТИЧНЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЩО ВИКЛИКАНО УЛЬТРАРЕЛЯТИВІСТСЬКИМ ЕЛЕКТРОНОМ

2.1. Аналітичний розгляд

З метою відпрацювання методу розгляду ХРВ високоенергетичних електронних банчів та з'ясування оптимальних умов, за яких варто очікувати найбільшої величини когерентних ефектів, розглянемо спочатку більш просту задачу, в якій один ультрарелятивістський електрон влітає в напівнескінченну пластинку перпендикулярно до її поверхні та внаслідок іонізації К-оболонок генерує характеристичне рентгенівське випромінювання (ХРВ). Задача про іонізацію атомних К-оболонок поблизу поверхні мішені у такій ситуації розглядалася в [3]. Розгляд проводитимемо в циліндричній системі координат, спрямуємо вісь z перпендикулярно до пластинки. Оскільки електрон є ультрарелятивістським, з хорошою точністю можна вважати, що його електричне поле має лише тангенціальну по відношенню до поверхні компоненту. Запишемо Фур'є компоненту цього власного поля (proper field) з частотою ω [4]:

$$\overline{E_{\omega}^{pr}}(\vec{r}) = -\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} Q e^{\frac{i\omega z}{v} + i\vec{q}\vec{\rho}}, \quad (2.1)$$

де $Q = Q_v = 1/(q^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2})$ для вакууму та $Q = Q_m = 1/(q^2 + \omega_p^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2})$ для речовини; v -швидкість частинки, γ -лоренц-фактор, ω_p -плазмова частота речовини, $\vec{\rho}, \vec{q}$ -радіус-вектор та імпульс електрона в площині xOy , перпендикулярній напрямку руху частинки.

Формула (2.1) записана в системі, де $c = 1$. При проходженні електрона крізь межу речовини та вакууму буде генеруватись перехідне випромінювання, електричне поле якого при $\gamma \gg 1$ має вигляд [4]:

$$\vec{E}_\omega^{tr}(\vec{r}) = \int d^2q \vec{E}_\omega^{tr}(\vec{q}) e^{i\omega z \left[1 - \frac{q^2 + \omega_p^2}{2\omega^2}\right] - \frac{\mu z}{2} + i\vec{q}\vec{\rho}}, \quad (2.2)$$

де μ – коефіцієнт загасання енергії випромінювання.

Використовуючи неперервність тангенціальної компоненти сумарного електричного поля $\vec{E}_\omega(\vec{r})$ на межі отримуємо:

$$\vec{E}_\omega(\vec{r})_{vacuum}|_{z=0} = \vec{E}_\omega(\vec{r})_{matter}|_{z=0} + \vec{E}_\omega^{tr}(\vec{r})|_{z=0}, \quad (2.3)$$

$$-\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} Q_v e^{i\vec{q}\vec{\rho}} = -\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} Q_m e^{i\vec{q}\vec{\rho}} + \int d^2q \vec{E}_\omega^{tr}(\vec{q}) e^{i\vec{q}\vec{\rho}}. \quad (2.4)$$

Тут ми знехтували перехідним рентгенівським випромінюванням назад, оскільки через низький коефіцієнт відбиття у рентгенівському діапазоні частот з великою точністю можна сказати, що все випромінювання пішло вперед.

Розглянемо цю рівність як рівність підінтегральних виразів:

$$-\frac{ie}{\pi} \frac{\vec{q}}{q^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} = -\frac{ie}{\pi} \frac{\vec{q}}{q^2 + \omega_p^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} + \vec{E}_\omega^{tr}(\vec{q}), \quad (2.5)$$

$$\vec{E}_\omega^{tr}(\vec{q}) = -\frac{ie\vec{q}}{\pi} \left(\frac{1}{q^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} - \frac{1}{q^2 + \omega_p^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} \right). \quad (2.6)$$

Тоді отримаємо в речовині:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\omega = \vec{E}_\omega^{pr}(\vec{r}) + \vec{E}_\omega^{tr}(\vec{r}) = & -\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} Q_m e^{\frac{i\omega z}{v} + i\vec{q}\vec{\rho}} + \\ & + \frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} (Q_m - Q_v) e^{i\omega z [1 - (q^2 + \omega_p^2)/2\omega^2] - \mu z/2 + i\vec{q}\vec{\rho}}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Нашою метою є знаходження величини, яку можна виміряти – кількості випромінених фотонів або пов’язаної з нею величини – перерізу іонізації К-оболонки. Спершу знайдемо саме переріз. Загальний переріз можна записати як суму перерізу близьких зіткнень σ_c налітаючого електрона та атомних електронів та переріз далеких зіткнень σ_d . На значення перерізу σ_c не впливає еволюція поля електрона впродовж його руху в речовині, а його значення може бути легко пораховане як переріз меллерівського розсіяння [3]. Цікаво, що це значення слабо залежить від енергії для високих енергій частинок ($\gamma \gg 1$) та складає 52 барн. Тому має сенс детально розглянути саме переріз далеких зіткнень. Оскільки налітаючий електрон має високу енергію, можемо скористатись методом еквівалентних фотонів [14], який вперше було запропоновано Фермі в 1924 році. Його сенс полягає у тому, що ми можемо замінити кулонівське поле електрона на потік еквівалентних фотонів різних частот, які в свою чергу і будуть іонізувати К-оболонку. Спектр числа еквівалентних фотонів може бути наступним чином виражений через компоненту Фур’є сумарного поля навколо частинки:

$$\frac{dN}{d\omega} = (4\pi^2 \hbar \omega)^{-1} \int_{\rho_0}^{\infty} |\vec{E}_\omega|^2 2\pi\rho d\rho, \quad (2.8)$$

де ρ_0 – це відстань, яка розділяє близькі та далекі зіткнення. Зазвичай її оцінюють як $\rho_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_k}}$, де m -маса електрона, а ω_k -частота іонізації К-оболонки. Таке значення відповідає радіусу борівської орбіти К-оболонки.

Тоді переріз далеких зіткнень, який ми шукаємо, матиме вигляд:

$$\sigma_d = \int_{\omega_k}^{\infty} \frac{dN}{d\omega} \sigma_{ph}^K(\omega) d\omega. \quad (2.9)$$

Обрахуємо квадрат модуля, необхідний для знаходження спектру за формулою (2.8):

$$\begin{aligned}
|\vec{E}_\omega|^2 &= \vec{E}_\omega * \vec{E}_\omega^* = \\
&= \left(-\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} (Q_m e^{\frac{i\omega z}{v} + i\vec{q}\vec{\rho}} - (Q_m - Q_v) e^{i\omega z \left[1 - \frac{q^2 + \omega_p^2}{2\omega^2}\right] - \frac{\mu z}{2} + i\vec{q}\vec{\rho}}) \right) \times \\
&\times \left(\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} (Q_m e^{-\frac{i\omega z}{v} - i\vec{q}\vec{\rho}} - (Q_m - Q_v) e^{-i\omega z \left[1 - \frac{q^2 + \omega_p^2}{2\omega^2}\right] - \frac{\mu z}{2} - i\vec{q}\vec{\rho}}) \right).
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Тут інтегрування за q відбувається за всім інтервалом $0 < q < \infty$. Далі для знаходження спектру треба проінтегрувати $|\vec{E}_\omega|^2$ за ρ від ρ_0 до ∞ . Однак згадаємо що таке ρ_0 : це штучно введений параметр, який необхідний для того, щоб не врахувати близькі зіткнення і, взагалі кажучи, щоб можна було застосувати метод еквівалентних фотонів. Однак розрізнити близькі та далекі зіткнення можна також за переданим імпульсом: для далеких зіткнень переданий імпульс повинен бути менше за імпульс q_0 , який можна оцінити як $\frac{1}{\rho_0}$. Тому проінтегруємо за ρ від 0 до ∞ , а за q від 0 до q_0 .

$$\begin{aligned}
&\int_{\rho_0}^{\infty} |\vec{E}_\omega|^2 2\pi\rho d\rho = \\
&= \frac{e^2}{\pi^2} \int d^2\rho \int d^2q \vec{q} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} (Q_m e^{\frac{i\omega z}{v}} - (Q_m - Q_v) e^{i\omega z \left[1 - \frac{q^2 + \omega_p^2}{2\omega^2}\right] - \frac{\mu z}{2}}) \times \\
&\int d^2q' \vec{q}' e^{-i\vec{q}'\vec{\rho}} (Q_m e^{-\frac{i\omega z}{v}} - (Q_m - Q_v) e^{-i\omega z \left[1 - \frac{q'^2 + \omega_p^2}{2\omega^2}\right] - \frac{\mu z}{2}}).
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Спершу відбувається інтегрування за ρ від 0 до ∞ , внаслідок цього інтегрування виникне дельта-функція, яка дозволить замінити q' на q . Після інтегрування за полярним кутом отримаємо:

$$\begin{aligned}
\int_{\rho_0}^{\infty} |\vec{E}_\omega|^2 2\pi\rho d\rho &= 8\pi e^2 \int_0^{q_0} dq Q_m^2 q^3 - \\
-8\pi e^2 e^{-\frac{\mu z}{2}} \int_0^{q_0} dq q^3 Q_m(Q_m - Q_v) &\left(e^{\frac{i\omega z}{v} - i\omega z \left[1 - \frac{q^2 + \omega_p^2}{2\omega^2}\right]} + \right. \\
+ e^{\frac{i\omega z}{v} - i\omega z \left[1 - \frac{q^2 + \omega_p^2}{2\omega^2}\right]} &\left. \right) + 8\pi e^2 e^{-\mu z} \int_0^{q_0} dq q^3 (Q_m - Q_v)^2.
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Перший і третій інтеграли беруться аналітично і мають доволі компактний вигляд; другий також можна взяти аналітично, але він виглядатиме громіздко, тож залишимо його у вигляді інтегралу. Також зробимо припущення $q_0 \gamma \gg \omega, \gamma \omega_p$, яке реалізується для значень параметрів, що мають місце у нашому розгляді. Тоді формулу (2.8) можна переписати наступним чином:

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{d\omega} &= \frac{2\alpha}{\pi\omega} \left\{ \ln \left(\frac{q_0}{\sqrt{\omega^2/\gamma^2 + \omega_p^2}} \right) - \frac{1}{2} - \right. \\
-e^{-\mu z} \left(1 + \ln \left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \gamma^2 \omega_p^2}} \right) \cdot \frac{(2\omega^2 + \gamma^2 \omega_p^2)}{\gamma^2 \omega_p^2} \right) &+ \\
+ 2e^{-\frac{\mu z}{2}} \int_0^{q_0} dq q^3 Q_m(Q_m - Q_v) \cos \left(\frac{\omega z}{v} - \omega z \left(1 - \frac{q^2 + \omega_p^2}{2\omega^2} \right) \right) &\left. \right\},
\end{aligned} \tag{2.13}$$

де α -стала тонкої структури, яка приблизно дорівнює $\frac{1}{137}$.

У цій формулі перший доданок відповідає за внесок власного поля електрона в спектр еквівалентних фотонів, другий – за внесок поля перехідного випромінювання, а третій – за їхню інтерференцію.

Далі, знаючи спектр, за формулою (2.9) можна отримати переріз, що й буде зроблено в наступному підрозділі.

2.2. Чисельні оцінки для міді

Проведемо чисельні оцінки для перерізу фотоіонізації для міді та енергії налітаючого електрона з енергією 5 ГеВ. Для міді поріг К-іонізації складає 9 кеВ, плазмова частота може бути обчислена як $\omega_p = 5.6415 \cdot 10^4 \sqrt{n_e} \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ в системі СГС або в $\frac{1}{\text{см}}$: $\omega_p = 5.6415 \cdot \frac{10^4 \sqrt{n_e}}{3 \cdot 10^{10}} \frac{1}{\text{см}}$ та складає $2.95 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{см}}$. У формулі (2.9) невідомою є величина $\sigma_{ph}^K(\omega)$, яка є перерізом фотоіонізації К-оболонки атома при потраплянні на нього фотона з частотою ω . Пов'яжемо цю величину з коефіцієнтом загасання μ :

$$\sigma_{ph}^K(\omega) = p_k \mu / n_a, \quad (2.14)$$

де p_k – це коефіцієнт [3], який виділяє внесок К-оболонки в загальний переріз фотоіонізації, $p_k = (J_k - 1) / J_k$, де $J_k \approx 125 / Z + 3.5$, μ -коефіцієнт загасання, який може бути отриманий на основі значень довжин поглинання μ^{-1} (див. наприклад [15]), n_a -концентрація атомів у речовині.

Наведемо значення деяких параметрів для міді: $p_k = 0.871$, $n_a = 8.45 \cdot 10^{22} \text{ см}^3$. Використовуючи дані з [15] наведемо графік залежності коефіцієнту загасання від частоти в діапазоні частот від порога К-іонізації до частоти 30 кеВ (рис. 2.1)

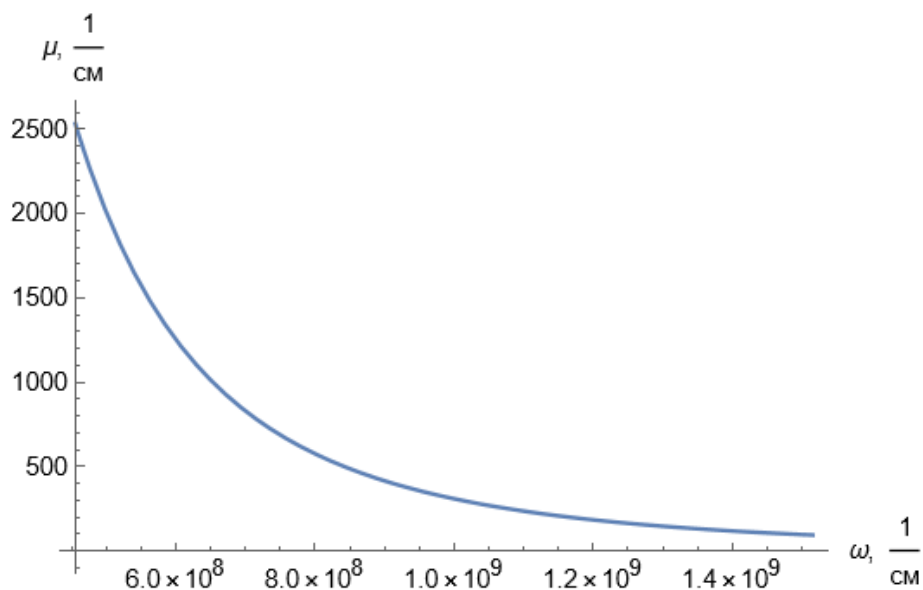


Рис. 2.1. Залежність коефіцієнту загасання від частоти

Основний внесок у переріз дають частоти, близькі до порогу К-іонізації: це видно як з виразу спектру, так і з рис. 2.1. Тому при чисельних оцінках в формулі (2.9) інтегрування до нескінченності замінимо на інтегрування до частоти 30 кеВ. Наведемо спектри еквівалентних фотонів для різної глибини z :

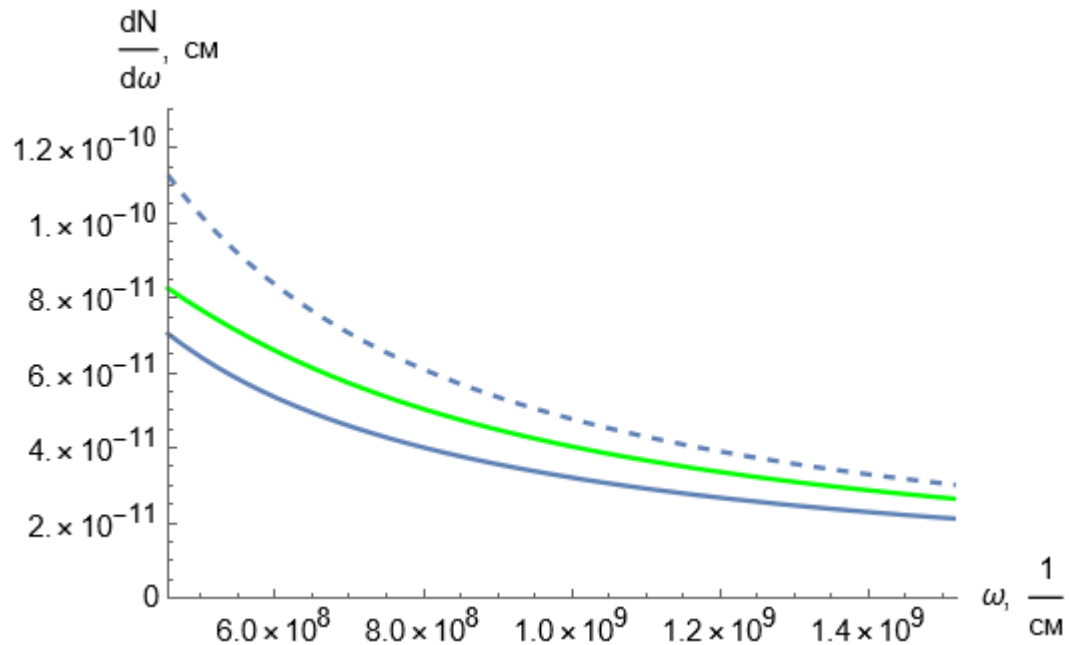


Рис. 2.2. Спектр еквівалентних фотонів у мідній мішені. Енергія електрона 5 ГеВ. Пунктирна лінія – $z = 0$, зелена лінія – $z = 4$ мкм, синя лінія – $z \gg \mu^{-1}$ для порогової частоти іонізації К-оболонки.

На рис. 2.2. можна побачити вплив ефекту густини та викликану ним еволюцію поля впродовж руху електрона всередині мішені. Знайдемо переріз фотоіонізації. Оскільки він у даному випадку не може бути представлений у вигляді аналітичної функції, то просто на рис. 2.3 наведемо графік для $\sigma_d(z)$.

Обрахуємо величину, яка, власне, може бути виміряна експериментально: кількість фотонів ХРВ, що випромінені назовні від пластинки. За відсутності поглинання розподіл фотонів ХРВ був би ізотропним. Тому з урахуванням поглинання фотонів на їх шляху до поверхні мішені:

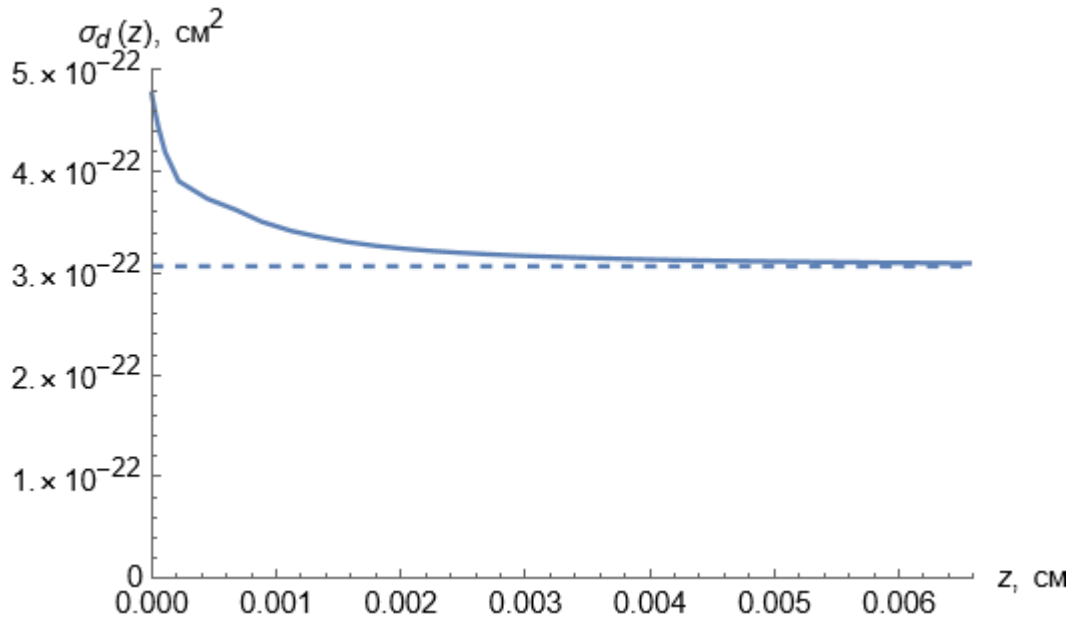


Рис. 2.3. Залежність перерізу іонізації К-оболонки у міді від відстані до поверхні мішені. Енергія електрона 5 ГеВ. Пунктирна лінія – переріз за умов повноцінного прояву ефекту густини.

$$\frac{dN}{d\omega} = \int_0^{\infty} \frac{w\sigma n}{4\pi} e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta}} dz, \quad (2.15)$$

де w – флуоресцентний вихід для К-оболонки, тобто ймовірність випромінити фотон при заповненні утвореної вакансії, θ -кут між напрямком, протилежним до напрямку руху електрона, та напрямком спостереження. Експонента у цій формулі відповідає за загасання ХРВ під час його розповсюдження всередині пластинки.

Розписавши тілесний кут отримаємо наступне:

$$\frac{dN}{d\theta} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \frac{w\sigma n}{4\pi} e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta}} \sin\theta dz. \quad (2.16)$$

За $d\varphi$ одразу можемо проінтегрувати, тоді отримаємо наступне:

$$\frac{dN}{d\theta} = \int_0^{\infty} \frac{w\sigma n}{2} e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta}} \sin\theta dz. \quad (2.17)$$

Обрахуємо кількість фотонів, що фіксуються під кутом 50° :

$$\left. \frac{dN}{d\theta} \right|_{\theta=50^\circ} = 0,0082. \quad (2.18)$$

І обрахуємо повну кількість фотонів, що вийшла з пластинки:

$$N = \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \sin\theta \int_0^{\infty} \frac{w\sigma n}{2} e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta}} dz. \quad (2.19)$$

Однак, насправді, для чисельної оцінки можемо замінити інтегрування за z до нескінченності на інтегрування до декількох — наприклад, 5 — довжин поглинання (в нашому випадку довжина поглинання ХРВ при частоті лінії K_α , яка робить основний внесок у випромінювання, що спостерігається, складає 22 мкм). За такого значення отримаємо $N = 0,0084$.

РОЗДІЛ 3. ХАРАКТЕРИСТИЧНЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЩО ВИКЛИКАНО БАНЧЕМ УЛЬТРАРЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОНІВ В УЛЬТРАТОНКІЙ МІШЕНІ

3.1. Дослідження когерентних ефектів у ХРВ для банча

Раніше було детально розглянуто вплив поляризації речовини полем частинки та перехідного випромінювання на спектр еквівалентних фотонів та, як наслідок, на переріз іонізації К-оболонки: внаслідок поляризації ці величини пригнічуються, тому дослідження наявності когерентних ефектів логічно робити саме за відсутності впливу поляризації, тобто в тонкому приповерховому шарі мішені довільної товщини, або для ультратонких мішеней, адже саме у цьому випадку, як буде показано далі, можуть виконуватися умови прояву когерентних ефектів для параметрів пучків, що реалізуються на сучасних прискорювачах. Розглянемо на рівні якісних міркувань умови для прояву когерентних ефектів. Необхідно, щоб поперечні розміри пучка не перевищували за порядком величини поперечних розмірів електричного поля банча. Поперечний розмір поля можна оцінити як $\frac{\gamma}{\omega}$, в свою чергу характерний поперечний розмір пучка позначимо як d . Тоді ця умова матиме вигляд: $\frac{\gamma}{\omega} \sim d$.

З цього можемо зробити висновок, що когерентні ефекти варто очікувати для низьких (біля порогу іонізації) частот і не для всіх речовин. Наприклад, для міді порогова частота $\omega_k \approx 9 \text{ кеВ} \approx 4,56 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{см}}$. В якості d візьмемо 20 мкм, що є типовим значенням для XFEL; тоді отримаємо значення $\gamma \sim 10^6$, що відповідає енергії близько 0,5 ТеВ. Банчі з такою енергією станом на зараз не можна отримати. Або оцінимо для енергії 17,5 ГеВ, що також є типовим значенням енергії електрона, що досягається на XFEL. За такого значення енергії поперечні розміри пучка повинні бути порядку або менше за $8 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Станом на сьогодні банчі з такими маленькими поперечними розмірами ще не реалізовані, тому більш логічно брати в якості матеріалу

мішені не мідь, через її високий поріг іонізації, а матеріали з меншим атомним номером Z . Наприклад, для алюмінію $\omega_k \approx 1560$ еВ, тоді $d \approx 5$ мкм, такі поперечні розміри все ще є меншими за λ , що вдалося досягти на сьогодні, однак варто очікувати появу, можливо, і слабких, але все ж таки помітних когерентних ефектів. Або можна взяти ще легші речовини: вуглець з $\omega_k \approx 285$ еВ, або навіть берилій з $\omega_k \approx 112$ еВ, для яких поперечні розміри, необхідні для спостереження когерентних ефектів, будуть навіть перевищувати досяжні на сьогодні розміри банча.

Тепер розглянемо умову на поздовжні розміри. Необхідно, щоб поздовжні розміри пучка не перевищували за порядком величини довжину, що відповідає частотам еквівалентних фотонів, які роблять внесок в іонізацію К-оболонки. Характерний поздовжній розмір пучка позначимо як l , а довжина хвилі дорівнює $\frac{2\pi}{\omega}$. Тоді ця умова матиме наступний вигляд $\frac{2\pi}{\omega} \sim l$.

Знову ж таки оцінимо поздовжні розміри для міді. Якщо взяти в якості частоти порогову частоту іонізації К-оболонки, то отримаємо $l \sim 1$ Å. Ці розміри вже реально досягти, однак когерентні ефекти будуть пригнічені за рахунок зазначеної раніше невідповідності поперечних розмірів банча. Зрозуміло, що для легших речовин, у яких порогова частота іонізації К-оболонки менша, ця умова буде справджуватись ще краще. Тому чисельні розрахунки будуть проводитись для алюмінію, вуглецю та берилію.

Зрозуміло, що найбільш яскраво вираженими когерентні ефекти будуть для найлегшої з цих речовин – берилію, тому що у нього найнижчий поріг К-іонізації. Однак з практичної точки зору може виявитись недоцільним робити мішені з берилію, бо для нього флуоресцентний вихід w для К-оболонки є низьким, тож кількість випромінених фотонів не буде великою. Однак малий флуоресцентний вихід може бути компенсований великими когерентними ефектами, тому цікаво розглянути, яка речовина є оптимальною. Це питання буде детальніше досліджено при чисельних оцінках когерентних ефектів.

3.2. Аналітичний розгляд

Розглянемо банч, який складається з ультрарелятивістських електронів та проходить крізь ультратонку пластинку, налітаючи на неї перпендикулярно до її поверхні. Під ультратонкою пластинкою матимемо на увазі мішень, товщина якої є меншою за довжину поглинання фотонів з мінімальною частотою, бо як ми бачили на рис. 2.1, чим більша частота, тим більше довжина поглинання. Розгляд проводитимемо в циліндричній системі координат, спрямуємо вісь z перпендикулярно до пластинки. Поле банча може бути обраховано як сума полів окремих частинок, з яких складається банч. Оскільки мішень є ультратонкою, то трансформація поля всередині мішені не встигає відбутись, і тому ефект поляризації ніяк не впливає на поле. В такому випадку вираз для Фур'є компоненти електричного поля окремої частинки матиме наступний вигляд:

$$\vec{E}_{\omega i} = -\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} Q_v e^{\frac{i\omega z}{v} + i\vec{q}\vec{\rho}}. \quad (3.1)$$

Тоді Фур'є компонента поля банча може бути отримана як сума Фур'є компонент полів кожної частинки в банчі:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\omega} &= \sum_a -\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} Q_v e^{\frac{i\omega z_a}{v} + i\vec{q}\vec{\rho}_a} = \\ &= -\frac{ie}{\pi} \int d^2q \vec{q} Q_v e^{\frac{i\omega z}{v} + i\vec{q}\vec{\rho}} \sum_{k=1}^N e^{-\frac{i\omega z_k}{v} - i\vec{q}\vec{\rho}_k}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

де z_k та $\vec{\rho}_k$ - координати частинки банча відносно його центру.

Далі для знаходження спектру, а в подальшому знаходження перерізу іонізації К-оболонки, процедура має схожий вигляд, як це було в розділі 2.

Розглянемо, зокрема, інтегрування квадрату модуля Фур'є-компоненти за $d\rho$ (формула 2.11):

$$\int \vec{E}_\omega * \vec{E}_\omega^* d^2\rho = 4e^2 \int d^2q q^2 Q_v^2 \sum_{r,k=1}^N e^{\frac{i\omega(z_k-z_r)}{v} + i\vec{q}(\vec{\rho}_k - \vec{\rho}_r)}. \quad (3.3)$$

Далі виділимо чітко в цьому доданку когерентну та некогерентну частину:

$$\begin{aligned} & \int_{\rho_0}^{\infty} \vec{E}_\omega * \vec{E}_\omega^* d^2\rho = \\ & = 4e^2 \int d^2q q^2 Q_v^2 \left(\sum_{r=k}^N e^{\frac{i\omega(z_k-z_r)}{v} + i\vec{q}(\vec{\rho}_k - \vec{\rho}_r)} + \sum_{r \neq k}^N e^{\frac{i\omega(z_k-z_r)}{v} + i\vec{q}(\vec{\rho}_k - \vec{\rho}_r)} \right) \quad (3.4) \\ & = 4e^2 \int d^2q q^2 Q_v^2 \left(\sum_{r=1}^N 1 + \sum_{r \neq k}^N e^{-\frac{i\omega(z_r-z_k)}{v} - i\vec{q}(\vec{\rho}_r - \vec{\rho}_k)} \right). \end{aligned}$$

Перший доданок відповідає за внесок, який є сумою внесків окремих частинок, а другий доданок як раз і описує цікаві нам когерентні ефекти.

Перейдемо від дискретного розподілу до неперервного. Зробимо це заміною:

$$\sum_{r \neq k}^N e^{-\frac{i\omega(z_r-z_k)}{v} - i\vec{q}(\vec{\rho}_r - \vec{\rho}_k)} \rightarrow N(N-1)F_\perp F_\parallel, \quad (3.5)$$

де формфактори $F_\perp(q)$ та $F_\parallel(\omega)$ мають вигляд: $F_\perp(q) = \left| \int d^2\rho f_\perp(\rho) e^{-i\vec{q}\vec{\rho}} \right|^2$, $F_\parallel(\omega) = \left| \int dz f_\parallel(z) e^{-\frac{i\omega z}{v}} \right|^2$, N -кількість електронів у банчі, а $f_\perp(\rho)$ та $f_\parallel(z)$ -функції розподілу густини. Функції $f_\perp(\rho)$ та $f_\parallel(z)$ нормовані на 1: $\int_0^\infty f_\perp(\rho) 2\pi\rho d\rho$, $\int_{-\infty}^\infty f_\parallel(z) dz = 1$.

На цьому етапі ми не конкретизували тип розподілу. Для прикладу розглянемо банч, що має гаусовий розподіл як у поздовжньому, так і в

поперечному напрямку. Зазначимо, що для поперечного напрямку це є доволі близький до реального розподіл, однак для поздовжнього напрямку на різних прискорювачах за різних умов може бути реалізований досить широкий спектр різних типів розподілу. Для гаусового розподілу функції розподілу густини мають наступний вигляд:

$$f_{\parallel}(z) = e^{-\frac{z^2}{2l^2}}/\sqrt{2\pi}l, \quad f_{\perp}(\rho) = e^{-\frac{\rho^2}{2d^2}}/2\pi d^2, \quad (3.6)$$

де l, d - параметри гаусового розподілу.

Тоді вирази для формфакторів мають наступний вигляд:

$$F_{\parallel}(\omega) = e^{-\omega^2 l^2 / v^2}, \quad F_{\perp}(q) = e^{-q^2 d^2}. \quad (3.7)$$

В такому випадку вираз для спектру еквівалентних фотонів може бути записаний як:

$$\frac{dN_{ph}}{d\omega} = \frac{e^2 N}{\pi^2 \hbar \omega} \left(\int d^2 q q^2 Q_v^2 + \int d^2 q q^2 Q_v^2 (N-1) e^{-\omega^2 l^2 / v^2} e^{-q^2 d^2} \right). \quad (3.8)$$

Перший інтеграл вже було обраховано в розділі 2, другий також можна аналітично обрахувати. В результаті отримуємо:

$$\frac{dN_{ph}}{d\omega} = \frac{2\alpha N}{\pi\omega} \left\{ \ln\left(\frac{q_0 \gamma}{\omega}\right) - \frac{1}{2} + (N-1) e^{-\frac{\omega^2 l^2}{v^2}} - \right. \\ \left. \left(e^{\frac{d^2 \omega^2}{\gamma^2}} * \frac{e^{-d^2 q_0^2 \gamma^2 \omega^2} + q_0^2 \gamma^2 (\gamma^2 + d^2 \omega^2) Ei(-d^2 q_0^2)}{2\gamma^4 q_0^2} - \right) \right. \quad (3.9)$$

$$\left. - \frac{e^{-d^2 \frac{\omega^2}{\gamma^2}} \gamma^2 \omega^2 + \omega^2 (\gamma^2 + d^2 \omega^2) Ei \left(-d^2 \frac{\omega^2}{\gamma^2} \right)}{2\gamma^2 \omega^2} \right\}$$

де $Ei(x)$ – це інтегральні експоненти.

Цікаво розглянути граничний випадок- одну частинку і порівняти зі спектром, отриманим в розділі 2. Для отримання виразу для спектру однієї частинки ($N = 1$) візьмемо з формули (2.13) лише перший доданок, бо саме він відповідає за власне поле електрона та покладемо $\omega_p = 0$, бо ефект густини не встигає проявитись в ультратонких мішенях, і тому поле має вигляд поля в вакуумі. Тоді як формула (3.9), так і формула (2.13) дають однакові результати.

Переріз може бути отриманий за наступною формулою:

$$\sigma_d = \int_{\omega_k}^{\infty} \frac{dN}{d\omega} \sigma_{ph}^K(\omega) d\omega. \quad (3.10)$$

Однак аналітично його порахувати неможливо, тому його значення будуть отримані пізніше при чисельних розрахунках.

3.3. Чисельні розрахунки когерентних ефектів в алюмінії, берилії та вуглеці.

В цьому та подальших розділах будемо прив'язуватись до параметрів банчів, які близькі до тих, що досягаються на European XFEL. На цьому лазері енергія електрона досягає 17,5 GeV, тобто Лоренц-фактор γ складає близько 35000, що майже на два порядки менше, ніж необхідний для спостереження когерентних ефектів в міді. Поперечний розмір пучка d_f – «повна ширина на піввисоті» (ПШПВ) складає 20 мкм, у свою чергу поздовжній розмір l_f – «повна ширина на піввисоті» може приймати значення від 1 до 100 Å. Важливо пов'язати їх з параметрами гаусового розподілу l та d : $l = l_f / 2\sqrt{2\ln 2}$, $d = d_f / 2\sqrt{2\ln 2}$. В якості розміру та заряду пучка, який складається з

ультракоротких банчів, які ми й досліджуємо: візьмемо величини, що за порядком близькі до параметрів пучка, які можна реалізувати на XFEL: $L = 24$ мкм, $q = 9$ нКл. Таким чином, кількість частинок в банчі за умови рівномірного розподілу по банчам може бути оцінена як $N = \frac{q}{e} \cdot \frac{2l_f}{L}$, де e - заряд позитрона.

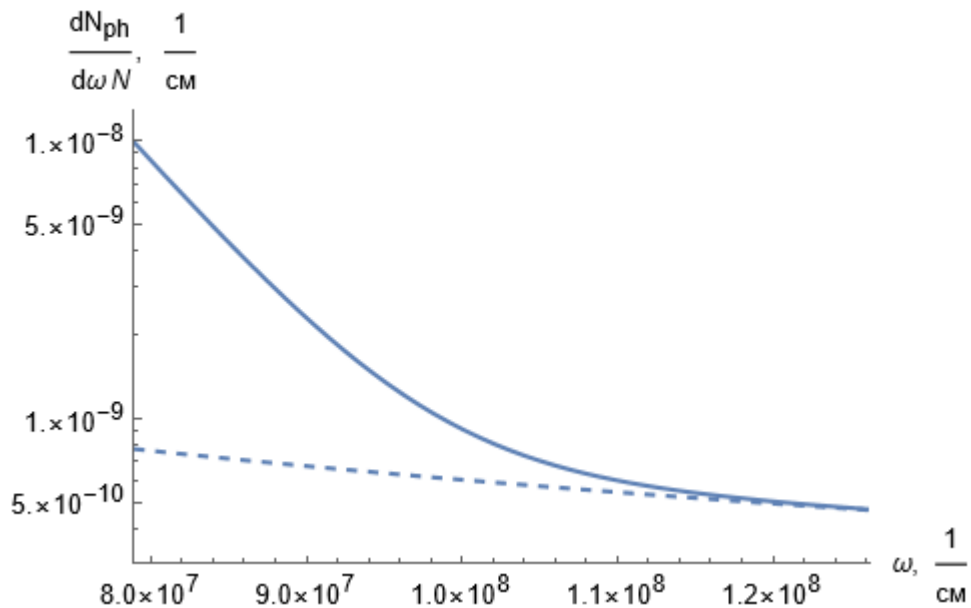


Рис. 3.1. Спектр еквівалентних фотонів з розрахунку на одну частинку для $l_f = 1$ Å та кількості частинок $N = 468750$ за наявності (синім) та відсутності (штрихованим) когерентних ефектів.

Бачимо, що найбільше когерентні ефекти проявляються біля порогу іонізації, конкретно для алюмінію зникнення когерентних ефектів спостерігається для частот більших за $1.4\omega_k$. Також цікаво відмітити, що наявність когерентних ефектів призводить до більш ніж 10-кратного посилення спектру для порогової частоти. Тому саме ці частоти даватимуть основний внесок в когерентні ефекти. Також цікаво перевірити, наскільки справджуються оцінки для частот, для яких є когерентні ефекти, отримані на початку розділу. Вважаємо, що для $d_f = 20$ мкм когерентні ефекти присутні для частот до $1.4\omega_k$. Тоді, $\frac{\gamma}{1.4\omega_k d} \approx 0.4$. Це збігається з якісною оцінкою.

Тепер дослідимо вплив когерентних ефектів на переріз σ_d . Розглянемо випадок фіксованої густини в центрі банча та випадок фіксованої кількості частинок, що, взагалі кажучи, може виявитись не дуже фізичним за малих розмірів банчів, бо можуть виникнути надгусті банчі.

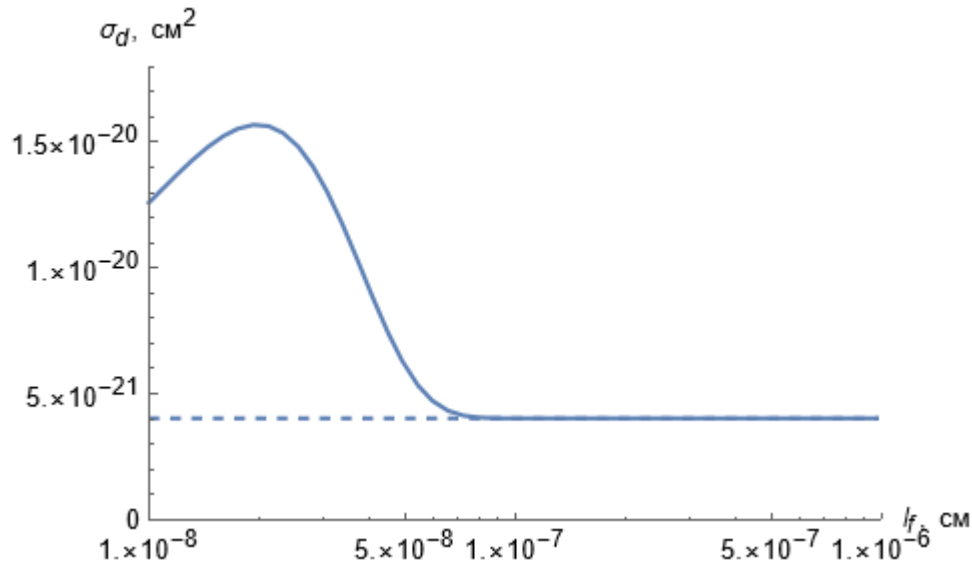


Рис. 3.2. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поздовжнього розміру (ПШПВ) l_f для поперечного розміру (ПШПВ) $d_f = 20$ мкм за фіксованої густини частинок. Пунктирною лінією позначено переріз σ_d за відсутності когерентних ефектів. Енергія електрона: 17,5 ГеВ. Матеріал мішені: алюміній. Значення фіксованої густини: $4,69 \cdot 10^{13} \frac{\text{част}}{\text{см}}$.

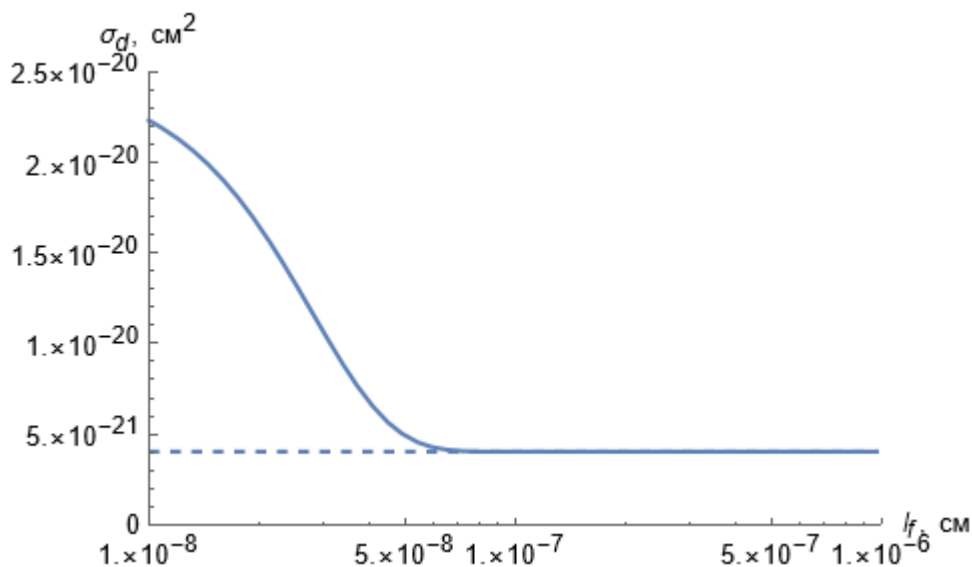


Рис. 3.3. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поздовжнього розміру (ПШПВ) l_f для поперечного розміру (ПШПВ) $d_f = 20$ мкм за фіксованої

кількості частинок $N = 10^6$. Пунктирна лінія – те ж саме, що і на рис.3.2. Енергія електрона: 17,5 ГеВ. Матеріал мішені: алюміній.

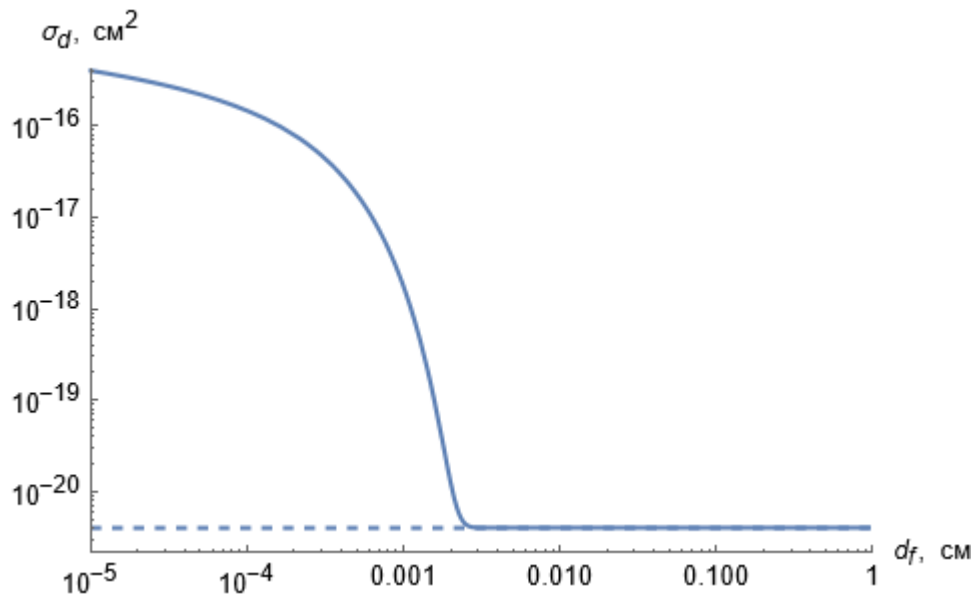


Рис. 3.4. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поперечного розміру (ПШПВ) d_f для поздовжнього розміру (ПШПВ) $l_f = 1 \text{ \AA}$ (відповідна кількість частинок у банці становить $N = 468750$). Пунктирна лінія – те ж саме, що і на рис.3.2. Енергія електрона: 17.5 ГеВ. Матеріал мішені: алюміній.

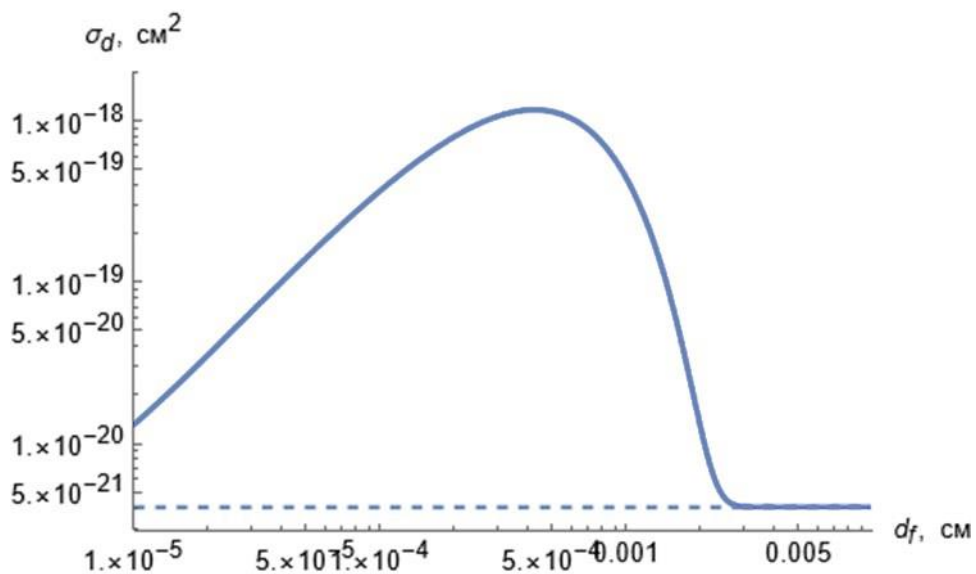


Рис. 3.5. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поперечного розміру (ПШПВ) d_f для поздовжнього розміру (ПШПВ) $l_f = 1 \text{ \AA}$ за фіксованої густини частинок. Пунктирна лінія – те ж саме, що і на рис.3.2.

Енергія електрона: 17,5 ГеВ. Матеріал мішені: алюміній. Значення фіксованої густини: $4,69 \cdot 10^{13} \frac{\text{част}}{\text{см}}$.

Проаналізуємо рис. 3.2-3.5. На рис. 3.2 та рис. 3.5 бачимо наявність піку, який обумовлений тим, що ми фіксуємо густину частинок в банчі, відповідно зі збільшенням розмірів банча зростає кількість частинок, що присутня в ньому, і зростання множника $N(N - 1)$ у другому доданку, що відповідає за когерентні ефекти, переважає зменшення експоненційного множника, пов'язаного зі зменшенням когерентних ефектів при збільшенні розмірів банча. Результати, наведені на рис. 3.3 та 3.4, є цілком передбачуваними: за фіксованої кількості частинок зі збільшенням розмірів когерентні ефекти послаблюються. Однак варто очікувати насичення когерентних ефектів зі зменшенням розмірів банча нижче якогось значення, що відповідатиме тому, що весь банч взаємодіє з речовиною когерентно. Це буде краще видно у випадку берилієвої мішені, для якої когерентні ефекти можуть бути набагато більш сильними.

В якості кількості частинок за умови, що вона є фіксованою, було обрано кількість частинок, яка досягається при розмірі банча в 1 \AA . Наведемо аналогічні результати розрахунків для берилієвої та вуглецевої мішені:

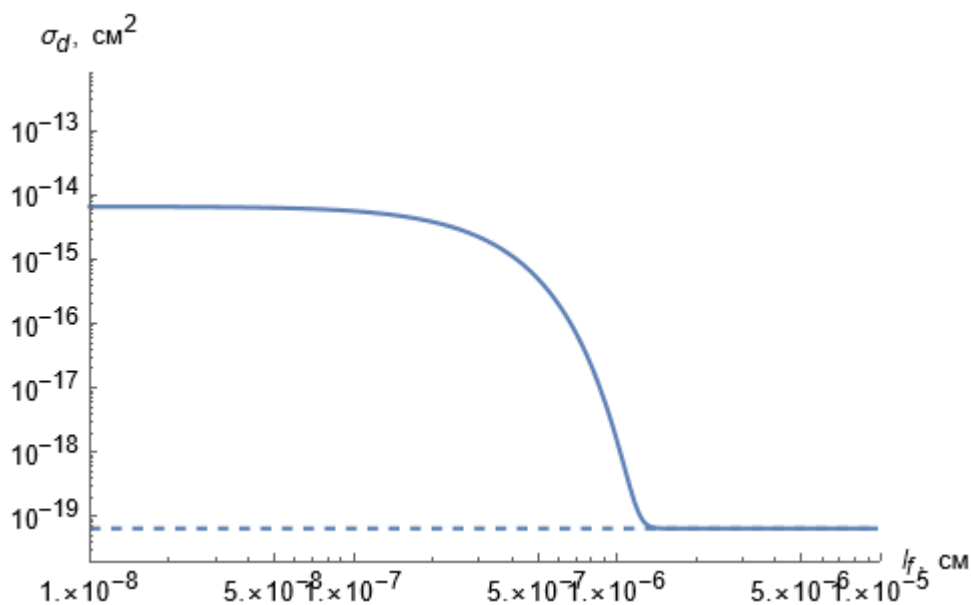


Рис. 3.6. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поздовжнього розміру (ПШПВ) l_f для поперечного розміру (ПШПВ) $d_f = 20 \text{ мкм}$ за фіксованої

кількості частинок $N = 468750$. Пунктирною лінією позначено переріз σ_d за відсутності когерентних ефектів. Енергія електрона: 17,5 ГеВ. Матеріал мішені: берилій.

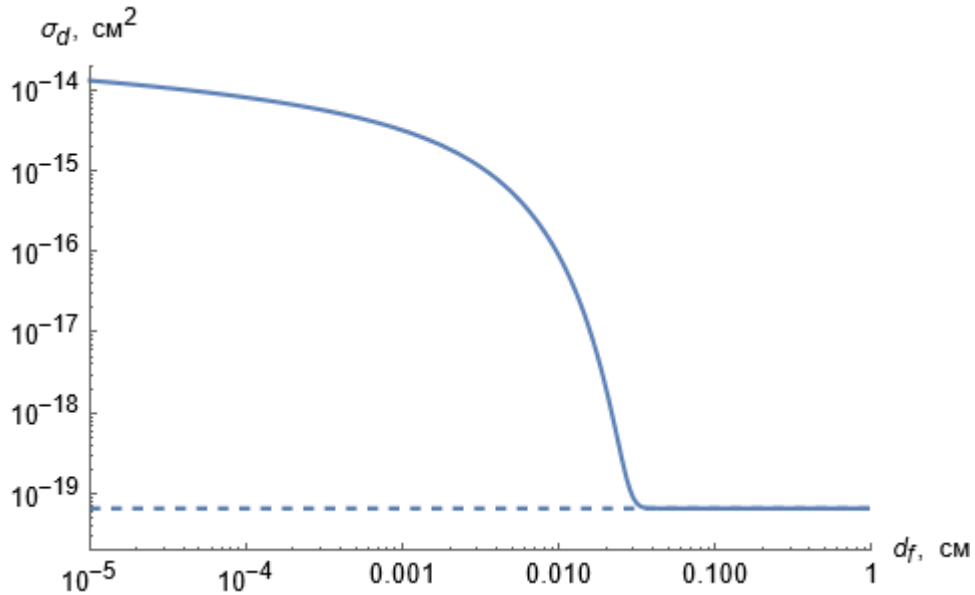


Рис. 3.7. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поперечного розміру (ПШПВ) d_f для поздовжнього розміру (ПШПВ) $l_f = 1 \text{ \AA}$ (відповідна кількість частинок у банці становить $N = 468750$). Пунктирна лінія – те ж саме, що і на рис. 3.6. Енергія електрона: 17,5 ГеВ. Матеріал мішені: берилій.

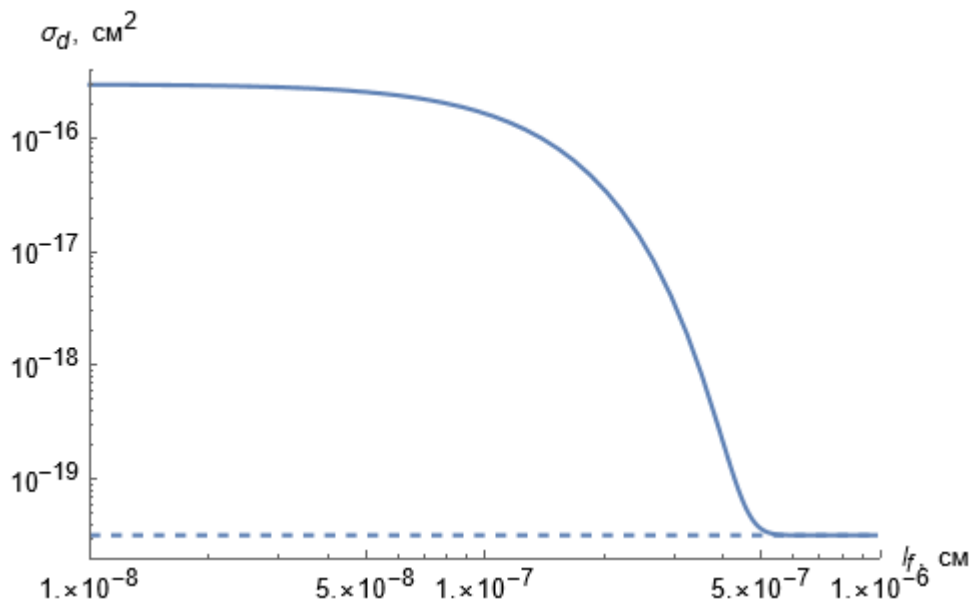


Рис. 3.8. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поздовжнього розміру (ПШПВ) l_f для поперечного розміру (ПШПВ) $d_f = 20 \text{ мкм}$ за фіксованої кількості частинок $N = 468750$. Пунктирною лінією позначено переріз σ_d за

відсутності когерентних ефектів. Енергія електрона: 17,5 ГеВ.
Матеріал мішені: вуглець.

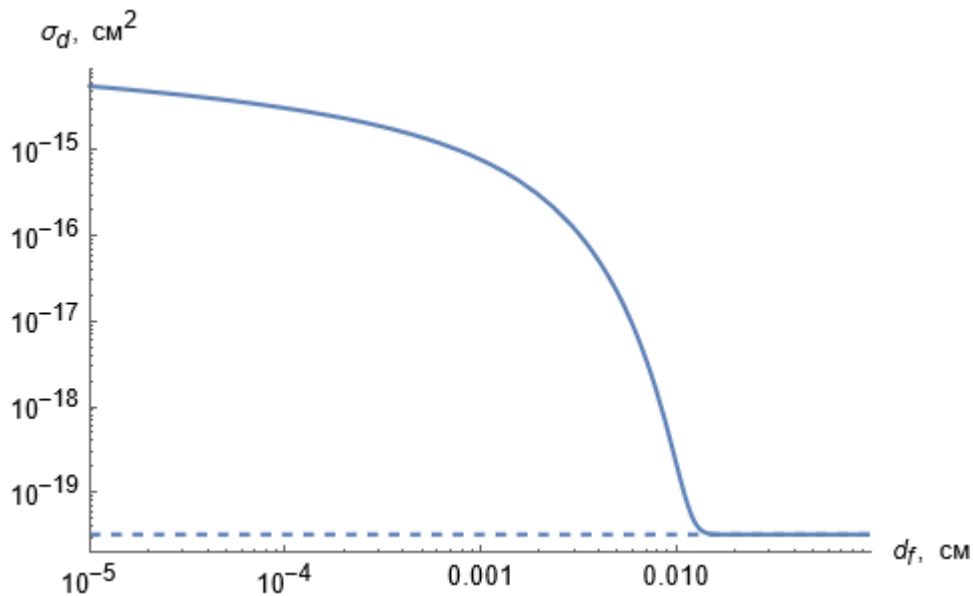


Рис. 3.9. Залежність перерізу іонізації К-оболонки σ_d від поперечного розміру (ПШПВ) d_f для поздовжнього розміру (ПШПВ) $l_f = 1 \text{ \AA}$ (відповідна кількість частинок у банчі становить $N = 468750$). Пунктирна лінія- те ж саме, що і на рис. 3.8. Енергія електрона: 17,5 ГеВ. Матеріал мішені: вуглець.

Бачимо, що для берилію та вуглецю когерентні ефекти присутні за будь-яких поздовжніх розмірів банчів, що досягаються на European XFEL (l_f від 1 \AA до 100 \AA) та значні для поперечного розміру $d = 20 \text{ мкм}$. В свою чергу, максимально можливі когерентні ефекти, які проявляються як пропорційність до квадрату кількості частинок перерізу зможуть бути досягнені, коли буде змога зробити банчі з поперечними розмірами порядку 10^{-5} см , тобто в 100 разів менші, ніж доступні зараз. Також чітко видно насичення на графіках залежності перерізу від поздовжніх розмірів за фіксованої кількості частинок (рис. 3.6 та рис. 3.8). Також проводилась чисельна оцінка когерентних ефектів для кремнію, але у даному випадку вони виявились відсутніми, тож відповідні результати не були наведені в цьому розділі.

Цікаво отримати величину, яку можна безпосередньо виміряти в експерименті. В нашому випадку такою величиною буде кількість фотонів ХРВ. Оскільки мішень ультратонка, то переріз не залежить від z , тому інтегрування, яке було в формулі (2.15) може бути просто замінено на множення на товщину мішені. Також за умови розгляду кутів не дуже близьких до 90° можна знехтувати поглинанням:

$$\frac{dN}{do} = \frac{w\sigma n}{4\pi} z. \quad (3.11)$$

Обчислимо значення цієї величини для розглянутих вище трьох матеріалів для розмірів $l_f = 1 \text{ \AA}$, $d_f = 20 \text{ мкм}$ та кількості частинок $N = 468750$. В якості товщини мішені візьмемо для кожного матеріалу $z = 0.1/\mu$, де μ -коефіцієнт поглинання при пороговій частоті іонізації К-оболонки. Значення флуоресцентного виходу К-оболонки w були взяті з [16]. Тоді отримаємо наступні значення:

1. для берилію: $\frac{dN}{do} = 1,015 \frac{\text{фотонів}}{\text{електрон}\cdot\text{ср}}$ або всього $4,8 \cdot 10^5$ фотонів/ср;
2. для вуглецю: $\frac{dN}{do} = 1,1 \frac{\text{фотонів}}{\text{електрон}\cdot\text{ср}}$ або всього $5,1 \cdot 10^5$ фотонів/ср;
3. для алюмінію: $\frac{dN}{do} = 0,0023 \frac{\text{фотонів}}{\text{електрон}\cdot\text{ср}}$ або всього 10^3 фотонів/ср.

Отже, бачимо те, на що варто було очікувати: для легких елементів когерентні ефекти сильніше на порядки, а також через низьке значення флуоресцентного виходу К-оболонки w для берилію кількість фотонів, хоч і не значно, але все ж таки менша за кількість фотонів для вуглецю. Також варто зауважити, що завдяки когерентним ефектам, у легких речовинах з дуже малим флуоресцентним виходом може випромінюватися набагато більша кількість фотонів, ніж у важких речовинах з великим флуоресцентним виходом.

ВИСНОВКИ

У даній роботі було досліджено когерентні ефекти в іонізації атомних К-оболонок і подальшому характеристичному рентгенівському випромінюванні (ХРВ) ультракоротких електронних банчів у випадку, коли варто очікувати найбільшої величини даних ефектів, а саме при проходженні банчем ультратонкої мішені. Спочатку проведено розгляд ХРВ, що створюється одним ультрарелятивістським електроном у мішені довільної товщини, з урахуванням еволюції поля частинки всередині мішені, на основі якого відпрацьовано зручний метод розгляду даного явища (метод еквівалентних фотонів), справедливий при високих енергіях частинок. Потім на основі даного методу були досліджені когерентні ефекти у ХРВ ультракоротких електронних банчів, які можуть бути реалізовані на сучасних лазерах на вільних електронах (зокрема European XFEL). Показано, що у достатньо легких речовинах такі ефекти можуть бути дуже суттєвими і призводити до значного збільшення перерізу іонізації К-оболонок та кількості випромінених фотонів. Продемонстровано, що за умов прояву таких ефектів зазначений переріз та кількість фотонів суттєво залежать від поздовжніх і поперечних розмірів банча. Проведене порівняння величини таких ефектів у різних речовинах, таких як алюміній, вуглець та берилій. Встановлено, що найважчою речовиною, для якою варто очікувати помітних когерентних ефектів при розмірах банчів, що є на сьогодні досяжними на European XFEL, є алюміній.

Також було розглянуто задачу оптимізації вибору матеріалу мішені для досягнення максимальної кількості фотонів ХРВ (серед трьох досліджених речовин) та в результаті було отримано, що найкращим матеріалом з цієї точки зору варто вважати вуглець, для якого когерентні ефекти, хоч і мають трохи меншу величину, ніж для більш легкого берилію, але з урахуванням вищого флуоресцентного виходу для К-оболонки кількість випромінених фотонів є більшою.

Також було розглянуто перспективи досягнення максимально можливих когерентних ефектів (для заданої кількості частинок у банчі), розраховуючи

розміри пучків для різних матеріалів, за яких буде спостерігатись повна когерентність. Виявилось, що поздовжні розміри банчів, що є досяжними на сьогоднішній день, вже задовольняють цій умові, а ось поперечні розміри ще треба зменшити на два порядки.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Middleman L., Ford R., Hofstadter R. Measurement of Cross Sections for X-Ray Production by High-Energy Electrons. *Phys. Rev. A*. 1970. Vol. 2, P. 1429-1433.
URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.2.1429>.
2. J. F. Bak et al. Influence of Transition Radiation and Density Effect on Atomic K-Shell Excitation. *Phys. Scripta*. 1986. Vol. 33. P. 147–155.
URL: <https://doi.org/10.1088/0031-8949/33/2/009>.
3. Sorensen A. Atomic K-shell excitation at ultrarelativistic impact energies. *Phys. Rev. A*. 1987. Vol. 36. P. 3125-3137. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.36.3125>.
4. Trofymenko S. V. K-shell ionization and characteristic x-ray radiation by high-energy electrons in multifoil targets. *Phys. Rev. A*. 2020. Vol. 102. P. 062804(1-10)
URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.102.062804>.
5. Chudakov A. E. On an ionization effect associated with observation of electron-positron pairs at very high energy. *Izv. Akad. Nauk SSSR*. Vol. 19. P. 651-656.
6. T. Virkus et al. Direct Measurement of the Chudakov Effect. *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100, P. 164802(1-4). URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.164802>.
7. Y. Shibata et al. Coherent transition radiation in the far-infrared region. *Phys. Rev. E* 1993. Vol. 49, P. 785-793. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.49.785>.
8. Delerue N., Jenzer S., Khodnevykh V. et al. Study of Short Bunches at the Free Electron Laser CLIO 2016 IPAC2016 (Proceedings of IPAC2016. Busan, South Korea) p. MOPMB005 (78-80). URL: <http://hal.in2p3.fr/in2p3-01322166>.
9. Ispirian K. A., Ispiryan M. Coherent x-ray transition and diffraction radiation of microbunched beams. *Phys. Rev. ST Accel Beams*. 2013. Vol. 16. P. 020702(1-7)
URL: <https://doi.org/10.1103/physrevstab.16.020702>.
10. Ispirian K. A. Coherent X-ray radiation produced by microbunched beams in amorphous and crystalline radiators. *Nucl. Instr. Meth. B*. 2013. Vol. 309. P. 4–9.
URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.01.072>.

11. A. Ogata et al. Collective energy loss of attosecond electron bunches. *Nucl. Instrum. Meth. A*. 2011. Vol. 637. P. S95–S98.
URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.031>.
12. Trofymenko S. V., Shul'ga N. F. Energy loss by relativistic electron ensembles due to coherent excitation and ionization of atoms. *Phys. Rev. AccelBeams*. 2020. Vol. 23. P. 084501(1-11) URL: <https://doi.org/10.1103/physrevaccelbeams.23.084501>.
13. Trofymenko S. V., Shul'ga N. F. Interference effect in the ionization loss of high-energy electron bunches. *Phys. Lett. A*. 2019. Vol. 383. P. 2561–2566.
URL: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2019.05.023>.
14. Fermi E. Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen. *Zeitschrift für Physik*. 1924. Vol. 29. P. 315–327.
URL: <https://doi.org/10.1007/bf03184853>.
15. X-Ray Attenuation Length.
URL: https://henke.lbl.gov/optical_constants/atten2.html.
16. Fluorescence Yields The Elements Handbook at Knowledge Door. URL: https://www.knowledgedoor.com/2/elements_handbook/fluorescence_yields.html.