

РАДИАЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА НАНОСТРУКТУР НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

В.К. Гришин, Д.П. Никитин
*НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына
Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова*
vkgris@mail.ru

The opportunity of detection and diagnostics of nano-object parameters in matter by relativistic electrons x-ray radiation generated in an investigated object is discussed. Polarization bremsstrahlung radiation (PB) of relativistic electrons on matter electrons is considered. It is shown, that PB observation allows us to research micro-structural features of matter electron distribution. The conclusions are illustrated on examples of coherent radiation of relativistic electrons in homogeneous matter and on a fullerene.

1. В настоящее время широко обсуждается возможность использования рентгеновского излучения релятивистских электронов для структурной нанодиагностики вещества. Весьма перспективным методом подобной диагностики является использование жесткого электромагнитного излучения. Традиционно применяемая здесь методика, по существу, представляет разновидность рентгено-структурного анализа, которая обычно базируется на использовании пучка фотонов тормозного излучения, генерируемого с помощью пучка ускоренных электронов на специальной мишени-радиаторе.

Ниже обсуждается одно из направлений по дальнейшему развитию радиационной диагностики - прямое использование механизма "электронный пучок-излучение". Структурные свойства вещества, которое в этой схеме одновременно исполняет роль тормозного радиатора и исследуемого объекта, однозначно проявляется в характеристиках излучения. В такой схеме радиационная диагностика заметно расширяет свои возможности.

Тормозное излучение ускоренных электронов обусловлено как традиционным тормозным излучением (ТИ) на ядрах атомов мишени, так и поляризационным тормозным излучением (ПТИ) на электронах атомов мишени [1,2]. В обоих процессах могут наблюдаться когерентные явления, непосредственно связанные со структурными особенностями вещества мишени. Если длина волны фотона, излучаемого ускоренным электроном, становится сравнима с характерными атомными расстояниями вещества мишени (это наблюдается в рентгеновском диапазоне), то процесс излучения охватывает сразу несколько тормозных центров. Это стимулирует когерентную генерацию дополнительных фотонов, сфазированных между собой и той же длины волны. В итоге в излучении будут наблюдаться когерентные максимумы, величины и длины волн которых будут резко зависеть от локальной концентрации вещества и его распределении в пространстве, т.е. от структуры вещества радиатора. Сказанное и составляет основу для структурной диагностики нано-объектов.

Дополнительная важная информация может быть получена из анализа спектрально-угловых характеристик излучения. Отметим также, что

суммарный поток генерируемых квантов и относительные вклады ТИ и ПТИ сильно зависят от угла излучения. Для достаточно быстрых заряженных частиц ТИ преобладает для малых углов, в то время как ПТИ остается заметным для больших углов наблюдения, включая заднюю полусферу [2]. Следовательно, наблюдение излучения под различными углами может представить информацию о структуре распределения как ядер, так и электронов в веществе.

Следует упомянуть, что особенности излучения релятивистских частиц в веществе в последнее время активно исследуются в различных российских и зарубежных научных центрах, в том числе в НИИЯФ МГУ.

Тем не менее, исследования непосредственно нано-объектов (молекулярные ионы, фуллерены, нано-трубки фуллериты и др.) только начинаются (упомянем, например, работы [3-6]).

2. Проиллюстрируем сказанное выше аналитическими оценками. Ограничимся рассмотрением излучения релятивистских электронов на атомных электронах вещества (ПТИ). Как известно, ПТИ может рассматриваться как процесс рассеяние собственного электромагнитного поля быстрого электрона (или потока виртуальных фотонов) на электронах среды [7]. Пусть быстрый электрон со скоростью \vec{v} падает перпендикулярно на плоскую мишень; далее e и γ - заряд и релятивистский фактор электрона; $\beta = v/c$. Излучение с частотой ω происходит под углом ψ по отношению к \vec{v} .

Следуя известным процедурам [8], можно получить спектрально - угловую интенсивность излучаемой энергии ПТИ заряженной частицы в элемент телесного угла $d\Omega$ в мишени:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^4}{8\pi m^2 c^3} \left| \sum_{s=1}^{\infty} [\vec{n}' \vec{E}_{\omega,s}] \exp(-i\vec{q}_{\omega} \vec{r}'_s) \right|^2 = const * F, \quad (1)$$

где суммирование охватывает все электроны с позициями $\vec{r}'_s, \vec{E}_{\omega,s}$ - вектор Фурье-компоненты поля быстрого электрона в точках $\vec{r}'_s, \vec{q}_{\omega} = \vec{k}'_{\omega} - \vec{k}_{\omega}, \vec{k}'_{\omega}$ - волновые вектора виртуального и рассеянного фотонов, фактор F равен квадрату модуля суммы в (1) (укажем, что сумма - быстро сходящаяся, поскольку поле быстрого электрона сосредоточено в его ближайшей окрестности). Именно этот фактор и описывает все спектрально-угловые характеристики ПТИ. Рассмотрим для характерных случаев: однородная среда и вещество с вкраплением фуллеренов.

Однородная среда. Этот случай соответствует наблюдению низкочастотного ПТИ (где необходимо учитывать диэлектрические свойства вещества). Тогда при перпендикулярном падении релятивистского электрона на мишени с толщиной меньшей, чем глубина поглощения излучения, фактор

$$F \sim \frac{(2\pi c^2 \sin \phi \cos \phi)^2}{(\varepsilon \omega^2 (\sin^2 \phi + 1/\gamma_{\oplus}^2 \beta^2)(1 - \beta \cos \phi))^2} \quad (2)$$

где $\varepsilon(\omega) = 1 - \chi$ - диэлектрическая проницаемость среды, пересекаемой электроном, $\chi = \omega_0^2 / \omega^2, \omega_0$ - плазменная частота среды, $1/\gamma_{\oplus}^2 = 1/\gamma^2 + \chi\beta^2$. Здесь предполагается, что границы мишени прозрачны для излучения в

рассматриваемом рентгеновском диапазоне [4].

В итоге ПТИ имеет максимальные значения при излучении "вперед-назад" с характерными провалами вдоль траектории быстрого электрона и глубоким минимумом в перпендикулярном направлении (см. Рис. 1), что обеспечивает благоприятные условия наблюдения, поскольку обычное тормозное излучение направлено в основном вперед.

ПТИ на фуллерене. Фуллерены представляют собой мульти-атомную молекулу, состоящую из десятков - сотен атомов одного или нескольких сортов и расположенных в одном или нескольких тонких слоях этого нано-объекта [9].

ПТИ является итогом интерференционного сложения сигналов излучения от всех поверхностей объекта. В низкочастотной области с длиной волны излучения больше размеров объекта (их величины сравниваются при энергии фотона порядка 2 кэВ) все электроны фуллерена излучают практически "в унисон", что приводит к появлению резкого пика ПТИ. При больших энергиях излучающие часть поверхности фуллерена оказываются в взаимно гасящих фазах, что приводит к подавлению ПТИ. Далее "игра фаз" приводит к появлению осцилляции интенсивности ПТИ с постепенным затуханием их амплитуд.

Результаты численного моделирования для сферического фуллерена C_{60} с диаметром 0.7 нм представлены на Рис.2, где указаны величины фактора F в зависимости от энергии излучаемых фотонов при различных релятивистских факторах быстрых электронов для угла $\psi = \pi/4$ (кривые 1,2,3) и $\psi = 3\pi/4$ (кривая 4).

Таким образом, приведенные оценки подтверждают высказанные предположения о возможностях радиационной диагностики нано-структур. При этом амплитуда когерентного ПТИ релятивистских электронах на нано-объекте пропорциональна квадрату числа его электронов, так что, например, для фуллерена C_{60} интенсивность ПТИ в $(60)^2$ раз превышает уровень подобного сигнала на одиночном атоме углерода (!).

Авторы приносят благодарность Н.Н.Насонову и Н.Ф.Шульге за полезные обсуждения.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ - 5365.2006.2.

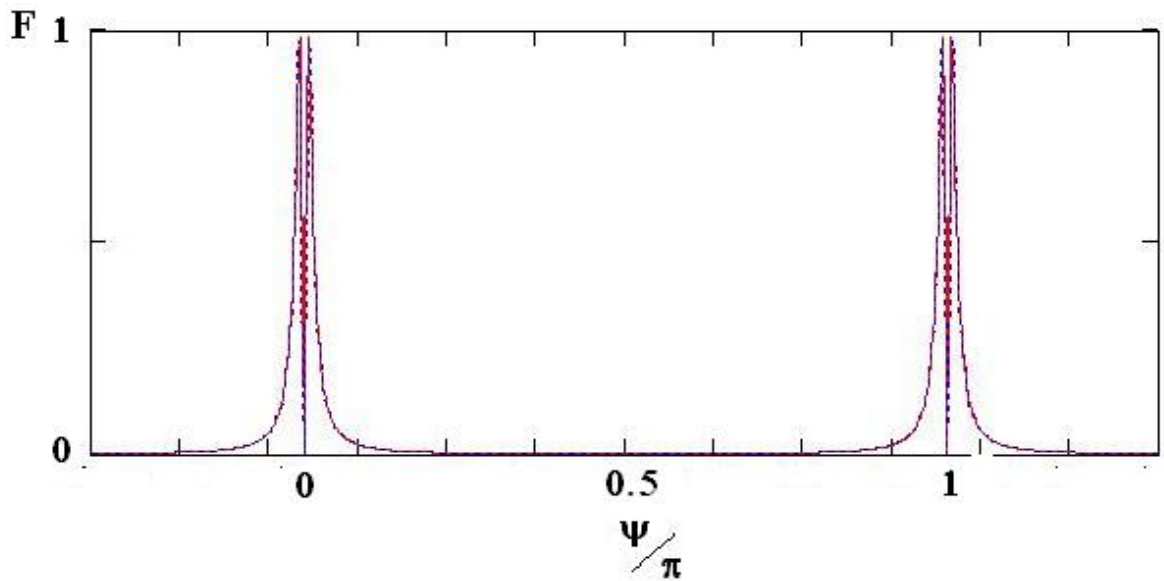


Рис.1: Зависимость фактора F (т.е.интенсивности ПТИ в усл.ед., слабо релятивистский случай) от угла излучения в однородной среде.

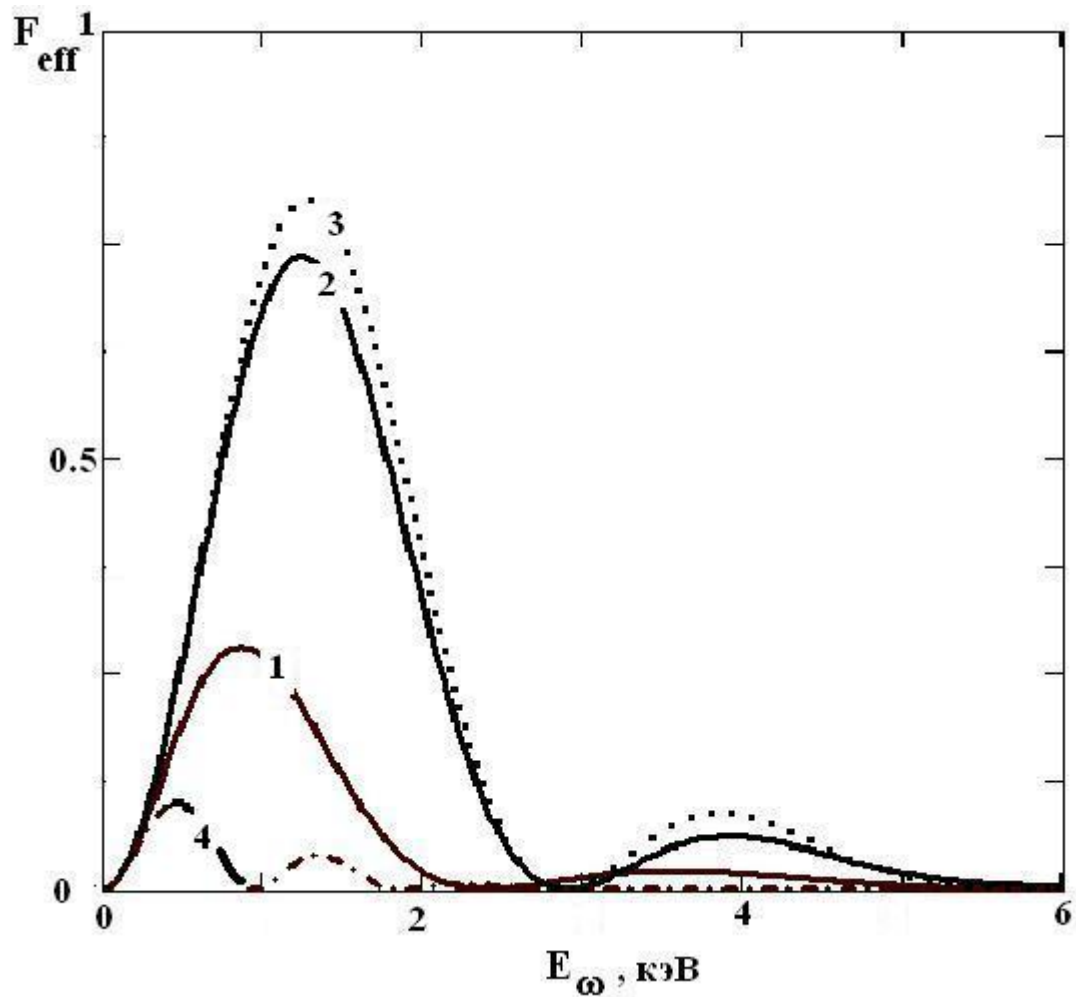


Рис. 2: Фактор F в ПТИ быстрых электронов с различными релятивистскими факторами γ и энергиями фотонов на фуллере C_{60} : кривые 1,2,3 - для угла излучения $\psi = \pi/4$ и $\gamma = 10, 50, 100$ соответственно; кривая 4 - для угла излучения $\psi = 3\pi/4$ и $\gamma = 10$.

Литература

1. Ter-Mikaelian M.L. High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media, Wiley, New York, 1972.
2. Amus'ia M., Buimistrov V., Zon B. Polarization bremsstrahlung of particles and atoms, Plenum Press, New York, 1992.
3. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами// УФН. 1982. Т.137.В.4. С.605-662.
4. Болотовский Б.М. Путь формирования и его роль в излучении движущихся зарядов, Труды ФИАН СССР. - М. 1984. Т. 140. С.94-140.
5. Grishin V.K. Polarization radiation from relativistic electrons in matter containing fullerenes// Nuclear instruments and Methods in Physics Research B, 2005, v.227, N 1-2, 82-86.
6. Nasonov N., Kaplin V., Uglov S., Zabaev V., Piestrup M., Gary C.K. X-rays from relativistic electrons crossing a multilayer nanostructure// Nuclear instruments and Methods in Physics Research B 227(1-2) (2005), 41-54
7. Ахиезер А.И., Берестецкий И.Б. Квантовая электродинамика. М., 1969. §26.
8. Ландау Л.Д., Теория поля. - М., 1960. §80.
9. А.С. Фиалков, Углеродные соединения и композиты на его основе, Аспект-Пресс, Москва, 1997.