

02;10

Эффект флуктуаций заряда ускоренных ионов в черенковском излучении

© В.С. Малышевский

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону

E-mail: vmalysh@phys.rsu.ru

Поступило в Редакцию 13 августа 2007 г.

Рассмотрены корреляционные эффекты в черенковском излучении, связанные с флуктуациями заряда многозарядных ускоренных ионов в среде. Показано, что стохастический процесс перезарядки приводит к размытию фронта волны излучения и к трансформации спектрально-угловой плотности. Эффект определяется среднеквадратичным отклонением заряда иона от его равновесного значения и дает ненулевой вклад в выход излучения при невыполнении порогового условия.

PACS: 41.60.Bq, 34.70.+e

В связи с появившимися в последнее время техническими возможностями получать и ускорять до релятивистских энергий тяжелые многозарядные ионы интерес к проблеме использования пучков ионов высокой энергии в ядерной физике и физике конденсированных состояний значительно возрос. Более того, при движении многозарядных ионов через конденсированные среды возникают новые явления, которые до настоящего времени не исследованы в полной мере (см., например, обзорную статью [1] и имеющиеся там ссылки).

При проникновении ускоренного иона в мишень его зарядовое состояние быстро изменяется благодаря обмену электронами между ионом и средой. Это приводит к тому, что достаточно быстро устанавливается некоторый зависящий от скорости иона равновесный заряд. Если представить заряд иона как функцию времени $Z(t)e$, где $Z(t)$ — случайная переменная, пробегающая ряд дискретных значений от нуля до зарядового числа иона, то равновесный заряд равен среднему значению по равновесному распределению зарядовых состояний $Z_{eq}e = \langle Z(t) \rangle e$. Само же равновесное распределение может быть найдено из соответствующих уравнений, описывающих стохастический процесс перезарядки с заданными переходными вероятностями.

Процессы перезарядки являются „быстрыми“, и характерное время обмена зарядом ускоренного иона со средой (время перезарядки $\sim 10^{-18} \div 10^{-17}$ s [2]) может быть сравнимо с периодом продольных и поперечных колебаний, возбуждаемых частицей в среде. Усреднение поглощаемой средой энергии по равновесному распределению зарядовых состояний в приближении линейного отклика приведет в этом случае к корреляционным эффектам в тормозной способности иона и генерируемом электромагнитном (тормозном, переходном и черенковском) излучении. В частности, влияние таких эффектов на поляризационные потери энергии ионов в среде рассматривалось в работе [3].

Влияние перезарядки на эффект черенковского излучения можно качественно описать на основе принципа Гюйгенса, обычно используемого для его интерпретации. А именно, компонента поля с частотой ω движущейся в среде частицы может быть представлена как суперпозиция полей осцилляторов с той же частотой, расположенных вдоль траектории частицы. Пусть на некотором участке пути у частицы скачком меняется величина заряда. Это приведет к изменению энергии взаимодействия ее со средой и к изменению амплитуд полей осцилляторов. В результате чего интерференция полей осцилляторов на длине когерентности с участков траектории, соответствующих разным зарядовым состояниям, не погасит полностью результирующее поле вне черенковского конуса излучения. Если изменения заряда происходят случайным образом, то это приведет к размытию фронта волны излучения и к трансформации спектрально-угловой плотности.

Заметим, что к аналогичным эффектам приводит и другой стохастический процесс — многократное рассеяние [4], хотя причина его несколько иная и состоит в нарушении когерентности волн осцилляторов, вызванная изменением их фаз при рассеянии частицы на отдельных атомах среды. Рассмотренные ниже эффекты флуктуации заряда в черенковском излучении будут преобладать над многократным рассеянием, если среднеквадратичный угол многократного рассеяния ионов на всем эффективном пути иона в среде (толщине мишени или длине поглощения фотонов) меньше среднеквадратичного углового разброса корреляционного вклада в излучение.

Рассмотрим более подробно влияние перезарядки на электромагнитное излучение быстрого иона в среде. Потери энергии заряженной частицей с зависящим от времени зарядом $Z(t)e$, движущейся в среде со

скоростью $\mathbf{v}(t)$, на излучение поперечных электромагнитных волн в интервале частот ω , $\omega + d\omega$ и волновым вектором \mathbf{k} в телесный угол $d\Omega$ в области прозрачности и при отсутствии пространственной дисперсии в приближении линейного отклика можно записать в виде ($\hbar = c = 1$):

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega k}{(2\pi)^2} |\mathbf{n} \times \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)|^2, \quad \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = e \int dt Z(t) \mathbf{v}(t) e^{i[\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}(t)]},$$

$$\mathbf{n} = \mathbf{k}/k, \quad k = \omega \sqrt{\varepsilon'(\omega)}, \quad (1)$$

где $\varepsilon'(\omega)$ — действительная часть диэлектрической проницаемости среды, а магнитная проницаемость положена равной единице.

В соответствии со сделанными выше замечаниями в выражении (1) необходимо провести усреднение по равновесному распределению зарядовых состояний частицы. В результате при равномерном и прямолинейном движении частицы в среде со скоростью v получим:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega^2 v^2 e^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \sin^2 \theta}{(2\pi)^2} \Delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}),$$

$$\Delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) = \int dt dt' \langle Z(t) Z(t') \rangle \exp[i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})(t - t')]. \quad (2)$$

Существенным обстоятельством, отличающим формулу (2) от известного результата [5], является появление в интегралах по времени автокорреляционной функции $\langle Z(t) Z(t') \rangle$. Если пренебречь корреляционными эффектами, то автокорреляционную функцию $\langle Z(t) Z(t') \rangle$ необходимо заменить постоянным значением Z_{eq}^2 , равным квадрату равновесного заряда частицы. Электромагнитное излучение при этом возникает на частоте ω , при которой скорость движения частицы больше фазовой скорости волны в среде $c_p = 1/\sqrt{\varepsilon'(\omega)}$, и направлено под характерным углом θ_0 , определяемым из известного соотношения $\cos \theta_0 - c_p/v = 0$. После интегрирования (2) по углам спектральная плотность излучения, отнесенная к единице пути, будет описываться формулой Тамма–Франка:

$$\frac{d^2W^{(TF)}}{d\omega dl} = \omega Z_{eq}^2 e^2 (1 - c_p^2/v^2) \vartheta(c_p^2/v^2 - 1), \quad (3)$$

где $\vartheta(x)$ — единичная ступенчатая функция $\vartheta(x) = 0$, $x > 0$ и $\vartheta(x) = 1$, $x \leq 0$.

Наличие автокорреляционной функции $\langle Z(t)Z(t') \rangle$ в (2) приводит к размытию порогового условия и к модификации спектральной плотности излучения (3). Автокорреляционную функцию $\langle Z(t)Z(t') \rangle$ удобно записать в виде

$$\langle Z(t)Z(t') \rangle = Z_{eq}^2 + \langle \xi(t)\xi(t') \rangle, \quad (4)$$

где $\xi(t) = Z(t) - Z_{eq}$. Для стационарного стохастического процесса, которым и является процесс перезарядки иона в среде, последнее слагаемое в (4) является четной функцией аргумента $t - t'$. Для качественного анализа эффекта представим его в виде аппроксимации (см., например, [6]):

$$\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \Lambda^2 \exp(-\Gamma|t - t'|), \quad (5)$$

где Λ^2 — дисперсия случайной величины заряда $Z(t)$, а Λ/Z_{eq} — среднеквадратичное отклонение заряда от его равновесного значения, $1/\Gamma$ — характерное время перезарядки, которое можно оценить из соотношения $\Gamma \approx n(\sigma_c + \sigma_l)v$, где σ_c и σ_l — сечение подхвата и потери электрона соответственно, n — концентрация атомов среды.

Отнесенная к единице пути спектрально-угловая плотность излучения (2) с учетом (4), (5) будет иметь вид

$$\frac{d^3W}{d\omega d\Omega dl} = \frac{d^3W^{(TF)}}{d\omega s \Omega dl} + \frac{\Lambda^2 e^2 \omega \sin^2 \theta}{2\pi^2} \frac{xy}{x^2 y^2 + (y - \cos \theta)^2}, \quad (6)$$

где введены обозначения: $x = \Gamma/\omega$ и $y = c_p/v$. Проведя интегрирование в (6) по углам, получим для спектральной плотности следующее выражение:

$$\frac{\omega^2 W}{d\omega dl} = \frac{d^2W^{(TF)}}{d\omega dl} + \frac{d^2W^{(COR)}}{d\omega dl}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2W^{COR}}{d\omega dl} = & \frac{\Lambda^2 e^2 \omega}{\pi} \left[(x^2 y^2 - y^2 + 1) \left(\arctg \frac{1-y}{xy} + \arctg \frac{1+y}{xy} \right) \right] \\ & - \frac{\Lambda^2 e^2 \omega}{\pi} xy \left[2 + y \ln \left| \frac{x^2 y^2 + (1-y)^2}{x^2 y^2 + (1+y)^2} \right| \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Вторые слагаемые в (6) и (7) описывают вклад корреляционных эффектов перезарядки в спектрально-угловую и спектральную плотность черенковского излучения соответственно. Как видно, в отличие от (3),

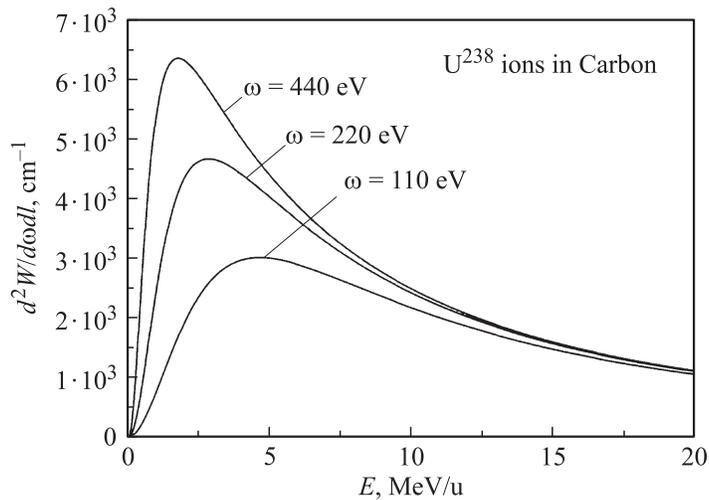
они дают ненулевой вклад в выход излучения и при невыполнении порогового условия, т.е. при $y \geq 1$. Возникающее дополнительное излучение обусловлено флуктуациями заряда иона при захвате или потере им электронов в среде. В случае малой диэлектрической восприимчивости $|\chi'| \ll 1$ и высоких энергий ионов среднеквадратичный угловой разброс корреляционного вклада в излучение при выполнении порогового условия $y < 1$ по порядку величины равен $\Delta\theta_{COR}^2 \approx \Gamma/\omega$.

Если выполнено пороговое условие $y < 1$, но характерное время обмена зарядом $1/\Gamma$ намного больше периода электромагнитной волны (или, что то же самое, длина свободного пробега $1/n\sigma$ намного больше длины когерентности), т.е. $x \ll 1$, то, как нетрудно увидеть из (7):

$$\frac{d^2W}{d\omega dl} \approx \frac{d^2W^{(TF)}}{d\omega dl} (1 + \Lambda^2/Z_{eq}^2). \quad (9)$$

т.е. влияние корреляционных эффектов перезарядки в этом случае сводится к замене равновесного заряда Z_{eq} в формуле Тамма–Франка (3) на некоторый эффективный заряд Z_{eff} , который в соответствии с (9) равен $Z_{eff} = Z_{eq}(1 + \Lambda^2/Z_{eq}^2)^{1/2}$. Если же пороговое условие не выполнено, т.е. $y \geq 1$, а характерное время обмена зарядом $1/\Gamma$ по-прежнему намного больше периода электромагнитной волны, то корреляционный вклад в спектральную плотность (7) стремится к нулю и справедлива формула (3). И наконец, если характерное время обмена зарядом $1/\Gamma$ намного меньше периода электромагнитной волны, т.е. $x \gg 1$, то при любых значениях y корреляционный вклад в спектральную плотность (7) также стремится к нулю.

При невыполнении порогового условия черенковского излучения, т.е. при $y \geq 1$, спектральная плотность излучения (7) определяется только корреляционным вкладом (8), который на заданной частоте ω имеет максимум при значении параметра $\Gamma \approx \omega$. На рисунке показана рассчитанная зависимость корреляционного вклада в излучение (8) в мягкой рентгеновской области в углероде от энергии ионов урана в условиях нарушения порогового условия черенковского излучения. Диэлектрическая проницаемость полагалась равной $\epsilon'(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, где ω_p — плазменная частота. Для оценок сечений захвата и потери электронов использовалась аппроксимация Бора и Линдхарда [7], а средний заряд Z_{eq} и дисперсия Γ рассчитывались по эмпирическим формулам Бетца [8]. Поскольку увеличение энергии ионов приводит к возрастанию характерного времени обмена зарядом $1/\Gamma$, то максимальное значение выхода излучения достигается в более мягкой



Зависимость от энергии ионов корреляционного вклада в спектральную плотность излучения на фиксированных частотах ω . По оси абсцисс отложена энергия ионов, приходящаяся на 1 атомную единицу.

области спектра. Выход излучения достаточен для экспериментального обнаружения эффекта.

Экспериментальное изучение влияния флуктуаций заряда и связанных с ним корреляционных эффектов на электромагнитное излучение быстрых ионов в среде (в частности, измерение ширины углового распределения при различных условиях) могут быть полезны для получения дополнительной информации о процессах перезарядки.

Список литературы

- [1] *Cohen C., Dauvergne D.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2004. V. B 225. P. 40.
- [2] *Azevedo de G.M., Kaschny J.R.A., Behar M., Grande P.L., Klatt Ch., Kalbitzer S.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2000. V. B 161–163. P. 96.
- [3] *Miskovic Z.I., Davison S.G., Goodman F.O., Liu W.K.* // Phys. Rev. 1999. V. B60. P. 14478.

- [4] *Базылев В.А., Жеваго Н.К.* Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987.
- [5] *Франк И.М.* Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории. М.: Наука, 1988.
- [6] *Агекян Т.А.* Теория вероятностей для астрономов и физиков. М.: Наука, 1974.
- [7] *Bohr N., Lindhard J.* // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1954. V. 28. N 7.
- [8] *Betz H.D.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 465.