

почки и испытывать интенсивное взаимодействие с полем цепочки.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей рассеяния на цепочке атомов кристалла отрицательно заряженных частиц при ультрамалых углах падения частиц на цепочку. Исследование проведено для простейшей аппроксимации непрерывного потенциала цепочки атомов вида обрванного потенциала Кулона. Показано, что в области $\psi \ll \psi_c$ с уменьшением ψ кардинальным образом меняется характер рассеяния частиц цепочкой. В частности, оказывается, что для некоторого значения угла $\psi = \psi_g$ ($\psi_g \ll \psi_c$) классический угол рассеяния частиц для всех прицельных параметров равен 180° . Этот эффект аналогичен эффекту гигантской славы при рассеянии медленных электронов на атоме [2]. Показано, что при $\psi < \psi_g$ для всех прицельных параметров, приводящих к рассеянию, угол рассеяния частиц цепочкой превышает 180° .

Рассмотрены квантовые аспекты рассеяния частиц на цепочке атомов. Показано, что при $\psi < \psi_g$ возможны значительные осцилляции квантового сечения рассеяния относительно классического во всей области азимутальных углов рассеяния. Этот эффект аналогичен обобщенному эффекту Рамзауэра-Таунсенда при рассеянии медленных электронов на атоме на большой угол [3,4].

Исследована также зависимость полного сечения рассеяния от угла ϕ . Показано, что при малых значениях ψ полное сечение рассеяния имеет довольно сложную структуру. В частности, оказывается, что при некотором значении ψ это сечение имеет глубокий минимум. Последний результат аналогичен эффекту Рамзауэра-Таунсенда значительного уменьшения полного сечения рассеяния медленных электронов на атоме (см. [3]).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины (проект «ЛПМ-эффект»), РФФИ (проект 98-02-16160) и Министерства образования РФ (проект 97-0-143-5).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины (проект «ЛПМ-эффект»), РФФИ (проект 98-02-16160) и Министерства образования РФ (проект 97-0-143-5).

Библиографический список

1. Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф. // Электродинамика высоких энергий в веществе. - М.: Наука, 1993. - 344 с.
2. Demkov Yu. N., Los J. // Phys. Lett. A. 1973.V. 46 No. 1. P. 13.
3. Мессе Н., Мотт Г. // Теория атомных столкновений: Пер. с англ. - М.: Мир, 1969. - 756 с.
4. Egelhoff William F., Jr. // Phys. Rev. Lett. 1993. V.71. No 18. P. 2883.

УДК 539.27

ОБ ЭФФЕКТЕ ПОДАВЛЕНИЯ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В АМОРФНОЙ СРЕДЕ И В КРИСТАЛЛЕ

С. П. Фомин

Институт теоретической физики ННЦ ХФТИ

Многokратное рассеяние релятивистского электрона на атомах среды в пределах длины когерентности процесса тормозного излучения может привести к значительному уменьшению спектральной плотности излучения по сравнению с результатом теории Бете и Гайтлера. Этот эффект носит название эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала (ЛПМ-эффект) [1,2].

Недавно на ускорителе СЛАК был выполнен эксперимент по проверке ЛПМ-

эффекта [3]. Пучок электронов с энергией 25 ГэВ падал на мишени толщиной порядка нескольких процентов радиационной длины. Измерялась спектральная плотность γ -излучения в интервале энергий $\hbar\omega=0,5\div 500$ МэВ для мишеней ряда элементов от углерода до урана. Анализ полученных данных показал хорошее согласие между предсказаниями теории Мигдала [2] ЛПМ-эффекта и экспериментом для относительно толстых мишеней и «неожиданное» поведение спектров излуче-

ния в области малых частот для тонких мишеней [3]. Особенно большое расхождение теории и эксперимента наблюдалось для мишени золота толщиной 0.7% радиационной длины.

Развитая в [1,2] теория справедлива, если толщина мишени велика по сравнению с длиной когерентности процесса излучения. Анализ противоположного случая показывает, что в [3] помимо экспериментального подтверждения ЛПМ-эффекта, обнаружен эффект подавления тормозного излучения в тонком слое вещества, который был описан теоретически в работах [4].

Для количественного описания результатов эксперимента [3], однако, нельзя непосредственно использовать формулы работы [4], поскольку они являются асимптотическими и дают лишь качественное описание эффекта. Строгая количественная теория эффекта подавления тормозного излучения в тонком слое вещества была разработана недавно в работе [5]. Важным преимуществом этого подхода является существенное упрощение формул для спектральной плотности излучения в интересующем нас случае $L \ll l_c$ в сочетании с точным учетом многократного рассеяния электронов на атомах мишени на основе теории Мольер и Бете [6].

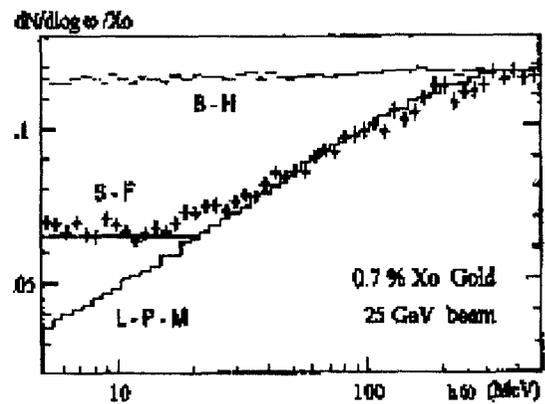
В этом случае для спектральной плотности тормозного излучения пучка электронов, прошедшего сквозь мишень толщины L имеем [5]

$$\frac{d\varepsilon}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi} \int d^2\vartheta f(\vartheta) \cdot \left[\frac{2\xi^2 + 1}{\xi\sqrt{\xi^2 + 1}} \ln \left(\xi + \sqrt{\xi^2 + 1} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

где $\xi = \gamma\vartheta/2$ и ϑ – угол рассеяния электрона мишенью и функция распределения частиц по углам рассеяния определяется выражением

$$f(\vec{\vartheta}) = \frac{1}{2\pi B \chi_c^2} \int_0^\infty \eta d\eta J_0 \left(\eta \frac{\vartheta}{\chi_c \sqrt{B}} \right) \cdot \exp \left(\frac{\eta^2}{4B} \ln \frac{\eta^2}{4} - \frac{\eta^2}{4} \right). \quad (2)$$

Здесь $\chi_c^2 = 4\pi n L Z^2 e^4 / (p\nu)^2$, n – плотность атомов мишени, $Z|e|$ – заряд ядра атома, p – импульс электрона, $c = h = 1$, а величина B определяется из уравнения: $B - \ln B = \ln(\chi_c^2 / \chi_c^2) + 1 - 2C$, $\chi_a = h/pR$, R – радиус экранировки атома, $C = 0,577$ – постоянная Эйлера. Отметим, что функция $f(\vartheta)$ при этом учитывает как многократное, так и однократное рассеяние электронов на атомах мишени. На рис. 1 представлены результаты теоретических расчетов и данные эксперимента [3] для мишени золота толщиной 0,7% радиационной длины.



Р и с . 1. Спектральная плотность излучения электронов с энергией 25 ГэВ в мишени золота толщиной 0,7 % рад. длины. Крестики – данные эксперимента [3]; гистограммы L-P-M и B-H – результаты расчетов по теории Ландау-Померанчука-Мигдала и по теории Бете-Гайтлера, из работы [3]; сплошная линия S-F – результат расчетов по формуле (1).

Как видно из рисунка, в различных областях спектра реализуются различные режимы излучения. Так при $\omega > \omega_{LPM}$, где $\omega_{LPM} = 4\pi 137\gamma^2/X_0$ – характерная энергия возникновения ЛПМ-эффекта, определяемая условием $\gamma^2\vartheta^2 = 1$, излучение описывается формулой Бете-Гайтлера [7]. Для экспериментальных данных, представленных на рис. 1, $\omega_{LPM} \approx 250$ МэВ. При $\omega < \omega_{LPM}$ имеет место подавление тормозного излучения, причем если при $\omega_{SF} < \omega < \omega_{LPM}$ спектральная плотность излучения описывается формулой Мигдала (ЛПМ – эффект), т.е. $d\varepsilon/d\omega \approx \sqrt{\omega}$, то при $\omega \leq \omega_{SF}$ снова происходит изменение поведения спектра излучения: как следует

из формулы (1), спектральная плотность излучения перестает зависеть от ω . Величина ω_{SF} при этом определяется из условия $L = l_c$ и в нашем случае составляет $\omega_{SF} \approx 40$ МэВ (см. рис. 1).

Таблица 1

Мишень, L	СЛАК эксп. 25 ГэВ ^{*)}	Теория ^{*)}
W, 2% X_0	0,025 ± 0,001	0,032
U, 3% X_0	0,028 ± 0,001	0,027
U, 5% X_0	0,019 ± 0,001	0,021
Au, 0,7% X_0	0,066 ± 0,001	0,065
Au, 0,7% X_0	0,070 ± 0,005 ^{**)}	0,072 ^{**)}

^{*)} в тех же единицах, что и на рис. 1

^{**)} для $\epsilon = 8$ ГэВ

Наличие характерного «плато» в мягкой части спектра излучения электронов ($\omega \leq \omega_{SF}$) наблюдалось также и для других мишеней [3]. Однако, для более толстых мишеней и меньшей энергии электронов область применимости формулы (1) существенно сужается, т.к. при $\omega \leq \omega_p$ становится существенным влияние поляризации среды

на излучение [7]. Тем не менее сравнение экспериментальных данных [3] с расчетным положением «плато», согласно формуле (1), показывает их удовлетворительное согласие (табл. 1).

Обратим внимание на то, что с ростом энергии электронов быстро увеличивается область частот, в которой должен иметь место рассматриваемый здесь эффект. Так при энергии электронов 1 ТэВ для мишени золота толщиной 0,7% X_0 , согласно полученным формулам, эффект должен проявляться в области энергий $\omega < 50$ ГэВ. Это обстоятельство необходимо учитывать при подготовке новых экспериментов на ускорителях высоких энергий.

Библиографический список

1. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я. Докл. АН СССР. 92, 535, 735 (1953).
2. Мигдал А. Б. Докл. АН СССР. 96, 49 (1954).
3. Anthony P. L. et al. Phys. Rev. Lett. 75, 1949 (1995).
4. Шульга Н. Ф., Фомин С. П. Письма в ЖЭТФ 27, 126 (1978); Phys. Lett. A114, 148 (1986).
5. Шульга Н. Ф., Фомин С. П. ЖЭТФ. 113, 58 (1998).
6. Bethe H., Phys. Rev. 89, 1256 (1953).
7. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. – Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969.

УДК 537.5

АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

С. В. Блажевич, В. П. Воронов, Н. В. Камышанченко
Белгородский государственный университет

При взаимодействии быстрых заряженных частиц с плотной средой часть их энергии может трансформироваться в акустические колебания среды, которые несут информацию, как о параметрах падающего пучка, так и о термодинамических свойствах среды, представляющей мишень [1-3].

При исследовании и использовании указанного акустического эффекта возникает задача повышения эффективности регистрации и информативности измеряемого акустического сигнала. В этом смысле важную роль играют условия передачи акустической волны от места взаимодействия к месту регистрации.

В данной работе рассмотрено влияние геометрических факторов мишени на информативность акустического сигнала возбуждаемого в ней пучком заряженных частиц.

1. Возбуждение акустической волны в пластине. Наиболее естественно для исследования или использования акустического эффекта взаимодействия релятивистских