

## ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ЧАСТИЧНО-ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

На основе псевдопотенциальной модели взаимодействия рассмотрен процесс тормозного излучения электрона в поле атома в плотной квазиклассической плазме. Была применена связь между сечением упругого рассеяния электрона на атоме с сечением тормозного излучения. Получены сечения тормозного излучения для различных параметров связи.

Электронное тормозное излучение, т.е. испускание фотонов при рассеянии электронов на атомах или ионах, является одним из основных механизмов потерь энергии в плазме. Для определения температуры плазмы можно также использовать спектр тормозного излучения. Эти факты указывают на актуальность изучения данного процесса.

В данной работе рассматривается плазма, которая состоит из электронов, ионов и малого количества атомов. Первое основное упрощение, сделанное в этой работе, состоит в том, что пренебрегается столкновениями атомов друг с другом, поскольку их частота мала по сравнению с частотой столкновений с основной группой частиц. Таким образом, необходимо рассмотреть столкновения атомов с электронами и ионами. Так как скорости электронов гораздо больше скоростей ионов, скорости реакции с участием электронов оказываются гораздо больше чем скорости реакции столкновений ионов с атомами. Поэтому в данной работе рассматривается тормозное излучение электрона при столкновении электрона с атомом.

Удобной безразмерной величиной, которая применяется в физике плазмы, является параметр

связи:  $\Gamma = \frac{e^2}{ak_B T}$ , где  $T = 10^3 \div 10^6 K$  – температура плазмы,  $a = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$  – среднее межчастич-

ное расстояние между заряженными частицами,  $n_e = n_i \approx 10^{21} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$  – плотность плазмы. Еще одним безразмерным параметром является

параметр плотности:  $r_s = \frac{a}{a_B}$ , где  $a_B$  – первый

Боровский радиус.

Очевидно, что описание тормозного излучения в плотной квазиклассической плазме требует специального рассмотрения, так как влияние окружающих частиц приводит к коллективным эффектам, а увеличение плотности плазмы к проявлению квантовых эффектов. Для исследования свойств плазмы применяются различные теоретические методы, и одним из них является изучение плазмы на основе псевдопотенциальных моделей, которые адекватно описывают взаимодействие между частицами. В настоящей работе рассматриваются процессы тормозного излучения в плазме сложного состава на основе поляризационной псевдопотенциальной модели взаимодействия электрона с атомом. Данный псевдопотенциал предложен автором в работах [1, 2]:

$$\Psi_{ea}(r) : \quad (1)$$

$$= \frac{e^2 \alpha}{2r^4 (1 - 4D^2/r_D^2)} (e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar))^2,$$

$$\text{где } A^2 = \frac{1}{2D^2} \left(1 + \sqrt{1 - 4D^2/r_D^2}\right),$$

$$B^2 = \frac{1}{2D^2} \left(1 - \sqrt{1 - 4D^2/r_D^2}\right) - \text{коэффициенты;}$$

$\lambda_{ab} = \eta \sqrt{(2\pi\mu_{ab} k_B T)^{1/2}}$  – тепловая длина волны де Бройля,  $\alpha$  – поляризуемость атома.

Поляризационный псевдопотенциал (1) учитывает квантовые и коллективные эффекты, имеющие место в плотной квазиклассической плазме. Необходимо заметить, что учет квантовых эффектов дифракции во взаимодействии электрона с атомом привел к конечности данной модели на малых расстояниях. Адекватность данной модели была показана в работах автора [3, 4], где были рассмотрены упругие столкновения электрона с атомом водорода.

Известно, что в длинноволновой части спектра тормозного излучения сечение данного процесса связано с сечением упругого рассеяния. В работе [5] Касьянов и Старостин предложили формулу для сечения тормозного излучения:

$$Q_{ff}(E, h\nu) = \frac{8a_B}{3\pi\hbar c} \left(E - \frac{h\nu}{2}\right) \left(1 - \frac{h\nu}{E}\right)^{1/2} Q_t^{ea}(E), \quad (2)$$

где  $E$  – энергия налетающего электрона,  $h\nu$  – энергия излучаемого фотона,  $Q_t^{ea}(E)$  – транспортное сечение рассеяния электрона на атоме, которое имеет следующий вид [6]:

$$Q_t^{ea}(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \text{Sin}^2(\delta_l^{ea}(k) - \delta_{l+1}^{ea}(k)), \quad (3)$$

где  $\delta_l^{ea}(k)$  – фазовые сдвиги рассеяния,  $l$  – орбитальное квантовое число,  $k$  – волновое число, которое связано с энергией  $E$  и определяется как  $k^2 = 2\mu_{ea}E/\hbar^2$ ,  $\mu_{ea}$  – приведенная масса. Фазовые сдвиги рассеяния находились из численного решения дифференциального уравнения Калоджеро [7] методом Рунге Кутты.

Результаты, полученные на основе формулы (2), представлены на рисунках, где сечения тормозного излучения электрона в поле атома гелия для различных псевдопотенциалов сравнены между собой. Кривая 1 представляет тормозное излучение, рассчитанное на основе экранированного псевдопотенциала Букингема [8]:

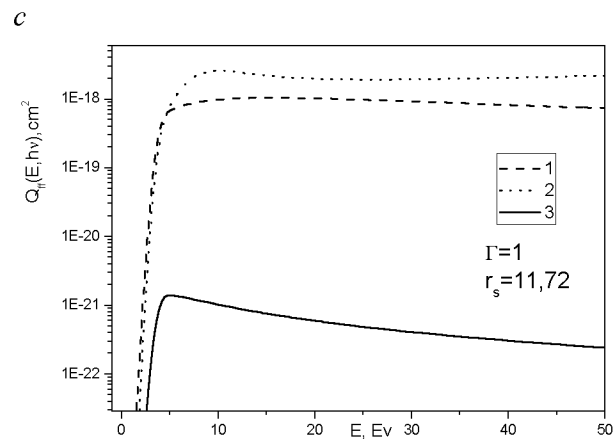
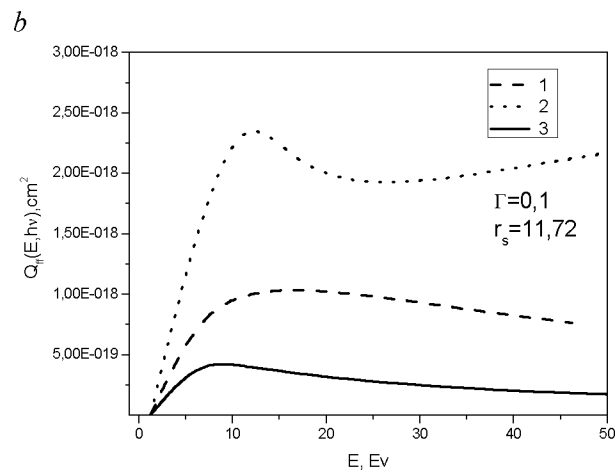
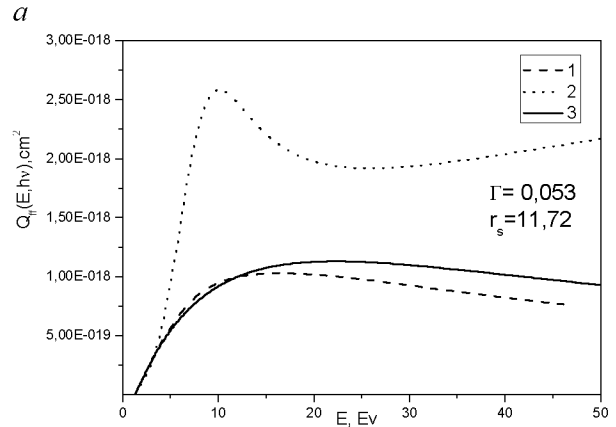
$$\Psi(r) = \frac{e^2\alpha}{2(r^2 + r_0^2)^2} \exp\left(-\frac{2r}{r_D}\right) \left(1 + \frac{r}{r_D}\right)^2, \quad (4)$$

где  $r_0^4 = \frac{\alpha a_B}{2Z^{1/3}}$  – радиус кора атома. Кривая 2 на

рисунке рассчитана на основе известного потенциала взаимодействия изолированного атома и электрона:

$$\Psi(r) = \frac{e^2\alpha}{2r^4}, \quad (5)$$

Результаты, полученные на основе псевлопотенциала (1), представлены сплошной кривой. Необходимо отметить, что данный псевдопотенциал, в отличие от остальных, на малых расстояниях зависит от параметра связи. Именно поэтому



Сечения тормозного излучения электрона в поле атома гелия при  $h\nu = 1.25 \text{ eV}$ ; 1 – на основе потенциала (4), 2 – на основе потенциала (5), 3 – на основе потенциала (1)

можно наблюдать изменение сечения тормозного излучения в зависимости от параметра связи только для потенциала (1). С увеличением параметра связи взаимодействие ослабевает, что приводит к уменьшению сечения тормозного излу-

чения, так как электрон на малых расстояниях слабее ускоряется в поле атома. Кроме этого из рисунков видно, что учет эффекта экранировки во взаимодействии частиц в псевдопотенциале Букингема приводит к ослаблению тормозного излучения по сравнению с потенциалом изолированного атома.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Yu.A.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 9, 092702.
2. *Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Yu.A., Ropke G.* // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39, 4369.
3. *Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Yu.A., Ropke G.* // 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19-23 June 2006 ECA. 2006. V. 301. P. 2.054.
4. *Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Yu.A., Ropke G.* // Contr. Plasma Physics. 2007. V. 47, DOI 10.1002
5. *Касьянов В., Старостин А.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 48. 1770.

6. *Бабилов В.В.* Метод фазовых функций в квантовой механике. М., 1976.

7. *Redmer R.* // Phys. Rev. E 1999. V. 59, 1073.

#### Резюме

Тығыз квазиклассикалық плазмадағы электронның атом өрісінде тежеуіш сәулелену құбылысы псевдопотенциалдық әсерлесу моделі негізінде қарастырылған. Электронның атомда серпімсіз шашырауы мен тежеуіш сәулелену арасындағы байланыс қолданылған. Алынған нәтижелер коллективті және кванттық эффекттерді ескеру тежеуіш сәулелену қимасының азаюына алып келетіндігін көрсетті.

#### Summary

In the present work electron-atom bremsstrahlung process in dense semiclassical plasma on the basis of interaction pseudopotential model was considered. The relation between cross sections of elastic scattering of electron on atom and bremsstrahlung was used. The bremsstrahlung cross sections were obtained for different coupling parameters.

*КазНУ им. аль-Фараби,  
НИИЭТФ, г. Алматы*

*Поступила 25.02.07г.*