

Ա. Յ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ, Է. Վ. ՍԵՂՐՈՍՅԱՆ

*Լուծված է շարժվող իոններով սառը պլազմայի և ուղիղաձիգ ինտերակցիայի էլեկտրոնային փնջի փոխազդեցության ոչ գծային խնդիրը: Ստացված են արտահայտություններ կիվատերային դաշտերի և պլազմայի էլեկտրոնների և իոնների իմպուլսների մեծությունների համար փնջի  $\gamma$ -ֆակտորի տարբեր արժեքների դեպքում: Դուրս են բերված այդ մեծությունների  $\gamma$ -կախվածությունների պայմանները իոնների շարժման դեպքում:*

## NONLINEAR WAKEFIELD WAVES IN PLASMA WITH MOBILE IONS

A. TS. AMATUNI, E. V. SEKHOSYAN, S. S. ELBAKYAN

The problem of nonlinear interaction of an electron bunch with cold plasma with mobile ions has been solved. Expressions for wake fields and maximum momenta of plasma electrons and ions were obtained for different values of the  $\gamma$ -factor of the bunch. The conditions for the  $\gamma$ -dependence of the variables in question are derived..., and the possibility of self-acceleration of some part of bunch electrons under the assumption of ions mobility is pointed out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 24—28 (1990)

УДК 537.534

## УСКОРЕНИЕ ДВИЖУЩИХСЯ АТОМОВ В ПОТОКЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. М. ДАРБИНЯН, К. А. ИСПИРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 11 ноября 1988 г.)

Рассмотрено влияние начальной скорости атома на приобретенное им ускорение в процессе фотоэффекта. Показано, что учет начальной скорости приводит к ограничению энергии, до которой можно ускорять атомы в последующих друг за другом актах фотоэффекта, при их движении в потоке рентгеновского излучения. Оценены величины темпов ускорения, приобретенные предельные энергии и необходимые плотности потока излучения для различных энергий фотонов в случае ускорения атомов аргона.

В последнее время рассматривается возможность ускорения частиц (атомов) с помощью потока рентгеновского излучения [1, 2]. В отличие от метода [1], требующего еще не достигнутые высокой степени монохроматические пучки, в работе [2] была рассмотрена возможность ускорения атомов в потоке рентгеновского излучения с относительно широким спектром за счет импульса, передаваемого атому при фотоэффекте с внутренней оболочки. Ускорение атомов обусловлено тем, что в случае фотоэффекта рентгеновскими лучами учет релятивизма фотоэлектронов приводит к направленному распределению фотоэлектронов и, следовательно, атомы в среднем получают импульс по направлению падения рентгеновского излу-

чения. Эти вопросы подробно рассмотрены в книге А. Зоммерфельда [3]. Однако в [3] процесс фотоэффекта рассмотрен, естественно, на покоящемся атоме, а в [2], исходя из того, что атомы приобретают нерелятивистские скорости, предполагалось, что в каждом последующем акте фотоэффекта атомы находятся в покое. В данной работе рассмотрено влияние первоначальной скорости атомов на приобретаемое ускорение и показано, что учет скорости атомов качественно меняет картину ускорения даже при нерелятивистских скоростях атомов, приводя к ограничению области энергии ускоряемых атомов.

Пусть в лабораторной системе на атом с импульсом  $P_1$  падает рентгеновский квант с энергией и импульсом  $\omega, k$  ( $\hbar = c = 1$ ). Предполагаем, что в системе покоя атома в процессе фотоэффекта атом получает в среднем импульс  $P_2 = \overline{\Delta p} k' / \omega$ , где  $\omega', k'$  — энергия и импульс фотона в этой системе, а  $\overline{\Delta p} = 1,6 E_k - 0,6 \omega$ , как и в [2],  $E_k$  — энергия ионизации  $K$ -оболочки атома. Проведя преобразования Лоренца соответствующих величин из системы покоя в лабораторную, получим следующую формулу для величины и направления изменения импульса атома  $\Delta P = P_2 - P_1$  в лабораторной системе

$$\Delta P + \overline{\Delta p} \gamma \frac{k \mathbf{n} - \beta \omega}{\omega - \beta k \mathbf{n}} \mathbf{n} + \gamma \beta (E_2' - M_1) \mathbf{n} + \overline{\Delta p} \frac{k - (k \mathbf{n}) \mathbf{n}}{\gamma (\omega - \beta k \mathbf{n})}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{n} = P_1 / P_1$ ,  $\beta = P_1 / E_1$ ,  $M_1$  — скорость и масса атома до процесса фотоэффекта,  $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$ ,  $E_2' = \sqrt{\overline{\Delta p}^2 + M_2^2}$ ,  $E_2', M_2$  — энергия и масса атома после фотоэффекта.

В следующих двух частных случаях, соответствующих рассмотренным в [1] ситуациям, из (1) имеем:

1. Начальный атом и фотон движутся в одном направлении  $\mathbf{n} = P_1 / P_1 = k / \omega$ :

$$\Delta P = \gamma [\overline{\Delta p} + \beta (E_2' - M_1)] \mathbf{n} = \gamma (\overline{\Delta p} - \beta m) \mathbf{n}. \quad (2)$$

2. Импульсы начального атома и фотона направлены друг против друга  $\mathbf{n} = P_1 / P_1 = -k / \omega$ :

$$\Delta P = \gamma [-\overline{\Delta p} + \beta (E_2' - M_1)] \mathbf{n} = -\gamma (\overline{\Delta p} + \beta m) \mathbf{n}. \quad (3)$$

Так как для реальных физически возможных случаев  $\overline{\Delta p} \ll M_2$ , то в дальнейших вычислениях с хорошей точностью можно принять  $E_2' - M_1 \approx \overline{\Delta p}^2 / 2 M_2 + M_2 - M_1 \approx M_2 - M_1 = -m$  ( $m$  — масса электрона). Учет члена  $\overline{\Delta p}^2 / 2 M_2$  количественно мало меняет проведенные далее оценки, так как он входит в (2) и (3) с дополнительным малым множителем  $m / M_2$ . Формула (1) при  $\beta \rightarrow 0$  и  $\gamma \rightarrow 1$  переходит в  $\Delta P = \overline{\Delta p} k / \omega$ , что и было принято в [2]. Из формул (2) и (3) следует, что возможность ускорения атомов обусловлена членом  $\overline{\Delta p}$ , а член  $\beta m$  приводит к замедлению. В самом деле, при отсутствии первого члена (скажем при  $\overline{\Delta p} \ll \beta m$  в случае крайнего релятивизма, хотя в этом случае необходимо воспользоваться более точной формулой для угло-

вого распределения интенсивности фотоэлектронов [3,4]) имеем, соответственно,  $\Delta P = -\gamma \beta m k/\omega$  в первом случае и  $\Delta P = \gamma \beta m k/\omega$  во втором случае и в обоих случаях в процессе фотоэффекта атомы замедляются.

Из формул преобразования Лоренца для частоты имеем  $\omega' = \omega \gamma (1 - \beta)$  в первом и  $\omega' = \omega \gamma (1 + \beta)$  во втором случаях и, соответственно, формулы (2) и (3) для  $\Delta P$  примут вид:

$$\Delta P = m \gamma \left( b - \beta - a \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \right) p \quad \text{в случае 1,} \quad (2')$$

$$\Delta P = m \gamma \left( a \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} - b - \beta \right) p \quad \text{в случае 2,} \quad (3')$$

где  $a = 0,6 \omega/m$ ,  $b = 1,6 E_k/m$ . Учитывая, что в первом случае  $p = k/\omega$ , а во втором  $p = -k/\omega$ , то при  $\beta \rightarrow 0$  формулы (2) (3) и (2'), (3') переходят в  $\Delta P = \Delta p k/\omega$ , принятой в [2].

При заданных значениях  $\omega$  и  $E_k$  вопрос о том, имеет ли место ускорение, замедление или импульс не изменится зависит от того в каких областях значений  $\beta$  выражения в скобках формул (2') и (3') положительны, отрицательны или равны нулю. Поэтому для выяснения вопроса о возможности ускорения атомов необходимо найти области значений  $\beta$ , в которых эти выражения положительны.

*Рассмотрим случай 1.* Из (2) видно, что для существования области ускорения необходимо выполнение условия  $b > a$ , а приобретаемые скорости должны быть  $\beta < b$ . Ускорение имеет место в интервале  $0 < \beta < \beta_{\text{пр}}^{(1)}$ , где  $\beta_{\text{пр}}^{(1)}$  - корень выражения в скобках в (2) и представляет собой предельное значение  $\beta$  до которого можно ускорять атомы. Таким образом, картина ускорения в первом случае такова, что при  $b > a$  первоначально покоящиеся атомы в последующих друг за другом актах фотоэффекта в рентгеновском пучке ускоряются по направлению падения пучка, но как только скорость атома становится больше  $\beta_{\text{пр}}^{(1)}$  в последующих актах фотоэффекта атомы замедляются. При малых  $a \ll 1$  и  $b \ll 1$  приближенное значение  $\beta_{\text{пр}}^{(1)}$  равно  $\beta_{\text{пр}}^{(1)} \approx b - a - a^2 + 2ab$ .

Отметим, что  $\beta_{\text{пр}}^{(1)}$  очень малая величина. Так как  $a < b$  или  $E_k < \omega < 2,7 E_k$  и, например, для аргона  $Z = 18$ ,  $E_k = 3,203 \text{ КэВ}$  и при  $\omega \approx E_k$  имеем  $\beta_{\text{пр}}^{(1)} = 0,006$ ,  $E_2^{\text{клин}} \sim 0,75 \text{ МэВ}$ .

*Рассмотрим случай 2.* Из (3') следует, что для существования области ускорения необходимо  $a > b$  или  $\omega > 2,7 E_k$ . В этом случае имеются две области  $\beta$ , в которых возможны ускорения атомов  $0 < \beta < \beta_1$  и  $\beta_2 < \beta < 1$ . Приближенные значения  $\beta_1$  и  $\beta_2$  при малых  $a$  и  $b$  равны  $\beta_1 \approx a - b + a^2 - 2ab$  и  $\beta_2 \approx 1 - 2a^2$ . Так как величина  $a = 0,6 \omega/m$  мала для частот, для которых сечение фотоэффекта  $\sigma_{\text{ф}}$  превосходит сечение рассеяния  $\sigma_{\text{р}}$ , то область  $\beta_2 < \beta < 1$  очень узкая и не представляет практического интереса. Следовательно, первоначально покоящиеся атомы в потоке рентгеновского излучения будут ускоряться

против рентгеновского пучка до скоростей  $\beta_{\text{пр}}^{(2)} = \beta_1$ . Величину  $\beta_{\text{пр}}^{(2)}$  можно увеличить с увеличением частоты, но при этом  $\sigma_{\text{ф}}$  сильно падает. В случае Ar имеем:  $\omega = 50$  КэВ,  $\beta_{\text{пр}}^{(2)} \approx 0,052$ ,  $\gamma_{\text{пр}} \approx 1,0014$ ;  $\omega = 100$  КэВ,  $\beta_{\text{пр}}^{(2)} \approx 0,123$ ,  $\gamma_{\text{пр}} \approx 1,0076$ ;  $\omega = 200$  КэВ,  $\beta_{\text{пр}}^{(2)} \approx 0,316$ ,  $\gamma_{\text{пр}} \approx 1,054$ ;  $\omega = 250$  КэВ,  $\beta_{\text{пр}}^{(2)} \approx 0,5$ ,  $\gamma_{\text{пр}} \approx 1,155$ .

Отметим, что во втором случае, как следует из (3'), при достаточно больших значениях параметра  $a > a_{\text{кр}}$ , где

$$a_{\text{кр}}^2 = -5,5 + 7b - b^2 + 4(1,25 - b)^{3/2} \quad (4)$$

ускорение возможно во всей области  $0 < \beta < 1$ . Однако для этого требуются большие частоты  $\omega > \omega_{\text{кр}} = (5/3) m a_{\text{кр}}$ , для которых  $\sigma_{\text{ф}}$  становится сравнимым или меньшим  $\sigma_{\text{р}}$ . В таблице приведены значения  $\omega_{\text{кр}}$  для некоторых атомов и, пользуясь таблицами по сечениям гамма-излучения [5], величины частоты  $\omega$ , при которых  $\sigma_{\text{ф}}$  становится порядка  $\sigma_{\text{р}}$ . Из таблицы видно, что для легких и средних атомов  $\omega_{\text{кр}} < \omega$  и ускорение возможно в интервале  $0 < \beta < \beta_{\text{пр}}^{(2)}$ , а для тяжелых атомов ускорение возможно во всей области  $0 < \beta < 1$ .

Отметим также, что, вследствие зависимости ускорения в последующих друг за другом актах фотоэффекта от начальной скорости атома, темп ускорения не постоянен по всему пути взаимодействия атомов с потоком рентгеновского излучения и во всех случаях падает с ростом  $\beta$ . Для сравнения с оценками в [2], приведем усредненные значения соответствующих величин в случае ускоряемых атомов Ar.

Средние темпы ускорения ( $T = \Delta P f$ , при  $f = 1/\tau$ , где  $\tau$  — время жизни K-вакансии [6],  $f$  — максимально возможная частота актов фотоэффекта) в интервалах ускорения  $0 < \beta < \beta_{\text{пр}}^{(1,2)}$  для случаев 1 и 2 при малых  $a$  и  $b$  соответственно равны

$$\bar{T}_1 \approx \frac{m}{2\tau} (b - a - ab), \quad \bar{T}_2 \approx \frac{m}{2\tau} (a - b + ab). \quad (5)$$

При  $\omega \approx E_k$  и  $\omega = 50$  КэВ имеем  $\bar{T}_1 \approx 5,4$  ГэВ/м,  $\bar{T}_2 \approx 42$  ГэВ/м. При этом необходимые плотности мощности рентгеновского излучения ( $W = \omega/\tau \sigma_{\text{ф}}$ ), как и в [2], равны соответственно  $W_1 \sim 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $W_2 \sim 2,7 \cdot 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Средние значения коэффициентов использования энергии рентгеновского излучения ( $K = E_2^{\text{кин}}/\bar{n} \omega$ ,  $E_2^{\text{кин}}$  — кинетическая энергия атома после ускорения,  $\bar{n}$  — среднее число провзаимодействовавших с атомом квантов) при ускорении покоящегося атома до предельных скоростей  $\beta_{\text{пр}}^{(1)}$  и  $\beta_{\text{пр}}^{(2)}$  при малых  $a$ ,  $b$  в обоих случаях определяются формулой  $K_{1,2} = (m/4\omega)(a - b)^2$  и равны, соответственно,  $K_1 \approx 0,16\%$ ,  $E_2^{\text{кин}} \approx 0,75$  МэВ/ат и  $K_2 \approx 0,6\%$ ,  $E_2^{\text{кин}} \approx 48$  МэВ/ат.

Не обсуждая трудности (подпитка) и возможные (лабораторные и астрофизические) реализации рассмотренного метода ускорения атомов

(см. [2]), в заключение этой краткой заметки хотелось бы еще раз отметить, что учет движения атомов сильно ограничивает возможности метода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tajima T., Cavenago M. Phys. Rev. Lett., 59, 1440 (1987).
2. Щагин А. В., Хижняк Н. А. Препринт ХФТИ 87—60, Москва — ЦНИИатоминформ, 1987, с. 1—6.
3. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры, т. II, М.: Гостехиздат, 1956.
4. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика, М.: Физматгиз, 1959.
5. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения, М.: Атомиздат, 1973.
6. Блохин М. А., Швейцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник, М.: Наука, 1982.

Таблица

	Ar	Fe	Gu	Sn	J	W	Pt	Pb	U
Z	18	26	29	50	53	74	78	82	92
$E_k$ (КэВ)	3,203	7,112	8,979	29,2	33,17	69,52	78,4	88	115,6
$\omega$ (КэВ)	70	120	150	250	250	450	500	500	650
$\omega_{кр}$ (КэВ)	260	265	268	295	300	353	367	382	426
	$0 < \beta < \beta_{np}^{(2)}$					$0 < \beta < 1$			

### ՇԱՐԺՎՈՂ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՑՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆԱՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ՓԵՋԵՐՈՒՄ

Բ

Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ

Քննարկված է ատոմների սկզբնական արագության ազդեցությունը ֆոտոէֆեկտի ընթացքում նրանց ձևոք բերած արագացման վրա: Ցույց է տրված, որ սկզբնական արագության հաշվի առնելը բերում է ատոմի էներգիայի սահմանափակմանը, մինչև որը կարելի է արագացնել ունեցողական ճառագայթման փնջում շարժվող ատոմները իրար հետևող ֆոտոէֆեկտի ակտերի ժամանակ: Գնահատված են արագացման տեմպը, առավելագույն ձևոք բերվող էներգիան, ինչպես նաև ունեցողական փնջերի անհրաժեշտ հզորության խտությունները ֆոտոնի էներգիայի տարբեր արժեքների համար արդենի ատոմների արագացման դեպքում:

## ACCELERATION OF MOVING ATOMS IN X-RAY BEAMS

S. M. DARBYNAN, K. A. ISPIRYAN

The influence of the initial velocity of atoms on their acceleration in the process of photoeffect is considered. It is shown that the allowance for initial velocity of atoms leads to the restriction of energy up to which one can accelerate them. The acceleration rate, the maximum achievable energy as well as the necessary power density of various energy X-ray beams are estimated in case of the acceleration of argon atoms.