

ХФТИ 87-60

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Харьковский физико-технический
институт АН УССР

Яковлев, М. П. Яковлев

О возможности ускорения атомов
в потоке рентгеновского излучения

II репринт

ЩАГИН А.В., ХИЖНЯК Н.А. О возможности ускорения атомов в потоке рентгеновского излучения: Препринт, ХФТИ 87-60. - Харьков: ХФТИ АН УССР, 1987. - 6 с.

Рассмотрен механизм ускорения атомов в потоке рентгеновского излучения за счет импульса, передаваемого атому при фотоэффекте с внутренней оболочки. Выяснено, что при энергии рентгеновского кванта $E_\gamma \gtrsim E_K$ энергия К-края поглощения атом ускоряется вдоль направления распространения излучения, а при $E_\gamma \gg E_K$ атом ускоряется в противоположном направлении. Впервые рассмотрена возможность использования этого эффекта для ускорения атомов. Получены формулы для темпа ускорения. Оценка максимально возможного темпа ускорения, выполненная для ускоряемых атомов Mg , дает ~ 100 ГэВ/м при потоке мощности $\sim 2,7 \cdot 10^{23}$ Вт/см². КПД такого ускорителя растет с увеличением конечной энергии ускоряемых атомов $\sim \sqrt{E}$. При ускорении атомов Mg до энергии 1 ГэВ КПД ускорителя $\sim 10\%$. Обсуждаются также трудности на пути реализации этого метода ускорения. Отмечена возможность реализации описанного механизма ускорения в естественных условиях вблизи рентгеновских астрофизических источников и его влияние на распределение вещества в космическом пространстве. Происходящая вблизи таких источников селекция атомов по массе (легкие атомы ускоряются к источнику, а тяжелые - от источника) может быть одной из причин относительного обогащения космического излучения тяжелыми элементами и обогащения звезд легкими элементами (звездное горючее). Описан вероятный процесс образования звезды вблизи рентгеновского источника. Указана возможность проверки гипотез и экспериментальной проверки селекции атомов по массе в потоке рентгеновского излучения в лабораторных условиях.

Список лит. - 6 назв.

Рассмотрен механизм ускорения атомов в потоке рентгеновского излучения за счет импульса, передаваемого атому при фотоэффекте. Впервые оценена возможность использования этого механизма для ускорения атомов с высоким темпом (~ 10 ГэВ/м), обсуждаются связанные с этим проблемы. В астрофизическом аспекте рассмотрена возможность ускорения космических лучей вблизи рентгеновских источников и его влияние на химический состав космических лучей и звезд.

Резонансное фотовозбуждение атома с помощью фотона с энергией E_γ , равной энергии одного из атомных переходов, происходит с передачей импульса фотона E_γ/c возбужденному атому. После некоторого времени жизни τ в возбужденном состоянии атом возвращается в основное состояние, испуская излучение в произвольном направлении. В результате многократного повторения этого процесса атом, находящийся в направленном потоке монохроматичного электромагнитного излучения, ускоряется в направлении распространения излучения. Темп ускорения атома $T = dE/dx = dP/dt = E_\gamma f/c$ пропорционален частоте взаимодействия атома с фотонами f . Учитывая, что максимальная частота $f \sim 1/\tau$, получаем предельную оценку максимально возможного темпа ускорения атома

$$T \sim \frac{E_\gamma}{c\tau}. \quad (I)$$

Для светового диапазона ($E_\gamma \sim 3$ эВ, $\tau \sim 10^{-8}$ с) оценка дает $T_{max} \sim 1$ эВ/м при необходимом потоке мощности лазерного излучения $W \sim E_\gamma/\sigma\tau \sim 0,03$ Вт/см², где $\sigma \sim \lambda^2$ — сечение резонансного возбуждения атома фотоном с длиной волны λ . Ускорение атомов со столь низким темпом может быть использовано, например, для лазерного разделения изотопов [1,2].

Для увеличения темпа ускорения, как видно из формулы (I), надо использовать ускоряющее электромагнитное излучение с большей энергией E_γ , возбуждающее в атоме состояние с меньшим временем жизни τ . Создание мощного перестраиваемого по частоте источника рентгеновского излучения с очень высокой степенью монохроматичности, необходимой

для резонансного ускорения атома, весьма проблематично. Поэтому проанализируем возможность использования для ускорения нерезонансного взаимодействия рентгеновского излучения с атомом — фотоэффект.

Рассмотрим в нерелятивистском приближении движение атома, находящегося в потоке направленного монохроматического рентгеновского излучения, распространяющегося вдоль оси x с энергией рентгеновских квантов E_γ большей, чем энергия фотоионизации атома с К-оболочки E_K . При фотоионизации атома с К-оболочки импульс рентгеновского кванта p_γ передается фотоэлектрону и ионизированному атому, содержащему К-оболочечную вакансию. Из закона сохранения x -компоненты импульса: $p_\gamma + p_0 = p_1 + p_e$ (p_0, p_1, p_e — x -компоненты импульсов нейтрального атома или иона до взаимодействия, иона после взаимодействия и фотоэлектрона в лабораторной системе соответственно), используя $p_0 = Mv_0 = (M_1 + m)v_0$, $p_1 = M_1v_1$, $p_e = m(v_0 + v_e)$ (M, M_1, m — массы атома, иона и электрона, v_0, v_1 — x -компоненты скоростей атома и иона в лабораторной системе и v_e — x -компонента скорости фотоэлектрона в системе атома), получаем приращение импульса иона после фотоионизации $\Delta p = p_1 - p_0 = p_\gamma - mv_e$.

Усредняя по многим таким процессам и учитывая, что возбужденный ион излучает фотоны и электроны ϕ_{ω} в произвольном направлении, получаем средний импульс, приобретаемый ионом вдоль оси x за один цикл фотоионизации и девозбуждения $\overline{\Delta p} = p_\gamma - \overline{p}_e$. Среднее значение других компонент импульса иона равно нулю вследствие аксиальной симметрии процесса. Вычислим \overline{p}_e — среднее значение проекции импульса фотоэлектрона на ось x в системе атома. Согласно [3], угловое распределение фотоэлектронов, выбитых с К-оболочки $\mathcal{J} \sin^2 \theta (1 + 4\beta \cos \theta)$, где θ — угол между осью x и направлением фотоэмиссии, $\beta = v/c$, v — скорость фотоэлектрона. Проекция импульса фотоэлектрона на ось x равна $mv \cos \theta$, а ее среднее значение

$$\overline{p}_e = \frac{mv \int_0^\pi \mathcal{J} \cos \theta \sin^3 \theta d\theta}{\int_0^\pi \mathcal{J} \sin^3 \theta d\theta} = \frac{4}{5} mv \beta = \frac{8}{5} \frac{E_e}{c} = \frac{8}{5c} (E_\gamma - E_K),$$

где E_e — энергия фотоэлектрона. В итоге средний импульс, получаемый ионом вдоль оси x за один цикл

$$\overline{\Delta p} = \frac{1,6E_K - 0,6E_\gamma}{c}.$$

При энергии E_γ , значительно превышающей порог фотоионизации, $\overline{\Delta p} = -0,6 E_\gamma/c$, т.е. атом, находящийся в потоке рентгеновского излучения, движется к его источнику, а в фотоэлектрическом газе, как отмечает Зоммерфельд [3] в направлении к источнику "дует атомарный ветер". При $E_\gamma \approx 2,7 E_K$ атом получает в среднем нулевой продольный импульс.

При E_γ , незначительно превышающей порог E_K , $\bar{\Delta p} \approx E_K/c$, атом движется вдоль направления распространения рентгеновского излучения. Темп ускорения атома T^- при $E_\gamma \gg E_K$ и T^+ при $E_\gamma \approx E_K$ при условии "подпитки" движущегося атома электронами, имеющими равную с ним скорость, пропорционален частоте фотоэффекта f

$$T^- = \frac{dp}{dt} = \bar{\Delta p} f \approx -0,6 \frac{E_K f}{c}, \quad T^+ \approx \frac{E_K f}{c}.$$

Оценим максимально возможный темп ускорения атома в поле рентгеновского излучения, КПД такого метода ускорения и необходимые условия для его реализации. Оценку проведем для конкретного ускоряемого атома, например Mg , имеющего следующие характеристики: $E_K \sim 3$ кэВ, сечение фотоэффекта вблизи К-края $\sigma_K \sim 10^{-19}$ см², сечение фотоэффекта вдали К-края при $E_\gamma = 50$ кэВ $\sigma_\gamma \sim 3 \cdot 10^{-23}$ см² [4], время жизни К-оболочечной вакансии $\tau \sim 10^{-15}$ с [5]. Максимально возможный темп ускорения атома достигается при максимальной частоте взаимодействия $f \sim 1/\tau$

$$T_{max}^- \sim -0,6 E_\gamma / c \tau \sim -100 \text{ ГэВ/м (при } E_\gamma \sim 50 \text{ кэВ);}$$

$$T_{max}^+ \sim E_K / c \tau \sim 10 \text{ ГэВ/м (при } E_\gamma \sim 3 \text{ кэВ).}$$

Мощность рентгеновского излучения, необходимая для достижения максимального темпа ускорения

$$W^- \sim \frac{E_\gamma}{\sigma_\gamma \tau} \sim 2,7 \cdot 10^{23} \text{ Вт/см}^2; \quad W^+ \sim \frac{E_\gamma}{\sigma_K \tau} \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2.$$

Коэффициент использования энергии рентгеновского излучения при ускорении атома от нулевой энергии до энергии E_f

$$K^- \sim \frac{E_f}{n E_\gamma} \sim 0,6 \sqrt{\frac{E_f}{2Mc^2}}; \quad K^+ \sim \sqrt{\frac{E_f}{2Mc^2}} \cdot \frac{E_K}{E_\gamma} \sim \sqrt{\frac{E_f}{2Mc^2}},$$

где n - число квантов, провзаимодействовавших с атомом, растет с увеличением конечной энергии ускоряемого атома $\sim \sqrt{E_f}$. Из приведенных формул видно, что ускорение атомов в направлении распространения излучения при $E_\gamma \approx E_K$ энергетически более выгодно и требует меньшей мощности ускоряющего излучения, чем ускорение в противоположном направлении при $E_\gamma \gg E_K$.

Для приближения к вычисленному значению K^+ можно ускорять плазменный сгусток, состоящий из $(\sigma_K)^{-1} \sim 10^{19}$ ат/см² Mg , необходимое количество атомов можно предварительно приготовить в виде слоя толщиной $M/A\sigma_K \sim 0,6$ мг/см², где A - число Авогадро. Например, для ускорения на длине $l = 10$ см такого сгустка до нерелятивистской энергии $E_f = 1$ ГэВ/ат требуется импульс рентгеновского излучения $E_\gamma \sim 3$ кэВ мощностью $\sim 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² длительностью $t \sim \sqrt{2lMc^2/E_K} \sim 3 \cdot 10^{-9}$ с при коэффициенте использования энергии рентгеновского излучения $K^+ \sim 10\%$.

Если энергия E_{γ} ускоряющего излучения превышает энергию К-края фотопоглощения атома на величину

$$E_{\gamma} - E_K \sim E_{\gamma} \frac{v_{\text{ф}}}{c} = E_{\gamma} \sqrt{\frac{2E_{\text{ф}}}{Mc^2}} \sim 0,85 \text{ кэВ},$$

то в процессе ускорения не потребуются перестройка энергии рентгеновского излучения из-за доплеровского смещения, однако на начальном этапе ускорения КПД и темп ускорения несколько снизятся из-за уменьшения сечения и отличия E_{γ} от E_K . По достижении атомами энергии E_{γ} ускорение прекращается из-за резкого снижения сечения взаимодействия вблизи К-края фотопоглощения. Вследствие плавной зависимости сечения взаимодействия от энергии E_{γ} при $E_{\gamma} > E_K$ требование к монохроматичности ускоряющего излучения не слишком жесткое $\Delta E_{\gamma} < E_{\gamma} - E_K$.

Реализация описанного метода ускорения связана с многими трудностями. В частности, при ускорении в результате фотоэффекта ускоряемые атомы быстро теряют электроны. Для получения высокого темпа ускорения в течение длительного времени требуется обеспечить высокую частоту фотоэффекта и, следовательно, быструю "подпитку" внутренних оболочек атома электронами. Проблема быстрой "подпитки" для получения описанным способом высоких темпов ускорения имеет принципиальный характер. Опишем один из возможных вариантов решения этой проблемы. Отметим, что при ускорении $E_{\gamma} \gg E_K$ плазменный сгусток приобретает положительный заряд и фотоэлектроны не покидают его из-за кулоновского взаимодействия. Увеличить скорость возвращения этих электронов на внутренние (вплоть до L) оболочки ускоряемых атомов можно попытаться, стимулируя вынужденное излучение при переходах электронов на внутренние оболочки. Для этого потребуются сравнительно длинноволновые источники электромагнитного излучения.

Для более точного расчета темпа ускорения следует последовательно учесть некоторое изменение сечения фотоэффекта для ионизированного атома, влияние фотоэффекта с других электронных оболочек ускоряемого атома, а также релятивистские эффекты (нерелятивистское рассмотрение в данной работе обусловлено тем, что при энергиях меньше или порядка единиц гигаэлектронвольт тяжелые атомы имеют нерелятивистские скорости). Снизить требуемую для достижения максимального темпа ускорения мощность излучения можно, уменьшив E_{γ} , за счет большего сечения К-ионизации для более легких атомов или используя большее сечение фотоионизации с других электронных оболочек для более тяжелых атомов. При использовании ускоряющего излучения с мощностью меньшей, чем требуется для получения максимального темпа ускорения, частота взаимодействия квантов с атомом уменьшается, темп ускорения снижается ли-

нейно относительно полученных предельных оценок, проблема "подпитки" ускоряемых атомов электронами упрощается.

Описанный механизм ускорения атомов в направленном потоке электромагнитного излучения, по-видимому, реализуется вблизи излучающих астрофизических объектов. В частности, вблизи такого объекта, излучающего с большой спектральной плотностью кванты с энергией E_γ , возможна селекция атомов по массе: легкие атомы межзвездного газа, для которых $E_\gamma \gg E_K$ движутся в направлении к объекту, а тяжелые, для которых $E_\gamma \approx E_{K,L\dots}$, ускоряются в направлении от объекта. Такой процесс может оказывать существенное влияние на распределение вещества в космическом пространстве. Например, астрофизический источник рентгеновского излучения может посредством описанного механизма ускорения собирать из окружающего пространства атомы легких элементов межзвездного газа. Если вблизи рентгеновского источника находится звезда или он сам является звездой, собираемые легкие элементы (звездное горючее) могут способствовать питанию звезды энергией. Если вблизи рентгеновского источника звезды нет, то собираемые легкие элементы могут конденсироваться в компактное образование, из которого со временем может развиться звезда. В принципе, поместив мощный источник рентгеновского излучения в область космического пространства с достаточной плотностью газа легких элементов, можно создать условия для медленного процесса образования звезд.

Описанные селекция атомов по массе и ускорение тяжелых атомов межзвездного газа из окружающего пространства в направлении от астрофизических рентгеновских источников могут быть одной из причин наблюдаемого относительно обогащения космических лучей тяжелыми элементами [6]. В ускоряемом в районе такого источника плазменном облаке электроны возвращаются на внутренние оболочки атомов относительно медленно, поэтому темп ускорения невелик, однако на больших расстояниях тяжелые атомы могут ускоряться до значительных энергий.

Для дальнейшего анализа высказанных выше гипотез можно использовать полученные в последние годы рентгеноспектральные характеристики астрофизических объектов.

По-видимому вышеописанную селекцию атомов по массе в потоке рентгеновского излучения можно экспериментально осуществить в газовой смеси в лабораторных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Летохов В.С., Мур С.Б. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. С. 483-516.
2. Карлов Н.В., Прохоров А.М. // УФН. 1976. Т. 118. С. 583-609.
3. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. Т. II. М.: Гостехиздат, 1956. С. 372.
4. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. К.: Наука-ва думка, 1975.
5. Блохин М.А., Швейцер И.Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982.
6. Астрофизика космических лучей / Под ред. Гинзбурга В.Л. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит. 1984. С. 64.

Александр Васильевич Шагин, Николай Антонович Хижняк

**О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ АТОМОВ
В ПОТОКЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Редактор, корректор Т.И.Бережная

Сдано в набор 29.12.87. Подписано в печать 31.12.87. БЦ 23020.

Формат 60x84/16. Бум. писч. № 1. Офсетн. печ. Усл.п.л. 0,7.

Уч.-изд.л. 0,4. Тираж 270. Заказ № 1151. Цена 6 коп. Индекс 3624

Отпечатано в Харьковском ордена Ленина

и ордена Октябрьской Революции физико-техническом институте АН УССР
310108, Харьков, ул. Академическая, 1

6 коп.

Индекс 3624

Препринт, 1987, 1-6.