

## ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

## Эффект Сена

Б.М. Смирнов

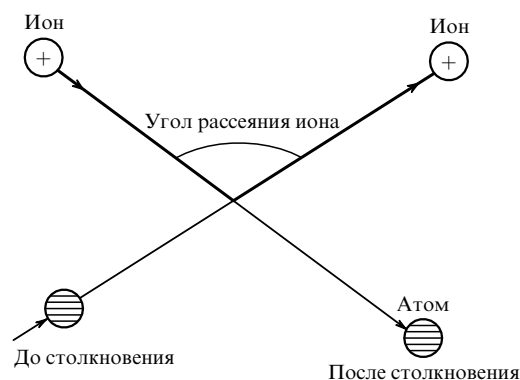
*Эффект Сена представляет собой перенос атомных ионов в собственном газе, определяемый резонансной перезарядкой ионов на атомах. Кратко описана физика этого эффекта и его роль для газоразрядной плазмы.*

PACS numbers: 34.70.+e, 52.20.-j, 52.25.Fi

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200803e.0309

В связи со столетием Льва Ароновича Сена, отмечавшимся 28 декабря 2007 г., хотелось бы вернуться к открытому им изящному эффекту, получившему название "эффект Сена". Этот эффект относится к проблеме переноса плазмы как целого. Рассмотрим низкотемпературную плазму — газ, состоящий из атомов или молекул с малой концентрацией электронов и ионов, причем плотность электронов и ионов одинакова, т.е. плазма квазинейтральная. Нарушение квазинейтральности приводит к созданию достаточно высоких электрических полей, которые восстанавливают квазинейтральность плазмы. Если электроны и ионы находятся в ограниченной части объема, они будут стремиться занять весь объем. Перенос плазмы происходит своеобразным способом, так что электроны как более мобильная компонента будут отрываться от ионов, но возникающие при этом электрические поля задержат электроны, и плазма будет распространяться в окружающее пространство как целое, но со скоростью ионов. Этот процесс носит название амбиполярной диффузии и определяет скорость переноса плазмы на ее границе. В частности, для газового разряда такой перенос осуществляется в катодном слое, а также на стенки положительного столба газового разряда, где амбиполярная диффузия определяет ионизационный баланс в плазме газового разряда.

Таким образом, скорость распространения низкотемпературной плазмы как целого определяется скоростью переноса ионов в газе. Рассмотрим теперь характер переноса ионов в газе, который происходит в результате столкновений отдельных ионов с атомами или молекулами газа. Существуют два типа столкновений иона с атомами или молекулами газа: упругое столкновение иона с атомами с рассеянием на большой угол и резонансная перезарядка иона на атоме, как это имеет место, например, в инертном газе, содержащем атомные



**Рис. 1.** Эффект Сена — характер рассеяния иона за счет перехода электрона от одного атомного остатка к другому при отсутствии упругого рассеяния сталкивающихся иона и атома.

ионы. Во втором случае при прямолинейных траекториях иона и атома происходит переход электрона от одного атомного остатка к другому, как это показано на рис. 1. Эффект Сена представляет собой перенос заряда в результате перехода электрона от одного иона к другому без изменения траектории сталкивающихся частиц, что оказывается эквивалентным рассеянию иона.

Такое понимание характера рассеяния иона находит свое отражение в формулах, связывающих измеряемые параметры процесса. Мерой рассеяния иона является длина свободного пробега ионов  $\lambda$ , т.е. путь, проходимый ионом без перезарядки. Эта величина связана с сечением резонансной перезарядки  $\sigma_{\text{res}}$  соотношением  $\lambda = 1/(N\sigma_{\text{res}})$ , где  $N$  — плотность атомов. Если ионы движутся в собственном газе в электрическом поле напряженностью  $E$ , то между актами перезарядки они получают от поля энергию порядка  $eE\lambda$ , где  $e$  — заряд иона. Назовем поле сильным, если приобретаемая ионом энергия значительно превышает тепловую энергию атомов, и, следуя Л.А. Сена, определим в этом предельном случае функцию распределения ионов по энергиям. Приняв в качестве начального момента времени  $t = 0$  момент очередной перезарядки иона, имеем из уравнения движения его скорость в момент  $t$ , равную  $v = eEt/m$ , где  $m$  — масса иона. При этом мы считаем атомы

**Б.М. Смирнов.** Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13/19, 127412 Москва, Российская Федерация  
Тел./Факс (499) 190-42-44  
E-mail: bsmirnov@orc.ru

Статья поступила 26 декабря 2007 г.

неподвижными, т.е. ион остановился в момент времени  $t = 0$ , а до момента  $t$  не произошло очередной перезарядки. Введем вероятность  $P(t)$  того, что перезарядка в момент времени  $t$  отсутствует. Очевидно, эта величина удовлетворяет уравнению распада

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{v}{\lambda} P$$

и его решением является

$$P = \exp\left(-\int_0^t \frac{v}{\lambda} dt'\right).$$

Поскольку скорость иона  $v$  в направлении поля однозначно связана с моментом времени  $t$  после очередной перезарядки, функция распределения ионов по скоростям  $f(v)$  равна  $f(v) dv = P dt$  и дается выражением

$$f(v) = C \exp\left(-\frac{mv^2}{2eE\lambda}\right), \quad v > 0,$$

где  $C$  — нормировочный множитель. При этом использовано предположение, что длина пробега ионов (или сечение резонансной перезарядки) не зависит от скорости столкновения. Это ведет к следующим выражениям для дрейфовой (средней) скорости ионов  $w_i$  и их средней энергии  $\bar{\varepsilon}$ :

$$w_i = \langle v \rangle = \sqrt{\frac{2eE\lambda}{\pi m}}, \quad \bar{\varepsilon} = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{eE\lambda}{2}.$$

Отсюда, в частности, следует, что подвижность ионов  $K$ , определяемая как отношение дрейфовой скорости ионов к напряженности электрического поля,  $K = w_i/E$ , зависит от напряженности поля, как  $E^{-1/2}$ , т.е. подвижность не является константой. Как видно, в данном случае простая идея приводит нас и к простым формулам для измеряемых величин. Обращаясь к реальным случаям, отметим, что вклад упругого рассеяния атомного иона инертного газа при движении в собственном газе при комнатной температуре и слабом поле составляет порядка 10%. С ростом температуры или поля этот вклад уменьшается.

Смысл эффекта Сена состоит также в том, что сечение резонансной перезарядки заменяет сечение упругого рассеяния частиц в явлениях переноса, когда перенос частиц связан с их упругим рассеянием. В этих случаях в формулы для коэффициента диффузии или подвижности ионов входит диффузионное сечение рассеяния, определяемое как  $\sigma^* = \int (1 - \cos \vartheta) d\sigma(\vartheta)$ , где  $\vartheta$  — угол рассеяния. В случае перезарядки без упругого рассеяния ион рассеивается в системе центра инерций сталкивающегося иона и атома на угол  $\vartheta = \pi$ , что дает следующую связь между диффузионным сечением рассеяния иона на атоме и сечением резонансной перезарядки [1]:  $\sigma^* = 2\sigma_{\text{res}}$ . Такую замену следует сделать при использовании формул для коэффициентов переноса с учетом упругого рассеяния частиц.

Первоначально Л.А. Сена назвал рассматриваемый характер переноса ионов эстафетной передачей заряда [2–4]. Наряду с этим он представил и наглядный способ вычисления сечения резонансной перезарядки [2], который, как впоследствии выяснилось, годится при участии в этом процессе возбужденных атомов. Действительно,

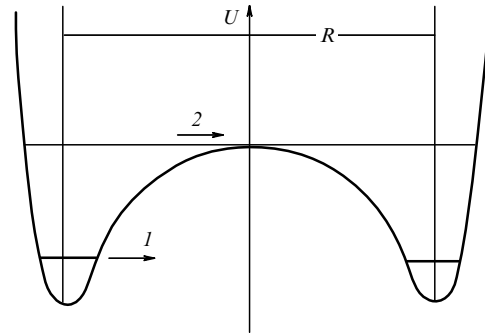


Рис. 2. Характер перехода электрона из поля одного атомного остатка в поле другого: 1 — туннельный или подбарьерный переход, 2 — надбарьерный переход.

рассмотрим медленное столкновение иона с атомом, когда относительная скорость иона и атома значительно ниже скорости электрона на атомной орбите. Введем расстояние между ионом и атомом  $R_0$ , при котором пропадает барьер для электрона, разделяющий поля атомных остатков. Поскольку при прицельных параметрах столкновения, меньших  $R_0$ , вероятность для электрона остаться у своего атомного остатка или перейти к другому равна 1/2, сечение резонансной перезарядки в этом случае равно

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{\pi}{2} R_0^2.$$

Считая взаимодействие электрона с каждым из атомных остатков кулоновским, найдем расстояние между ядрами  $R = R_0$ , при котором пропадает барьер, разделяющий поля атомных остатков (рис. 2)

$$U(R_0) = -\frac{e^2}{r_1} - \frac{e^2}{r_2} + \frac{e^2}{R_0} = -\frac{3e^2}{R_0} = -J.$$

Здесь  $r_1, r_2$  — расстояние от электрона до первого и второго ядра соответственно,  $R$  — расстояние между ядрами,  $J$  — потенциал ионизации атома. Отсюда получим для сечения резонансной перезарядки в пределе малых скоростей столкновения и малого потенциала ионизации атома, соответствующего переходу классического электрона [2]:

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{9\pi e^4}{2J^2}.$$

Здесь уместно привести выражение для вероятности резонансной перезарядки в квантовом случае. Как видно из рис. 2, в этом случае имеется плоскость симметрии, которая перпендикулярна соединяющей ядра оси и делит ее пополам. Собственные состояния системы взаимодействующих атома и иона делятся на четные и нечетные в соответствии со свойством отвечающих им волновых функций  $\psi_g, \psi_u$  сохранять или изменять знак при отражении относительно плоскости симметрии. При больших расстояниях между ядрами волновая функция системы  $\psi_1$ , когда электрон находится у первого атомного остатка, имеет вид

$$\psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_g + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_u.$$

На основе этого получим волновую функцию системы  $\Psi(t)$  и при столкновении иона с атомом, когда расстояние между ними  $R(t)$  меняется по определенному закону:

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_g \exp\left(-i \int_{-\infty}^t \frac{\varepsilon_g(R) dt'}{\hbar}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_u \exp\left(-i \int_{-\infty}^t \frac{\varepsilon_u(R) dt'}{\hbar}\right),$$

где  $\varepsilon_g(R)$ ,  $\varepsilon_u(R)$  — энергии данных состояний. Отсюда получим для вероятности резонансной перезарядки [5]:

$$P = |\langle \Psi(\infty) | \psi(\infty) \rangle|^2 = \sin^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\varepsilon_g(R) - \varepsilon_u(R)] dt'}{\hbar},$$

и соответственно сечение резонансной перезарядки равно

$$\sigma_{\text{res}} = \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho \sin^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\varepsilon_g(R) - \varepsilon_u(R)] dt'}{\hbar}.$$

Как видно, процесс резонансной перезарядки носит интерференционный характер, т.е. переходы между собственными состояниями системы отсутствуют, но сдвиг фазы для собственных состояний приводит к изменению результирующего состояния системы.

Представленные концепции и результаты лежат в основе физики атомных столкновений и газоразрядной плазмы, но в свое время не были приняты западной наукой, в которой ранее была понята роль резонансной перезарядки в атомных процессах. Основу современной теории атомных столкновений создала английская школа, которая ориентировалась на процессы в верхней атмосфере и астрофизике. В частности, отметим первую фундаментальную книгу по теории атомных столкновений [6]. Видимо, первой теоретической работой по резонансной перезарядке была [7], где как электроны, так и ядра рассматривались в рамках квантовой механики. Конечно, в этом случае возникали слишком громоздкие формулы для параметров резонансной перезарядки, которые здесь невозможно воспроизвести и реализация которых требовала дополнительных предположений о взаимодействии иона с атомом.

Чтобы понять возможность классического описания движения ядер при резонансной перезарядке, необходимо проверить справедливость классического критерия при реальных условиях. Для этого определим число моментов столкновения иона с атомом, определяющих сечение резонансной перезарядки в случае водорода и гелия при энергии столкновения в системе центра инерций 0,03 эВ, что соответствует комнатной температуре. Будем считать, что при моментах столкновения  $l \leq l_0$  вероятность перезарядки равна 1/2, а при моментах столкновения  $l > l_0$  она равна нулю. Используя значения сечений резонансной перезарядки, получим для этой модели  $l_0 = 24$  в случае перезарядки протона на атоме водорода и  $l_0 = 36$  в случае перезарядки иона гелия на его атоме. Как видно, при таких энергиях столкновения классическое рассмотрение движения атомов оправдано. Соответственно при этих условиях справедлив и сам эффект Сена для анализа явлений переноса ионов в собственном газе. Поскольку  $l_0$  увеличивается с ростом массы сталкивающихся частиц, классическое описание движения ядер при резонансной перезарядке тем более справедливо при участии более тяжелых ионов и атомов.

Таким образом, как эффект Сена, так и сопутствующие ему методы расчета сечений резонансной перезарядки, основанные на классическом характере движения ядер, с одной стороны, являются ясными и выявляют физические особенности процессов, и с другой стороны, позволяют получить числовые параметры процессов при конкретных условиях. Поэтому они заняли свое место как в физике атомных столкновений, так и в физике газоразрядной плазмы.

## Список литературы

1. Holstein T J. *Phys. Chem.* **56** 832 (1952)
2. Сена Л А *ЖЭТФ* **9** 1320 (1939)
3. Сена Л А *ЖЭТФ* **16** 734 (1946)
4. Сена Л А *Столкновения электронов и ионов с атомами газа* (Л.-М.: Гостехиздат, 1948)
5. Фирсов О Б *ЖЭТФ* **21** 1001 (1951)
6. Mott N F, Massey H S W *The Theory of Atomic Collisions* (Oxford: Clarendon Press, 1933)
7. Massey H S W, Mohr C B O *Proc. R. Soc. London Ser. A* **144** 188 (1934)

## Sena effect

**B.M. Smirnov**

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,*

*Izhorskaya ul. 13/19, 127412 Moscow, Russian Federation*

*Tel./Fax (7-499) 190-42 44*

*E-mail: bsmirnov@orc.ru*

In the Sena effect atomic ions move in the parent gas due to resonance charge exchange occurring between ions on atoms. The underlying physics and gas discharge plasma implications of the effect are briefly discussed.

PACS numbers: **34.70.+e**, **52.20.-j**, 52.25.Fi

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200803e.0309

Bibliography — 7 references

*Received 26 December 2007*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **178** (3) 309–311 (2008)

*Physics – Uspekhi* **51** (3) (2008)