

Генерация быстрых электронов при электрон-ионных столкновениях в сильных полях

А. А. Балакин, Г. М. Фрайман

Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород, Россия

Рассмотрены электрон-ионные столкновения в сильных электромагнитных полях. Предложен метод их аналитического и численного описания на основе точечного отображения. Из анализа простейшего точечного отображения получены основные особенности рассеяния в сильных полях: появление многопоточности, стохастичности движения частиц и сингулярности концентрации перед "жестким" ударом. Получены оценки для эффективной частоты столкновений и распределения частиц по энергиям в результате столкновений в нерелятивистском случае, хорошо совпадающие с результатами численных расчетов. Обсуждены условия экспериментального наблюдения представленных результатов.

В последние годы наблюдается значительный прогресс в генерации ультракоротких сверхсильных лазерных импульсов с интенсивностью в фокусе 10^{18-21} Вт/см² и выше. При таких интенсивностях в лазерном диапазоне длин волн электроны плазмы осциллируют со скоростями (вплоть до релятивистских), существенно превышающими их тепловые скорости, что открывает совершенно новые, не исследованные ранее возможности взаимодействия излучения с плазмой. Одним из ключевых вопросов при этом является вопрос о том, насколько существенны столкновительные процессы при таких взаимодействиях.

Исследование столкновительного поглощения сверхсильных лазерных импульсов в плазме необходимо и для ряда приложений. К таковым можно отнести термоядерный синтез с использованием ультракоротких интенсивных лазерных импульсов для быстрого поджига термоядерной реакции, рентгеновские лазеры, преобразование энергии лазерного излучения в когерентное излучение на гармониках основной частоты при взаимодействии сверхсильных лазерных импульсов с плазмой.

Традиционно теоретическое исследование электрон-ионных соударений в сильных электромагнитных (ЭМ) полях проводилось на основе трех моделей: "прямолинейных траекторий" (малоуглового) [1–3], борновского [4] и низкочастотного [5] приближений. Приближение [1, 3] исторически называют малоугловым, но правильнее его было бы называть приближением прямолинейных траекторий, поскольку в нем

предполагается, что дрейфовые траектории* рассеивающихся частиц являются почти прямыми линиями. Во всех этих приближениях получались результаты, различающиеся только логарифмическими множителями. Основной причиной подобного совпадения, по-видимому, были общие для всех предположения о некоррелированности моментов столкновений и невозможности электрону искривить свою дрейфовую траекторию (притянуться к иону) в процессе многократных осцилляций около иона. Особенно наглядно это продемонстрировано в недавних работах [2], где автор непосредственно из кинетического уравнения с интегралом столкновений в форме Ландау** получает, опять-таки с логарифмической точностью, те же результаты. По-видимому, совпадение результатов трех различных, на первый взгляд, приближений стало причиной угасания интереса к этой тематике более чем на тридцать лет.

В последнее время предпринимаются попытки создания численных кодов для моделирования процессов энергообмена в плазме с учетом

* Дрейфовой траекторией частицы назовем траекторию, получающуюся вычитанием осцилляций частицы из ее траектории в лабораторной системе координат. Отметим, что в дрейфовых координатах невозмущенное кулоновским потенциалом движение происходит по прямой линии, а ион осциллирует. Наоборот, в лабораторной системе координат ион покоится, а движение электрона представляет собой медленный дрейф осциллирующий.

** Напомним [3], что вывод интеграла столкновений Ландау базируется на предположениях о равномерности моментов столкновений и определяющем вкладе дальних (почти прямолинейных, без изменения прицельного параметра) рассеяний.

электрон-ионных столкновений в сильных лазерных полях [6, 7]. В частности, уже результаты в работе [6] не совпадают с традиционными. В то же время появились экспериментальные данные (например, о генерации быстрых частиц [8]), не получившие удовлетворительного объяснения в рамках традиционных представлений.

Какие же эффекты, на наш взгляд, опускаются в традиционных моделях? Рассмотрим, как обычно описывалось столкновение. Напомним, что в отсутствие кулоновского поля иона движение частицы представляет собой осцилляции в поле ЭМ волны с осцилляторной скоростью $v_{osc} = eE/m\omega_0$ (ω_0 и E — частота и амплитуда поля ЭМ волны), медленно дрейфующие с постоянной дрейфовой скоростью v . Обычно полагается [1], что дрейф происходит по прямой линии за все время столкновения и осуществляет только “доставку” частиц в область взаимодействия. Затем происходит столкновение частицы с ионом, по-разному описываемое в разных моделях. При этом частицы перед столкновением считаются равномерно распределенными в пространстве. После столкновения частица считается покинувшей область рассеяния.

Предположение о равномерности частиц оправдано в случае быстрых частиц $v \gg v_{osc}$, когда частица пролетает область существенного рассеяния* $b_v = e^2 Z/mv^2$ за время, много меньшее периода поля, и больше не возвращается к этому иону. Формальное перенесение этого предположения на случай медленных частиц $v \ll v_{osc}$ с соответствующей оценкой области рассеяния как $b_{osc} = e^2 Z/mv_{osc}^2$ неправомерно, поскольку частица пролетает над ионом много раз (много периодов поля) и имеет возможность “подтянуться” к иону. Как следствие и предположение о равномерности частиц может быть неприменимо.

Действительно, численное моделирование показывает другую динамику рассеяния частицы. В сильных полях из-за большого размаха осцилляций $r_{osc} = eE/m\omega_0^2 \gg b_{osc}$ частица многократно возвращается к одному и тому же иону и испытывает много далеких, малоугловых по полной скорости столкновений за время рассеяния. Энергия частицы при этом практически не меняется, но происходит искривление дрейфовой траектории частицы.

В качестве примера на рис. 1 изображена траектория частицы, “подтянувшейся” к иону за

половину осцилляции ЭМ поля (за один пролет над ионом). В результате перед последним ударом, фактически и изменяющем энергию частиц, частицы оказываются значительно ближе к иону, чем при прямолинейном дрейфовом движении.

Поэтому изменение энергии частиц при рассеянии существенно возрастает и появляется множество новых эффектов, анализу которых и посвящена эта работа.

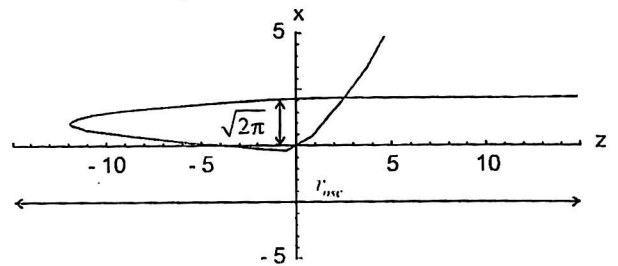


Рис. 1. Траектория частицы, притянувшейся к иону за одну осцилляцию

Низкочастотное приближение

Рассмотрим случай сильного поля накачки и малой тепловой скорости

$$b_{osc} \ll r_{osc}, \quad v \ll v_{osc}. \quad (1)$$

В таких полях размах осцилляций r_{osc} очень большой. Другими словами, электрон (в лабораторной системе координат) большую часть времени движется вдали от кулоновского центра по осциллирующей под действием поля накачки траектории. И только один или два раза за период частица может подлететь к иону и за очень малое время (практически мгновенно)

$$t_{coll} \leq \frac{b_v}{v_{osc}} \ll \frac{2\pi}{\omega_0}$$

рассеяться на ионе. Соответственно, дрейфовая траектория электрона представляет собой ломаную линию.

Используя условие малости времени столкновения по сравнению с периодом поля накачки, можно разделить на два временных масштаба: мгновенное рассеяние на кулоновском центре, в процессе которого поле накачки несущественно, и движение по осциллирующей траектории без учета кулоновского притяжения. В этом заключается идея низкочастотного приближения, предложенного Кролом и Ватсоном [5]. Однако, в отличие от модели [5], учитывающей только однократное столкновение (удар) электрона с ионом, при рассмотрении движения частицы ограничение на количество “ударов” делаться не

* Из задачи Резерфорда известно, что из всех частиц с начальной скоростью v на большой угол рассеиваются только частицы, пролетающие мимо иона на расстоянии, меньшем резерфордовского радиуса b_r .

будет. Более того, все качественно новые, необычные эффекты получаются только при учете многих ударов. На траекторию частицы не накладывается каких-либо ограничений кроме условия того, что каждая частица пролетает мимо иона за время, много меньшее периода поля, т. е. выполняется условие на прицельный параметр

$$\rho/v_{osc} \ll \frac{2\pi}{\omega_0} \Leftrightarrow \rho \ll r_{osc} \cdot \quad (2)$$

Для описания системы в рамках низкочастотного приближения удобно использовать точечное отображение. Его идея заключается в том, что на непрерывной траектории $x(t)$ (здесь $x = \{r, p\}$ — совокупность координат и импульсов частицы) выделяется дискретный набор точек $x_n = x(nT)$, где n — целое число, $T = \pi/\omega_0$ — половина периода поля накачки*. Связь точки с номером $n + 1$ с точкой n описывается точечным отображением

$$x_{n+1} = \hat{M}[x_n] \text{ или } \bar{x} = \hat{M}[x], \quad (3)$$

где символом \bar{x} обозначено значение x через итерацию.

В диапазоне параметров (1), (2) точечное отображение удается найти в явном виде [10], но оно имеет достаточно сложный вид и здесь не приводится. Однако ряд свойств этого отображения легко обнаружить на простейшем варианте точечного отображения.

Простейшее отображение

Пренебрегая смещением частицы поперек электрического поля из-за дрейфовой скорости $v_{\perp} \ll 2\pi/\rho v_{osc}$ (наиболее легко это реализуется при продольном рассеянии или при поперечном падении после первого столкновения — см. ниже), отображение можно разбить на два: сдвиговое отображение для продольной координаты, ответственное за пролет частиц мимо иона и эффект группировки [13], и отображение для изменения поперечной координаты — прицельного параметра $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$\bar{\rho} = \left| \rho - \frac{2\pi}{\rho} \right|. \quad (4)$$

* Для линейно поляризованного поля накачки удобно использовать в качестве интервала времени T не период, а половину периода поля накачки, поскольку за период поля частица испытывает два "удара" об ион. Различие между этими ударами проявляется в отображении для продольных (вдоль z) координаты и скорости, которые в дальнейшем рассматриваться не будут.

Здесь и далее пространственные масштабы нормированы на характерный радиус $r_E = \sqrt{r_{osc} b_{osc}}$ — радиус, на котором осциллирующая сила поля накачки равна силе со стороны кулоновского потенциала иона. Графически отображение (4) представлено на рис. 2.

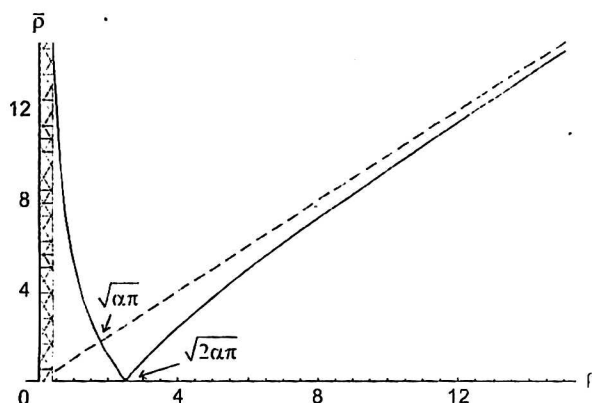


Рис. 2. Зависимость прицельного параметра $\bar{\rho}$ через итерацию отображения (4) от прицельного параметра ρ . (Заштрихована область потерь частиц при рассеянии на большие углы)

Отображение (3) не описывает рассеяние частиц на большие углы и их уход из области рассеяния. Для учета таких частиц можно ввести область потерь с малой шириной порядка $b_{osc} \ll r_E$ (см. заштрихованную область на рис. 2), при попадании в которую частицы считаются ушедшими из области рассеяния.

Рассмотрим свойства отображения (4).

Многопотоковость

Во-первых, необходимо отметить появление многопотоковости, состоящей в том, что в одну и ту же точку пространства одновременно приходят частицы, стартовавшие с разных прицельных параметров. Найдем множество начальных прицельных параметров ρ_{ini} , таких, что частицы из них попадают в область $\rho \leq b_{osc}$ и, соответственно, испытывают рассеяние на большие углы, сильное изменение энергии и т. д. Ранее такие электроны были названы представительными [9].

Простейший случай — частицы, имеющие малые начальные параметры $\rho_{ini} \leq b_{osc}$, т. е. частицы, "столкнувшиеся" бы с ионом и без учета осцилляций под действием поля накачки. Именно эти частицы описываются прямолинейным (малоугловым) приближением. Кроме них есть частицы, пролетевшие мимо иона один раз, рассеявшиеся на малый угол и попавшие в ион при возврате (см. рис. 1), т. е. в одну и ту же точку пространства приходят частицы, старто-

вавшие с разных прицельных параметров. Это и есть многопоточность. Прицельный параметр ρ_1 , соответствующий этим частицам, можно найти из уравнения

$$\rho_1 - \frac{2\pi}{\rho} = 0, \Rightarrow \rho_1 = \sqrt{2\pi}.$$

Именно таково значение прицельных параметров на первом максимуме (рис. 3).

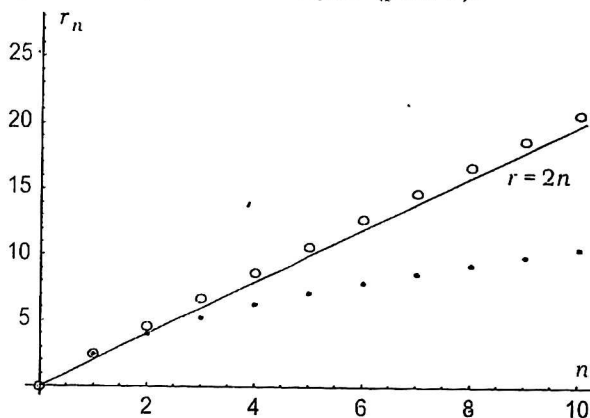


Рис. 3. Координаты максимумов, полученные в рамках простейшего отображения (4) (точки) и более сложного варианта отображения, учитывающего наличие конечной поперечной скорости у частицы (кружки). Прямой линией изображена зависимость $r = 2n$

Аналогичным образом можно найти значения начальных прицельных параметров ρ_2, ρ_3, \dots для 2-го, 3-го и т. д. максимумов, появляющихся после 2-го, 3-го и т. д. возврата частицы к иону. Полное число максимумов N (или, что то же самое, пролетов над ионом) можно оценить из формулы

$$N \approx \frac{2r_{osc}}{vT} = \frac{2v_{osc}}{\pi v}.$$

При этом из анализа полного отображения, учитывающего наличие конечной поперечной скорости у частицы, можно получить координату последнего максимума, являющегося границей области притяжения

$$\rho_N \equiv \rho_{att} \approx \frac{2}{\Omega v}, v \gg v_{osc},$$

хорошо совпадающую с результатами численного моделирования [9].

Координаты максимумов ρ_n (см. рис. 3) обладают еще одним интересным свойством: все частицы с прицельными параметрами $\rho \in [\rho_n, \rho_{n+1}]$ через один пролет над ионом оказываются в диапазоне $\bar{\rho} \in [\rho_{n-1}, \rho_n]$. Это означает, что все частицы с прицельными параметрами $\rho \leq \rho_{att}$ оказываются в области $\rho_{fin} \leq \rho_1 = \sqrt{2\pi}$. Таким образом, вместо исходной задачи рассеяния бес-

конечно широкого пучка частиц с концентрацией n_0 достаточно рассмотреть рассеяние пучка частиц диаметром $2\rho_1$ и концентрацией

$$n_{eff} = n_0 \frac{\rho_{att}^2}{\rho_1^2}, \quad r_D \geq \rho_1. \quad (5)$$

Сингулярность в функции корреляции

Вторым важным свойством отображения (4) является появление сингулярности в концентрации перед "последним" ударом. Как уже отмечалось выше, все частицы с прицельными параметрами $\rho \leq \rho_{att}$ стягиваются в процессе рассеяния в область $\rho \leq \rho_1$. Представляет интерес, каково распределение частиц перед "последним" столкновением, т. е. в диапазоне $[0, \rho_1]$. Для ответа на этот вопрос найдем изменение концентрации (или, что то же самое, пространственной плотности функции корреляции) через итерацию отображения (4) из закона сохранения числа частиц:

$$\overline{n\rho d\rho d\bar{z}} = n\rho d\rho dz.$$

Выражая из отображения (4) старую координату ρ через новую $\bar{\rho}$ и используя неравенство $\rho > \rho_1$ (рассматриваются частицы, еще не попавшие в область $[0, \rho_1]$), находим*

$$\bar{n} = n(\rho) \frac{\rho^3}{\bar{\rho}(\rho^2 + 2\pi)}, \quad \rho(\bar{\rho}) = \frac{1}{2} \left(\bar{\rho} + \sqrt{\bar{\rho}^2 + 8\pi} \right).$$

В частности, при больших прицельных параметрах $\bar{\rho} \gg \sqrt{8\pi} = 2\rho_1$, как и следует ожидать, концентрация практически не меняется. Однако при малых прицельных параметрах в концентрации появляется особенность

$$\bar{n} \cong n \frac{\rho_1}{\bar{\rho}} \quad \bar{\rho} \ll \rho_1.$$

Учет формулы (5) позволяет найти распределение частиц по прицельным параметрам после N пролетов

$$n_{eff} \approx n_0 \left(\frac{v_{osc}}{v} + \frac{a}{\rho} \right)_{\rho \ll a} \approx n_0 \frac{a}{\rho}, \quad a = \frac{2\rho_{att}}{2\rho_1}. \quad (6)$$

Появление первого слагаемого связано с тем, что далекие частицы, не успевшие "подтянуться"

* В действительности норму отображения (4) легко найти. И она равна $1/\rho$. Однако, как уже говорилось ранее, это отображение с потерями: частицы, подлетевшие близко к нулю, уходят из области рассеяния. Таким образом, в таком отображении можно ввести только норму по отношению к пролетным частицам.

к кулоновскому центру, испытывают, тем не менее, за время пролета мимо иона $N = v_{osc}/v$ малоугловых по полной скорости столкновений. Поэтому эффективная концентрация для одного столкновения с ионом для таких частиц будет иметь вид однородной концентрации n_0 , умноженной на число пролетов частицы мимо иона

$$n_{eff} \approx n_0 \frac{v_{osc}}{v}$$

Знание распределения частиц перед последним "ударом" и использование аналитических формул рассеяния на кулоновском потенциале ([11], нерелятивистское движение) для последнего удара позволяет найти все характеристики рассеяния.

Рассмотрим вначале распределение частиц по изменению энергии. Для этого отметим, что изменение энергии частицы с прицельным параметром ρ можно найти по формуле (9)

$$\Delta w = \frac{4v_{osc}^2}{1 + \rho^2/b_{osc}^2}, \quad (7)$$

которая дает однозначную связь между изменением энергии частицы и прицельным параметром ρ^* . Это соотношение позволяет связать распределение частиц по прицельным параметрам и распределение частиц по изменению энергии в единицу времени

$$p(\Delta w) = vn(\rho)\rho \frac{d\rho}{d\Delta w} = n(\rho)v \frac{2b_{osc}^2 w_{osc}}{\Delta w^2}, \quad w_{osc} = v_{osc}^2$$

Используя распределение вида (6), получим:

$$p(\Delta w) = b_{osc}^2 n_0 v \frac{4w_{osc}}{\Delta w^2} \left(\frac{v_{osc}}{v} + \frac{a}{b_{osc}} \sqrt{\frac{\Delta w}{4w_{osc} - \Delta w}} \right) \approx n_0 \left(v_{osc} \frac{b_{osc}^2 4w_{osc}}{\Delta w^2} + v \frac{ab_{osc} \sqrt{4w_{osc}}}{\Delta w^{3/2}} \right) \quad (8)$$

Видно, что зависимость распределения частиц по изменению энергии от первого слагаемого в (8) спадает как $\sim 1/\Delta w^2$. Напомним, что это слагаемое получено в рамках прямолинейного (малоуглового) приближения. Второе слагаемое спадает более медленно: $\sim 1/\Delta w^{3/2}$. Заметим здесь, что, чем выше степень сингулярности в функции корреляции, тем более медленный закон спада в распределении по изменению энергии. Кроме того, при $\Delta w \approx 4w_{osc}$ появляется рост в функции распределения $p(\Delta w)$ (рис. 4).

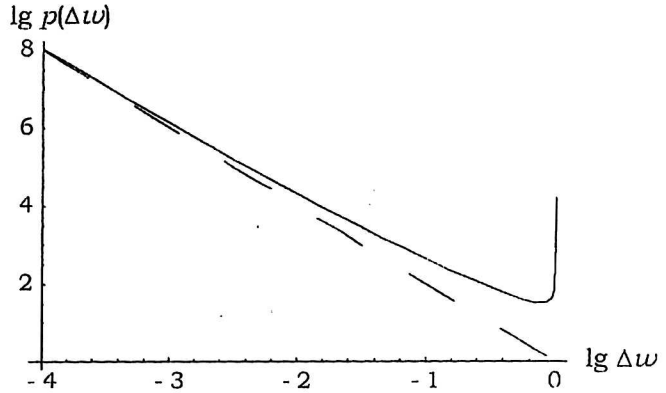


Рис. 4. Сравнение в двойном логарифмическом масштабе вклада членов в распределение частиц от изменения энергии (7) для $\Omega = 0,25, v = 1$:
 — учет обоих членов;
 - - - учет только далеких малоугловых частиц.
 Изменение энергии Δw нормировано на осцилляторную энергию $4w_{osc}$

Таким образом, анализ распределения частиц по изменению энергии позволяет определить, применимо ли прямолинейное (малоугловое) приближение или нет. Если прямолинейное (малоугловое) приближение применимо, то распределение по изменению энергии спадает как $\sim 1/\Delta w^2$ или быстрее. Если распределение спадает медленнее, то прямолинейное (малоугловое) приближение неприменимо, и в функции корреляции $g(r, p)$ существенна сингулярность. Все вышесказанное относится только к малым дрейфовым скоростям $v \ll v_{osc}$ и нерелятивистскому движению.

Аналогичным образом из формул (6) и (7) можно найти эффективное сечение*

$$\sigma_{eff} = \frac{1}{v_{osc}^2} \int_0^a n(\rho)\rho d\rho \frac{4v_{osc}^2}{1 + \rho^2/b_{osc}^2} \approx \frac{2v_{osc}}{v} b_{osc}^2 \Lambda + 2\pi ab_{osc} \approx \frac{2\pi ab_{osc}}{a \gg \sqrt{b_{osc} b_v \Lambda}} \quad (9)$$

и эффективную частоту столкновений v_{eff}

$$v_{eff} = vn_i \sigma_{eff} \approx 2n_i v_{osc} b_{osc}^2 \Lambda + 2\pi n_i v ab_{osc} \approx \frac{2\pi n_i v ab_{osc}}{a \gg \sqrt{b_{osc} b_v \Lambda}}$$

Учет выражения для a в случае продольного падения (6) приводит к тому же результату

$$\sigma_{eff} \approx \frac{2\pi^2}{v^2},$$

который дают и качественные оценки [12], и численное интегрирование [9].

* В данном случае обсуждается только последний удар, полагая, что "мягкие" удары приводят только к изменению пространственного распределения частиц.

* В действительности, изменение энергии частиц с прицельными параметрами $\rho \geq r_n$ экспоненциально мало, поэтому интегрирование следует ограничить областью $\rho < r_n$.

Границу между двумя моделями (прямолинейное приближение с учетом притяжения) можно провести на базе сравнения различных членов в формуле для эффективного сечения (9)

$$\sigma_{eff} = 2 \frac{v_{osc}}{v} b_{osc}^2 \Lambda + 2\pi a b_{osc}$$

Если $\pi a < b_{osc} \Lambda$, то можно пользоваться прямолинейным (малоугловым) приближением. В противном случае $\pi a > b_{osc} \Lambda$ прямолинейное (малоугловое) приближение неприменимо.

В частном случае продольного падения имеем

$$a = 1/\Omega^2 v^2 \Rightarrow v \leq v_{osc}$$

т. е. $\Omega \leq 0,3$ условие применимости прямолинейного (малоуглового) приближения нарушается уже при $v \leq v_{osc}$. В случае поперечного падения (см. выше) $a = 1/v^2$, и условие применимости прямолинейного (малоуглового) приближения имеет вид:

$$v \gg v_{osc}/\sqrt{\Lambda}$$

Подставляя $\Lambda \approx 10$, получаем, что вплоть до скоростей $v \sim v_{osc}/3$ прямолинейное (малоугловое) приближение применимо.

Особенности поперечного рассеяния

В общем случае поперечного падения при ЛП ($v \perp v_{osc}$) для определения эффективного сечения необходимо использовать полное отображение (3). При малых скоростях $v \ll \Omega$ (или $b_v \geq r_{osc} \gg b_{osc}$), как уже отмечалось выше, можно использовать упрощенное одномерное отображение (4). Соответственно, и результаты будут близки к результатам, описанным выше. В обратном предельном случае $b_{osc} < b_v < r_{osc}$ динамика частицы другая, однако, как и ранее, для определения эффективного сечения необходимо учитывать рассеяние на большие углы.

Чтобы оценить величину эффективного сечения в этом случае, рассмотрим процесс рассеяния частицы (рис. 5), где изображены частицы, "налетающие" на ион перпендикулярно полю, осциллирующему вдоль оси z . Начальные прицельные параметры частиц r примерно равны резерфордовскому радиусу $b_v \gg b_{osc}$ так, что они рассеиваются на покоящемся ионе* с изменением угла по дрейфовой скорости на величину, больше чем $\pi/2$.

* Речь идет о движении вблизи точек останова, где ион практически неподвижен большую часть периода.

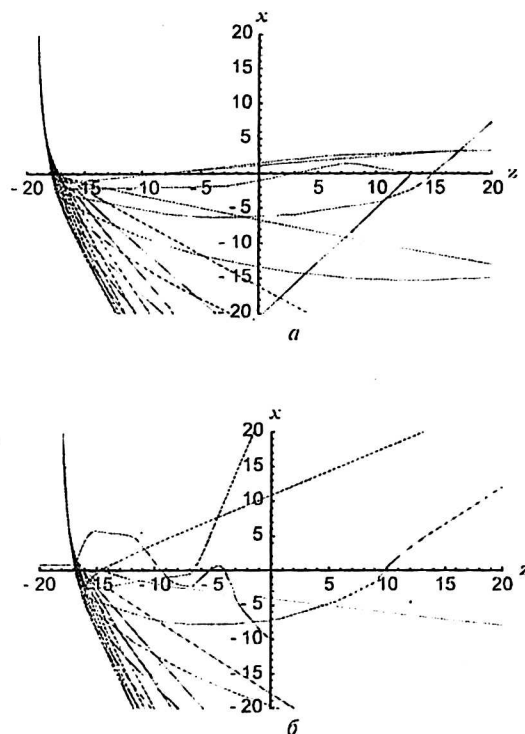


Рис. 5. Набор дрейфовых траекторий частиц с различными начальными фазами для частиц летящих:

а — на границе области притяжения;

б — внутри области притяжения.

Параметры частиц (поперечное падение, ЛП):
 $\Omega = 0,25$ и $v = 0,5$

После первого столкновения, мало изменяющего энергию частиц, частицы движутся по прямой, проходя за период поля расстояние порядка $2\pi r_a = 2\pi v/\Omega$. Через период частица в точке $z = r_{osc} - 2\pi r_a$ сталкивается с "возвращающимся" ионом, имеющим скорость $v_* = \sqrt{4\pi v v_{osc}} \gg v$. Происходит второе столкновение, изменяющее энергию частицы до величины порядка $v_*^2 = 4\pi v_{osc} v$. Заметим, что фактически ко второму столкновению частицы попадают в режим продольного рассеяния, описанный выше, поскольку поперечная скорость у таких частиц мала. Это также означает, что реально частица может испытывать не одно, а много столкновений, прежде чем существенно изменит свою энергию и покинет область рассеяния (см. рис. 5).

Однако нужно учесть, что такое изменение энергии получают не все частицы, а лишь те, которые попали в окрестность $b_* = 1/v_*^2$ иона при втором столкновении. В силу условия $b_* \ll b_v$ это возможно только для частиц из по-

лосы шириной b_* . Последнее позволяет оценить эффективное сечение как произведение площади, с которой собираются частицы $b_* b_*$, на их относительное изменение энергии $4\pi v v_{osc} / v_{osc}^2$

$$\sigma_{eff} = \frac{4\pi v v_{osc}}{v_{osc}^2} b_* b_* = b_* b_{osc}.$$

Точно такой же результат дает и численное интегрирование при поперечном падении.

Заключение

Рассмотрим область применимости представленных выше результатов. Они получены в рамках приближения парных столкновений, когда считается, что вероятность столкновения одновременно трех и более частиц в одной точке мала. Условием выполнения этого приближения является условие малости объема взаимодействия

$$nV_{int} \ll 1.$$

Традиционно (без поля) объем взаимодействия оценивался как $V_{int} = b_*^3$, что приводило к оценке

$$nb_*^3 \ll 1 \Leftrightarrow nr_D^3 \gg 1,$$

где $r_D = \sqrt{4\pi e^2 n / m v_T^2}$ — радиус Дебая. В сильных полях объем взаимодействия есть $V_{int} \approx \sigma_{eff} r_{osc}$, что приводит к условию

$$r_E \ll r_D. \quad (10)$$

Но это условие, очевидно, может быть получено и из других соображений. Действительно, новый масштаб, появляющийся при учете притяжения частиц r_E — масштаб, с которого частица через осцилляцию попадает точно в ион*. Эффект притяжения не будет “замыт” соседними частицами, если этот масштаб будет меньше радиуса дебаевской экранировки r_D . Отсюда снова получаем условие (10).

* Точнее $\sqrt{2\pi} r_E$ (см. выше).

Итак, предположение о двух видах рассеивающихся частиц (6) позволяет получить выражение для эффективной частоты столкновений и распределение горячих частиц по энергиям, хорошо согласующееся с экспериментом. Более того, учет “представительных” электронов (сингулярной части (6)) необходим для адекватного объяснения получаемых экспериментальных результатов. Подчеркнем, что использование описания, учитывающего только малоугловые столкновения (прямолинейные траектории), привело бы к одномасштабной функции распределения горячих частиц, что противоречит эксперименту.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 01-02-16575, 02-02-06005.

Литература

1. Dawson J., Oberman C. // Phys. Fluids, 1962. № 5. P. 517; Силин В. П. // ЖЭТФ, 1964. № 47. С. 2254; Shvets G., Fisch N. J. // Phys. Plasmas, 1997. № 4. P. 428.
2. Силин В. П. // ЖЭТФ, 1998. № 114. С. 864.
3. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979.
4. Бункин Ф. В., Казаков А. Е., Федоров М. В. // УФН, 1973. № 107. С. 559; Pert G. J. // Phys. Rev. E, 1995. № 51. P. 4778.
5. Kroll N. M., Watson K. M. // Phys. Rev. A, 1973. № 8. P. 804.
6. Decker C. D., Mori W. B., Dawson J. M., Katsouleas T. // Phys. Plasmas, 1994. № 1. P. 4043; Wiesenfeld L. // Phys. Rev. A, 1990. № 144. P. 467.
7. Pfalzner S., Gibbon P. // Phys. Rev. E, 1998. № 57. P. 4698; Bornath T., Schlages M., Hilse P., Kremp D. // Phys. Rev. E, 2001, № 64.
8. Koyama K., Saito N., Tanimoto M. In ICPP 2000, Quebec, Canada, ICPP 4051, 2000. P. MP1.067.
9. Fraiman G. M., Mironov V. A., Balakin A. A. // Phys. Rev. Lett., 1999. № 82. P. 319; Фрайман Г. М., Миронов В. А., Балакин А. А. // ЖЭТФ, 1999. № 115. P. 463.
10. Балакин А. А. Дис. на соис. уч. степ. канд. физ.-мат. наук, ИПФ РАН, Н. Новгород, 2001.
11. Landau L. D., Лифшиц Е. М. Механика. — М.: Наука, 1988.
12. Fraiman G. M., Mironov V. A., Balakin A. A. // Phys. of plasma, 2001. № 8. P. 2502.
13. Фрайман Г. М., Миронов В. А., Балакин А. А. // ЖЭТФ, 2001. № 120. С. 797.

Generation of high-velocity electrons at electron-ion collisions in strong fields

A. A. Balakin, G. M. Fraiman

Institute of Applied Physics, Nizhni Novgorod, Russia

The electrons-ion collisions in strong electromagnetic fields have been surveyed. The method of their analytical and numerical exposition is offered on the basis of dot mapping. The basic features of a dispersion in strong fields are obtained from the analysis of the elementary dot mapping: occurrence of multithreadity, stochasticity of a motion of particles and singularity of concentration before a "strong" shock. Obtained are the estimates for an effective collision frequency and allocation of particles on energies as a result of collisions in a nonrelativistic case that well coincides results of numerical calculations. The requirements for experimental observation of introduced results are considered.