

Н.Х. Бастыкова, Ж.А. Молдабеков, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов  
 НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

## ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПОЛЕ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПЫЛИНКИ

В данной работе исследуется движение иона вокруг пылевой частицы и движение пылевой частицы в центральном поле поляризованной пылевой частицы на основе экранированных потенциалов взаимодействия, которые учитывают эффект поляризации пылевых частиц. Были получены углы рассеяния заряженных частиц вокруг поляризованной пылевой частицы, а также их траектории при различных прицельных параметрах. Было выявлено, что поляризация пылинок может вести к уменьшению сечения неупругого столкновения между пылинками. Показано, что при сильных взаимодействиях влияния эффекта поляризации мало, который возникает только при слабых взаимодействиях. В связи с этим, эффект поляризации пылевой частицы на движение иона в центральном поле пылевой частицы влияет незначительно. При слабых взаимодействиях пылевой частицы в центральном поле поляризованной пылевой частицы появляется некий критический прицельный параметр, при котором налетающая пылевая частица, рассеивается на малый угол близки к нулю. Последнее появляется только при относительно больших энергиях налетающей пылевой частицы  $0.005 < \beta < 0.2$ . Данный эффект “нулевого” рассеяния может появиться при более низких энергиях пылевых частиц реализующихся на экспериментальных установках по исследованию пылевой плазмы.

**Ключевые слова:** пылевая плазма, экранированные потенциалы взаимодействия, поляризация, сечение рассеяния.

### Введение

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества. Пылевые частицы, находящиеся в плазме, приобретают электрический заряд и представляют собой дополнительную заряженную компоненту плазмы, которые могут иметь размер от нескольких десятков нанометров до нескольких микрометров. Это позволяет вести наблюдение за пылевой компонентой плазмы визуальными методами, что в свою очередь дает возможность исследовать ее свойства на уровне индивидуальных частиц. Пылевые частицы могут иметь заряд превосходящий заряд электрона от нескольких десятков до нескольких десятков тысяч раз. Последние два десятилетия комплексная плазма активно исследуется во всем мире как для фундаментального понимания динамики сильно связанных открытых систем [1-3], так и в практических целях [4-7]. В лабораторных условиях пылевая плазма исследуется в различных видах газового ряда [8-17].

В данной работе исследуется движение иона вокруг пылинки и движение пылинки на пылинке в центральном поле. В качестве потенциала взаимодействия используется экранированный потенциал, который учитывает эффект поляризации пылинок [18]. В работе [18] были исследованы влияние поляризации пылевых частиц на процессы рассеяния в комплексной плазме.

### Теория

Рассмотрим движение частицы относительно другой неподвижной частицы, которые имеют массы  $m_1$  и  $m_2$  взаимодействующие потенциалом  $U(r)$ . Эта задача эквивалентна к рассеянию одной частицы из приведенной массы,  $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ , в поле  $U(r)$  (центр которого находится в центре масс).

Движение частицы в центральном поле  $U(r)$  определяется исходя из законов сохранения энергии и момента следующим образом [19]:

$$\dot{r} \equiv \frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m} [E - U(r)] - \frac{M^2}{m^2 r^2}}. \quad (1)$$

Из закона сохранения момента известно следующее выражение:

$$d\varphi = \frac{M}{mr^2} dt. \quad (2)$$

Подставив из уравнения (2)  $dt$  в уравнение (1) получаем выражение:

$$dr = d\varphi \frac{mr^2}{M} \sqrt{\frac{2}{m} [E - U(r)] - \frac{M^2}{m^2 r^2}}. \quad (3)$$

Зная что,  $M = p v_\infty$  уравнение (3) записывается следующим образом:

$$dr = d\varphi \frac{r^2}{p} \sqrt{1 - U_{eff}(r, p)}, \quad (4)$$

где,  $U_{eff}$  - эффективная потенциальная энергия, нормированная на кинетическую энергию  $E = mv^2 / 2$ ,

$$U_{eff}(r, \rho) = \rho^2 / r^2 + 2U(r) / mv^2. \quad (5)$$

Эффективный потенциал (5) учитывает потенциал взаимодействия  $U(r)$  и центробежную силу [20]. Для заданного  $\rho$  значения  $r_{min}$ , при котором

$$U_{eff}(r_{min}, \rho) = 1, \quad (6)$$

соответствует расстоянию минимального сближения частиц.

*Движение иона вокруг пылинки.* В данном разделе рассматривается движение иона вокруг пылинки.

В качестве потенциала взаимодействия  $U(r)$  используется экранированный потенциал взаимодействия иона с заряженной сферой, который учитывает эффект поляризации пылинок [18] и имеет следующий вид:

$$\Phi_{id}(r) = -\frac{e^2 Z}{r} \exp(-rk_D) + \frac{e^2 a}{2} \left[ \frac{1}{r^2} - \frac{a}{r(r^2 - a^2)} + \frac{\left( \frac{f(r+a) + f(r-a)}{2} - f(r) \right)}{2rk_D^{-1}} \right], \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} f(x) &= \exp(-xk_D) Ei(xk_D) - \exp(xk_D) Ei(-xk_D) \\ Ei(-ax) &= -\int_x^\infty dx \exp(-ax) / x, \\ Ei(ax) &= \int_x^\infty dx \exp(ax) / x. \end{aligned} \quad (8)$$

здесь,  $k_D$  параметр экранирования - величина обратная Дебаевской длине  $\lambda$ ,  $Z$  и  $a$  заряд и радиус пылинки соответственно.

При переходе к нормированному расстоянию  $r/\lambda$  поведение эффективного потенциала определяются следующими безразмерными параметрами  $\beta = e^2 Z_a / mv^2 \lambda$  и  $\alpha = a/\lambda$ , где  $a$  - радиус пылевой частицы.

Стандартный подход кулоновского рассеяния (потенциал Кулона с обрезанием, на  $\rho = \lambda$ ), который широко используется для описания столкновений в обычной электрон-ионной плазме в случае когда  $\beta \ll 1$ . Например, для электрон-ионного столкновения в изотропной плазме  $\beta(v_{Te}) = e^2 / T_e \lambda \approx N_D^{-1} \ll 1$  (где  $v_{Te} = \sqrt{T_e / m_e}$  тепловая скорость электронов,  $\lambda$  длина экранирования Дебая и  $N_D$  число электронов внутри сферы Дебая). В этом случае взаимодействие можно назвать "слабой", в том смысле, что его диапазон - радиус Кулона  $r_C = e^2 / T_e$  - гораздо меньше, чем длина экранирования  $\lambda$ . Отношение передачи импульса от электронов  $r_C < \rho < \lambda$  в том, что  $\rho < r_C$  приблизительно равно так называемому кулоновскому логарифму,  $\Lambda = \ln(1/\beta) \gg 1$ . Относительный вклад электронов при  $\rho > \lambda$  мала,  $\approx \Lambda^{-1}$ , из-за экранирования [2]. Таким образом, передача импульса в основном связана с рассеянием в потенциале Кулона. Это оправдывает стандартный подход кулоновского рассеяния в пределе  $\beta \ll 1$ . Большинство вкладов в передаче импульса в этом случае связано с малым углом рассеяния (электроны преломляются сильно, только если  $\rho \leq r_C$ ). Приближение стандартного Кулоновского рассеяния не применимо в случае, когда  $\beta \geq 1$ . В этом случае область взаимодействия превышает длину экранирования и отклонение может быть сильным когда  $\rho > \lambda$ . В работе [3] показана расширенная теория стандартного Кулоновского рассеяния с учетом столкновении с прицельным параметром выше длины Дебая  $\lambda$ . Это в основном приводит к изменению Кулоновского логарифма. Также приближение в работе [3] не

строго, но имеет хорошие согласия с работами [4,5] только когда  $\beta \approx 5$ .

В работе [20] были исследованы столкновения иона с пылевой частицей, которые взаимодействуют с потенциалом Юкавы. В работе [19] рассматривается сильное взаимодействие случай когда  $\beta \gg 1$ . Этот предел противоположен к теории стандартного Кулоновского столкновения и требует новые физические приближения. Для нулевого прицельного параметра  $\beta \gg 1$ . Начнем с краткого описания радиального движения частиц, взаимодействующих притягивающим потенциалом Юкавы. Для ненулевого прицельного параметра  $U_{eff}(r, \rho)$  имеет следующие асимптотики:  $\lim_{r \rightarrow 0} U_{eff} = \infty$  и  $\lim_{r \rightarrow \infty} U_{eff} = 0$ . Таким образом, минимальное расстояние наибольшего сближения  $r_{min}$  всегда имеет хотя бы одно решение. Тем не менее, анализ показывает, что  $U_{eff}$  не уменьшается монотонно с  $r$ , но может доставить локальный максимум и минимум, так что уравнения (6) может иметь несколько корней (два или три) при некоторых определенных условиях. Физически это означает, что возникает потенциальный барьер. Для случая когда,  $\beta < \beta_{cr} \approx 13.2$  уравнения (6) имеет один корень  $r_0 < \lambda$ , в этом случае частицы могут подходить близко друг к другу (близкое столкновение). Для  $\beta > \beta_{cr}$  существует критический (переходный) прицельный параметр  $\rho_*(\beta)$ , не отделяя траектории на две группы: в случае, когда  $\rho < \rho_*$  не имеется барьер, но для  $\rho > \rho_*$  барьер возникает и частицы отражаются на гораздо дальние расстояния (дальнее столкновение). Это вызывает разрыв в изгибообразователе  $r_0(\rho)$  в  $\rho = \rho_*$  [3] (два корня, " переход столкновений "). Это также означает, особенность при  $\rho = \rho_*$  для зависимости угла рассеяния  $\chi$  на  $\rho$ . В непосредственной близости от максимума  $U_{eff}$  имеет место разложение:  $(1 - U_{eff})|_{\rho \rightarrow \rho_*} \propto (r - r_{max})^2 + O(r - r_{max})^3$  где  $r_{max}$  местоположение максимума. В

соответствии с формулой (1) в работе [19] это вызывает логарифмическое расхождение угла рассеяния при  $\rho = \rho_*$ , который показан на рисунке 1. Таким образом, существование потенциального барьера на  $\beta > \beta_{cr}$  и разрывы это индуцирует играют решающую роль для анализа столкновений, который определяется из следующих условий [1,2]: (i)  $U_{eff}(r_{max}, \rho_*) = 1$ ; (ii)  $U'_{eff}(r_{max}, \rho_*) = 0$ ; (iii)  $U''_{eff}(r_{max}, \rho_*) < 0$ .  $r_{max}$  положение максимума, который определяется из уравнений  $(r_{max} / \lambda)e^{r_{max} / \lambda} = \beta(r_{max} / \lambda - 1)$ .

Появление потенциального барьера и расположение ее максимума (т.е.,  $\rho_*$  и  $r_{max}$ ) определяются тремя условиями [5]: (i)  $U_{eff}(r_{max}, \rho_*) = 1$ ; (ii)  $U'_{eff}(r_{max}, \rho_*) = 0$ ; (iii)  $U''_{eff}(r_{max}, \rho_*) < 0$ , где штрихи означают производные по  $r$ .

Все три условия могут быть удовлетворены одновременно только для  $\beta \geq \beta_{cr} \approx 13.2$ . Положение максимума  $r_{max}$ , который определяется из уравнений  $(r_{max} / \lambda)e^{r_{max} / \lambda} = \beta(r_{max} / \lambda - 1)$ .

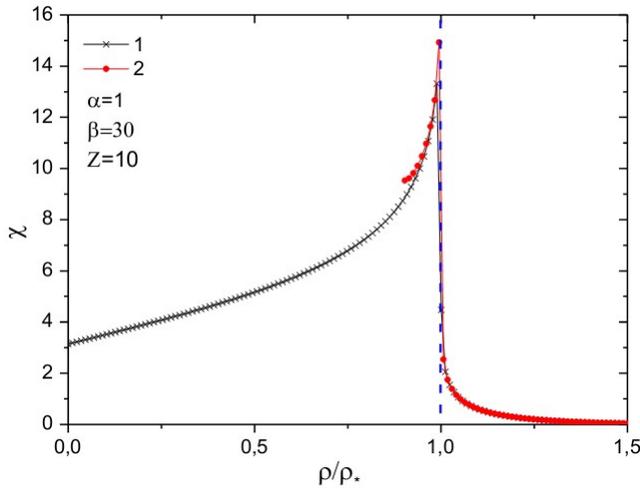
Условия (i) и (ii) определяют переходный прицельный параметр, в зависимости от  $r_{max}$  и, таким образом, из  $\beta$ ,

$$\rho_* = r_{max} \sqrt{\frac{r_{max} / \lambda + 1}{r_{max} / \lambda - 1}}, \quad (9)$$

который также увеличивается начиная с  $\rho_*(\beta_{cr}) / \lambda \approx 3.33$ . При больших  $\beta$  мы нашли асимптотические решения  $(r_{max} / \lambda) \approx \ln \beta - \ln^{-1} \beta$  и  $\rho_* / \lambda \approx \ln \beta + 1 - 0.5 \ln^{-1} \beta$ .

На рисунке 1 приведен угол рассеяния в зависимости от прицельного параметра. Угол рассеяния для потенциала (7) рассчитан в случае, когда расстояние минимального сближения больше радиуса пылевой частицы  $r_{min} > a$ . Угол рассеяния, полученный экранированным потенциалом взаимодействия (7) был сравнен с результатами, полученными с использованием потенциала Юкавы. Небольшое различие наблюдается

только при маленьком заряде пылевой частицы  $Z_d=10$ , как видно из рисунка 1. При  $\rho < \rho_*$  угол рассеяния увеличивается монотонно до  $\rho = \rho_*$ , и быстро уменьшается при  $\rho > \rho_*$ . В случае когда  $\beta < 1$  (слабое взаимодействие), прицельный параметр нормирован на  $\lambda$ . На рисунке 2 показаны траектории иона на пылинке при различных значениях прицельного параметра  $\rho / \lambda$ .



$\rho_*$  - переходный (transitional) прицельный параметр).  $\rho / \rho_* = 1.0$  при  $r_{\min} / \lambda > \alpha$

Рисунок 1 - Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра  $\rho / \rho_*$  (

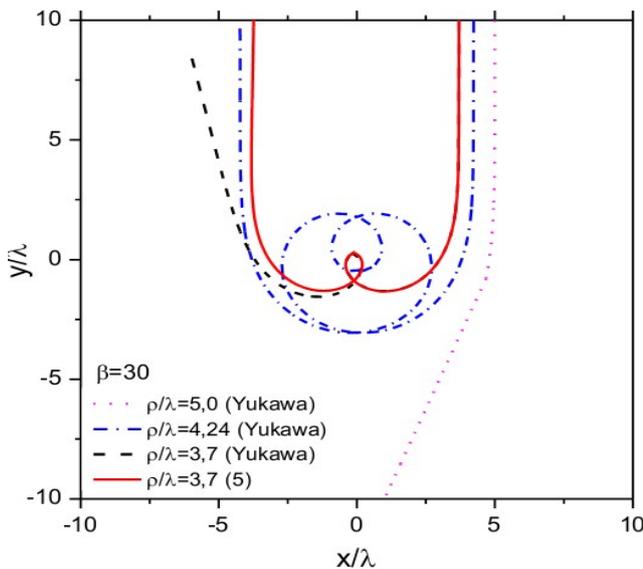


Рисунок 2 – Траектория иона на пылинке при различных значениях прицельного параметра  $\rho / \lambda$  ( $\rho_* \cong 4.24\lambda$ )

При больших значениях прицельных параметров происходит рассеяния иона на дальних расстояниях, это соответствует случаю когда  $\rho > \rho_*$  (рисунок 1). При прицельных параметрах  $\rho / \lambda \leq 4.24$  наблюдается близкое столкновение иона с пылинкой.

*Движение пылинки на пылинке.* В данном разделе рассматривается движение иона вокруг пылинки. В качестве потенциала взаимодействия  $U(r)$  используется экранированный потенциал взаимодействия пылинок, который учитывает эффект поляризации пылинок [18] и определяется следующим выражением:

$$\Phi_{dd}(r) = \frac{e^2 Z^2}{r} \exp(-r / \lambda) + \frac{eZ\Delta d}{r} \left[ \frac{1}{r} - \frac{1}{2\lambda} f(r) \right] \quad (10)$$

где  $f(x)$  определяется формулой (8),  $\Delta d / (eZ\lambda) \leq 0.1$  (предел слабой поляризации пылинок).

Определим следующие безразмерные параметры  $\tilde{\rho} = \rho / \lambda$ ,  $\beta = e^2 Z_d^2 / mv^2 \lambda$ . Также переопределим параметр  $\alpha$  как  $\alpha = \Delta d / (eZ\lambda)$ .

На рисунке 3 приведены угол рассеяния, полученный экранированным потенциалом взаимодействия (10) в зависимости от прицельного параметра при  $\alpha = 0.1$  и  $\beta = 0.1$ .

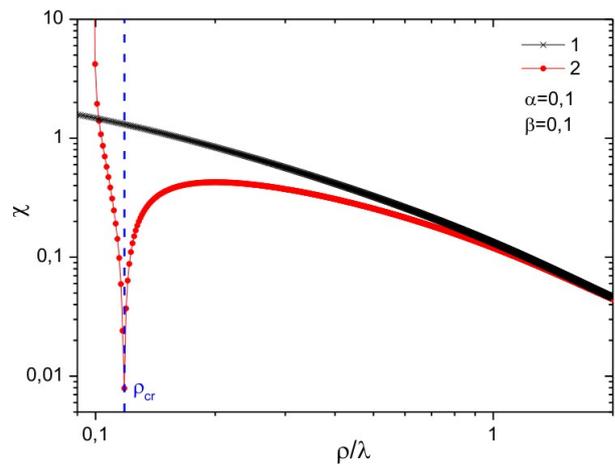


Рисунок 3 - Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра  $\rho / \lambda$

Найдено, что в случае когда  $\beta < 1$  (слабое взаимодействие) появляется некий критический прицельный параметр  $\rho_{cr}$ , в кото-

ром налетающая пылинка, рассеивается на малый угол близки к нулю. Соответствующая траектория пылинки показана на рисунке 4.

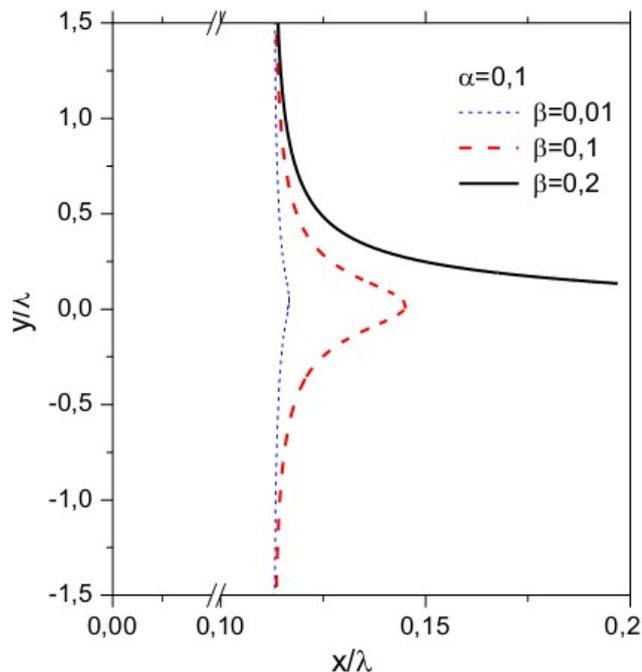


Рисунок 4 – Траектория пылинки на пылинке при различных значениях безразмерного параметра  $\beta$

### Заключение

На основе экранированных потенциалов взаимодействия частиц пылевой плазмы с учетом поляризации частиц были исследованы движения иона вокруг пылевой частицы и движение пылинки на пылинке. Из результатов видно, что при сильных взаимодействиях ( $\beta \gg 1$ ) влияние эффекта поляризации мало и возникает только при слабых взаимодействиях ( $\beta < 1$ ). В связи с этим, эффект поляризации пылевой частицы на движение иона вокруг пылинки влияет незначительно. Так же получен интересный эффект возможного “нулевого” рассеяния при слабых взаимодействиях ( $\beta < 1$ ) пылинки на пылинке.

### Список литературы

1 Thomas H., Morfill G.E., Demmel V., Goree J., Feuerbacher B., Möhlmann D., Phys. Rev. Lett. 73, P.652 (1994).

2 Melzer A., Trottenberg T., Piel A., Phys. Lett. A 191, P.301 (1994).

3 Alexandrov A. L., Schweigert I. V. et al., New J. Phys. 10, P. 093025 (2008).

4 Morfill G.E. and Ivlev A.V., Rev. Mod. Phys. 81, P. 1353 (2009).

5 Lieberman M.A. and Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing 2<sup>nd</sup> edn (New York: Wiley-Inter science) (2005).

6 Makabe T. and Petrović Z.Lj. Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication (London: Taylor and Francis) (2006).

7 Bonitz M., Henning C. and Block D. Rep. Prog. Phys. 73, P. 066501 (2010).

8 Энциклопедическая серия “Энциклопедия низкотемпературной плазмы” под ред. В.Е. Фортова, Серия А Прогресс в физике и технике низкотемпературной плазмы, том 1-2 Пылевая плазма.

9 Y. A. Ussenov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova and M. K. Dosbolayev, EPL 105, 15002 (2014).

10 U. Konopka and et.al., Phys. Rev. E61, 1890, (2000).

11 S. A. Trigger, Phys. Rev. E 67, 046403, (2003).

12 Bastykova N.Kh., Kovács A. Zs., Korolov I., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Hartmann P., Zoltan D. Controlled levitation of dust particles in RF+DC discharges// Contributions to Plasma Physics, 55, Issue 9, pp. 671 – 676, (2015).

13 A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov, Phys. Rev. E92, 023106 (2015).

14 J. Jackson, Classical electrodynamics, Wiley, NY, 3rd ed. edition, (1999).

15 F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, Zh.A. Kudyshev, and E.S. Mukhametkarimov, Contrib. Plasma Phys. 51, 533 (2011).

16 Kodanova S.K., Ramazanov T. S., Bastykova N. Kh. Moldabekov Zh. A. Effect of dust particle polarization on scattering processes in complex plasmas // Physics of Plasmas 22, 063703 (2015).

17 Kodanova S. K., Ramazanov T. S., Bastykova N. Kh., Moldabekov Zh. A. Scattering of Dust Particles With Nonzero Dipole Mo-

ments// IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 44, NO. 4, 568 (2016).

18 Рамазанов Т.С., Коданова С.К., Бастыкова Н.Х., Молдабеков Ж.А. Влияние поляризации пылевых частиц на процессы рассеяния в комплексной плазме // Вестник КазНУ (серия физическая), №2 (53), С.75-83 (2015).

19 Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Теоретическая физика 1 том. Физматлит. Москва 2004 стр.45-50

20 S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, *Phys. Rev. Letters* 90, 22 (2003).

**Принято к печати 15.01.2018**

**Н.Х. Бастыкова, Ж.А. Молдабеков, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов**  
*НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

## **ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПОЛЕ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПЫЛИНКИ**

**Аннотация.** В данной работе исследуется движение иона вокруг пылевой частицы и движение пылевой частицы в центральном поле поляризованной пылевой частицы на основе экранированных потенциалов взаимодействия, которые учитывают эффект поляризации пылевых частиц. Были получены углы рассеяния заряженных частиц вокруг поляризованной пылевой частицы, а также их траектории при различных прицельных параметрах. Было выявлено, что поляризация пылинок может вести к уменьшению сечения неупругого столкновения между пылинками. Показано, что при сильных взаимодействиях влияния эффекта поляризации мало, который возникает только при слабых взаимодействиях. В связи с этим, эффект поляризации пылевой частицы на движение иона в центральном поле пылевой частицы влияет незначительно. При слабых взаимодействиях пылевой частицы в центральном поле поляризованной пылевой частицы появляется некий критический прицельный параметр, при котором налетающая пылевая частица, рассеивается на малый угол близки к нулю. Последнее появляется только при относительно больших энергиях налетающей пылевой частицы  $0.005 < \beta < 0.2$ . Данный эффект “нулевого” рассеяния может появиться при более низких энергиях пылевых частиц реализующихся на экспериментальных установках по исследованию пылевой плазмы.

**Ключевые слова:** пылевая плазма, экранированные потенциалы взаимодействия, поляризация, сечение рассеяния.

## **ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЛАНҒАН ТОЗАНДЫ БӨЛШЕКТИҢ ОРТАЛЫҚ ӨРІСІНДЕ ЗАРЯДТАЛҒАН БӨЛШЕКТЕРДІҢ ҚОЗҒАЛЫСЫ**

**Аннотация.** Бұл жұмыста тозанды бөлшектердің поляризация әсерін ескеретін экрандалу потенциалдары негізінде ионның тозанды бөлшек айналасында және тозанды бөлшектің тозанды бөлшек маңында қозғалыстары зерттелді. Зарядталған бөлшектердің поляризацияланған тозанды бөлшек маңында шашырау бұрыштары және де әр түрлі нысана параметрі үшін олардың траекториясы алынды. Тозанды бөлшектердің поляризациясы тозанды бөлшектердің арасындағы серпімсіз соқтығысудың көлденең қимасының төмендеуіне әкелуі мүмкін екендігі анықталды. Өзара күшті әсерлесуде поляризация әсерінің әлсіз екені және ол өзара әлсіз әсерлесуде туындайтыны көрсетілді. Осыған орай, поляризацияның әсері ионның тозанды бөлшекте шашырауына әлсіз екендігі анықталды. Тозанды бөлшектердің өзара әлсіз әсерлесу кезінде олардың нөлге жақын кішкене бұрышпен шашырайтын белгілі бір сыни нысана параметрі пайда болатыны көрсетілген. Соңғысы салыстырмалы түрде жоғары энергияға  $0.005 < \beta < 0.2$  ие бөлшектерде жүреді.

**Түйін сөздер:** тозаңды плазма, экрандалған әсерлесу потенциалдары, поляризация, шашырау қимасы.

## THE MOTION OF CHARGED PARTICLES IN THE CENTRAL FIELD OF POLARIZED DUST PARTICLE

**Abstract.** In this work the motion of an ion around the dust particle and the motion of dust particle on dust particle on the basis of screened interaction potentials that take into account the effect of polarization of dust particles are investigated. Scattering angles of charged particles around polarized dust particle and their trajectories are obtained. It was found that the polarization of dust particles can lead to a decrease in the cross section of an inelastic collision between dust particles. It is shown that for strong interactions the effect of the polarization effect is small, it arises only for weak interactions. In this connection, the effect of the polarization of dust particle on the motion of an ion around of dust particle affects insignificantly. In the case of weak interactions of dust particles, a speculative impact parameter appears, at which the incident dust particle is scattered to a small angle close to zero. The latter appears only at relatively high energies  $0.005 < \beta < 0.2$  of the incident dust particle.

**Key words:** dusty plasma, screened interaction potentials, polarization, cross section.