ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXXXII 1986 3

УДК 533.951

ФИЗИКА

Э. А. Акопян, Г. Г. Матевосян

Образование связанных состояний быстрыми заряженными частицами, движущимися в плазме

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Д. М. Седракяном 15/XII 1984)

1. За последнее десятилетие накоплен большой экспериментальный материал о взаимодействии пучков быстрых молекулярных ионов с веществом (см. обзоры [1,2] и цитированную там литературу).

Наблюдалась следующая картина: при измерениях под углом в нуль градусов число ускорившихся (по сравнению с энергией до влета в фольгу) протонов было меньше числа замедлившихся (в некоторых экспериментах почти в два раза). Указанный факт говорит об отличии потенциала взаимодействия заряженных частиц при движении их внутри фольги от кулоновского или вообще какого-либо сферически симметрического. Наличие в потенциале несимметричной части, получившей название кильватерного потенциала, позволяет объяснить особенности рассеяния пучков молекулярных ионов в тонких фольгах.

В настоящей работе получены выражения для кильватерного потенциала, создаваемого в плазме быстрыми заряженными частицами, и показано, что под действием кильватерного потенциала одноименно заряженные частицы могут образовать связанные состояния.

2. Рассмотрим бесконечную однородную изотропную среду, в которой движутся две заряженные частицы с массами m_1, m_2 и зарядами q_1, q_2, скорости движения которых меньше световой [3]. Будем считать, что движение частиц мало изменяет диэлектрические свойства среды, которую будем описывать функцией диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, \vec{k})$. Уравнения, описывающие движения частиц и электрического поля, имеют вид:

$$m_1 \frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} = q_1\vec{E}(\vec{r}_1, t),$$

$$m_2 \frac{d^2\vec{r}_2}{dt^2} = q_2\vec{E}(\vec{r}_2, t); \qquad (1)$$

$$\operatorname{div}\vec{D} = 4\pi\{q_1\delta(\vec{r}-\vec{r}_1) + q_2\delta(\vec{r}-\vec{r}_2)\},$$

где $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$—радиус-векторы первой и второй частицы, $\vec{E}(\vec{r}, t)$—вектор напряженности электрического поля в среде, $\vec{D}$—вектор индукции. Предположим, что движения частиц мало отличаются от равномерного прямолинейного;

$$\vec r_1=\vec u_1 t+\vec a_1+\delta\vec r_1;\quad \vec r_2=\vec u_2 t+\vec a_2+\delta\vec r_2;\quad \frac{|\delta\vec r|}{|\vec u t+\vec a|}\ll 1. \tag{2}$$

Пренебрегая в последнем уравнении неизвестными, но малыми величинами $\delta\vec r_1$ и $\delta\vec r_2$, получим выражения, определяющие потенциал и электрическое поле в среде при движении в ней двух заряженных частиц [3]:

$$\varphi(\vec r, t)=\frac{4\pi}{(2\pi)^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\vec k\,\frac{1}{k^2}\left\{\frac{q_1\exp i\vec k(\vec r-\vec u_1 t-\vec a_1)}{\varepsilon(\vec k\vec u_1, \vec k)}+\frac{q_2\exp i\vec k(\vec r-\vec u_2 t-\vec a_2)}{\varepsilon(\vec k\vec u_2, \vec k)}\right\}; \tag{4}$$

$$\vec E(\vec r, t)=-i\frac{4\pi}{(2\pi)^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\vec k\,\frac{\vec k}{k^2}\left\{\frac{q_1\exp i\vec k(\vec r-\vec u_1 t-\vec a_1)}{\varepsilon(\vec k\vec u_1, \vec k)}+\frac{q_2\exp i\vec k(\vec r-\vec u_2 t-\vec a_2)}{\varepsilon(\vec k\vec u_2, \vec k)}\right\}.$$

3. Рассмотрим случай, когда заряженные частицы движутся в плазме с максвелловским распределением числа частиц по скоростям. В качестве функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, \vec k)$ будем пользоваться асимптотическими выражениями для электронной диэлектрической проницаемости [4]. А именно, будем считать, что

$$\varepsilon(\omega, \vec k)=\begin{cases}1+\dfrac{1}{k^2 r_{\text{де}}^2} & \text{при}\ \dfrac{\omega}{k v_{\text{те}}}<1\\[2ex] 1-\dfrac{\omega_L^2}{\omega^2} & \text{при}\ \dfrac{\omega}{k v_{\text{те}}}\geqslant 1\end{cases}, \tag{5}$$

где $r_{\text{де}}$—дебаевский радиус электронов плазмы, ω_L—ленгмюровская частота, $v_{\text{те}}$—тепловая скорость электронов плазмы. Пусть скорости поступательного движения частиц равны $\vec u_1=\vec u_2=\vec u$. Обозначим через z проекцию вектора $\vec r=\vec r_1-\vec r_2$ на направление вектора $\vec u$ и через ρ проекцию вектора $\vec r_1-\vec r_2$ на направление, перпендикулярное $\vec u$. В случае, когда угол ориентации частиц по отношению к направлению скорости $\vec u$ мал ($z\gg\rho\lambda$, где $\lambda=u/v_{\text{те}}$), из формул (4) с учетом соотношений (5) получаются следующие выражения для значений векторов напряженности в точке нахождения первой ($\vec E_1$) и второй ($\vec E_2$) частиц:

$$\begin{aligned}\vec E_1&=-i\frac{4\pi q_1}{(2\pi)^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\vec k\,\frac{\vec k}{k^2}\,\frac{1}{\varepsilon(\vec k\vec u, \vec k)}-q_1\frac{\partial\psi_1(\vec r_1-\vec r_2)}{\partial(\vec r_1-\vec r_2)};\\ \vec E_2&=-i\frac{4\pi q_2}{(2\pi)^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\vec k\,\frac{\vec k}{k^2}\,\frac{1}{\varepsilon(\vec k\vec u, \vec k)}+q_2\frac{\partial\psi_2(\vec r_1-\vec r_2)}{\partial(\vec r_1-\vec r_2)},\end{aligned} \tag{6}$$

где функции ψ_1 и ψ_2 определяются следующими выражениями:

$$\psi_1=-\frac{q_2}{z}\left[1-e^{-z/\lambda r_{\text{де}}}\operatorname{ch}(\rho/r_{\text{де}})\right]+\frac{q_2}{\sqrt{z^2+\rho^2}};$$

$$\psi_2=\frac{q_1}{q_2}\psi_1-\frac{2q_1}{\lambda r_{\text{де}}}\sin\left(\frac{z}{\lambda r_{\text{де}}}\right)\left[K_0\left(\frac{\rho}{\lambda r_{\text{де}}}\right)+\operatorname{ci}\left(\frac{\rho}{r_{\text{де}}}\right)\right], \tag{7}$$

где ch — косинус гиперболический, K_0 — функция Макдональда, ci — интегральный косинус. Умножая первое уравнение из (1) на $1/m_1$, второе на $1/m_2$ и вычитая их друг из друга, получим уравнение, описывающее небольшие изменения радиус-вектора относительно расположения частиц относительно начального значения $\vec{r}_0$:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2}=-i\frac{4\pi}{(2\pi)^3}\left(\frac{q_1^2}{m_1}-\frac{q_2^2}{m_2}\right)\int_{-\infty}^{\infty}d\vec{k}\,\frac{\vec{k}}{k^2}\,\frac{1}{\varepsilon(\vec{k}\vec{u},\vec{k})}-$$

$$-\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\left\{\frac{q_1}{m_1}\psi_1+\frac{q_2}{m_2}\psi_2\right\}. \quad (8)$$

Положим для простоты в уравнении (8) $m_1=m_2=m$; $q_1^2=q_2^2$ и запишем его в проекциях:

$$\frac{d^2z}{dt^2}=\frac{q_1q_2}{m}\left\{\frac{2z}{(z^2+\rho^2)^{3/2}}-\frac{2}{z^2}\left[1-e^{-z/\lambda r_{де}}\mathrm{ch}(\rho/r_{де})\right]+\frac{2}{z\lambda r_{де}}e^{-z/\lambda r_{де}}\cdot\mathrm{ch}(\rho/r_{де})+\right.$$

$$\left.+\frac{2}{\lambda^2r_{де}^2}\cos\left(\frac{z}{\lambda r_{де}}\right)\left[K_0\left(\frac{\rho}{\lambda r_{де}}\right)+\mathrm{ci}\left(\frac{\rho}{r_{де}}\right)\right]\right\}; \quad (9)$$

$$\frac{d^2\rho}{dt^2}=\frac{q_1q_2}{m}\left\{\frac{2}{(z^2+\rho^2)^{3/2}}-\frac{2}{zr_{де}}e^{-z/\lambda r_{де}}\mathrm{sh}(\rho/r_{де})+\right.$$

$$\left.+\frac{2}{\lambda r_{де}}\sin\left(\frac{z}{\lambda r_{де}}\right)\left[-\frac{1}{\lambda r_{де}}K_1\left(\frac{\rho}{\lambda r_{де}}\right)+\frac{1}{\rho}+\frac{\cos(\rho/r_{де})-1}{\rho}\right]\right\}.$$

Пусть начальные значения $z(0)=z_0$ и $\rho(0)=0$ определяются условиями

$$z_0=\left(n\pi+\frac{\pi}{2}\right)\lambda r_{де};\quad n>1;\quad \rho_0\ll r_{де}, \quad (10)$$

что соответствует случаю, когда расстояние между частицами большое и угол ориентации частиц относительно вектора скорости $\vec{u}$ мал ($z\gg\rho\lambda$). Будем искать решения системы уравнений (9) в виде

$$z=z_0+\delta z;\quad \rho=\delta\rho;\quad \left|\frac{\delta z}{z_0}\right|\ll 1;\quad \left|\frac{\delta\rho}{r_{де}}\right|\ll 1. \quad (11)$$

Вследствие условий (10) можно пренебречь первыми двумя слагаемыми в правых частях уравнений (9). Раскладывая оставшиеся члены в ряд по степеням малых параметров $\frac{\delta z}{\lambda r_{де}}$ и $\frac{\delta\rho}{r_{де}}$, получим

$$\frac{d^2\delta z}{\partial t^2}=\frac{2q_1q_2}{m\lambda^2r_{де}^2}\ln 2\lambda\left[-(-1)^n(\delta z/\lambda r_{де})\right],$$

$$\frac{d^2\rho}{dt^2}=\frac{2q_1q_2}{m\lambda r_{де}}\cdot(-\delta\rho/r_{де}^2)\cdot(-1)^n. \quad (12)$$

Решения системы уравнений (12) можно записать в виде

$$\delta z=A_1e^{i\Omega_z t}+A_2e^{-i\Omega_z t};$$

$$\delta\rho=A_2e^{i\Omega_\rho t}+B_2e^{-i\Omega_\rho t}, \quad (13)$$

где величины Ω_z и Ω_ρ равны

$$\Omega_z^2 = (-1)^n \frac{2q_1q_2}{m\nu^3 r_{\text{де}}^3} \ln 2\nu; \quad \Omega_\rho^2 = (-1)^n \frac{q_1q_2}{m\nu r_{\text{де}}^3}. \tag{14}$$

Соотношения (13), (14) определяют состояния устойчивого (при $(-1)^n q_1q_2>0$) и неустойчивого (при $(-1)^n q_1q_2<0$) положений равновесия системы двух заряженных частиц, движущихся в плазме.

Таким образом, частицы с одинаковым знаком заряда могут образовать связанные состояния под действием кильватерного потенциала. Состояния эти возникают на больших расстояниях между частицами, когда силы кулоновского отталкивания между частицами малы.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Է. Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Կապված վիճակների առաջացումը պլազմայում շարժվող լիցքավորված մասնիկների միջև

Բարակ թաղանթների միջով մոլեկուլյար իոնների անցման առանձնահատկությունների ուսումնասիրության փորձերի ժամանակ նկատված է, որ փոխազդեցության պոտենցիալի տեսքը խիստ տարբերվում է սֆերիկ սիմետրիկություն ունեցող կուլոնյան կամ Դեբայի պոտենցիալից։ Այս երևույթը պայմանավորված է լիցքի թողած բարդ հետքով։

Ներկա աշխատանքում ուսումնասիրված է պլազմայում շարժվող երկու լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության պոտենցիալը, որը գրականության մեջ հայտնի է «նավահետքային պոտենցիալ» անվան տակ։ Ստացված են այդ պոտենցիալի ճշտված արտահայտությունները և ցույց է տրված, որ նավահետքային պոտենցիալի ազդեցության տակ նույն նշանի լիցք ունեցող մասնիկները կարող են գտնվել կապված վիճակներում։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *J. Remillieux,* Nuclear Inst. and Methods, v. 170, 31 (1980). [2] *D. S. Gemmell,* Nuclear Inst. and Methods, v. 170, 41 (1980). [3] *E. A. Acopian, G. G. Matevossian,* Proc. of XVI ICPIG, p. 42, Duesseldorf, Fed. Rep. Germany (1983). [4] *В. П. Силин, А. А. Рухадзе,* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Атомиздат, М., 1961.