

УДК 535.32

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

А. А. Лушников, В. В. Максименко, А. Я. Симонов, А. Г. Сутугин

Исследовано поведение заряженных диэлектрических сферических частиц во внешнем электромагнитном поле. В предположении, что сосредоточенные на поверхности частицы заряды могут свободно по ней передвигаться, найдено положение дипольного плазменного резонанса, для этого точно решено уравнение для вершинной части в приближении хаотических фаз. Вычислено затухание поверхностного плазмона за счет его температурного развала на одночастичные возбуждения. Изучено влияние плазменного резонанса на рассеяние частицей электромагнитных волн в упругом канале. Поскольку затухание плазмона мало, то вблизи резонанса сечение упругого рассеяния может возрастать на много порядков. Обсуждаются возможности экспериментального обнаружения этого резонанса.

Заряженные аэрозольные частицы — нередкое явление. Их можно встретить и в атмосфере (например, капли грозового облака) и в космосе. При этом заряды космозольных частиц могут достигать сравнительно больших величин ($Z \sim 10^3$) на частицах микронного размера [1]. Еще больших зарядов можно добиться при искусственной зарядке частиц в сильных электромагнитных полях.

Хорошо известно, что статический заряд не влияет на рассеяние электромагнитных волн. Сравнительно небольшой эффект от заряда частицы при рассеянии, связанный с тем, что сама аэро- или космозольная частица имеет конечную массу, обсуждался в работе [2]. Между тем, если носители заряда на частице (избыточные электроны или дырки) могут свободно передвигаться по ее поверхности, то появляется возможность наблюдать в спектрах рассеяния и поглощения электромагнитного излучения частицами специфические резонансы, связанные с собственными колебаниями двумерного электронного газа на поверхности. Исследованию таких эффектов и посвящена настоящая работа.

Предположение о свободном движении поверхностного заряда не так уж неправдоподобно. Избыточные электроны (или дырки) в диэлектрической частице могут попасть в незаполненную зону, где они будут свободно передвигаться. Далее, если частица заряжена отрицательно, то имеется и другая возможность: избыточные электроны вообще находятся вне частицы и удерживаются вблизи ее поверхности силами взаимодействия со своим зеркальным изображением. Подобные возможности широко обсуждаются сейчас в связи с исследованием поведения двумерного электронного газа вблизи поверхности жидкого гелия [3] или на границах полупроводник — металл [4].

В дальнейшем мы рассмотрим следующую модель заряженной частицы. Частица является диэлектрической сферой с диэлектрической проницаемостью ϵ . Избыточные заряды располагаются на поверхности, по которой они могут беспрепятственно передвигаться. Заряды взаимодействуют по закону Кулона. Длину волны внешнего электромагнитно-

го поля будем считать большой по сравнению с радиусом частицы a , так как, как будет показано ниже, рассматриваемые плазменные резонансы соответствуют длинам волн от десятков сантиметров до сотен микрон. Обычно встречающиеся частицы всегда имеют меньшие размеры. Характерные размеры частиц $a \sim 1 \div 10$ мкм, $Z \sim 10^2 \div 10^3$ элементарных зарядов.

В следующем разделе дана математическая формулировка модели и исследованы термодинамические свойства двумерного электронного газа. Затем в третьем разделе в приближении хаотических фаз решено уравнение для вершинной части, вычислено положение и ширина плазменного резонанса. В четвертом разделе вычислена динамическая поляризуемость и найдено сечение упругого рассеяния электромагнитных волн заряженными частицами. В заключение обсуждаются возможности экспериментального обнаружения плазменных резонансов в заряженных частицах.

1. Модель и порядковые оценки. Ниже для определенности мы будем считать частицу заряженной отрицательно и говорить об избыточных электронах, движущихся по ее поверхности. Одноэлектронные состояния описываются волновыми функциями вида

$$\varphi_{LM}(\mathbf{r}) = \varphi(r) Y_{LM}(\mathbf{n}), \quad (1)$$

где $Y_{LM}(\mathbf{n})$ — нормированные на единицу сферические гармоники, а $|\varphi(r)|^2 = \delta(a-r)/a^2$, где a — радиус частицы. Одноэлектронные энергии в этом случае есть

$$\varepsilon_L = (1/2ma^2) L(L+1) \quad (2)$$

($\hbar = 1$), где m — масса электрона. Одноэлектронное распределение

$$n_L = 2 [1 + \exp \beta(\varepsilon_L - \mu)]^{-1} \quad (3)$$

нормировано условием

$$Z = 2 \sum_L (2L+1) [1 + \exp \beta(\varepsilon_L - \mu)]^{-1}, \quad (4)$$

где Z — число избыточных электронов, $\beta = (kT)^{-1}$; μ — химический потенциал.

При равной нулю температуре избыточные электроны заполняют нижние энергетические состояния. Граничное значение L_0 , до которого происходит заполнение, определится из условия $2 \sum_{L < L_0} (2L+1) \doteq Z$ или

$$(L_0 + 1)^2 = Z/2. \quad (5)$$

Соответственно граничная энергия ($L_0 \gg 1$)

$$\varepsilon_F = \frac{L_0(L_0 + 1)}{2ma^2} \simeq \frac{Z}{4ma^2}. \quad (6)$$

При низких температурах, когда существенны эффекты вырождения, возбуждены $L \sim L_0 \propto \sqrt{Z} \sim 10 \div 10^2$ при $Z \sim 10^2 \div 10^4$. Характерные значения параметра: $kT/\varepsilon_F \propto kTma^2/Z \sim 10^3$ при $T = 100$ К, $Z = 100$, $a = 1$ мкм и $kT/\varepsilon_F \sim 10^{-1}$ при $T = 1$ К, $a = 1$ мкм и $Z = 10^4$, т. е. эффекты вырождения сказываются лишь при высоких зарядах и очень низких температурах. В нашем дальнейшем рассмотрении эффектами вырождения мы будем пренебрегать.

В условиях, когда вырождение несущественно, возбуждены $L \propto (ma^2kT)^{1/2} \sim 10^2 \div 10^3 \gg 1$ для $a = 1$ мкм, $Z = 100$, $T = 100$ К.

Одночастичное распределение по энергиям в этом случае имеет больцмановскую форму

$$n_L = (Z/2ma^2kT) \exp [-L(L+1)/2ma^2kT]. \quad (7)$$

Далее мы намерены рассмотреть рассеяние электромагнитных волн заряженной частицей. Для этого нам понадобится выражение для сечения упругого рассеяния и некоторые дополнительные оценки. Нас будет интересовать область плазменного резонанса, положение которого, как будет показано в следующем разделе, определяется выражением $\omega_e^2 \propto Ze^2/ma^3$. Эта частота велика по сравнению с энергией Ферми: $(\omega_e^2/\epsilon_e^2) \propto ma^2/Z \sim 10^3$ для $a = 1$ мкм, $Z = 100$, $T = 100$ К. Характерные энергии, возбуждаемые дипольным оператором $\omega_L = \epsilon_{L+1} - \epsilon_L \simeq \simeq L/ma^2$, всегда малы по сравнению с ω_e . Соответствующая оценка имеет вид

$$(\omega_L^2/\omega_e^2) \propto kTa/Ze^2 \sim 10^{-2}. \quad (8)$$

Формула для сечения упругого рассеяния в дипольном приближении есть

$$\sigma_s = 8\pi\omega^4 |\alpha|^2/3c^4, \quad (9)$$

где α — дипольная поляризуемость заряженной сферы, вычислению которой посвящен следующий раздел.

2. Дипольная поляризуемость заряженной частицы. Дипольная поляризуемость частицы определяется следующим образом (см., например, [5]):

$$\alpha = -e^2 \int v(\mathbf{r}) \Pi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r} d\mathbf{r}_1, \quad (10)$$

где $v(\mathbf{r}) = r \cos \theta$ — внешнее дипольное поле, действующее на заряды, $V(\mathbf{r})$ — перенормированное, или эффективное, поле (вершинная часть) и $\Pi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1)$ — неприводимый поляризационный оператор. Последний мы разобьем на два слагаемых:

$$\Pi = \Pi_e + \Pi_z, \quad (11)$$

где Π_e — поляризационный оператор незаряженной диэлектрической частицы [5],

$$\Pi_e(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) = -[(\epsilon - 1)/4\pi e'] \nabla_{1\alpha} [n(\mathbf{r}_1) \nabla_\alpha \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)] \quad (12)$$

и Π_z — добавка к поляризационному оператору, возникающая из-за присутствия избыточного заряда. В приближении хаотических фаз

$$\Pi_z(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) = \sum_{LL'MM'} \varphi_{LM}(\mathbf{r}) \varphi_{L'M'}^*(\mathbf{r}) \frac{n_L - n_L'}{\epsilon_L - \epsilon_L' + \omega} \varphi_{LM}^*(\mathbf{r}_1) \varphi_{L'M'}(\mathbf{r}_1). \quad (13)$$

Уравнение, определяющее эффективное поле V , имеет вид [5]

$$V(\mathbf{r}) = r \cos \theta + e^2 \int Q(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \Pi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) V(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (14)$$

где $Q(\mathbf{r}) = |\mathbf{r}|^{-1}$. После подстановки в (14) выражений (12) и (13) и простых преобразований, подробно изложенных в [5], найдем

$$\epsilon V(\mathbf{r}) = r \cos \theta + e^2(Q\Pi_e V) + \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \int \nabla_{1\alpha} Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \nabla_{1\alpha} n(\mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1, \quad (15)$$

где $n(\mathbf{r}) = \theta(a-r)$ и $\theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$.

Из соображений симметрии очевидно, что поляризационный оператор диагонален в представлении сферических функций, поэтому точное решение уравнения (15) имеет структуру

$$V(\mathbf{r}) = A r \cos \theta. \quad (16)$$

Действительно, разложив $Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1)$ в ряд по сферическим гармоникам, легко найти

$$\int \nabla_{1\alpha} Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \nabla_{1\alpha} n(\mathbf{r}_1) r_1 \cos \theta_1 dr_1 = - (8\pi/3) r \cos \theta, \quad (17)$$

а

$$(Q\Pi_z v) = \frac{2}{3} \frac{r \cos \theta}{ma^3} \sum_L (L+1)^2 \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2}. \quad (18)$$

Детали вывода (18) вынесены в Приложение. Подстановка (16)–(18) в уравнение (15) дает

$$A = \frac{3}{\epsilon + 2} \left[1 - \frac{2}{\epsilon + 2} \frac{e^2}{ma^3} \sum_L (L+1)^2 \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} \right]^{-1}, \quad (19)$$

где $\omega_L = \epsilon_{L+1} - \epsilon_L \simeq L/ma^2$ — частота дипольного перехода в двумерной сферической ферми-системе без взаимодействия.

Для вычисления суммы в знаменателе мы вспомним об упрощении, которое позволяет сделать оценка (8): $\omega_L^2 \ll \omega^2$. Пренебрегая ω_L^2 в знаменателе суммы в (19), получим

$$\begin{aligned} \sum_L (L+1)^2 \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} &\simeq - \frac{1}{\omega^2} \sum_L (L+1)^2 (n_{L+1} - n_L) \simeq \\ &\simeq \frac{1}{\omega^2} \sum_L (2L+1) n_L = Z/\omega^2. \end{aligned} \quad (20)$$

При вычислении мнимой части мы уже не можем отбросить ω_L^2 в сравнении с ω^2 . Пользуясь известным соотношением $\text{Im}(\omega_L^2 - \omega^2)^{-1} = (\pi/2\omega_L) \delta(\omega - \omega_L)$ и заменяя сумму интегралом, а разность $n_{L+1} - n_L = \partial n_L / \partial L$, получим

$$\text{Im} \sum_L (L+1)^2 \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} = \frac{\pi}{2} \int \frac{L^2 dL}{\omega_L^2} \frac{\partial n_L}{\partial L} \delta(\omega - \omega_L). \quad (21)$$

Вычисление с функцией распределения (7) дает

$$\text{Im} \sum_L (L+1)^2 \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} = - \pi \left(\frac{ma^2 \omega^2}{2kT} \right)^2 Z \exp \left(- \frac{ma^2 \omega^2}{2kT} \right). \quad (22)$$

Обозначив

$$\Upsilon = \pi \left(\frac{ma^2 \omega^2}{2kT} \right)^2 \exp \left(- \frac{ma^2 \omega^2}{2kT} \right), \quad (23)$$

найдем из (19) с использованием (20)

$$A = [3/(\epsilon + 2)] [1 - (\omega_\epsilon^2/\omega^2)(1 - i\Upsilon)]^{-1}, \quad (24)$$

где ω_ϵ — частота дипольного плазменного резонанса, определяемая формулой

$$\omega_\epsilon^2 = [2/(\epsilon + 2)](Ze^2/ma^3). \quad (25)$$

Аналогичный расчет для произвольной мультипольности L дает

$$\omega_{\varepsilon}^2(L) = \frac{L(L+1)}{L\varepsilon + L + 1} \frac{Ze^2}{ma^3}. \quad (26)$$

Теперь осталось найти поляризуемость частицы α :

$$\alpha = -e^2(v\Pi V) = -e^2 A(v\Pi_2 v) - e^2 A(v\Pi_{\varepsilon} v), \quad (27)$$

где затравочное поле $v = r \cos \theta$. Дальнейшие вычисления несложны:

$$(v\Pi_{\varepsilon} v) = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \int z \nabla [n(r) \nabla z] dr = -\frac{\varepsilon - 1}{3} a^3 \quad (28)$$

и

$$(v\Pi_2 v) = \frac{a}{2\pi m} \sum_L (L+1)^2 \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} \int \cos^2 \theta dn = \frac{2}{3} \frac{Z}{m\omega^2} (\Gamma - i\gamma). \quad (29)$$

Окончательный результат удобно представить в форме

$$\alpha = a^3 [1 - (3/(\varepsilon + 2))R], \quad (30)$$

где резонансный множитель R имеет вид

$$R = [1 - (\omega_{\varepsilon}^2/\omega^2)(1 - i\gamma)]^{-1}. \quad (31)$$

Отметим, что при $\omega \rightarrow 0$ имеем $\alpha \rightarrow a^3$ — это статический предел поляризуемости для проводящей частицы.

3. Сечение рассеяния электромагнитных волн заряженными частицами. Используя формулы (9), (30) и (31), легко получить окончательное выражение для сечения упругого рассеяния электромагнитного излучения заряженной частицей:

$$\sigma_s = \frac{8\pi\omega^4 a^6}{3c^4} \left\{ 1 + \frac{3}{\varepsilon + 2} \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_{\varepsilon}^2)^2 + \omega_{\varepsilon}^4 \gamma^2} \left[\frac{3}{\varepsilon + 2} + 2 \frac{\omega^2 - \omega_{\varepsilon}^2}{\omega^2} \right] \right\}. \quad (32)$$

Видно, что сечение носит отчетливо выраженный резонансный характер. Частоты резонанса соответствуют радиоволнам от сантиметрового до миллиметрового диапазона в зависимости от отношения Z/a^3 . При $Z = 10^2$, $a = 1$ мкм, $\varepsilon = 2$ резонансная длина волны $\lambda = 1,6$ см, при $Z = 10^4$, $a = 1$ мкм $\lambda = 1,6$ мм.

Зависимость ширины $\gamma(\omega_{\varepsilon})$ дипольного плазменного резонанса при резонансной частоте от параметра $e^2 Z/(\varepsilon + 2)kTa$ показана на рис. 1. При надлежащем выборе Z , a и T , из-за малости $\gamma(\omega_{\varepsilon})$ резонансное сечение рассеяния может на много порядков превышать соответствующее рэлеевское значение ($\sigma_p = 8\pi\omega^4 a^6/3c^4$). Например, при $Z = 2 \cdot 10^3$, $a = 1$ мкм, $T = 300$ К, $\varepsilon = 2$ (длина волны резонанса $\lambda = 3,7$ мм) $\sigma_s/\sigma_p = 2,5 \cdot 10^{17}$, при тех же значениях параметров, но $Z = 2,5 \cdot 10^3$ ($\lambda = 3,4$ мм), $\sigma_s/\sigma_p = 1,1 \cdot 10^{23}$.

Практический интерес представляет сечение рассеяния облаком полидисперсных и полизарядных частиц:

$$\bar{\sigma}_s = \int \sigma_s(Z, a) f(Z, a) dZ da. \quad (33)$$

Мы приведем результаты расчетов для логнормального распределения частиц по размерам,

$$f(a) = \frac{1}{\ln \sigma^* \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{\ln(a/\bar{a})}{\ln \sigma^*} \right]^2 \right\}, \quad (34)$$

предполагая, что величина заряда частицы пропорциональна ее поверхности.

При малых γ лоренцевский множитель в (32) может быть заменен на δ -функцию:

$$[(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + \omega_s^4 \gamma^2]^{-1} \rightarrow \frac{\pi}{\gamma \omega_s^2} \delta(\omega^2 - \omega_s^2). \quad (35)$$

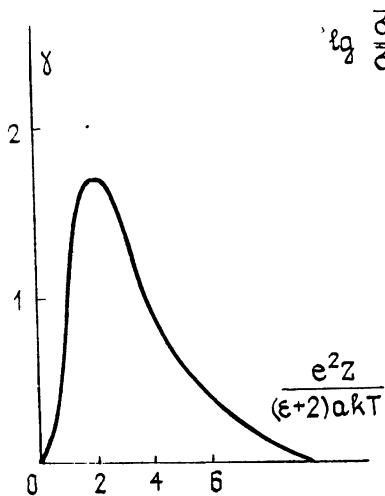


Рис. 1.

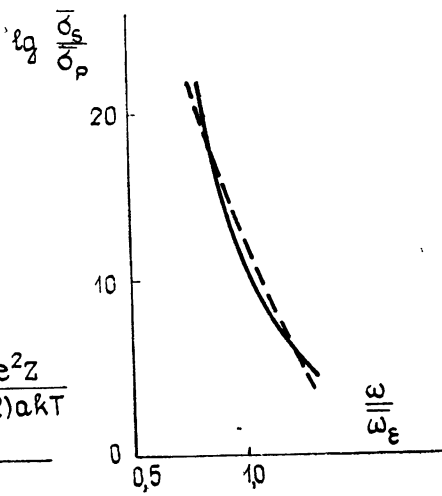


Рис. 2.

Тогда интегрирование становится тривиальным, и окончательное выражение для $\bar{\sigma}_s / \bar{\sigma}_p$ примет вид

$$\frac{\bar{\sigma}_s}{\bar{\sigma}_p} = \frac{9}{\ln \sigma^* \sqrt{2\pi}} \left(\frac{kT}{e^2} \right)^2 \left(\frac{\bar{a}}{\bar{Z} x^4} \right)^2 \exp \left[\frac{\bar{Z} e^2}{\bar{a} kT (\epsilon + 2) x^2} - 2 \left(\frac{\ln x}{\ln \sigma^*} \right)^2 \right], \quad (36)$$

где $x = \omega / \bar{\omega}_s$ ($\bar{\omega}_s^2 = \frac{2}{\epsilon + 2} \frac{\bar{Z} e^2}{m \bar{a}^3}$), \bar{a} — средний радиус частиц в облаке,

$\bar{Z} = 4\pi \bar{a}^2 \bar{\sigma}$, $\bar{\sigma}$ — поверхностная плотность заряда на частицах. Зависимость $\bar{\sigma}_s / \bar{\sigma}_p$ от x при различных значениях параметров приведена на рис. 2. Здесь $\bar{\sigma}_p = 8\pi \omega^4 a^6 / 3c^4$, сплошная кривая соответствует дисперсии $\sigma^* = 1,6$, пунктирная — $\sigma^* = 1,2$.

Мы показали, что избыточный заряд на частице в районе плазменного резонанса может приводить к заметному увеличению сечения упругого рассеяния электромагнитных волн. Величина фактора усиления может оказаться очень большой, однако при его расчете не учитывался целый ряд эффектов, могущих привести к его уменьшению. Нами рассчитан только температурный развал поверхностного плазмона на одночастичные состояния, и не учитывались межэлектронные столкновения, столкновения с дефектами на поверхности, электрон-фононные процессы. На настоящем этапе не представляется возможным корректный и даже оценочный учет всех этих эффектов, поскольку почти ничего не известно об устройстве поверхностного слоя частицы. Тем не менее нам представляется очень вероятным возможность экспериментального наблюдения эффекта аномального рассеяния радиоволн заряженными частицами. Скорее всего, этот эффект следует искать на отрицательно заряженных частицах, у которых избыточные электроны могут выйти за поверхность частицы. В этом случае заряженная частица будет ближе

всего соответствовать принятой нами модели свободного электронного газа. Получение заряженных частиц с большим Z не представляет принципиальных трудностей, однако вряд ли возможно наблюдение эффекта на уединенной частице. Проще всего исследовать это явление в струях биполярно заряженных аэрозолей или в облаках таких аэрозолей в свободной атмосфере.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь мы вычислим величину $(Q\Pi_z v)$, входящую в правую часть уравнения (15) для вершинной части,

$$(Q\Pi_z v) = \int Q(r, r_1) |\varphi(r_1)|^2 |\varphi(r_2)|^2 \Pi_z(n_1, n_2) r_2 \cos \theta_2 dr_1 dr_2. \quad (37)$$

Угловую часть поляризаационного оператора

$$\Pi_z(n_1, n_2) = \sum_{LL'MM'} Y_{LM}(n_1) Y_{L'M'}^*(n_1) \frac{n_L - n_{L'}}{\varepsilon_L - \varepsilon_{L'} + \omega} Y_{LM}^*(n_2) Y_{L'M'}(n_2) \quad (38)$$

удобно представить в виде

$$\begin{aligned} & \sum_{L=0} \sum_{MM'} (Y_{LM} Y_{L+1, M'}^*) \frac{n_L - n_{L+1}}{\varepsilon_L - \varepsilon_{L+1} + \omega} (Y_{LM}^* Y_{L+1, M'}) + \\ & + \sum_{L=1} \sum_{MM'} (Y_{LM} Y_{L-1, M'}^*) \frac{n_L - n_{L+1}}{\varepsilon_L - \varepsilon_{L-1} + \omega} (Y_{LM}^* Y_{L-1, M'}). \end{aligned} \quad (39)$$

Переобозначив L на $L+1$ и поменяв местами индексы M и M' под знаком суммы во втором слагаемом в (39), имеем

$$\Pi_z(n_1, n_2) = \sum_{L=0} \sum_{MM'} (Y_{LM} Y_{L+1, M'}^*) \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} (Y_{LM}^* Y_{L+1, M'}), \quad (40)$$

где $\omega_L = \varepsilon_{L+1} - \varepsilon_L = (L+1)/ma^2$

Учитывая вид радиальных одноэлектронных функций $\varphi(r)$ и раскладывая Q по сферическим гармоникам в дипольном приближении для $(Q\Pi_z v)$, получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} & \frac{8\pi}{3} \frac{r \cos \theta}{ma^3} \sum_{L=0} \sum_{MM'} (L+1) \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} \left| \int Y_{LM}(n) Y_{10}(n) Y_{L+1, M'}(n) \times \right. \\ & \times dn \left. \right|^2 = 2 \frac{r \cos \theta}{ma^3} \sum_{L=0} (L+1)(2L+1)(2L+3) \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2} \times \\ & \times \left(\begin{matrix} L & L+1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)_{MM'}^2 \sum_{MM'} \left(\begin{matrix} L & L+1 & 1 \\ M & M' & 0 \end{matrix} \right)^2, \end{aligned} \quad (41)$$

где $()$ — $3j$ -символы Вигнера [6]. Учитывая, что

$$\sum_{MM'} \left(\begin{matrix} L & L+1 & 1 \\ M & M' & 0 \end{matrix} \right)^2 = \frac{1}{3}, \quad (42)$$

окончательно получим

$$(Q\Pi_z v) = \frac{2}{3} \frac{r \cos \theta}{ma^3} \sum_L (L+1)^2 \frac{n_{L+1} - n_L}{\omega_L^2 - \omega^2}. \quad (43)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Wickramasinghe N. C.—Nature, 1970, 225, p. 145.
2. Chiappetta P.—Nuovo cimento, 1979, 54, p. 394.
3. Fang F. F., Howard W. E.—Phys. Rev. Lett., 1966, 16, p. 797.
4. Sommer W. T., Tanner D. J.—Phys. Rev. Lett., 1971, 27, p. 1345.
5. Lushnikov A. A., Simonov A. J.—Z. Physik, 1974, 270, p. 17.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика — М. Наука, 1974, Т. 3.

Научно-исследовательский физико-химический институт

Поступила в редакцию
27 июня 1983 г.

THE ELECTROMAGNETIC WAVE SCATTERING BY CHARGED PARTICLES

A. A. Lushnikov, V. V. Maksimenko, A. Ya. Simonov, A. G. Sutugin

The behaviour of charged dielectric spherical particles in the external electromagnetic field is investigated. The model at which the interacting via the Coulomb potential electrons move freely along the particle surface is proposed. The thermodynamic properties of this two-dimensional electron gas are considered. This result follows from the exact solution of vertex equation in RPA. The plasma peak width arising due to the thermal decay of plasma oscillations into one electron — one hole excitation is calculated. The influence of this plasma resonance on elastic electromagnetic wave scattering is studied. Near the plasma resonance the elastic scattering cross section is shown to enhance considerably compared to that of uncharged particles. The possibility of experimental detection of this resonance is discussed.

ХРОНИКА

ВТОРАЯ ВСЕСОЮЗНАЯ РИЖСКАЯ ШКОЛА ПО КОСМИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ

Школа состоялась 29 января — 5 февраля 1984 г. Первая Рижская школа по космической физике проведена в 1981 г.; она была посвящена памяти С. И. Сыроватского, внесшего большой вклад в развитие магнитной гидродинамики и астрофизики. Тематика второй Рижской школы 1984 г. включала динамические процессы во внешних оболочках Солнца и звезд. На школе было представлено 34 лекции и около 40 стендовых докладов.

«Звездная» часть программы началась лекцией В. В. Железнякова о взаимодействии излучения с высокотемпературной плазмой на магнитных белых карликах. В лекции И. С. Шкловского было рассмотрено современное состояние исследований сверхновых звезд. Детальным расчетам термоядерного энерговыделения в ядрах звезд, вопросам устойчивости звезд и численному моделированию газодинамики вспышек сверхновых были посвящены лекции В. С. Имшенника, С. И. Блинникова, Д. К. Надежина. Последние результаты исследований, касающихся вспышечных процессов на астрофизических объектах, рассматривались в лекциях Р. Е. Гершберга (вспыхивающие звезды малых масс), Э. В. Эргмы (рентгеновские барстеры) и И. С. Шкловского и И. Г. Митрофанова (γ -всплески). Ряд лекций был посвящен коллективным плазменным процессам в астрофизике (лекции А. А. Галеева, Д. Г. Ломинадзе и др.) В лекции А. В. Гуревича, Я. Н. Истомина, В. С. Бескина была рассмотрена электродинамическая модель магнитосферы пульсара.

(Окончание см. с. 787)