

ЭФФЕКТ ВЫРОЖДЕНИЯ ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ ВОЛНЫ НА СИСТЕМЕ НЕБОЛЬШОГО КОЛИЧЕСТВА ХАОТИЧЕСКИ РАСПОЛОЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ф.М. Исмагилов, Ю.А. Кравцов

Рассмотрено рассеяние плоской волны на системе из трех малых частиц. Показано, что когда рассеиватели образуют эквидистантную цепочку, возникает дополнительная к уотсоновским когерентным каналам пара когерентных полей: однократно рассеянное средней частицей поле синфазно с полем, двукратно рассеянным крайними частицами. Это приводит к заметному возрастанию интенсивности обратного рассеяния и увеличению эффективного сечения рассеяния в недеполяризованном канале.

Эффект усиления обратного рассеяния (УОР) волн на системе частиц заключается в увеличении эффективного сечения рассеяния совокупности частиц в направлении строго назад по сравнению с суммой сечений рассеяния отдельных частиц /1/. Своим происхождением УОР обязано взаимной когерентности волн $U(0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow N \rightarrow 0')$ и $U(0' \rightarrow N \rightarrow \dots \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$, рассеянных одними и теми же частицами в прямой и обратной последовательности (когерентные каналы Уотсона /2/, рис. 1). В большинстве публикаций /2, 3/ число элементарных рассеивателей предполагалось очень большим.

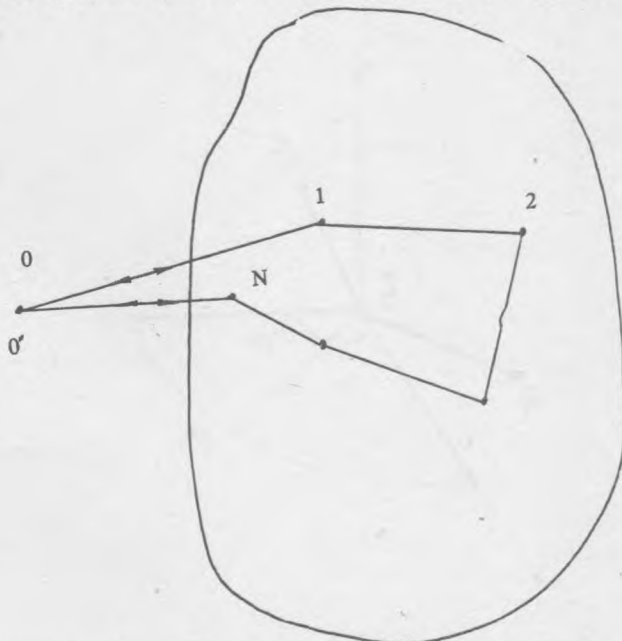


Рис. 1. Когерентные каналы Уотсона, ответственные за эффект усиления обратного рассеяния. Поля $U(0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow N \rightarrow 0')$ и $U(0' \rightarrow N \rightarrow \dots \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$, рассеянные в прямой и обратной последовательности одними и теми же рассеивателями, оказываются когерентными.

Случай ограниченного числа рассеивателей подвергнут анализу в /4/, в /5/ изучена совсем простая система из двух рассеивателей. В последней работе было показано, что когда среднее расстояние между частицами $\bar{\rho}$ намного превосходит длину волны падающего излучения λ ($\bar{\rho} \gg \lambda$) эффективное сечение обратно рассеянного поля может быть представлено в виде $\sigma^{\text{вс}} \approx 2\sigma_0(1+\tau\sigma_0/\bar{\rho}^2)$, где σ_0 — сечение рассеяния на одной частице, а τ — коэффициент порядка единицы. При этом интенсивность рассеяния в кросс-поляризованном канале оказывается в 8 раз слабее, чем в недеполяризованном.

В данной работе показано, что эффект УОР может быть связан не только с когерентностью каналов Уотсона, но и с эквидистантностью расположения частиц. Последняя при определенных ограничениях на длину волны (расстояние между частицами должно быть кратно целому числу длин волн) приводит к появлению новых пар когерентных полей: однократно рассеянное одной частицей поле оказывается синфазным с двукратно рассеянным полем на паре частиц, расположенных симметрично относительно первой. Это приводит к увеличению эффективного сечения обратного рассеяния и изменению поляризационных соотношений, полученных в /5/. Указанные явления возникают уже при рассеянии на системе трех частиц.

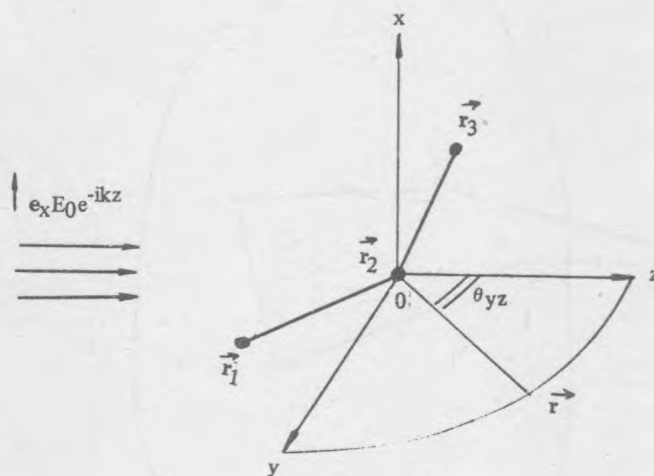


Рис. 2. Плоская волна $\vec{e} E_0 \exp(-ikz)$, поляризованная вдоль оси Ox , падает на систему из трех частиц с координатами r_1 , r_2 и r_3 . Наблюдение производится в плоскости Oyz .

Пусть на частицы с координатами r_1, r_2 и r_3 падает плоская волна, поляризованная вдоль оси Ox : $e_x E_0 \exp(-ikz)$, где e_x — единичный вектор в направлении оси Ox (рис. 2). Воспользуемся дипольным приближением и примем, что размеры частиц d малы по сравнению с длиной волны ($d \ll \lambda$) и с расстоянием между частицами: $d \ll r_{ij} = |r_i - r_j|$. Уравнения Уотсона для системы 3 частиц имеют вид:

$$p_i = \alpha_i (E_i + \sum_{j \neq i-1}^3 \hat{g}_{ij} p_j), \quad i = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Здесь p_j — дипольный момент, приобретаемый j -ой частицей в результате всех перерассеяний, E_j — напряженность первичного поля, поступающего от источника в место расположения j -ой частицы, α_j — поляризуемость j -ой частицы. Тензорная функция Грина \hat{g}_{ij} описывает поле возле i -го рассеивателя, возбуждаемое дипольным моментом j -го рассеивателя:

$$\hat{g}_{ij} p_j = \hat{g}(r_i, r_j) p_j = (\gamma_{ij} p_j + \beta_{ij} l_{ij} (l_{ij} p_j)) \exp(ikr_{ij}),$$

где $\gamma_{ij} = k^2/r_{ij} + ik/r_{ij}^2 - 1/r_{ij}^3$, $\beta_{ij} = -k^2/r_{ij} + 3ik/r_{ij}^2 + 3/r_{ij}^3$, $l_{ij} = (r_i - r_j)/r_{ij}$ — единичный вектор, характеризующий взаимную ориентацию i -ой и j -ой частиц. Для простоты предположим, что все частицы одинаковы: $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha$.

Система уравнений (1) допускает точное решение с учетом всех перерассеяний. Однако, если учесть, что для малых частиц величины $\alpha\gamma_{ij}$ и $\alpha\beta_{ij}$ малы: $\alpha\gamma_{ij} \ll 1$, $\alpha\beta_{ij} \ll 1$, то при решении системы (1) достаточно ограничиться приближением двукратного рассеяния, т.е. линейными по $\alpha\gamma_{ij}$ и $\alpha\beta_{ij}$ членами:

$$p_i = p_i^{(1)} + p_i^{(2)} + \dots \cong \alpha E_i + \alpha_i \sum_{j \neq i-1}^3 \hat{g}_{ij} E_j, \quad i = 1, 2, 3.$$

Зная величины p_i , поле в произвольной точке r можно найти по формуле: $E(r) = \sum_{j=1}^3 \hat{g}(r, r_j) p_j$.

Найдем сечение рассеяния $\sigma = R^2 |E|^2 / E_0^2$, усредненное по всем ориентациям расположения частиц l_{ij} ($R = |r - r_2|$ — расстояние от средней частицы r_2 до точки наблюдения r) и нормированное к некогерентной сумме $3\sigma_0 = 3\alpha^2 k^4$ сечений рассеяния на отдельных частицах. Отношение $K = \sigma / 3\sigma_0$ описывает эффект усиления рассеяния.

Возможны два различных варианта расположения частиц.

Независимые частицы. Предполагая угловое распределение векторов l_{21} и l_{23} равномерным на единичной сфере, а расстояние между частицами большим ($r_{ij} \gg \lambda$), можно убедиться, что

величина обратного рассеяния имеет вид некогерентной суммы рассеяний на всевозможных парах частиц $K^{bsc} \cong 1 + 3\sigma_0/\rho^2$. Величина эффекта УОР мала по величине: $\sigma_0/\rho^2 \ll 1$. Степень деполяризации $\zeta = (K_{xy}^{bsc} - 1)/(K_{xx}^{bsc} - 1) = 1/8$ оказывается такой же, как и для рассеяния на системе двух частиц /5/.

Частицы образуют линейную эквидистантную цепочку: $l_{21} = l_{23} = l$, $r_{12} = r_{23} = \rho$. Предполагая угловое распределение вектора l , характеризующего ориентацию цепочки, равномерным на единичной сфере и ограничиваясь линейными по $\alpha\gamma$ и $\alpha\beta$ членами найдем коэффициенты усиления рассеяния в кросс-поляризованном K_{xy} и недеполяризованном K_{xx} каналах:

$$K_{xx}(\theta_{yz}) = 1 + (4/3)F_1(a) + (2/3)F_1(2a) + \\ + (4/3)\alpha\cos(k\rho) [\operatorname{Re}(\gamma_{13})F_1(b) + \operatorname{Re}(\beta_{13})F_2(b)], \\ K_{xx}(\theta_{yz}) = 0,$$

где $a = 2k\rho\sin(\theta_{yz}/2)$, $b = 2k\rho\cos(\theta_{yz}/2)$, $F_1(x) = \sin x/x$, $F_2(x) = (F_1(x) - \cos x)/x^2$, а наблюдение ведется в плоскости Oyz , перпендикулярной плоскости поляризации падающей волны (рис. 2).

Интерференционные вариации функции $F_1(\theta)$ сглаживаются, если провести усреднение по ансамблю расстояний ρ между частицами. Тот же эффект сглаживания достигается путем усреднения по частоте падающего излучения ω или, что то же самое, по волновому числу $k = \omega/c$. Спектр излучения $\psi(k)$ должен быть достаточно широким, так чтобы дисперсия $D_k = \langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2$ удовлетворяла условию $D_k \rho^2 \gg 1$, которое обеспечивает гашение быстро осциллирующих слагаемых. При этом необходимо, чтобы на всех усредняемых частотах между частицами укладывалось целое число длин волн: $\rho = N\lambda$.

Угловая зависимость коэффициента усиления K_{xx} недеполяризованной компоненты для удаленных частиц ($\langle k \rangle \rho \gg 1$) схематически представлена на рис. 3. Имеются два пика шириной $\Delta\theta \cong 1/\langle k \rangle \rho$: вперед с амплитудой $\Delta^f = K_{xx}(0) - 1 = 2$ и назад с амплитудой $\Delta^{bsc} = K_{xx}(\pi) - 1 \cong \alpha\langle\gamma_{13}\rangle$. Поскольку для малых частиц величина $\alpha\gamma$ мала ($\alpha\gamma \ll 1$), величина УОР хоть и мала по величине $\Delta^{bsc} \cong \alpha\gamma_{13} \cong (\sigma_0/\rho^2)^{1/2} \ll 1$, но существенно превосходит величину УОР в случае независимого расположения частиц, когда $\Delta^{bsc} \cong \sigma_0/\rho^2$.

В данном случае эффект УОР на эквидистантной цепочке связан не с когерентными каналами

Уотсона, как для независимых частиц, а с когерентностью двух специфических полей: однократно рассеянного средней частицей поля $U' = U(0 \rightarrow 2 \rightarrow 0)$ и поля, двукратно рассеянного крайними частицами $U'' = U(0 \rightarrow 1 \rightarrow 3 \rightarrow 0) = U(0 \rightarrow 3 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$ (рис. 4). Эта пара полей и ответственна за возрастание величины УОР. Явления деполяризации при таком рассеянии не наблюдается ($K_{xy} = 0$). Угловые зависимости коэффициентов усиления в плоскости Oxz имеют аналогичный характер.

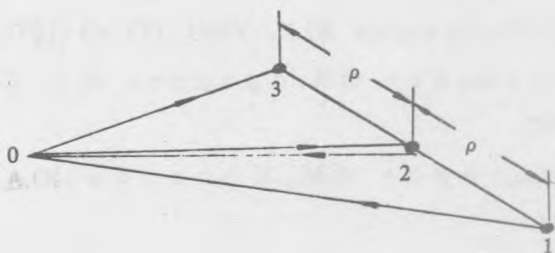
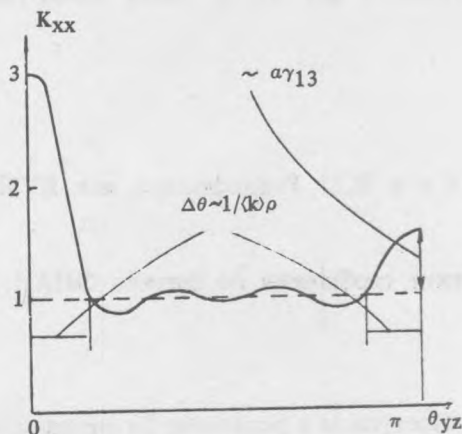


Рис. 3. Угловая зависимость коэффициента усиления в недеполяризованном канале K_{xx} , усредненного по ориентациям цепочки рассеивателей и частоте падающего излучения.

Рис. 4. Эквидистантное расположение элементов цепочки. Однократно — рассеянное поле $U_1 = U(0 \rightarrow 2 \rightarrow 0)$ и двукратно рассеянное поле $U_2 = U(0 \rightarrow 1 \rightarrow 3 \rightarrow 0)$ оказываются когерентными, что приводит к "вырожденному" эффекту УОР.

Очевидно, что в данном случае имеет место вырожденный эффект УОР, так как нарушение эквидистантности расположения частиц разрушает когерентность полей U' и U'' и приводит к падению величины УОР. Вырожденный эффект УОР занимает промежуточное положение по величине между усилением вперед, обусловленным когерентным сложением однократно рассеянных полей и усилением назад, обусловленным когерентностью каналов Уотсона.

Результаты проведенного расчета можно распространить на случай совокупности N рассеивателей. Если преобладает парное рассеяние и частицы расположены хаотически, то величина сечения обратного рассеяния пропорциональна сумме рассеяний на всевозможных парах частиц $K^{bsc} \cong 1 + N(N-1)\sigma_0/2\bar{\rho}^2$, где $\bar{\rho}$ — среднее расстояние между частицами. При этом для удаленных частиц ($k\rho \gg 1$) степень деполяризации $\zeta = 1/8$. Появление эквидистантных участков расположения рассеивателей приводит к резкому возрастанию величины УОР в недеполяризованном канале $K_{xx}^{bsc} \cong (\sigma_0/\rho^2)^{1/2}$ и изменению степени деполяризации ($\zeta \rightarrow 0$).

Полученные результаты могут найти применение в задачах рассеяния на регулярных структурах, хаотически ориентированных в пространстве. Поляризационные эффекты можно использовать для оценки степени эквидистантности расположения рассеивателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вагабаненков Yu.N. et al. Progress in Optics, v. 29, Ed. E. Wolf, North Holland, Amsterdam, 1991, p. 65.
2. Watson K.M. J. Math. Phys., 10, 688 (1969).
3. Барабаненков Ю.Н. УФН, 117, 49 (1975).
4. Бутковский О.Я., Кравцов Ю.А., Рябыкин В.В. Радиофизика, изв. ВУЗов, 30, 609 (1987).
5. Исмагилов Ф.М., Кравцов Ю.А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 11 (1991).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 26 февраля 1992 г.