

01;07;09

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ МАЛЫМ УСИЛИВАЮЩИМ ШАРОМ

© А.П.Будник, С.В.Козел

В настоящее время рассеяние электромагнитных волн прозрачными и поглощающими частицами достаточно полно исследовано [1-3]. Рассеяние же света малыми усиливающими частицами практически не изучено. Особый интерес такие исследования представляют потому, что в активных средах лазеров с ядерной накачкой возможно, как недавно показано [4,5], существование усиливающих неоднородностей, размеры которых сравнимы с длиной волны генерируемого излучения. Разумно начать исследование таких процессов с частиц простейшей — сферической формы.

В настоящей работе впервые теоретически рассмотрено рассеяние электромагнитного излучения малым усиливающим шаром. Постановка задачи традиционна: плоская электромагнитная волна рассеивается шаром в однородной прозрачной среде.

Рассеяние в линейном режиме усиления. Как обычно, считаем частицу однородной и изотропной. В линейном режиме усиления диэлектрическая и магнитные проницаемости не зависят от напряженности электрического и магнитного полей (среда линейна). В такой постановке решение задачи возможно с помощью теории Ми, с той лишь разницей, что мнимая часть n'' показателя преломления $\hat{n} = n' + in''$ отрицательна. Однако если выполняются условия развития генерации излучения в частице, то задача о рассеянии электромагнитных волн такой частицей в линейном режиме усиления теряет смысл. Следовательно, при такой постановке задачи параметры шара, удовлетворяющие этим условиям, необходимо исключить из рассмотрения. Это обстоятельство легко учесть, допуская не только гармоническую зависимость электромагнитного поля от времени ($\exp\{-i\omega t\}$), где частота ω -действительная величина), но и экспоненциально растущие с течением времени решения (комплексные значения $\hat{\omega}$ с положительной мнимой частью). Легко показать, что условия развития генерации в частице и существования резонансов в теории Ми [1-3] формально описываются одними и теми же уравнениями:

$$\psi' n(y) \zeta_n(\hat{x}) - \hat{m} \psi_n(y) \zeta'_n(\hat{x}) = 0 \quad (1)$$

$$\hat{m}\psi'_n(y)\zeta_n(\hat{x}) - \psi_n(y)\zeta'_n(\hat{x}) = 0 \quad (2)$$

для магнитных 2^n -польных колебаний, где $\hat{x} = \omega R/c$, $y = \hat{m}\hat{x}$, R — радиус сферы, c — скорость света в вакууме, $\psi_n(z) = zj_n(z)$, $\zeta_n(z) = zh_n^{(1)}(z)$, а $j_n(z)$ и $h_n^{(1)}(z)$ — сферические функции Бесселя и Ханкеля [1-3].

На рис. 1 представлены рассчитанные по теории Ми и в приближении Хюлста зависимости от мнимой части показателя преломления среднего косинуса $\langle \cos \theta \rangle$ угла рассеяния (θ — угол рассеяния), безразмерных факторов рассеяния Q_{sca} и экстинкции Q_{ext} . Факторы эффективности определяются как отношение соответствующего сечения к πR^2 . Здесь и далее результаты расчетов приведены для неполяризованной падающей волны.

Отметим основные особенности рассеяния излучения усиливающим шаром по сравнению с прозрачным или поглощающим.

Во-первых, рассеяние большими усиливающими частицами может и не иметь ярко выраженного пика вперед, как в случае больших поглощающих или прозрачных частиц (см. рис. 1, а). Это обусловлено вкладом в рассеяние излучения, многократно отраженного от поверхности и усиленного внутри частицы.

Во-вторых, сечение экстинкции, определяющее усиливающие свойства в направлении распространения падающей волны, может быть не только положительным (ослабление), как в случае прозрачных и поглощающих частиц, но и, естественно, отрицательным (усиление) (рис. 1, б). При этом увеличение коэффициента усиления излучения, пропорционального мнимой части показателя преломления, не всегда ведет к увеличению модуля сечения экстинкции.

В-третьих, сечение рассеяния из-за усиления излучения в частице может на много порядков превышать площадь ее поперечного сечения (см. рис. 2, в). Наибольший резонанс сечений (кривая 3 на рис. 1 в) обусловлен близостью параметров задачи к корню уравнения (1) для $n = 4$. Максимальное значение $Q_{sca} = 6.4 \cdot 10^4$ достигается при $x = 18.849$ и $\hat{m} = 1.01 - i8.714 \cdot 10^{-2}$. Корень уравнения (1), найденный численно для $n = 4$ и при том же значении m , равен $\hat{x} = 18.844 - i2.062 \cdot 10^{-4}$ (слабозатухающие собственные колебания). Расчет сечения рассеяния при том же \hat{m} и $\hat{x} = 18.844$ дает значение $Q_{sca} = 3.2 \cdot 10^7$, которое существенно превышает Q_{sca} на рис. 1, в.

Рассеяние в нелинейном режиме усиления. Приведенные результаты показывают, что приближение Хюлста позволяет с достаточной точностью определять сече-

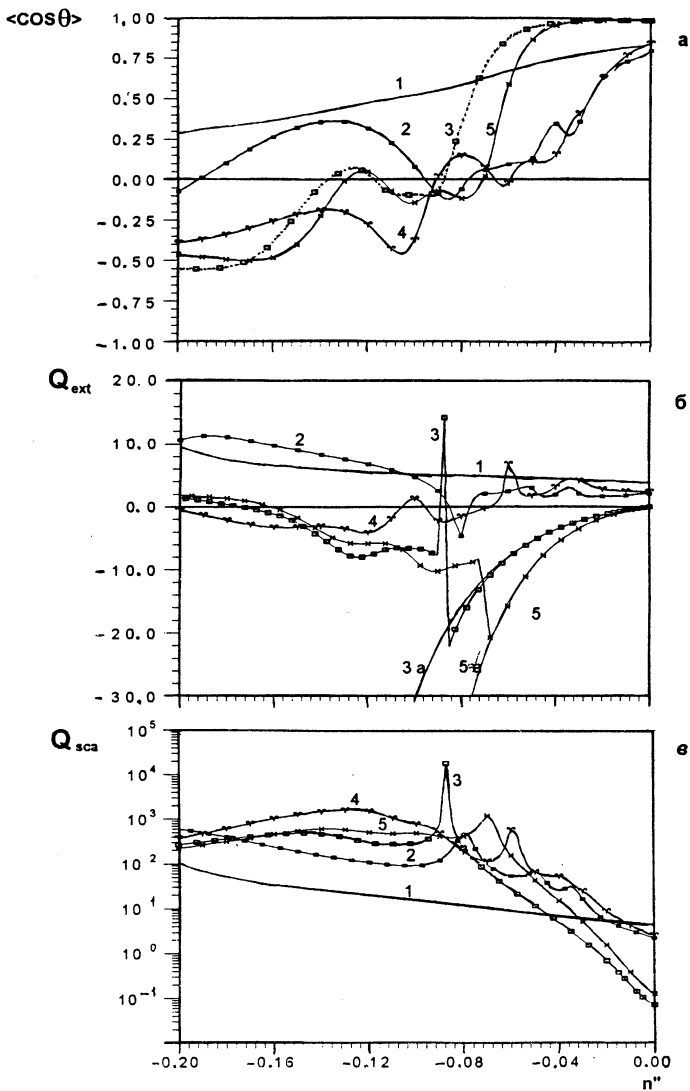


Рис. 1. Зависимости среднего косинуса угла рассеяния (а), факторов эффективности экстинкции (б) и рассеяния (в) от n'' : 1 — $x = 6.238$, $n' = 1.34$; 2 $x = 18.849$, $n' = 1.01$; 4 — $x = 25.132$, $n' = 1.34$; 5 и 5а — $x = 25.132$, $n' = 1.01$. Теория Ми — 1-5, приближение Хюльста — 3а, 5а.

ние экстинкции для больших оптически мягких усиливающих частиц (см. кривые 3а, 5а на рис. 1, б) в линейном режиме усиления в тех случаях, когда отражением излучения от поверхности частицы можно пренебречь. Это при-

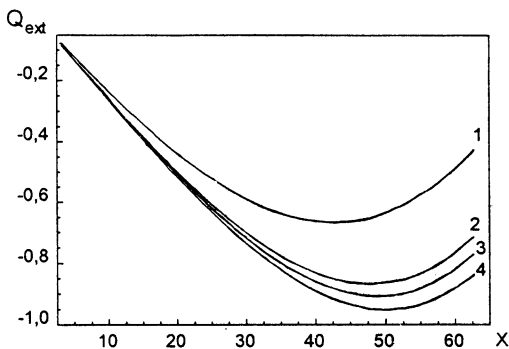


Рис. 2. Зависимость фактора эффективности экстинкции от параметра Ми для $n' = 1.01$, $n''(0) = -0.01$: 1 — $G = 10$, 2 — $G = 50$, 3 — $G = 10$, 4 — линейный режим усиления.

ближение можно легко модернизировать для применения в нелинейном режиме усиления, когда использование теории Ми невозможно. Используем простейший вариант учета эффектов насыщения усиления. Считаем, что только мнимая часть показателя преломления $n''(I)$ зависит от интенсивности излучения I , причем эта зависимость имеет следующий вид:

$$n''(I) = n''(0)(1 + I/I_s)^{-1},$$

где I_s — интенсивность насыщения [6]. Предположим, что внутри сферы накачка однородна, а $n''(0)$ постоянно и не зависит от пространственных координат. Модернизируем приближение Хюлста, учитывая, что интенсивность излучения I внутри частицы может быть определена из уравнения

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\frac{2n''(0)k}{1 + I/I_s} \cdot I, \quad (3)$$

где z — координата вдоль направления распространения луча, k — волновое число.

На рис. 2 представлены типичные результаты расчетов в модернизированном приближении Хюлста сечения экстинкции в зависимости от параметров Ми для разных значений параметра $G = I_s/I_i$ (I_i — интенсивность излучения, падающего на частицу). Учет насыщения усиления приводит к уменьшению $|Q_{ext}|$. В данном случае это связано с эффективным уменьшением коэффициента усиления при учете насыщения усиления. Причем чем меньше G , тем для меньших значений параметра Ми этот эффект становится более существенным.

Таким образом, впервые теоретически изучено рассеяние плоской электромагнитной волны малой усиливающей

частицей как в линейном режиме усиления, так и с учетом эффекта насыщения и установлен ряд качественных отличий от обычно рассматриваемого рассеяния поглощающими и прозрачными частицами.

Список литературы

- [1] *Ньютон Р.* // Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969. 607 с.
- [2] *Ван де Хюлт Г.* // Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с.
- [3] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
- [4] *Dyachenko P.P.* // *Laser and Particle Beams*. 1993. V. 11. N 4. P. 619–634.
- [5] *Будник А.П., Вакуловский А.С., Добровольская И.В.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 23. С. 67–72.
- [6] *Звелто О.* Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 558 с.

Государственный научный центр
Российской Федерации
Физико-энергетический институт
Обнинск

Поступило в Редакцию
12 июля 1995 г.