ЕКОЛОГІЯ ТА ЕКОЛОГІЧНА БЕЗПЕКА

https://doi.org/10.31649/1997-9266-2023-170-5-6-11

УДК 537.8

О. І. Герасимов[1]
М. М. Худинцев[2]
Л. С. Кудашкіна[1,3]

ЗАХОПЛЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ДЕКОРОВАНИМИ МІКРОМЕХАНІЧНИМИ (ГРАНУЛЬОВАНИМИ) СИСТЕМАМИ

[1]Одеський державний екологічний університет;
[2]ГО «Міжнародний університет кібербезпеки» & Інститут проблем моделювання в енергетиці ім. Г. Є. Пухова НАНУ, Київ;
[3]Одеський національний морський університет

Запропоновано підхід до створення умов для захисту від електромагнітних випромінювань на основі положень сучасної фотоніки, в якій роль основного елемента відіграють декоровані мікромеханічні (зернисті) матеріали.

Вивчається хвильовий транспорт у горизонтальному ланцюгу, що складається з ізольованих однакових частинок — гранул, за умови, що частинки контактують одна з одною щільно, без розривів, а також зазнають орієнтованого попереднього стиснення, сконфігурованого вздовж осі ланцюга, що не порушує топологічний порядок. Таким чином, система має вигляд сегментів, що чергуються по горизонталі, заповнених недеформованими частинками та зонами їхнього взаємного перекриття (так звана шарувато-періодична структура). Показано, що в такій системі зі зменшенням частоти відповідні компоненти в спектрі зміщуються до нижньої межі забороненої зони. Цей стан не відповідає умовам поширення. Тому в розглянутій моделі, яка відповідає реальному прототипу (декорований домішками, або такий, що містить дефекти зернистий ланцюжок), електромагнітна хвиля ніби «захоплюється» декорувальною частинкою або дефектом і «затримується» в деяких масштабах власного оточення.

Розуміння фізичних властивостей гранульованих систем є необхідним елементом технологій для маніпулювання їхніми властивостями та використання їх у багатьох галузях промисловості та науки. Значна частина досліджень спрямована на вивчення взаємодії зовнішніх полів (звукових, електромагнітних) з гранульованими (дискретними) системами. Тому теоретичне моделювання взаємодії електромагнітних хвиль, навіть з низькорозмірною системою дискретних центрів, є корисним інструментом на шляху до розуміння загальних фізичних процесів та їхнього використання в задачах електромагнітного захисту.

На цьому шляху і з вказаною метою розглянуто задачу про поширення електромагнітної хвилі в шаруватій періодичній структурі (ШПС), з різними фізичними властивостями шарів (такими, скажімо, як діелектрична проникність).

Ключові слова: захоплення електромагнітних хвиль, шарувата періодична структура, метод матриці переносу.

Вступ

Взаємодія електромагнітного випромінювання з різними середовищами є традиційним об’єктом вивчення як фундаментальної науки, так і численних галузей техніки. Цей аспект також є важливою складовою природоохоронних технологій з погляду вивчення механізмів і захисту від впливу електромагнітних випромінювань різного діапазону, насамперед на людину. У загальній постановці такі задачі є багатопараметричними, нелінійними і тому надзвичайно складними для повного розв'язання. Особливе місце мають так звані низькорозмірні моделі, що дозволяють аналітично встановити, наприклад, амплітуди, перерізи і фази розсіювання на модельних системах, звернених до певних станів розсіювального середовища. Численні висновки, отримані таким чином, дозволяють, крім іншого, робити певні прогнози щодо тривимірної картини явищ, що розглядаються. Проблеми, пов'язані з дослідженням розсіювання на моделях, що складаються зі складних комбінацій силових центрів-ґраток, ланцюгів, суперґраток, кластерів, становлять усталений розділ теорії та її застосувань. А виявлені на моделях ефекти, що полягають в утворенні і деформації зонної структури (утворення і розмивання міні-зон, наприклад, або резонансів Тамма), знайшли практичне застосування в спектроскопії твердих тіл і штучно синтезованих низькорозмірних структур. Природно, особливу роль відіграють ефекти поглинання речовиною, ефекти прозорості середовища і пов'язані з цим маніпуляції. У цій роботі розглянуто саме таку модель, яка дозволяє зв'язати такі параметри зі структурними характеристиками середовища (шарувато-періодична структура). Відмінною особливістю запропонованої моделі є те, що вона враховує наявність домішок, дефектів та інших спотворень структури, що дає змогу прогнозувати відповідні зміни спектральних характеристик розсіювальної системи (зокрема, коефіцієнта пропускання), для яких проводились чисельні розрахунки на основі аналітичних виразів, отриманих методом матриці переносу).

Результати

У своїй відомій роботі Релей показав, що плоска хвиля, що поширюється в одновимірній періодичній необмеженій структурі, для деяких довжин хвиль повністю відбивається на границях фрагментів, що називається в сучасній термінології (прийнятій для таких структур, як фотонні кристали) забороненою зоною. У цьому випадку (згідно з теоремою Блоха–Флоке) амплітуда хвилі всередині періодичної системи спадає експоненціально. За порушення симетрії початкового стану системи, скажімо, внаслідок утворення дефектів, можливе утворення експоненціально зростальних і загасальних компонент з утворенням моди, локалізованої в околі дефекту. Такі стани ще називають дефектними.

Електромагнітний процес описується системою рівнянь Максвелла, яка має такий вигляд:

$$\begin{aligned} &rot\overrightarrow{H} = \vec{j} + \frac{\partial\overrightarrow{D}}{\partial t}, \\ &rot\overrightarrow{E} = -\frac{\partial\overrightarrow{B}}{\partial t}, \\ &div\overrightarrow{D} = \rho, \\ &div\overrightarrow{B} = 0, \end{aligned} \tag{1}$$

$\overrightarrow{D} = \varepsilon\overrightarrow{E} + \overrightarrow{P};\ \overrightarrow{B} = \mu_0\overrightarrow{M} + \mu_0\overrightarrow{H}$ — вектори електричного зміщення та магнітної індукції відповідно; $\overrightarrow{E}$ і $\overrightarrow{H}$ — напруженості електричного та магнітного полів; $\overrightarrow{P}$ — вектор поляризації; $\vec{j}$ і ρ — струм і щільність вільних зарядів відповідно.

Якщо $\overrightarrow{P} = 0,\ \overrightarrow{M} = 0,$ тобто розглядатимемо електричні середовища з дійсною діелектричною проникністю ε, потім запишемо часову залежність векторів $\overrightarrow{E}$ і $\overrightarrow{H}$ у вигляді гармонічної функції

$$\begin{aligned} &\overrightarrow{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{-i\omega t}; \\ &\overrightarrow{H} = \vec{H}_0 \cdot e^{-i\omega t}, \end{aligned} \tag{2}$$

отримуємо рівняння Максвелла в стаціонарній формі

$$\begin{aligned} &rot\,\vec{H} = -i\omega\varepsilon\vec{E}, \\ &rot\,\vec{E} = -i\omega\rho_0\vec{H}, \\ &div\,\vec{E} = 0, \\ &div\,\vec{H} = 0. \end{aligned} \tag{3}$$

Розглянемо одновимірну задачу поширення ТЕ моди (E_z = 0), який поляризувався у площині, перпендикулярній до напрямку розповсюдження. У цьому випадку

$$div\vec{D} = \left\{\left(\vec{\nabla}E\right)\cdot\vec{E} + E\vec{\nabla}\cdot\vec{E}\right\}e^{-i\omega t} = E\vec{\nabla}\cdot\vec{E}\cdot e^{-i\omega t} = 0. \quad (4)$$

і після тривіальних перетворень отримуємо рівняння Гельмгольца для вектора $\vec{E}$:

$$\Delta\vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon}\cdot\vec{E} = 0\,, \quad (5)$$

де $c^2 = \left(\mu_0\varepsilon_0\right)^{-1/2}$; $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon/\varepsilon_0$.

Зупинимося на хвильовому транспорті в горизонтальному ланцюжку, що складається з ізольованих однакових частинок-гранул. Нехай частинки контактують одна з одною щільно, без розривів, а також відчувають орієнтоване попереднє стиснення, сконфігуроване вздовж осі ланцюга, яке не порушує топологічний порядок. Таким чином, система виглядає як сегменти, що горизонтально чергуються, заповнені недеформованими частинками та областями їхнього взаємного перекриття. Називатимемо таку систему шарувато-періодичною структурою (LPS), моделлю, яка широко використовується в теорії фотонних кристалів [1].

У цьому випадку прийнято, що в довільній внутрішній точці системи в напрямках, перпендикулярних до напрямку розповсюджуваної моди (вісь Z), вона є однорідною.

Припустимо, що напруженість поля $E(X, Z)$ можна записати у такому вигляді:

$$E\left(X,Z\right) = E\left(Z\right)e^{-ikz}, \quad (6)$$

де $kz = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\cdot\sin\vartheta}$, ϑ — кут падіння хвилі, який вважатимемо рівним $\frac{\pi}{2}$, що відповідає так званому нормальному падінню.

Враховуючи припущення про однорідність системи та особливий вид напруженості поля, рівняння Гельмгольца набуває вигляду

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}E\left(z\right) + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\left(z\right)E\left(z\right) = 0. \quad (7)$$

Для дослідження нормального поширення світла в зернистому ланцюзі в рамках моделі LPS використано метод матриці переносу [2], [3]. Позначення діелектричної проникності шарів, ненапружених при стисненні ε_1 і в зоні взаємної деформації ε_2, припускаючи, що вони різні і задані наперед, запишемо послідовність розв’язків рівняння Гельмгольца (7) для чергування сусідніх шарів

$$\begin{aligned} E\left(z\right) &= A_1e^{-ik_1z} + B_1e^{-ik_1z}, \\ E\left(z\right) &= C_1e^{-ik_2\left(z-d_1\right)} + D_1e^{-ik_2\left(z-d_1\right)}. \end{aligned} \quad (8)$$

На поверхні, яка розділяє напружений і ненапружений шари в контакті, як самі розчини, так і їхні похідні повинні бути безперервними. Цю умову можна записати як матричне рівняння, що зв’язує амплітудні коефіцієнти

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ D_1 \end{pmatrix} = \overline{\overline{M}}_{12}\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Тут відповідна матриця переносу $\overline{\overline{M}}_{12}$ є

$$\overline{\overline{M}}_{12} \equiv \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\left(1+\frac{K_1}{K_2}\right)e^{ik_1d_1} & \frac{1}{2}\left(1-\frac{K_1}{K_2}\right)e^{-ik_1d_1} \\ \frac{1}{2}\left(1-\frac{K_1}{K_2}\right)e^{ik_1d_1} & \frac{1}{2}\left(1+\frac{K_1}{K_2}\right)e^{-ik_1d_1} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Умова безперервності для міцності на межі шару ($z = d$) породжує рівняння

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \overline{\overline{M}}_{21}\begin{pmatrix} C_1 \\ D_1 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

де матриця $\overline{\overline{M}}_{21}$ отримується простою перестановкою індексів у рівнянні (10).

Враховуючи рівняння. (9) і (11), разом отримуємо рівняння «перешивання» розв'язків рівняння Гельмгольца через шар, що імітує зону взаємного перекриття частинок.

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \overline{\overline{M}} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \tag{12}$$

Де матриця переносу $\overline{\overline{M}} = M_{21} M_{12}$ має форму

$$\overline{\overline{M}} = M_{21} M_{12} = \begin{pmatrix} M_{(1,1)} & M_{(1,2)} \\ M_{(2,1)} & M_{(2,2)} \end{pmatrix}. \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
M_{(1,1)} &= e^{ik_1 d_1}\left[\cos(k_2 d_2) + \frac{1}{2i}\left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2}\right)\sin(k_2 d_2)\right]; \\
M_{(1,2)} &= e^{-ik_1 d_1}\left[\frac{1}{2}i\left(\frac{k_2}{k_1} - \frac{k_1}{k_2}\right)\sin(k_2 d_2)\right]; \\
M_{(2,1)} &= e^{ik_1 d_1}\left[-\frac{1}{2}i\left(\frac{k_2}{k_1} - \frac{k_1}{k_2}\right)\sin(k_2 d_2)\right]; \\
M_{(2,2)} &= e^{-ik_1 d_1}\left[\cos(k_2 d_2) + \frac{1}{2i}\left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2}\right)\sin(k_2 d_2)\right].
\end{aligned} \tag{14}$$

Матриця визначає унікальне відображення амплітуди плоскої хвилі між суміжними сегментами LPS.

У випадку LPS, що складається з N бішарів з різними оптичними властивостями (позначатимемо відповідні параметри середовища ліворуч і праворуч від LPS індексом 0), використовуючи техніку матриць переносу, можна показати, що коефіцієнти, які характеризують плоскі хвилі ліворуч і праворуч від розглянутого відрізка, задовольняють матричне рівняння вигляду

$$\begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix} = \overline{\overline{M}} \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix}, \tag{15}$$

де t і r — амплітудні коефіцієнти для шарів 1 і 2, а матриця переносу задається формулою

$$\overline{\overline{M}}^N = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right) & \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right) \\ \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right) & \frac{1}{2}\left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right) \end{pmatrix}^{-1}, \tag{16}$$

де $\overline{\overline{M}}$ задається співвідношенням

$$\overline{\overline{M}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\left(1 + \frac{k_0}{k_1}\right) & \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_0}{k_1}\right) \\ \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_0}{k_1}\right) & \frac{1}{2}\left(1 + \frac{k_0}{k_1}\right) \end{pmatrix}. \tag{17}$$

Припустимо, що для кожного шару d довжина оптичного шляху $\sqrt{\varepsilon \cdot d}$ відрізняється від довжини хвилі падаючого випромінювання λ на деяку задану величину.

Використовуючи (15)—(17), обчислюємо чисельно коефіцієнт пропускання

$$T = |t|^2 = \frac{1}{|\alpha|^2} = \left[\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 + \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^2 - \left(\frac{k_1}{k_2} - \frac{k_2}{k_1}\right)^2 \cos 2k_2 d_2\right]^{-1}. \tag{18}$$

$$kd \equiv k_2(d_1 + d_2).$$

Коефіцієнт пропускання характеризує передачу енергії електромагнітних хвиль в залежності від частоти ω.

Аналіз розрахунків, основаних на отриманих результатах, дозволяє зробити висновок, що грануляція ланцюга в певному діапазоні довжин хвиль, що лежить в межах забороненої зони ($T = 0$), працює як режим фільтра, відсікаючи відповідну частину енергії пропущеної хвилі.

Дослідження локалізованих електромагнітних хвиль з частотами, розподіленими поблизу середини забороненої зони, що виникають внаслідок спотворення періодичної структури ізольованим дефектом, описані в роботах [4]—[8].

Зазначимо, що для необмеженого ланцюга, розподіленого вздовж осі Z, розв'язок рівняння Гельмгольца можна записати через хвилі Блоха, які мають вигляд

$$E(Z) = M(Z) \cdot e^{iK(\omega)Z}, \tag{19}$$

де $M(Z)$ — комплекснозначна періодична функція $M(Z) = M(Z + d)$, d — період сітки, $K(\omega)$ — хвильове число Блоха, яке у випадку періодичного ланцюга задається точним виразом

$$K(\omega) = \frac{1}{d}\arccos\left(\frac{1}{2} Sp\overline{\overline{M}}\right), \tag{20}$$

де $\overline{\overline{M}}$ — згадана вище відповідна матриця передачі проблеми.

Основними ознаками поведінки їхніх спектрів є:

а) для $K(\omega)$ дійсні, які лежать в інтервалі $[0, \pi/d]$ (так звана перша зона Бріллюена), $E(Z)$ описує періодичну біжучу хвилю; вони також вказують, що в цьому випадку ω знаходиться поза забороненою зоною;

б) для $K(\omega)$ уявний, заданий, скажімо, за допомогою відношення $K(\omega) = \pi/d + i\rho(\omega)$, $E(Z)$ описує стоячу хвилю з періодом $2d$, складається з функції, що експоненціально припиняється, та спадної функції, (залежно від знака $\rho(\omega)$). У цьому випадку вказують, що $E(Z)$ не змінюється в межах забороненої зони.

в) для $K(\omega) = \pi/d$, $E(Z)$ — періодична функція з періодом $2d$, що задовольняє співвідношення $E(Z + d) = -E(Z)$.

Висновки

Для нескінченної ґратки рішення в частотному діапазоні, який знаходиться всередині забороненої смуги, належать до класу експоненціально спадних або зростальних. Якщо систему збурюють, вносячи в її структуру дефект, то створюються умови для конфайнменту. Наявність дефекту створює принципову можливість «з'єднання» експоненціально зростального розчину зі спадним (праворуч від нього) і формування підсумкового (дефектного) стану. У цьому стані світло ніби «захоплюється» дефектом (це явище називається конфайнментом).

Зазначена властивість розглянутої моделі вказує на потенційну можливість синтезу низькорозмірних модулів, які відбивають/пропускають або локалізують електромагнітні хвилі в заданих спектральних інтервалах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

[1] C. M. Soukoulis, Ed., *Photonic band gap materials*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers., 1996. https://doi.org/10.1007/978-94-009-1665-4 .

[2] O. I. Gerasymov, *Physics of Granular Materials*. Odessa, Ukraine: TES, 2015.

[3] O. I. Gerasymov, N. N. Khudyntsev, and O. A. Klymenkov, *The latest materials and technologies in the protection of ecological systems*. Odessa, Ukraine: OSEU, 2021.

[4] D. K. Cheng, *Field and wave Electromagnetics.* Massachusetts, US: Addison-Wesley, 1992.

[5] A. Figotin, and V. Gorentsveig, "Localized electromagnetic waves in a layered periodic dielectric medium with defect," *Phys. Rew. B*, vol. 58, no. 1, pp. 180-188, July, 1998. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.180 .

[6] O. I. Gerasymov, and L. M. Sidletska, "Plane wave propagation in an inhomogeneous one-dimensional power chain: the effect of transparency," *Environmental safety and nature management*, no. 41, pp. 102-110, 2022. https://doi.org/10.32347/2411-4049.2022.1.102-110 .

[7] A. Suryanto, E. van Groesen, M. Hammer, and H. J. W. M. Hoekstra, "A finite element scheme to study the nonlinear optical response of a finite grating without and with defect," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 313-332, March, 2003. https://doi.org/10.1023/A:1022901201632 .

[8] A. Suryanto, E. van Groesen, and M. Hammer, "Finite element analysis of optical bistability in one-dimensional nonlinear photonic band gap structures with defect," *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, vol. 12, no. 2, pp. 187-204. https://doi.org/10.1142/S0218863503001328 .

Рекомендована кафедрою екології, хімії та технологій захисту довкілля ВНТУ

Стаття надійшла до редакції 18.08.2023

Герасимов Олег Іванович — д-р фіз.-мат. наук, професор, завідувач кафедри фізики та технологій захисту навколишнього середовища, e-mail: gerasymovoleg@gmail.com .

Одеський державний екологічний університет, Одеса;

Худинцев Микола Миколайович — канд. фіз.-мат. наук, доцент, докторант, e-mail: nh@te.net.ua.

ГО «Міжнародний університет кібербезпеки» & Інститут проблем моделювання в енергетиці ім. Г. Є. Пухова НАНУ, Київ;

Кудашкіна Лариса Сергіївна — канд. фіз.-мат. наук, доцент, доцент кафедри фізики та технологій захисту навколишнього середовища, e-mail: kuda2003@ukr.net .

Одеський державний екологічний університет, Одеський національний морський університет, Одеса

O. I. Gerasymov[1]
M. M. Khudyntsev[2]
L. S. Kudaskina[1,3]

Capturing of Electromagnetic Waves by Decorated Micro-Mechanical (Granular) Systems

[1]Odessa State Environmental University;
[2]International Cybersecurity University & G. E. Pukhov Institute of Modelling Problem in Power Engineering NASU;
[3]Odessa National Maritime University

In this paper, we propose an approach to the protection against electromagnetic radiation based on the provisions of modern photonics, in which the role of the main element is played by decorated micro-mechanical (granular) materials.

The wave transport in a horizontal chain composed of isolated identical particles — granules under the condition that particles contact each other tightly, without breaks, and also experience oriented precompression, configured along the chain axis, which does not violate the topological order will be studied . The system thus looks like horizontally alternating segments filled with undeformed particles and areas of their mutual overlap (so-called layered-periodic structure).

It is shown that in such a systems with a decrease in the frequency of the corresponding defect, the corresponding components in the spectrum shift to the lower boundary of the band gap. This state does not correspond to the propagating models, and so in our model, which, however, corresponds to a real prototype (decorated granular chain), an electromagnetic wave is "captured" by a defect, and "arrested" in some scales of its own vicinity.

Understanding the physical properties of granular systems is a necessary element of technologies for manipulating their properties and using them in many industries and sciences. A significant part of the research is aimed at studying the interaction of external fields (sound, electromagnetic) with a granular system. Therefore, theoretical modeling of the interaction of electromagnetic waves, even with a low-dimensional system of discrete centers, is a useful tool on the way to understanding general physical processes and their use in electromagnetic protection problems.

On this way, the problem of the propagation of an electromagnetic wave in a layered periodic structure (LPS), with different physical properties (dielectric permittivity) of the layers will be considered .

Keywords: electro-magnetic waves capturing, layered periodic structure, transfer matrix method.

Gerasymov Oleh I. — Dr. Sc. (Phis.-Math), Professor, Head of the Chair of Physics and Environmental Safety Technologies, e-mail: gerasymovoleg@gmail.com ;

Khudyntsev Mykola M. — Cand. Sc. (Phis.-Math), Associate Professor, Doctoral Student, e-mail: nh@te.net.ua ;

Kudashkina Larysa S. — Cand. Sc. (Phis.-Math), Associate Professor, Associate Professor of the Chair of Physics and Environmental Safety Technologies, e-mail: kuda2003@ukr.net