УДК 548.0

СВЕРХСВЕТОВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ И АНОМАЛИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ИЗОТРОПНОМ СЛОЕ. II. АНОМАЛИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 марта 2003 г.)

Рассмотрены особенности поглощения излучения в тонком изотропном слое. Выявлены эффекты аномально сильного и аномально слабого поглощения. Показано, что эти эффекты обусловлены увеличением (уменьшением) плотности световой энергии в слое и изменениями групповой скорости. Обсуждены возможности экспериментального наблюдения выявленных эффектов.

1. Введение

При изучении особенностей распространения электромагнитных волн в различных системах в большинстве случаев обычно определяются только поля отраженной и прошедшей волн, тогда как поле внутри самой системы остается неопределенным. Однако во многих, представляющих большой интерес случаях необходимо знание распределения поля не только вне системы, но и также внутри самой системы. Такая необходимость возникает, например, при исследовании распространения излучения в различных волноводах, в неоднородных средах и многослойных системах, при исследовании оптического поглощения в различных сложных многослойных системах и т.д. [1-4]. В этой связи актуальным становится исследование распределения поля внутри тонкого изотропного слоя. Это связано, во-первых, с тем, что эта задача имеет самостоятельный физический интерес и позволяет глубже понять оптику однородного слоя. С другой стороны, понимание явления для однородного слоя открывает возможность его понимания для сложных систем. Изучение особенностей распространения света в тонких слоях с мнимым (а в общем случае комплексным) показателем преломления в последнее время вызывает повышенный интерес также в связи с их широким применением [5-13]. Здесь наблюдаются интересные интерференционные эффекты, сопровождающие процесс распространения излучения в слое. В частности, в работе [13] на основе решения уравнений Максвелла получены выражения для энергетических потоков вне и внутри слоя с комплексным показателем

преломления в случае нормального падения. Показано, что внутри слоя наряду с потоками прямой и обратной волн можно выделить интерференционный поток, величина которого пропорциональна мнимой части показателя преломления.

Ниже исследованы особенности распределения поля внутри изотропного слоя и на его основе объясняются особенности поглощения, вызванные хорошо известными интерференционными явлениями. Показано, что эти особенности аналогичны тем, которые наблюдаются также в периодических средах [14,15].

В работах [14,15] исследованы механизмы аномалии поглощения излучения в периодических средах и показано существование различных механизмов аномалии поглощения. При взаимодействии электромагнитной волны со средой неоднородности последней приводят к модуляции суммарной волны в среде. В соответствии с существованием различных форм модуляции суммарной волны в среде существуют различные механизмы аномалии поглощения. Известен эффект Бормана, заключающийся в аномально слабом (или сильном) поглощении излучения в условиях дифракционного рассеяния. Для рентгеновских лучей в кристаллах этот эффект реализуется за счет амплитудной модуляции суммарной волны [16,17]. В периодически неоднородных спиральных средах (холестерических жидких кристаллах, хиральных смектиках, геликоидальных магнитных структурах) этот эффект обусловлен поляризационной модуляцией суммарной волны в среде [18-20].

Однако, как показано в [14,15], это не единственный механизм аномалий поглощения излучения в периодических средах. Необходимым условием реализации всех разновидностей этого механизма является дискретное (и периодическое) или просто периодическое в пространстве изменение поглощения, либо периодическое в пространстве изменение ориентации осцилляторов поглощения при непрерывном их распределении в пространстве. Иной механизм аномалий поглощения (т.е. аномально сильного и аномально слабого поглощения излучения) действует в случае наличия в среде непрерывно распределенного в пространстве поглощения, имеющего, в частности, изотропную составляющую. Интересно отметить, что этот механизм аномалий поглощения действует также в изотропном слое конечной толщины, и настоящая работа посвящена этому вопросу. Отметим, что, как показано в [14,15] на аномалии поглощения влияют также изменения групповой скорости.

2. Исходные соотношения

Пусть на плоскопараллельный слой с комплексным показателем преломления n = n' + in'', находящийся в среде с показателем преломления n_0 , падает плоская монохроматическая волна с частотой ω . Слой занимает область пространства $0 \le z \le d$, где ось z ориентирована перпендикулярно поверхности слоя. Рассмотрим случай $\mu=1$. Падающая волна распространяется под углом 9 по отношению к оси z и ее поле представим в виде

$$\mathbf{E}_{i} = (A_{i}^{p} \mathbf{n}_{p} + A_{i}^{s} \mathbf{n}_{s}) \exp[i(k_{0} z \cos \theta + k_{0} x \sin \theta - \omega t)], \tag{1}$$

где \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s – орты *p*- и *s*-поляризации, A_i^p и A_i^s – соответствующие комплексные амплитуды падающей волны, $k_0 = n_0 \omega/c$, n_0 – показатель преломления среды, ограничивающей с обеих сторон рассматриваемый слой. В области *z*<0, кроме падающей, распространяется и отраженная от слоя волна, поле которой представим в виде

$$\mathbf{E}_{r} = (r^{p} A_{i}^{p} \mathbf{n}_{p} + r^{s} A_{i}^{s} \mathbf{n}_{s}) \exp[i(-k_{0} z \cos \vartheta + k_{0} x \sin \vartheta - \omega t)], \qquad (2)$$

а в области z>d распространяется прошедшая через слой волна

$$\mathbf{E}_{t} = (t^{p} A_{i}^{p} \mathbf{n}_{p} + t^{s} A_{i}^{s} \mathbf{n}_{s}) \exp[i(k_{0} z \cos \theta + k_{0} x \sin \theta - \omega t)].$$
(3)

Амплитудные коэффициенты отражения $r^{p,s}$ и прохождения $t^{p,s}$ определяются известными соотношениями [5,6] (см. также [21]).

Поле внутри слоя имеет вид

$$\mathbf{E}_{m} = \{ [A_{1}^{p} \exp(ik_{z}z) + A_{2}^{p} \exp(-ik_{z}z)] \mathbf{n}_{p} + [A_{1}^{s} \exp(ik_{z}z) + A_{2}^{s} \exp(-ik_{z}z)] \mathbf{n}_{s} \} \exp[i(k_{0}x \sin \vartheta - \omega t)],$$

$$(4)$$

где

$$A_{1,2}^{p} = \frac{1}{2} A_{i}^{p} \left[\left(\frac{\cos \vartheta}{\cos \beta} \pm \frac{n_{0}}{n} \right) + r^{p} \left(\frac{\cos \vartheta}{\cos \beta} \mp \frac{n_{0}}{n} \right) \right],$$

$$A_{1,2}^{s} = \frac{1}{2} A_{i}^{s} \left[\left(1 \pm \frac{n_{0} \cos \vartheta}{n \cos \beta} \right) + r^{s} \left(1 \mp \frac{n_{0} \cos \vartheta}{n \cos \beta} \right) \right].$$
(5)

Суммарное поле в каждой среде можно представить в виде модулированной волны и определить характер модуляции в слое и вне слоя:

$$\mathbb{E}^{0,1,2} = [B_{0,1,2}^{p}(z)\exp(iK_{0,1,2}^{p}z)\mathbf{n}_{p} + B_{0,1,2}^{s}(z)\exp(iK_{0,1,2}^{s}z)\mathbf{n}_{s}]\exp[i(k_{0}x\sin\vartheta - \omega t)], \quad (6)$$

где индексами 0,1,2 обозначены параметры, относящиеся соответственно к средам левее слоя, к слою и к среде правее слоя, соответственно, причем

$$B_{0,l,2}^{p,s}(z) = \sqrt{\left(\operatorname{Re} E_{p,s}^{0,l,2}\right)^2 + \operatorname{Im}(E_{p,s}^{0,l,2})}, \qquad (7)$$

$$K_{0,1,2}^{p,s} = \frac{1}{z} \operatorname{arctg}\left(\frac{\operatorname{Im}(E_{p,s}^{0,1,2})}{\operatorname{Re}(E_{p,s}^{0,1,2})}\right),\tag{8}$$

 $E^{0,1,2}$ – суммарное поле соответственно в среде левее слоя, в слое и в среде правее слоя, т.е.

$$\mathbf{E}^{0} = \mathbf{E}_{t} + \mathbf{E}_{r}, \quad \mathbf{E}^{1} = \mathbf{E}_{in}, \quad \mathbf{E}^{2} = \mathbf{E}_{t}.$$
(9)

При рассмотрении взаимодействия световых импульсов с оптически-

ми системами определяются эффективные (усредненные) групповые скорости прошедшего и отраженного световых импульсов, нормированные по *с* [22-25], которые выражаются через комплексные коэффициенты прохождения *t*^{*p*,*s*} и отражения *r*^{*p*,*s*}:

$$v_{gp,s}^{l,r} = \frac{d}{c \cdot \tau_{p,sg}^{l,r}},$$
(10)

где

$$\tau_{gp,s}^{t} = -\frac{\lambda^{2}}{2\pi c} \frac{\partial \arg t^{p,s}}{\partial \lambda}, \quad \tau_{gp,s}^{r} = -\frac{\lambda^{2}}{2\pi c} \frac{\partial \arg r^{p,s}}{\partial \lambda}.$$
 (11)

Определяемые таким образом нормированные групповые скорости учитывают влияние границ и зависят от параметров сред, от их показателей преломлений, толщины слоя и т.д.

Энергетические коэффициенты отражения $R^{p,s}$ и пропускания $T^{p,s}$ определяются выражениями $R^{p,s} = |r^{p,s}|^2$, $T^{p,s} = |t^{p,s}|^2$. Определим также величину $Q^{p,s} = 1 - |R^{p,s} + T^{p,s}|^2$ характеризующую долю световой энергии, по-глошенной в слое.

3. Численные расчеты. Обсуждение

Рассмотрим особенности поглощения излучения в изотропном слое, обусловленные интерференционными явлениями в изотропном слое конечной толщины. Как известно, при прохождении света через слой конечной толщины зависимость оптических характеристик (коэффициентов отражения и пропускания, поглощения излучения в слое и т.д.) от длины волны (или от толщины слоя) имеет осцилляционный характер. Эти осцилляции есть следствие многократных отражений от диэлектрических границ и в эксперименте с толстыми (по сравнению с длиною волны) образцами обычно не проявляются из-за усреднения по разбросу толщины слоя и конечной частотной ширины линии источника света. Так, на рис.1 представлены зависимости коэффициента пропускания T (кр.1) и поглощения излучения в слое Q(кр.2) от длины волны для s-волны (штриховые кривые). Сплошные кривые относятся к соответствующим, усредненным по длине волны (за интервал Δλ=0.00002 мкм) зависимостям. Ситуация существенно меняется в случае тонких (*d* порядка λ) слоев. В таких ситуациях эти осцилляции уже могут проявляться также в эксперименте и на одних длинах волн поглощение может быть аномально сильным, а на других – аномально слабым. Перейдем к исследованию именно этих особенностей поглощения.

Вначале будем предполагать, что частота света находится вдали от полосы поглощения, так что n>1 и, кроме того, реальные и мнимые части коэффициента преломления будем считать постоянными и не зависящими от частоты.





На рис.2 представлены кривые зависимостей величин R (кр.1), T (кр.2), Q (кр.3) и v'_g (кр.4) от длины волны для *s*- (сплошные кривые) и *p*- (штриховые кривые) волн для тонкого слоя. Как видно из рисунка, величина Q осциллирует, на одних длинах волн имеет место аномально сильное поглощение, на других – аномально слабое поглощение. На длине λ =1.416 мкм получается первый максимум величины Q (при дальнейшем увеличении длины волны Q монотонно уменьшается). На длине λ =0.946 мкм наблюдается первый минимум величины Q и т.д., и с уменьшением длины волны период осцилляции Q также уменьшается. Отметим также, что минимумы (максимумы) поглощения получаются на максимумах (минимумах) коэффициента отражения R и на максимумах (минимумах) групповой скорости.



Рис.2. Зависимости коэффициентов отражения R (кр.1), прохождения T (кр.2), поглощения света в слое Q (кр.3) и групповой скорости v_g^l (кр.4) от длины волны для *s*- (сплошные кривые) и *p*- (штриховые кривые) волн. Угол падения $\mathcal{B}=30^0$, толщина слоя d=0.5 мкм, $n_0=2.25$, $\varepsilon=2.25+i0.1$.

Нами рассмотрены два случая, а именно, $n > n_0$ ($n_0=1$, n=1.5) и $n < n_0$ (n=1.5, $n_0=2.25$,). Параметры выбраны таким образом, что при отсутствии поглощения в обоих этих случаях спектры R и T практически идентичны. При наличии поглощения появляются слабые отличия (максимумы и минимумы Q слегка сдвигаются друг относительно друга).



Рис.3. Зависимость амплитуды суммарной волны в слое и вне слоя B(z) от z для длин волн падающего света, соответствующих первому максимуму поглощения Q (a,e), первому минимуму Q (b,f), второму максимуму Q (c,g) и второму минимуму Q (d,h) в случаях, $n_0=1$ (a,b,c,d) и $n_0=2.25$ (e,f,g,h), при отсутствии поглощения (сплошные кривые) и при наличии поглощения (штриховые кривые). Толстые кривые соответствуют s-волне, тонкие – p-волне. Параметры те же, что и на рис.2. Рис.3i,j соответствуют случаю $\varepsilon = -0.5$ с $n_0=1(i)$ и $n_0=-0.5(j)$.

Если спектры отражения в обоих случаях идентичны, то формы модуляции и плотности суммарной электромагнитной волны в слое и вне слоя в этих двух случаях существенно отличаются друг от друга. На рис.3 представлена зависимость B(z) от z для длин волн падающего света, соответствующих первому максимуму (a,e), первому минимуму (b,f), второму максимуму (c,g) и второму минимуму (d,h) поглощения излучения Q и относящихся соответственно к первому случаю ($n < n_0$, a,b,c,d) и второму случаю ($n > n_0$, e,f,g,h). Сплошные кривые соответствуют случаю отсутствия поглощения, а штриховые кривые – его наличию. Толстые кривые соответствуют *s*-волне, тонкие – *p*-волне. Сначала рассмотрим случай n<no. Как видно из рисунков, амплитуда суммарной волны в слое осциллирует с изменением z, возникают биения, причем на минимумах отражения с границами слоя z=0 и z=d совпадают минимумы биений, а на максимумах отражения с границей z=0 совпадают максимумы биений, и с границей z=d – минимумы биений. На первом минимуме отражения (максимуме поглощения) возникает только один гребень со значительной высотой. При этом амплитуда суммарной волны в среде в центре слоя намного больше амплитуды падающей волны. Из-за многократных отражений на диэлектрических границах слоя происходит накопление энергии излучения в центре слоя. Поэтому наличие даже малого поглощения (малого Im є) приводит к аномально сильному затуханию. На втором минимуме отражения возникают уже два гребня биений, но сравнительно меньшей высоты. Поэтому на этой длине волны аномальное (сильное) поглощение выражено более слабо. На третьем минимуме отражения возникают три гребня меньшей высоты и т.д. На первом максимуме отражения с границей z=0 совпадает гребень первого биения, а с границей z=d – минимум второго биения. Наличие поглощения практически не влияет на высоту первого гребня и уменьшает высоту второго гребня. Поскольку, к тому же, высоты гребней на максимумах отражения значительно меньше, чем на соответствующих минимумах отражения, то поглощение излучения получается аномально слабым. С увеличением номера максимума увеличивается число гребней и поэтому аномальное (слабое) поглощение выражается все более слабо.

Таким образом, в этом случае аномалии поглощения излучения обусловлены тем, что в среде возникает стоячая волна с узлами на границах слоя (аномально сильное поглощение), с пучностью на первой границе и с узлом на второй границе (аномально слабое поглощение). Иной характер имеет модуляция поля суммарной волны в слое при $n > n_0$. Однако общим для этих двух случаев является то, что усредненная по объему плотность энергии суммарной электромагнитной волны $\overline{w} = \frac{n^2}{4\pi} \frac{1}{V} \int B(z)^2 dV$ на максимумах поглощения и Q (на минимумах коэффициента отражения) больше (в данном случае приблизительно в полтора раза), чем на минимумах поглощения, хотя, как видно из рисунка, характеры модуляции в обоих этих случаях существенно отличаются друг от друга.

Таким образом, аномалии поглощения излучения в изотропном слое объясняются тем, что на минимумах коэффициента отражения излучение проникает в изотропный слой максимально глубоко, вследствие чего плотность энергии электромагнитной волны в слое получается сравнительно большой и поэтому наличие даже слабого поглощения (малого *n*") приводит к большим потерям энергии электромагнитной волны. И, наоборот, на максимумах коэффициента отражения плотность электромагнитной волны в слое получается сравнительно малой и поэтому то же значение *n*" обуславливает сравнительно слабые потери в энергии электромагнитной волны.

Как видно из рис.2, минимумы (максимумы) поглощения получаются на максимумах (минимумах) групповой скорости. Так как в этом случае групповая скорость равна скорости распространения энергии световой волны, то это означает, что, как и в случае периодических сред, изменения скорости распространения энергии также дают вклад в возникновение аномалий поглощения излучения в среде (см. также [15]).

Из рис.3 видно также, что амплитуда *p*-волны на границах слоя претерпевает разрыв. Это естественно, так как в *p*-волне дает вклад также нормальная составляющая поля.

Сравнение представленных результатов показывает, что

1) усредненная по объему плотность энергии суммарной электромагнитной волны $\overline{w} = \frac{n^2}{4\pi} \frac{1}{V} \int B(z)^2 dV$ в случае $n > n_0$ в слое больше, чем вне слоя, а в случае $n < n_0$, наоборот, больше вне слоя.

2) усредненная по объему амплитуда суммарной электромагнитной волны $\overline{B} = \frac{1}{V} \int B(z) dV$ имеет обратный характер: в случае $n > n_0$ она больше вне слоя, а в случае $n < n_0 - в$ слое.

Теперь рассмотрим случай n<1. Характер модуляции света в случае $0 < \varepsilon < 1$ (вне слоя и внутри слоя) аналогичен случаю $\varepsilon > 1$. Характер модуляции света существенно меняется в случае $\varepsilon < 0$. На рис.3i, представлена зависимость B(z) от z при $\varepsilon = -0.5$. Как видно из рисунка, характер модуляции света в слое в этом случае аналогичен случаю модуляции света в слоях периодических сред для частот света, попадающих в область дифракционного отражения.

На рис.4 (a,b,c,d) представлена зависимость B(z) от z для s- (сплошные кривые) и p- (штриховые кривые) волн при различных углах падения света на слой. При больших углах падения ($\vartheta > \arcsin(n/n_0)$) происходит полное внутренее отражение и характер зависимости B(z) от z становится такой же, как при $\varepsilon < 0$.

Наблюдение эффекта аномально сильного (слабого) поглощения в изотропном слое, по-видимому, проще всего выполнить с такими изотропными слоями, толщины которых меньше длины волны падающего света: $d < \lambda$. В толстых слоях период осцилляции коэффициента отражения по час-

тоте (или по длине волны) существенно уменьшается и наблюдение этих эффектов может стать невозможным из-за вариации толщины слоя и из-за конечной частотной ширины линии источника света, используемого в измерениях.



Рис.4. Зависимость B(z) от z для s- (сплошные кривые) и p- (штриховые кривые) волн при различных углах падения света на слой. $\mathcal{G}=0^{0}$ (a), $\mathcal{G}=20^{0}$ (b), $\mathcal{G}=40^{0}$ (c), $\mathcal{G}=60^{0}$ (d), $n_{0}=1$, $\lambda=0.4$ мкм. $\varepsilon=2.25$.

В заключение отметим еще раз, что проанализированный на примере изотропного поглощающего слоя эффект аномального увеличения (уменьшения) поглощения носит весьма общий характер и может также проявляться при взаимодействии излучения с различными периодическими средами в случае наличия в среде непрерывно распределенного в пространстве поглощения, имеющего, в частности, изотропную составляющую (см. также [15]). Отметим, что существование аналогии между аномалиями поглощения в изотропном слое и в слое периодической среды позволяет утверждать, что многократные отражения от диэлектрических границ есть не что иное, как проявление дифракции света в ограниченном пространстве.

Отметим также, что рассмотренные в настоящей статье эффекты аномалии поглощения могут оказаться полезными для создания условий максимального поглощения излучения (например, при создании инверсионной заселенности возбужденных атомов и молекулярных уровней путем оптической накачки или при исследовании люминесценции).

34

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A.Yariv and P.Yeh. Optical Waves in Crystals. John Wiley & Sons, N.Y., 1984.
- 2. P.Yeh. Optical Waves in Layered Media. New York, John Wiley & Sons, 1988.
- 3. F.Ramos-Mendieta and P.Halevi. JOSA, B, 14, 370 (1997).
- 4. F.Villa, L.E.Regalado, et al. Opt. Lett., 27, 646 (2002).
- 5. M.Born and E.Wolf. Principles of Optics. Oxford, Pergamon Press, 1964.
- 6. R.M.A.Azzam, N.M.Bashara. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland, 1977.
- A.K.Zvezdin and V.A.Kotov. Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials. Bristol and Philadelphia, Institute of Phys. Publ., 1997.
- 8. А.А.Колоколов, Г.В. Скроцкий. УФН, 162, 165 (1982).
- 9. В.В.Сидоренков, В.В.Толмачев. Письма в ЖЭТФ, 15, 34 (1989).
- 10. Д.И.Семенцов, В.В.Ефимов, С.А.Афанасьев. Письма в ЖТФ, 19, 6 (1993).
- 11. В.В.Толмачев, В.В.Савичев, В.В.Сидоренков. Вестник МГТУ, сер. Приборостроение, 19, 125 (1990).
- 12. С.А.Афанасьев, В.В.Ефимов, Д.И.Семенцов. Письма в ЖТФ, 19, 84 (1993).
- 13. В.В.Ефимов, Д.И.Семенцов. Опт. и спектр., 77, 72 (1994).
- 14. В.А.Беляков, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян, Н.В.Шипов. Кристаллография. 33, 574 (1988).
- 15. A.H.Gevorgyan. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 378, 187 (2002).
- 16. J.Borrman. Z. Phys., 42, 157 (1941).
- 17. А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган. ЖЭТФ, 48, 327 (1965).
- R.Nityananda, U.D.Kini, S.Chandrasekhar, et al. In: Proc. of Intern. Liquid Cryst. Conf. Pramana Suppl., Bangalore, 1, 325 (1975).
- 19. В.А.Беляков, В.Е.Дмитриенко. ФТТ, 18, 2880 (1976).
- 20. K.A.Suresh. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 35, 267 (1976).
- 21. А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 366 (2003).
- 22. S.Longhi, M.Marano, P.Laporta, M.Belmonte. Phys. Rev. E, 64, 055602(R)1 (2001).
- 23. S.Longhi, M.Marano, et al. Phys. Rev. E, 65, 045602(R)1 (2002).
- 24. S.Longhi, P.Laporta, M.Belmonte, E.Recami. Phys. Rev. E, 65, 46610 (2002).
- 25. V.E.Kochergin, E.V.Kochergin. Opt. Comm., 211, 121 (2002).

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՆՈՄԱԼԻԱՆԵՐԸ ԵՎ ԳԵՐԼՈՒՍԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԻՉՈՏՐՈՊ ՇԵՐՏՈՒՄ: II. ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՆՈՄԱԼԻԱՆԵՐԸ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Քննարկված են ճառագայթման կլանման անոմալիաները բարակ իզոտրոպ շերտում։ Հայտնաբերվել են անոմալ ուժեղ և անոմալ թույլ կլանման երևույթները։ Յույց է տրված, որ այդ երևույթները պայմանավորված են միջավայրի շերտում լուսային էներգիայի խտության մեծացմամբ (փոքրացմամբ), ինչպես նաև խմբային արագության փոփոխություններով։ Քննարկված են հայտնաբերված երևույթների փորձնական դիտման հնարավորությունները։

SUPERLUMINAL PROPAGATION AND ANOMALIES OF ABSORPTION OF LIGHT IN AN ISOTROPIC LAYER. II. ANOMALIES OF ABSORPTION

A.H. GEVORGYAN

Features of absorption of light passing through a thin isotropic layer are considered. The effects of anomalously strong and anomalously weak absorption of light are revealed. It is shown that these effects are due to the increase (decrease) in the light energy density in the layer and to the changes in the light group velocity. The possibilities of experimental observation of revealed effects are discussed.