

УДК 535.12

ТЕМА «ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ» В КУРСЕ ДИСЦИПЛИНЫ «ФИЗИКА»

Лидер А.М., Склярова Е.А., Сёмкина Л.И.

ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет», Томск, Россия (634050, г. Томск, пр. Ленина, 30), e-mail: skea@tpu.ru

В статье рассматриваются вопросы разработки рабочей программы при изложении фундаментального курса физики с использованием междисциплинарных связей этого курса с общетехническими (инженерными) дисциплинами. Предлагается выделять некоторые фундаментальные темы, которые не будут иметь продолжения в дисциплинах профессионального цикла и специальных дисциплинах, но являются необходимым элементом базового фундаментального образования будущих инженеров и должны рассматриваться в курсе физики в завершённом виде. Выделены также темы (основы механики, термодинамики и т.п.), объём изложения которых можно сократить из-за их включения в курс теоретической механики, или, например, в последующие специальные курсы термодинамики, гидравлики и т.д. В связи с этим очень важным при разработке рабочей программы дисциплины «Физика» является оптимальная реализация междисциплинарных связей (начиная с введения согласованных обозначений физических величин, определения границ изложения пересекающихся тем и их взаимосвязи и взаимопроникновения). Отмечаются методические сложности и возможные варианты разработки программ изложения отдельных разделов физики (например, элементов физики твёрдого тела) и использования соответствующего математического аппарата.

Ключевые слова: рабочая программа, физика, структурирование курса, междисциплинарные связи

SUBJECT "ELEMENTS OF WAVE OPTICS" IN THE «PHYSICS» COURSE

Lider A.M., Sklyarova E.A., Semkina L.I.

National Research Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia (634050, Tomsk, Lenin Avenue, 30), e-mail: skea@tpu.ru

The paper considers the development of the work program for presentation of the fundamental physics course using interdisciplinary connections of the course with the general technical (engineering) disciplines. It is proposed to separate some fundamental subjects that will not have continuation in professional disciplines and special disciplines, but will be a necessary element of the basic fundamental education of future engineers and should be considered in the physics course in the completed form. There are also some subjects (basic mechanics, thermodynamics, etc.), the content of which can be reduced because of their introduction in the course of theoretical mechanics, or, for example, in the special courses of thermodynamics, hydraulics, etc. In this connection, the optimum realization of interdisciplinary connections (beginning with the introduction of consistent symbols for physical quantities, determining the boundaries of the intersecting subjects and their relationships and mutual penetration) is very important for the development of the work program for presentation of the "Physics" course. The paper considers some methodological difficulties and proposes the possible variants for the development of programs for presentation of individual branches of physics (for example, elements of solid state physics) and using the appropriate mathematical apparatus.

Keywords: work program, physics, structurization of the course, interdisciplinary connections

В работе обосновывается и рассматривается вопрос об изменении последовательности в структуре изложения заявленной темы.

В традиционном курсе физики [5], а также в курсе физики с нетрадиционной схемой построения [6] обычно явления, связанные с волновыми процессами (интерференция, дифракция, поляризация), рассматриваются для конкретных примеров. При этом глубокая логика рассматриваемых явлений не всегда выявляется. Например, в [6] раздел III «Волновые свойства фотонов» начинается с рассмотрения опыта Юнга, интерференции в тонких пленах, колец Ньютона.

Вероятно, методически более приемлемо вначале рассматривать общий подход к анализу подобных явлений, а затем перейти к отдельным примерам.

Интерференция световых волн – это явление перераспределения светового потока в пространстве при наложении когерентных колебаний одинакового направления, в результате чего в одних точках наблюдаются максимумы, а в других — минимумы интенсивности света.

Механические волны и электромагнитные волны описываются одинаковыми волновыми уравнениями, поэтому при описании явления интерференции волн любого вида можно использовать общий математический аппарат.

Основной задачей изучения волн является выяснение закона изменения во времени и пространстве физических величин, однозначно характеризующих тот или иной тип волнового движения. Зависимость такой физической величины (введем в общем случае обозначение ξ) от пространственных координат и времени ($f(\vec{r}, t)$) называется уравнением волны. Простейшим типом волн являются синусоидальные (гармонические) волны, при которых для всех точек среды, охваченной волновым процессом (движением), значения колеблющейся физической величины изменяются по гармоническому закону с одинаковой частотой ω .

В общем случае, например, для плоских волн (волновые поверхности имеют вид плоскостей, параллельных некоторой плоскости CD и перпендикулярных направлению распространения волны), распространяющихся вправо и влево от плоскости CD (от источника волн) вдоль оси X , уравнения волн имеют вид:

$$\begin{aligned} \xi &= A \sin[\omega t - k(x - x_0) + \alpha], \\ \xi &= A \sin[\omega t + k(x - x_0) + \alpha], \end{aligned} \quad (1)$$

где x_0 – координата плоскости источника волн.

Используя формулу Эйлера

$$e^{i\beta} = \cos \beta + i \sin \beta, \quad (2)$$

где $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица, уравнение плоской волны можно записать в следующем виде [7]:

$$\hat{\xi} = \hat{A} e^{i[(\vec{k} \cdot \vec{r}) - \omega t]} \quad (3)$$

Здесь: \vec{k} — волновой вектор, \vec{r} – радиус-вектор, определяющий положение рассматриваемой точки; \hat{A} – комплексная амплитуда волны.

$$\hat{A} = A \cdot e^{-i\delta}, \quad (4)$$

где: A — вещественная амплитуда волны; $\delta = \alpha - \frac{\pi}{2}$, α — начальная фаза колебаний в начале координат (т.е. в точке $r = 0$). В выражении (3) физический смысл имеет только вещественная часть, которую обозначают символом Re .

$$Re(\hat{\xi}) = \xi$$

Используя выражение, подобное (3), например, для плоской волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси OX , можно выполнить следующие математические операции.

$$\hat{\xi} = \hat{A}e^{i[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t]} = \hat{A}e^{i(kx - \omega t)} = Ae^{-i\delta} \cdot e^{i(kx - \omega t)} = Ae^{i(kx - \omega t - \delta)} \quad (5)$$

(При выводе выражения (5) принято во внимание, что $(\vec{k} \cdot \vec{r}) = kx$).

Отсюда

$$\hat{\xi} = A [\cos(kx - \omega t - \delta) + i \sin(kx - \omega t - \delta)]$$

и, следовательно, вещественная (действительная) часть

$$\begin{aligned} \xi = Re(\hat{\xi}) &= A \cos(kx - \omega t - \delta) = \\ &= A \sin\left(\omega t - kx + \frac{\pi}{2} + \delta\right) = \\ &= A \sin(\omega t - kx + \alpha) \end{aligned} \quad (6)$$

Расчет картины интерференции волн в линейных средах основан на принципе суперпозиции, согласно которому результирующее волновое поле, создаваемое несколькими источниками, равно сумме полей, создаваемых каждым из источников. Согласно принципу суперпозиции комплексная амплитуда результирующего поля равна сумме комплексных амплитуд всех интерферирующих волн.

$$\hat{A} = \sum_{j=1}^n \hat{A}_j \quad (7)$$

Рассмотрим явления, наблюдаемые при сложении волн от нескольких источников, колеблющихся с определенной фазой относительно друг друга.

Рассмотрим общий случай сложения распространяющихся в одном направлении монохроматических плоских световых волн с изменяющимися амплитудами и фазами. Запишем выражения для системы плоских монохроматических волн с одинаковыми частотами $\omega = 2\pi f$. Предположим, что амплитуда волн убывает от волны к волне с постоянным коэффициентом K ($K < 1$), тогда можно записать:

$$E_1 = A \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)} \quad (8)$$

.....

$$E_j = A \cdot K^{(j-1)} \cdot e^{i[\omega(t-\frac{x}{c}) - (j-1)\delta]}$$

.....

$$E_n = A \cdot K^{(n-1)} \cdot e^{i[\omega(t-\frac{x}{c}) - (n-1)\delta]}$$

Здесь: E_j – напряженность электрического поля световой волны в точке с координатой x в некоторый момент времени t ; δ – разность фаз между волнами j и $(j - 1)$ порядка; n – общее число интерферирующих волн; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме (воздухе). (В общем случае E зависит от координат и от времени.)

Используя (8), согласно принципу суперпозиции запишем:

$$E = A \cdot e^{i\omega(t-\frac{x}{c})} \{1 + K \cdot e^{-i\delta} + \dots + K^{(n-1)} e^{-i(n-1)\delta}\} \quad (9)$$

Применяя преобразования записанной суммы, можно получить:

$$E = A \cdot e^{i\omega(t-\frac{x}{c})} \cdot \frac{(1 - K^{(n-1)} e^{-i(n-1)\delta})}{1 - K e^{-i\delta}} \quad (10)$$

(Соотношение (10) получено с использованием метода определения суммы n членов геометрической прогрессии в выражении (9), где знаменатель прогрессии $q = K \cdot e^{-i\delta}$.)

Интенсивность I результирующей волны пропорциональна квадрату амплитуды E_0 результирующих колебаний: $E_0^2 = E_0 \cdot E_0^*$, (здесь E_0^* — величина, комплексно сопряженная с E_0).

Используя (10), запишем (принимая $n \rightarrow \infty$, как это часто реализуется на практике):

$$E_0^2 = \frac{A^2}{1 - 2K \cos \delta + K^2} \text{ или} \quad (11)$$

$$E_0^2 = \frac{A^2}{(1-K)^2 + 4K \sin^2 \frac{\delta}{2}}$$

Исследуя функцию (11) на экстремум, получим, что максимум E_0^2 и, соответственно, максимум интенсивности результирующей волны имеет место при значении $\delta = 2m\pi$, а минимум — при значении $\delta = (2m+1)\pi$ (где $m = 0; 1; 2; \dots$).

Рассмотрим теперь сложение распространяющихся в одном направлении волн с одинаковыми амплитудами и частотами. В этом случае согласно принципу суперпозиции напряженность E результирующего поля световой волны определяется выражением:

$$E = A \cdot e^{i\omega(t-\frac{x}{c})} \cdot [1 + e^{-i\delta} + \dots + e^{-i(n-1)\delta}] \quad (12)$$

Используя преобразования записанной суммы, получим:

$$E = \frac{A(1 - e^{-i(n-1)\delta})}{1 - e^{-i\delta}} e^{i\omega(t-\frac{x}{c})}$$

Интенсивность I результирующей волны пропорциональна квадрату амплитуды E_0 результирующих колебаний:

$$E_0^2 = A^2 \frac{(2 - 2 \cos(n-1)\delta)}{2 - 2 \cos \delta} = A^2 \frac{\sin^2 \frac{(n-1)\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (13)$$

Следовательно, интенсивность в точках, соответствующих интерференционному максимуму, зависит от разности фаз δ . Условия для максимума и минимума интенсивности результирующей световой волны найдем, исследуя выражение (13) на экстремум.

$$\frac{d}{d\delta} \left(\frac{\sin^2 \frac{(n-1)\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} \right) = 0 \quad (14)$$

Проведем некоторые математические преобразования.

$$\begin{aligned} & \frac{2 \sin \frac{(n-1)\delta}{2} \cdot \cos \frac{(n-1)\delta}{2} \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \left(\frac{n-1}{2}\right) -}{\sin^4 \frac{\delta}{2}} \\ & \frac{-2 \sin \frac{\delta}{2} \cdot \cos \frac{\delta}{2} \cdot \sin^2 \frac{(n-1)\delta}{2} \cdot \left(\frac{1}{2}\right)}{1} = \\ & = \frac{\sin^2 \frac{(n-1)\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} \left[(n-1) \operatorname{ctg} \frac{(n-1)\delta}{2} - \operatorname{ctg} \frac{\delta}{2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

Из (15) условие для интерференционных максимумов определим исходя из равенства:

$$(n-1) \operatorname{ctg} \frac{(n-1)\delta}{2} - \operatorname{ctg} \frac{\delta}{2} = 0 \quad (16)$$

Используя (16), выражение (13) можно представить в виде:

$$(E_0^2)_{\max} = A^2 \frac{(n-1)}{1 + (n-2) \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (17)$$

Главные максимумы возникают при значении $\sin \frac{\delta}{2} = 0$, т.е. при

$$\delta = 2\pi m, \quad (18)$$

где порядок интерференционного максимума $m = 0, 1, 2, \dots$

Из выражения (15) условие минимума интенсивности в результате интерференции световых волн определим из равенства:

$$\frac{\sin^2 \frac{(n-1)\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} = 0 \quad (19)$$

или

$$\frac{\sin \frac{(n-1)\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} = 0$$

Условие интерференционных минимумов

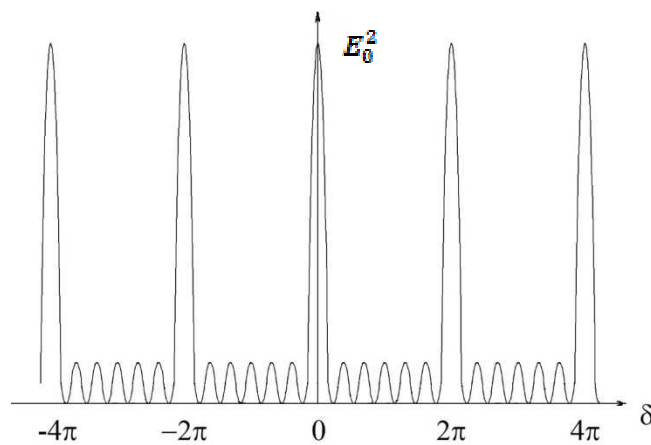
$$\delta = \frac{2\pi}{n}m \quad (20)$$

Здесь порядок интерференционного минимума $m = 1, 2, 3, \dots$, но $m \neq 0, n, 2n$ и т.д.

(При указанных значениях m получаем максимум функции (13), раскрыв неопределенность).
Анализируя условия (18) и (20), можно заключить, что между соседними главными максимумами (j -го и $(j+1)$ -ого порядков) располагается $(n - 1)$ минимум. И так как функция (13) непрерывна, то, кроме главных, будет еще $(n - 2)$ побочных максимума. Положение побочных максимумов, интенсивность которых много меньше интенсивности главных максимумов, определяется следующим условием:

Разность фаз $\delta = \frac{\pi}{n}(2m' + 1)$, где m' – номер побочного максимума, отсчитанный от соответствующего главного максимума.

На рисунке представлен график функции (13) в случае интерференции волн с одинаковым частотами (график выполнен для значения $n = 7$).



Результаты анализа сложения волн с одинаковыми амплитудами и частотами позволяют сделать следующие выводы:

- 1) положение главных максимумов не зависит от числа интерферирующих волн;
- 2) ширина главных максимумов $\Delta\delta = \frac{2\pi}{n}$ убывает с увеличением числа n интерферирующих волн, при этом возрастают четкость и яркость интерференционной картины.

Рассматривая общий случай сложения волн с закономерно изменяющимися амплитудами и фазами, мы получили выражение (11), в которое входит коэффициент K , характеризующий изменение амплитуд.

Если амплитуды интерферирующих волн убывают медленно ($K \approx 1$), то согласно (11) в точках максимума интенсивность пропорциональна $\frac{A^2}{(1-K)^2}$.

При $K \rightarrow 1$ интенсивность возрастает, а картина интерференции волн будет иметь вид ярких узких полос на темном фоне.

Если $K \ll 1$, то амплитуда интерферирующих волн убывает быстро, и мы можем рассматривать практически интерференцию двух волн [4].

$$E_0^2 \cong A^2(1 + 2K \cos \delta)$$

Мы рассматриваем интерференционные явления, создаваемые источниками, которые возбуждают волны, находящиеся в фазе друг относительно друга, или волны с некоторым определенным соотношением фаз. Это когерентные источники.

Методы получения когерентных источников света известны [1, 3]. Например, когерентные источники света можно получить, если осветить одним точечным источником света два или более отверстия или несколько щелей. Кроме того, например, в интерферометре Майкельсона когерентные источники света создаются с помощью полупрозрачных зеркал. Если плечи интерферометра одинаковы, то в фокальной плоскости зрительной трубы будет наблюдаться четкая интерференционная картина. Но в случае, когда плечи интерферометра имеют разную длину, интерференционная картина может вообще исчезнуть, если разность хода лучей (примерно одинаковой интенсивности, которые распространяются после разделения пластинкой в разных «плечах» интерферометра, а затем снова встречаются) превысит некоторую величину Δl_0 , соответствующую разности времен $\Delta \tau_0 = \frac{\Delta l_0}{c}$.

Величину Δl_0 называют длиной когерентности, а $\Delta \tau_0$ – временем когерентности.

С помощью спектрометра высокой разрешающей способности можно проанализировать свет от источника в интерферометре и обнаружить четкую линию с шириной Δf , которая связана с временем когерентности согласно [4], соотношением:

$$2\pi \Delta f \Delta \tau_0 \approx 1 \quad (21)$$

Для источника монохроматического света (лазер, свечение атомов) полагают, что средняя частота излучения f_0 меняется в интервале от значения $(f_0 - \Delta f)$ до значения $(f_0 + \Delta f)$.

Тогда в соответствии с (21) две синусоидальные волны, разнесенные по частоте на величину Δf , будут оставаться в фазе в течение времени $\Delta t \approx \frac{1}{2\pi \Delta f}$.

Наиболее узким линиям атомных спектров соответствует время когерентности $\Delta t \sim 10^{-9}$

с.

Пространственная когерентность связана с конечными размерами реальных источников света. Например, из опытов по наблюдению интерференции света с использованием зеркал Френеля можно сделать следующие выводы.

Источник света S (в виде узкой щели) дает монохроматическое излучение. При отражении от двух зеркал падающая волна разбивается на две когерентные волны, которые интерферируют (получаем интерференционную картину в виде чередующихся светлых и темных полос).

Исчезновение интерференционной картины с увеличением ширины щели (полосы вначале уширяются, а потом вообще исчезают) связано с нарушением условия пространственной когерентности. Мнимые источники (мнимые изображения щели S в зеркалах 1 и 2) содержат множество светящихся точек, попарно когерентных, дающих на экране систему интерференционных полос, сдвинутых относительно друг друга.

Интерференционные полосы на экране исчезнут, когда максимумы одной интерференционной картины точно совпадут с минимумами другой. Тогда условие сохранения пространственной когерентности можно записать в виде $\Delta L \leq \frac{1}{2} \Delta x$. Здесь ΔL – сдвиг интерференционных полос, образованных источниками S_1 и S_2 , относительно системы полос от соответствующих источников S'_1, S'_2 ; Δx – расстояние между соседними полосами, полученными от определенной пары когерентных источников.

Например, используя известные методы расчета интерференционных картин (в расположении Юнга, в опытах с зеркалами Френеля и бипризмой Френеля) [1, 2, 7], запишем известное соотношение $\Delta x = \frac{L}{d} \lambda$, где L – расстояние от источников (мнимых) до экрана наблюдения; d – расстояние между источниками; λ – длина волны монохроматического излучения.

Введя угол α – угол, под которым видны когерентные источники света из точки, где наблюдается интерференция, примем ввиду малости этого угла, что $\alpha \approx \frac{d}{L}$. Если рассматривать распределение интенсивности света на экране, полученное от крайних точек щели, сдвиг кривых Δu равен ширине щели b . Тогда можно получить условие пространственной когерентности в виде $b \cdot \alpha \ll \lambda$.

При выборе требуемых условий для наблюдения интерференции света нужно учесть, что увеличение яркости интерференционных полос за счет увеличения размеров источника (ширина щели b) приводит к уменьшению размеров интерференционного поля.

Сравним интерференционную картину в случае двухлучевой интерференции и в случае многолучевой интерференции.

Оценим характер интерференционной картины в случае наложения большого числа когерентных волн. Для ее наблюдения применяются специальные интерференционные приборы – эталон Фабри—Перо, пластинка Льюммера—Герке, дифракционная решетка.

При падении, например, на эталон Фабри—Перо расходящегося пучка монохроматического света от источника на экране наблюдается система интерференционных полос (колец) равного наклона. Имеет место усиление всех интерферирующих волн, приходящих в точки экрана в одинаковой фазе. Результирующая амплитуда в интерференционных максимумах

$$A_{max} = \sum_{j=1}^N A_j,$$

где: A_j – амплитуда j -той волны, N – число интерферирующих волн.

Интерференционные максимумы оказываются значительно более узкими и яркими, чем в случае двухлучевой интерференции. Например, при интерференции волн с одинаковыми амплитудами A_0 запишем $A_{max}^2 = N^2 \cdot A_0^2$.

Энергия результирующих колебаний и освещенность экрана в области интерференционных максимумов пропорциональны квадрату числа интерферирующих волн; суммарная энергия этих волн пропорциональна $N \cdot A_0^2$, т.е. числу интерферирующих волн.

Общая энергия колебаний во всех точках экрана пропорциональна N , так как по закону сохранения и превращения энергии она должна равняться суммарной энергии всех N интерферирующих волн. Таким образом, возрастание яркости интерференционных максимумов с увеличением числа N интерферирующих волн должно сопровождаться их одновременным сужением и соответствующим расширением площади слабо освещенных участков картины.

Список литературы

1. Детлаф А.А. Курс физики: учебное пособие / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 9-е, стер. – М.: Академия, 2014. – 720 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. — М.: Наука, 2008. — Т.1-3.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Учебн. пособие для вузов. — М.: Физматлит., 2002. — 784 с.
4. Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю. Физика. Ч. 2. Электричество и магнетизм: учебное пособие для технических университетов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2003. – 738 с.

5. Тюрин Ю.И., Чернов И.П., Крючков Ю.Ю. Физика. Ч. 3. Оптика. Квантовая физика: учебное пособие для технических университетов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2005. – 740 с.
6. Физика. Сборник вопросов и задач для студентов элитного технического отделения: учебник для технических университетов. Ч. 1 // Д.И. Вайсбурд, Ю.А. Сивов, Л.Ю. Лельчук, М.И. Чебодаев; / Под ред. проф. Ю.И. Тюрина. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 240 с.
7. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Курс физики. Т. III. Изд. 2-е. Учебник. М., 536 с. с ил.

Рецензенты:

Румбешта Е.А., д.п.н., профессор, кафедра физики Томского государственного педагогического университета, г. Томск;

Улеников О.Н., д.ф.-м.н., профессор, кафедра теоретической физики Томского государственного университета, г. Томск.