Оглавление

[Таблица 2](#_Toc29529354)

[Билет 1 3](#_Toc29529355)

[Билет 2 6](#_Toc29529356)

[Билет 3 9](#_Toc29529357)

[Билет 4 11](#_Toc29529358)

[Билет 5 14](#_Toc29529359)

[Билет 6 16](#_Toc29529360)

[Билет 7 18](#_Toc29529361)

[Билет 8 21](#_Toc29529362)

[Билет 9 22](#_Toc29529363)

[Билет 10 24](#_Toc29529364)

# Таблица

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Задания | Отлично | Сомнения | Нет |
| Билеты | Готовый билет | Билет не очень | Плохой билет |
|  | 1 | 2 | 3 |
| 1 |  |  |  |
| 2 |  |  |  |
| 3 |  |  |  |
| 4 |  |  |  |
| 5 |  |  |  |
| 6 |  |  |  |
| 7 |  |  |  |
| 8 |  |  |  |
| 9 |  |  |  |
| 10 |  |  |  |

# Билет 1

1) Теорема Гаусса для электростатического поля в диэлектриках интегральной форме. Вектор электрического смещения:

Поскольку источниками поля являются все электрические заряды — сторонние и связанные, теорему Гаусса для поля можно записать так:

Где и – сторонние и связанные заряды, охватываемые поверхностью S. Появление связанных зарядов усложняет дело, и формула оказывается малополезной для нахождения поля в диэлектрике.

Это затруднение, однако, можно обойти, если выразить заряд через поток вектора по формуле . Тогда выражение можно преобразовать к такому виду:

Величину, стоящую под интегралом в скобках, обозначают буквой . Вектор называется вектором электрического смещения или вектором электрической индукции, где – вектор напряженности электрического поля, – вектор поляризованности диэлектрика.

Поток вектора сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме сторонних зарядов, охватываемых этой поверхностью:

Это и есть теорема Гаусса для поля вектора .

В дифференциальной форме:

Следовательно, из теоремы Гаусса для вектора электрической напряженности следует теорема Гаусса для вектора электрического смещения в дифференциальной форме: , т.е. дивергенция поля вектора равна объемной плотности стороннего заряда в той же точке.

– источник поля ; – сток поля

Связь между векторами напряженности, электрического смещения и поляризованности. Диэлектрическая восприимчивость и проницаемость диэлектриков:

В случае изотропных диэлектриков поляризованность , где – безразмерная величина, называемая диэлектрической восприимчивостью вещества, она характеризует свойства самого диэлектрика. Всегда

Подставив соотношение в , получим , где – диэлектрическая проницаемость вещества:

Диэлектрическая проницаемость является основной электрической характеристикой диэлектрика. Для всех веществ , для вакуума . Значения зависят от природы диэлектрика и колеблются от величин, весьма мало отличающихся от единицы (газы) до многих тысяч (у некоторых керамик). Большое значение имеет вода ().

2) Уравнения Максвелла в интегральной форме:

, ρ – объемная плотность сторонних зарядов, – плотность тока проводимости.

Из уравнений Максвелла для циркуляции векторов и следует, что электрическое и магнитное поля нельзя рассматривать как независимые: изменение во времени одного из этих полей приводит к появлению другого. Поэтому имеет смысл лишь совокупность этих полей, описывающая единое электромагнитное поле.

Если же поля стационарны ( и ), то уравнения Максвелла распадаются на две группы независимых уравнений:

В этом случае электрическое и магнитное поля независимы друг от друга.

В дифференциальной форме:

Эти уравнения говорят о том, что электрическое поле может возникнуть по двум причинам. Во-первых, его источником являются электрические заряды, как сторонние, так и связанные. Во-вторых, поле Е образуется всегда, когда меняется во времени магнитное поле.

Эти же уравнения говорят о том, что магнитное поле может возбуждаться либо движущимися электрическими зарядами (электрическими токами), либо переменными электрическими полями, либо тем и другим одновременно.

Значение уравнений Максвелла в дифференциальной форме не только в том, что они выражают основные законы электромагнитного поля, но и в том, что путем их решени могут быть найдены сами поля и .

Физический смысл:

Циркуляция вектора по любому замкнутому контуру равна со знаком минус производной по времени от магнитного потока через любую поверхность, ограниченную данным контуром. При этом под понимается не только вихревое электрическое поле, но и электростатическое (циркуляция последнего равна нулю).

Поток вектора сквозь произвольную замкнутую поверхность всегда равен нулю.

Циркуляция вектора по любому замкнутому контуру равна полному току (току проводимости и току смещения) через произвольную поверхность, ограниченную данным контуром.

Поток вектора сквозь любую замкнутую поверхность равен алгебраической сумме сторонних зарядов, охватываемых этой поверхностью.

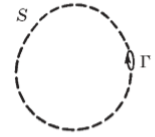
Свойства:

Уравнения Максвелла линейны.

Они содержат только первые производные полей и по времени и пространственным координатам и первые степени плотности электрических зарядов q и токов . Свойство линейности уравнений Максвелла непосредственно связано с принципом суперпозиции

Уравнения Максвелла содержат уравнение непрерывности, выражающее закон сохранения электрического заряда. Возьмем бесконечно малый контур Г, натянем на него произвольную конечную поверхность S (рисунок 1.1), а затем стянем этот контур в точку, оставляя поверхность S конечной. В пределе циркуляция обращается в нуль, поверхность S становится замкнутой и (3) перейдет в

И тогда: – это уравнение непрерывности, которое утверждает, что ток, вытекающий из объема V через замкнутую поверхность S, равен убыли заряда в единицу времени внутри этого объема V.



(Рисунок 1.1)

Уравнения Максвелла выполняются во всех инерциальных системах отсчета. Они являются релятивистски инвариантными. Это есть следствие принципа относительности, согласно которому все инерциальные системы отсчета физически эквивалентны друг другу.

О симметрии уравнений Максвелла. Уравнения Максвелла не симметричны относительно электрического и магнитного полей. Это обусловлено опять же тем, что в природе существуют электрические заряды, но нет зарядов магнитных. Вместе с тем в нейтральной однородной непроводящей среде, где и , уравнения Максвелла приобретают симметричный вид, т.е. так связано с , как с :

Симметрия уравнений относительно электрического и магнитного полей не распространяется лишь на знак перед производными и .

О электромагнитных волнах. Из уравнений Максвелла следует важный вывод о существовании принципиально нового физического явления: электромагнитное поле способно существовать самостоятельно — без электрических зарядов и токов. При этом изменение его состояния обязательно имеет волновой характер. Поля такого рода называют электромагнитными волнами. В вакууме они всегда распространяются со скоростью, равной скорости света .

Материальные уравнения

Материальные уравнения – равнения описывающие характеристики среды:

,

Где – известные нам постоянные, характеризующие электрические и магнитные свойства среды (диэлектрическая и магнитная проницаемости и электропроводимость), – напряженность поля сторонних сил, обусловленная химическими или тепловыми процессами.

3) Решение:

Пусть – вдоль оси z. Тогда

Используя граничное условие на границе (t=x или y), мы видим, что

# Билет 2

1) Магнитное поле в вакууме:

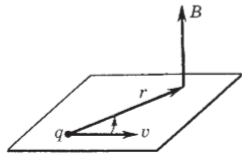
Магнитное поле – силовое поле, действующее на движущиеся электрические заряды. На покоящийся электрический заряд поле не действует. Оно характеризуется вектором магнитной индукции и вектором напряженности .

Вектор индукции магнитного поля:

Вектор характеризует силовое действие магнитного поля на движущийся заряд и, следовательно, является в этом отношении аналогом вектора , характеризующего силовое действие электрического поля.

В результате обобщения экспериментальных данных был получен элементарный закон, определяющий поле точечного заряда q, движущегося с постоянной нерелятивистской скоростью . Этот закон записывается в виде ,

– магнитная постоянная – радиус вектор, проведенный от заряда q к точке наблюдения. Конец радиуса-вектора неподвижен в данной системе отсчета, а его начало движется со скоростью (рисунок 2.1), поэтому вектор в данной системе отсчета зависит не только от положения точки наблюдения, но и от времени.



(Рисунок 2.1)

В соответствии с формулой вектор направлен перпендикулярно плоскости, в которой расположены векторы и , причем вращение вокруг вектора в направлении вектора образует с направлением правовинтовую систему (рисунок 2.1). Отметим, что вектор является аксиальным (псевдовектором). Величину называют вектором магнитной индукцией. Единицей магнитной индукции служит тесла (Тл).

Закон Био-Савара-Лапласа:

Рассмотрим вопрос о нахождении магнитного поля, создаваемого постоянными электрическими токами. Этот вопрос буде решать, исходя из закон , определяющего индукцию поля равномерно движущегося точечного заряда. Подставив , где – элементарны объем, – объемная плотность заряда, являющегося носителем тока, и учтем, что согласно. Тогда:

Если же ток I течет по тонкому проводу с площадь поперечного сечения , то , где — элемент длины провода. Введя вектор в направлении тока , перепишем предыдущее равенств так: . Вектор и называют соответственно объемным и линейным элементами тока.

Произведя в формул (1) замену объемного элемента тока на линейный, получим

Формул (1) и (2) выражают закон Био-Савара.

2) Поляризация света:

Поляризация - воздействие на световую волну, вследствие которого колебания светового вектора каким-то образом упорядочены

Линейная поляризация:

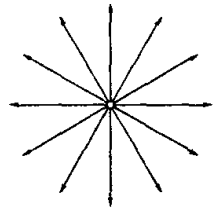
Если колебания вектора происходят только в одной плоскости, проходящей через луч, то это линейно-поляризованная волна.

Эллиптическая поляризация:

Данный вид поляризации заключается в том, что вектор вращается вокруг направления распространения волны, одновременно изменяясь периодически по модулю. При этом коне ц вектора описывает эллипс (в каждой точке среды).

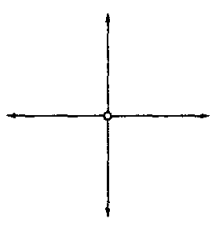
Естественный свет:

Несмотря на то, что световые волны и от обычных источников поперечны, они, как правило не обнаруживают асимметрии по отношению к направлению распространения. Такой свет называют естественным. В естественном свете колебания вектора в любой фиксированной точке среды совершаются в разных направлениях, быстро и беспорядочно сменяя друг друга. Условно это изображают (рисунок 2.2)



(Рисунок 2.2)

Естественный свет можно представить как наложение (сумму) двух некогерентных плоскополяризованных волн с взаимно ортогональным плоскостями поляризации (рисунок 2.3).



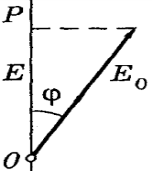
(Рисунок 2.3)

Поляризованный свет:

Поляризованный свет – свет, в котором направления колебаний светового вектора упорядочены каким-либо образом

Закон Малюса:

Поляризатор можно использовать в качестве анализатора – для определения характера и степени поляризации интересующего света.



(Рисунок 2.4)

Пусть на анализатор падает линейно-поляризованный свет, вектор которого составляет угол с плоскостью пропускания (рисунок 2.4, где направление светового пучка перпендикулярен к плоскости рисунка). Анализатор пропускает только ту составляющую вектора , которая параллельна плоскости пропускания , т.е. . Интенсивность пропорциональна квадрату модуля светового вектора , поэтому интенсивность прошедшего света

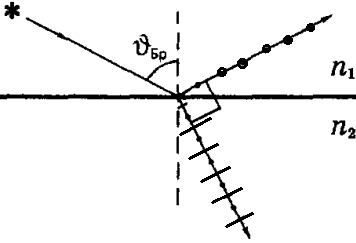
, где – интенсивность падающего плоскополяризованного света. Это соотношение и выражает собой закон Малюса

Закон Брюстера:

Если угол падения естественного света на границу раздела двух прозрачных диэлектриков отличен от нуля, то отраженный и преломленный пучки оказываются частично-поляризованными. В отраженном свете преобладают колебания вектора , перпендикулярные к плоскости падения, а в преломленном свете – параллельные плоскости падения. Степень поляризации обеих волн зависит от угла падения.

При некотором значении угла падения отраженный свет становится полностью поляризованным, и его плоскость поляризации (плоскость колебаний вектора Е) оказывается перпендикулярной к плоскости падения. Этот угол удовлетворяет следующему условию:

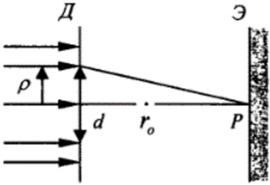
Данное соотношение называют законом Брюстера, а угол – углом Брюстера или углом полной поляризации. Здесь – отношение показателей преломления второй среды и первой. Точками и черточками на отраженном и преломленном лучах этого рисунка 2.5 показаны направления колебаний вектора .



(Рисунок 2.5)

3) Решение:

Радиус отверстия соответствует радиусу k-й зоны Френеля при условии, что отверстие пропускает k зон, т.е. .



(Рисунок 2.6)

Используя формулу

Тогда ,

Поскольку число открытых зон четно, то центр дифракционной картины будет темным

Ответ: Число зон Френеля укладывающихся в отверстии k=8, пятно темное.

# Билет 3

1) Электрический ток представляет собой перенос заряда через ту или иную поверхность S (например, через сечение проводника).

Носители тока в средах:

Носителями тока в проводящей среде могут быть электроны (в металлах), либо ионы (в электролитах), либо другие частицы (капельки, пылинки и т.д.). При отсутствии электрического поля носители тока совершают хаотическое движение и через любую воображаемую поверхность S проходит в обе стороны в среднем одинаковое число носителей того и другого знака, так что ток через поверхность S равен нулю. При включении же электрического поля на хаотическое движение носителей накладывается упорядоченное движение с некоторой средней скоростью u и через поверхность S появится ток. Таким образом, электрический ток — это упорядоченный перенос электрических зарядов.

Сила тока:

Количественной мерой электрического тока служит сила тока I, т.е. заряд, переносимый сквозь рассматриваемую поверхность S в единицу времени: ,

Единицей силы тока является ампер (А).

Зная вектор плотности тока в каждой точке интересующей нас поверхности S, можно найти и силу тока через эту поверхность как поток вектора :

Плотность тока:

Электрический ток может быть распределен по поверхности, через которую он протекает, неравномерно. Поэтому для более детальной характеристики тока вводят вектор плотности тока . Модуль этого вектора численно равен отношению силы тока через элементарную площадку, расположенную в данной точке перпендикулярно направлению движения носителей, к ее площади . За направление вектора принимают направление вектора скорости упорядоченного движения положительных носителей (или направление, противоположное направлению вектора скорости упорядоченного движения отрицательных носителей). Если носителями являются как положительные, так и отрицательные заряды, то плотность тока определяется формулой

, где и – объемные плотности положительного и отрицательного зарядов-носителей; и – скорости их упорядоченного движения.

В проводниках же, где носителями являются только электроны ( и ), плотность тока:

Уравнение непрерывности:

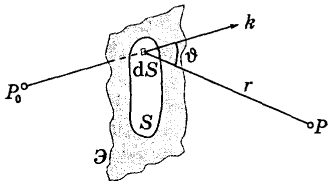
Представим себе в некоторой проводящей среде, где течет ток, замкнутую поверхность *S*. Для замкнутых поверхностей векторы нормалей, а следовательно, и векторы принято брать наружу, поэтому интеграл дает заряд, выходящий в единицу времени наружу из объема V, охватываемого поверхностью S. В силу закона сохранения заряда этот интеграл равен убыли заряда в единицу времени внутри объема V:

В случае постоянного тока и j не имеет источников:

2) Дифракция – явление отклонения от прямолинейного распространения света в среде с резкими неоднородностями (края экрана экранов, отверстия и др.), что связано с отклонениями от законов геометрической оптики. Это приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область тени.

Принцип Гюйгенса-Френеля. Математическая формулировка принципа:

Этот принцип является основным постулатом волновой теории, описывающим и объясняющим механизм распространения волн, в частности световых.



(Рисунок 3.1)

Рассмотрим преграду N с некоторым отверстием, через которое проходит свет от точечного монохроматического источника (рисунок 3.1). Задача состоит в определении напряжённости электрического поля в любой точке за преградой.

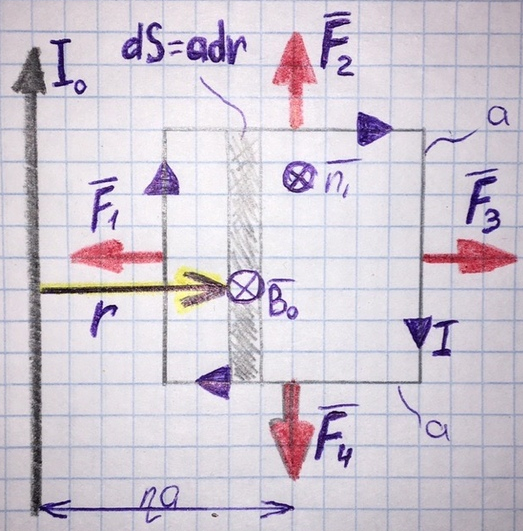
В методе Френеля предполагается, что напряженность в точках отверстия такова, как и при отсутствии преграды, и что в точках в точках непосредственно за преградой . Т.е. считается, что существенна только форма отверстия преграды, но не сама преграда.

Разобьем поверхность S на элементарные участки , по предположению Френеля каждый из участков становится источником вторичной волны. Амплитуда вторичной волны равна , где – величина определяемая амплитудой световой волны в месте нахождения элемента , – расстояние от элемента до точки .

От каждого элемента волновой поверхности распространяющаяся сферическая волна вызывает колебание в точке P , – волновое число (). Коэффициент К зависит от угла между нормально к элементу и r.

В точке P результирующее колебание может быть представлено как суперпозиция колебаний от всех элементов поверхности : – математическая формулировка принципа Гюйгенса-Френеля.

3) Решение:



(Рисунок 3.2)

a) , выберем произвольную точку

Найдём силы, действующие на стороны рамки, по правилу левой:

, т.к. поле в точке приложения больше

б) Нормаль к рамке меняется на обратную

Ответ:

# Билет 4

1) Теорема о циркуляции вектора индукции магнитного поля в интегральной форме:

Циркуляция вектора по произвольному контуру Г равна произведению на алгебраическую сумму токов, охватываемых контуром Г: , где , причем – величина алгебраическая.

Если ток I распределен по объему, где расположен контур Г:

Интеграл здесь берется по произвольной поверхности S, натянутой на контур Г. Плотность тока под интегралом соответствует точке, где расположена площадка , причем вектор образует с направлением обхода по контуру правовинтовую систему.

В общем случае уравнение (1):

В дифференциальной форме:

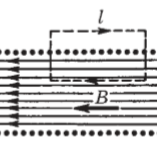
С этой целью рассмотрим отношение циркуляции вектора к площади , ограниченной контуром. Предел, получаемый при указанной операции, представляет собой скалярную величину, которая ведет себя как проекция некоторого вектора на направление нормали n к плоскости контура, по которому берется циркуляция. Этот вектор называют ротором поля и обозначают символом . Таким образом,

Обратимся теперь к теореме о циркуляции вектора . Согласно (2) уравнение (1) можно представить в виде или .

Отсюда – это дифференциальная форма теоремы о циркуляции вектора . Видно, что ротор поля совпадает по направлению с вектором — плотностью тока в данной точке, а модуль равен

Расчет магнитного поля соленоида:

Пусть ток I течет по проводнику, намотанному по винтовой линии на поверхность цилиндра. Такой обтекаемый током цилиндр называют соленоидом. Пусть на единицу длины соленоида приходится n витков проводника. Если шаг винтовой линии достаточно мал, то каждый виток соленоида можно приближенно заменить замкнутым витком. Будем также предполагать, что сечение проводника настолько мало, что ток в соленоиде можно считать текущим по его поверхности.



(Рисунок 4.1)

Опыт и расчет показывают, что чем длиннее соленоид, тем меньше индукция магнитного поля снаружи него. Для бесконечно длинного соленоида магнитное поле снаружи отсутствует вообще.

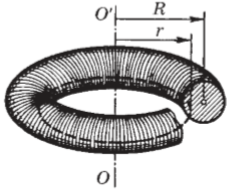
Из соображений симметрии ясно, что линии вектора внутри соленоида направлены вдоль его оси, причем вектор составляет с направлением тока в соленоиде правовинтовую систему.

Следует выбрать прямоугольный контур так, как показано на рисунке 4.1. Циркуляция вектора по данному контуру равна , и контур охватывает ток . Согласно теореме о циркуляции , откуда следует, что внутри длинного соленоида

, т.е. поле внутри длинного соленоида однородно (за исключением областей, прилегающих к торцам соленоида). Произведение называют числом ампервитков.

Расчет магнитного поля тороида:

Тороид представляет собой провод, навитый на каркас, имеющий форму тора (рисунок 4.2).



(Рисунок 4.2)

Из соображений симметрии нетрудно понять, что линии вектора должны быть окружностями, центры которых расположены на оси тороида. Поэтому ясно, что в качестве контура следует взять одну из таких окружностей. Если контур расположен внутри тороида, он охватывает ток , где – число витков в тороидальной катушке; – ток в проводе. Пусть радиус контура r, тогда по теореме о циркуляции , откуда следует, что внутри тороида

Видно, что внутри тороида магнитное поле совпадает с полем прямого тока , текущего вдоль оси . Устремив и радиус тороида к бесконечности (при неизменном сечении тороида), в пределе получим выражение для магнитного поля бесконечно длинного соленоида.

Если выбранный нами круглый контур проходит вне тороида, то токов он не охватывает, поэтому для такого контура . Это значит, что вне тороида магнитное поле отсутствует.

В предыдущих рассуждениях предполагалось, что линии тока лежат в меридиональных плоскостях, т. е. в плоскостях, проходящих через ось тороида. У реального тороида линии тока (витки) не лежат строго в этих плоскостях, поэтому имеется составляющая тока вокруг оси . Эта составляющая создает дополнительное поле, аналогичное полю кругового тока.

2) Волновое уравнение для электромагнитного поля. Скорость распространения электромагнитных волн:

Электромагнитное поле способно существовать самостоятельно без электрических зарядов и токов, при этом изменение его состояние имеет волновой характер. Поля такого рода – электромагнитные волны, в вакууме их скорость – *с* (скорость света). Рассмотрим однородную нейтральную непроводящую среду с проницаемостями ε и μ: .

В этом случае плотности зарядов и токов равны 0 (), и уравнения Максвелла:

– уравнения выражают роторы и

– уравнения выражают дивергенции и

Продифференцировав уравнение по времени получим и затем используем :

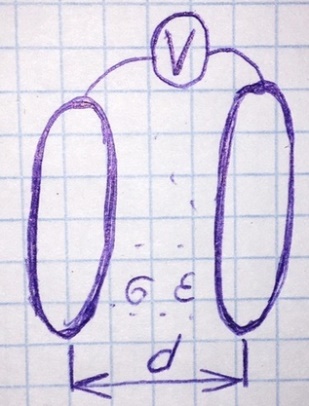
, где – оператор Лапласа

Таким образом, мы приходим к идентичным волновым уравнениям для полей и :

, где коэффициент перед второй производной по времени – величина обратная квадрату скорости v распространения волны:

, где c – скорость распространения электромагнитной волны в вакууме

3) Решение:



(Рисунок 4.3)

Найдём напряженность поля, зная напряжение

Тогда

Запишем уравнение Максвелла для циркуляции напряженности магнитного поля в интегральной форме:

Приведём выражение к косинусу суммы. Разделив

Ответ:

# Билет 5

1) Работа электростатического поля при перемещении зарядов:

Любое стационарное поле центральных сил является потенциальным, т.е. работа сил этого поля не зависит от пути, а зависит только от положения начальной и конечной точки. Именно таким свойством обладает электростатическое поле – поле, образованное системой неподвижных зарядов. Если в качестве пробного заряда, переносимого из точки 1 заданного поля в точку2, взять единичный положительный заряд, то элементарная работа сил поля на перемещении равна , а вся работа сил поля на пути от точки 1 до точки 2 определяется как , где вектор – напряженность поля

Потенциал электростатического поля:

Рассмотрим способ описания электрического поля с помощью вектора – с помощью потенциала

Тот факт, что линейный интеграл , представляющий собой работу сил поля при перемещении единичного положительного заряда из точки 1 в точку 2, не зависит от пути между этими точками, позволяет утверждать, что в электрическом поле существует некоторая скалярная функция координат , убыль которой ,

Где и – значения функции в точках 1 и 2. Так определенная величина называется потенциалом поля.

Воспользуемся тем, что формула справедлива не только для конечных перемещений, но и для элементарных . Тогда согласно этой формуле элементарная убыль потенциала на этом перемещении есть

Другими словами, если известно поле , то для нахождения надо представить как убыль некоторой функции. Эта функция и есть . Найдем потенциал поля неподвижного точечного заряда: ,

где учтено, что , ибо проекция вектора на вектор , а значит, и на равна приращению модуля вектора , т.е. . Величина, стоящая в круглых скобках под знаком дифференциала, и есть. Таким образом, потенциал поля точечного заряда

Потенциал поля системы: , где – расстояние от точечного заряда до интересующей нас точки поля.

Связь вектора напряженности электростатического поля и потенциала:

Связь между и можно установить с помощью уравнения . Пусть перемещение параллельно оси X, тогда , где – орт оси X, – приращение координаты , , где – проекция вектора на орт (а не на перемещение ). Сопоставив последнее выражение с формулой , получим , где символ частной производной подчеркивает, что функцию надо дифференцировать только по х, считая у и z при этом постоянными.

Рассуждая аналогично, можно получить соответствующие выражения для проекций и . А определив , легко найти и сам вектор :

Тогда: , т.е. напряженность поля равна со знаком минус градиенту потенциала.

Уравнение Пуассона:

Найдем дифференциальное уравнение, которому должна удовлетворять функция — потенциал. Для этого подставим в левую часть ( – объемная плотность заряда) вместо его выражение через , т.е. . В результате получим общее дифференциальное уравнение для потенциала – уравнение Пуассона: , где – оператор Лапласа (лапласиан). В декартовых координатах он имеет вид

2) Пространственная и временная когерентность:

Необходимым условием интерференции волн является их когерентность, т.е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты. Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Спектр частот реальной волны имеет конечную ширину . Если в какой-то момент времени волны были в фазе, через некоторое время  разность фаз будет уже равна (волны в противофазе). Такую волну можно приближенно считать монохроматической только в течение времени , – время когерентности немонохроматической волны. За промежуток времени   разность фаз колебаний изменится на .

Время когерентности – время, по истечении которого разность фаз волны в некоторой, но одной и той же точке пространства  изменяется на .

Волна с циклической частотой и фазовой скоростью  распространяется за это время на расстояние , – длина когерентности, расстояние между точками, разность фаз в которых .

Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, которые меньше длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина  и тем больше длина когерентности , а следовательно и время когерентности .

Когерентность колебаний, определяемая степенью монохроматичности волн, которая совершаются в одной и той же точке пространства, называется временной когерентностью.

Наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие пространственной когерентности. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют наблюдать интерференцию, называются пространственно-когерентными. Радиусом когерентности (или длиной пространственной когерентности) называется максимальное, поперечное направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции.

Таким образом, пространственная когерентность определится радиусом когерентности: **, – длина волны света, – угловой размер источника.**

**3) Решение:**

**Получим выражение для радиуса витка в зависимости от времени:**

**Найдём С из начальных условий:**

Магнитный поток через виток:

При изменении Ф в ветке возникает ЭДС индукции:

, найдем в момент времени и

Ответ:

# Билет 6

1) Магнитное поле в магнетике:

Если в магнитное поле, образованное токами в проводах, ввести то или иное вещество, поле изменится. Это объясняется тем, что всякое вещество является магнетиком, т.е. способно под действием магнитного поля намагничиваться — приобретать магнитный момент. Намагниченное вещество создает свое магнитное поле , которое вместе с первичным полем , обусловленным токами проводимости, образует результирующее поле

Здесь под и имеются в виду поля, усредненные по физически бесконечно малому объему.

Поле , как и поле токов проводимости, не имеет источников (магнитных зарядов), поэтому для результирующего поля при наличии магнетика справедлива теорема Гауссa:

Это означает, что линии вектора В и при наличии вещества остаются всюду непрерывными.

Вектор напряжённости магнитного поля:

В магнетиках, помещенных во внешнее магнитное поле, возникают токи намагничивания, поэтому циркуляция вектора теперь будет определяться не только токами проводимости, но и токами намагничивания, а именно:

, где и – токи проводимости и намагничивания, охватываемые заданным контуром Г.

С током связана циркуляция намагниченности:

Предполагая, что циркуляция векторов и берется по одному и тому же контуру Г, выразим в уравнении (1) по формуле (2), тогда:

Величину, стоящую под интегралом в скобках, обозначают буквой . Итак, мы найдём вспомогательный вектор : – вектор напряженности магнитного поля. Единицей величины Н является ампер на метр (А/м).

Теорема о циркуляции вектора напряженности магнитного поля в интегральной форме:

Циркуляция вектора по произвольному контуру Г равна алгебраической сумме токов проводимости I, охватываемых этим контуром: . Эта формула выражает теорему о циркуляции вектора : циркуляция вектора по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром.

В дифференциальной форме:

, т. е. ротор вектора равен плотности тока проводимости в той же точке вещества.

Связь вектора напряжённости магнитного поля с вектором намагниченности. Магнитная восприимчивость:

Намагниченность зависит от магнитной индукции в данной точке вещества. Однако принято связывать с вектором . Ограничимся рассмотрением только таких магнетиков, для которых зависимость между и имеет линейный характер, а именно:

, где – магнитная восприимчивость, безразмерная величина, характерная для каждого данного магнетика.

Магнитная восприимчивость бывает как положительной, так и отрицательной. Соответственно магнетики, подчиняющиеся зависимости (4), подразделяют на парамагнетики ( > 0) и диамагнетики ( < 0). У парамагнетиков , у диамагнетиков .

Связь вектора напряжённости магнитного поля с вектором магнитной индукции. Магнитная проницаемость:

Для магнетиков, которые подчиняются зависимости (4), выражение (3) принимает вид . Отсюда , где – магнитная проницаемость

У парамагнетиков > 1, у диамагнетиков < 1, причем как у тех, так и у других отличается от единицы весьма мало, т. е. магнитные свойства этих магнетиков выражены очень слабо.

2) Вихревые токи:

Индукционные токи в массивных сплошных имеют вихревой характер, их называют токами Фуко – индукционный объёмный электрический ток, возникающий в электрических проводниках при изменении во времени потока, действующего на них магнитного поля. Вихревые токи порождают свои собственные магнитные потоки, которые, по правилу Ленца, противодействуют магнитному потоку катушки и ослабляют его.

Применение электромагнитной индукции:

Радиовещание

Переменное магнитное поле, возбуждаемое изменяющимся током, создаёт в окружающем пространстве электрическое поле, которое в свою очередь возбуждает магнитное поле, и т.д. Взаимно порождая друг друга, эти поля образуют единое переменное электромагнитное поле - электромагнитную волну. Возникнув в том месте, где есть провод с током, электромагнитное поле распространяется в пространстве со скоростью света -300000 км/с.

Магнитотерапия

В спектре частот разные места занимают радиоволны, свет, рентгеновское излучение и другие электромагнитные излучения. Их обычно характеризуют непрерывно связанными между собой электрическими и магнитными полями.

Синхрофазотроны

В настоящее время под магнитным полем понимают особую форму материи состоящую из заряженных частиц. В современной физике пучки заряженных частиц используют для проникновения в глубь атомов с целью их изучения. Сила, с которой действует магнитное поле на движущуюся заряженную частицу, называется силой Лоренца.

Расходомеры - счётчики

Метод основан на применении закона Фарадея для проводника в магнитном поле: в потоке электропроводящей жидкости, движущейся в магнитном поле наводится ЭДС, пропорциональная скорости потока, преобразуемая электронной частью в электрический аналоговый/цифровой сигнал.

Генератор постоянного тока

В режиме генератора якорь машины вращается под действием внешнего момента. Между полюсами статора имеется постоянный магнитный поток, пронизывающий якорь. Проводники обмотки якоря движутся в магнитном поле и, следовательно, в них индуктируется ЭДС, направление которой можно определить по правилу "правой руки". При этом на одной щетке возникает положительный потенциал относительно второй. Если к зажимам генератора подключить нагрузку, то в ней пойдет ток.

Явление ЭМИ широко применяется и в трансформаторах.

Индукционные печи

Тепловое действие токов Фуко используется в индукционных печах, где в катушку, питаемую высокочастотным генератором большой мощности, помещают проводящее тело, в котором возникают вихревые токи, разогревающие его до плавления. Подобным образом работают индукционные плиты, в которых расположенной внутри плиты.

3) Решение:

Магнитный момент кругового тока определяется по формуле:

Магнитная индукция в центре кругового витка с током определяется по формуле:

Магнитная индукция В связана с напряженностью магнитного поля Н в однородной среде отношением:

Тогда:

# Билет 7

1) Проводники в электростатическом поле:

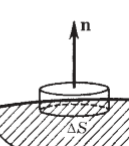
Внутри проводника . Поместим металлический проводник во внешнее электростатическое поле или сообщим ему какой-нибудь заряд. В обоих случаях на все заряды проводника будет действовать электрическое поле, в результате чего все отрицательные заряды (электроны) сместятся против поля. Такое перемещение зарядов (ток) будет продолжаться до тех пор (практически это происходит в течение малой доли секунды), пока не установится определенное распределение зарядов, при котором электрическое поле во всех точках внутри проводника обратится в нуль. Таким образом, в статическом случае электрическое поле внутри проводника отсутствует ().

Далее, поскольку в проводнике всюду , то плотность избыточных (нескомпенсированных) зарядов внутри проводника также всюду равна нулю ().

Отсутствие поля внутри проводника означает, что потенциал в проводнике одинаков во всех его точках, т.е. любой проводник в электростатическом поле представляет собой эквипотенциальную область и его поверхность является эквипотенциальной. Из того факта следует, что непосредственно у этой поверхности поле направлено по нормали к ней в каждой точке.

Электростатическом поле вблизи поверхности проводника:

Пусть интересующий нас участок поверхности проводника граничит с вакуумом. Линии вектора перпендикулярны поверхности проводника, поэтому в качестве замкнутой поверхности возьмем небольшой цилиндр, расположив его так, как показано на рисунке 7.1.



(Рисунок 7.1)

Тогда поток вектора через эту поверхность будет равен только потоку через «наружный» торец цилиндра (потоки через боковую поверхность и внутренний торец равны нулю), и мы имеем , где – проекция вектора на внешнюю (по отношению к проводнику) нормаль , – площадь сечения цилиндра, – локальная поверхностная плотность заряда на проводнике. Получим

Если , то и , т.е. вектор направлен от поверхности проводника – совпадает по направлению с нормалью ; если же , то – вектор направлен к поверхности проводника. Напряженность определяется всеми зарядами рассматриваемой системы, как и само значение .

Электроёмкость проводников:

Рассмотрим какой-либо уединенный проводник, т.е. проводник, удаленный от других проводников, тел и зарядов. Опыт показывает, что между зарядом такого проводника и его потенциалом (потенциал на бесконечности условно равен нулю) существует прямая пропорциональность: . Следовательно, не зависит от заряда , для каждого уединенного проводника это отношение имеет свое значение. Величину называют электроемкостью уединенного проводника. Она численно равна заряду, сообщение которого проводнику повышает его потенциал на единицу. Емкость зависит от размеров и формы проводника, и измеряется в фарадах [Ф].

Электроёмкость конденсаторов:

Если проводник не уединен, то его емкость будет существенно увеличиваться при приближении к нему других тел. Это обусловлено тем, что поле данного проводника вызывает перераспределение зарядов на окружающих телах — появление индуцированных зарядов. Пусть заряд проводника . Тогда отрицательные индуцированные заряды оказываются ближе к проводнику, нежели положительные. Поэтому потенциал проводника, являющийся алгебраической суммой потенциала собственных зарядов и зарядов, индуцированных на других телах, уменьшится при приближении к нему других незаряженных тел. А значит, его емкость увеличится.

Это позволило создать систему проводников, которая обладает емкостью, значительно большей, чем уединенный проводник, и притом не зависящей от окружающих тел. Такую систему называют конденсатором.

Чтобы внешние тела не оказывали влияния на емкость конденсатора, его обкладки располагают так относительно друг друга, чтобы поле, создаваемое накапливающимися на них зарядами, было сосредоточено практически полностью внутри конденсатора. Это означает, что линии вектора , начинающиеся на одной обкладке, должны заканчиваться на другой, т.е. заряды на обкладках должны быть одинаковы по модулю и противоположны по знаку ( и ).

Основной характеристикой конденсатора является его емкость. В отличие от емкости уединенного проводника под емкостью конденсатора понимают отношение заряда конденсатора к разности потенциалов между обкладками (эту разность называют напряжением):

Под зарядом конденсатора имеют в виду заряд, расположенный на положительно заряженной обкладке.

Расчёт ёмкости плоского конденсатора:

Этот конденсатор состоит из двух параллельных пластин, разделенных зазором шириной . Если заряд конденсатора , то напряженность поля между его обкладками , где , – площадь каждой пластины. Следовательно, напряжение между обкладками

Тогда

Сферического:

Пусть радиусы внутренней и внешней обкладок конденсатора равны соответственно и . Если заряд конденсатора , то напряженность поля между обкладками определяется по теореме Гаусса:

Напряжение на конденсаторе:

Тогда, ёмкость сферического конденсатора:

Полезно убедиться, что в случае малого зазора между обкладками, т. е. при условии (или ), полученное выражение переходит в выражение для емкости плоского конденсатора

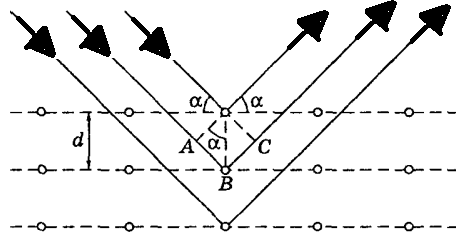
Цилиндрического:

Рассуждая так же, как и в случае со сферическим конденсатором, получим

Где – длина конденсатора; и – радиусы внутренней и наружной цилиндрических обкладок. Здесь так же, как и в предыдущем случае, при малом зазоре между обкладками полученное выражение переходит в выражение для емкости плоского конденсатора.

Дифракция рентгеновских лучей. Формула Вульфа – Бреггов:

Дифракцию рентгеновского излучения в кристалле можно рассматривать как результат зеркального отражения от системы параллельных кристаллических плоскостей, т.е. плоскостей, в которых лежат узлы кристаллической решётки. Вторичные волны, отразившись от разных атомных плоскостей, когерентны и будут интерферировать между собой. Показатель преломления всех веществ для рентгеновских лучей близок к единице, поэтому разность хода двух волн, отразившихся зеркально от соседних кристаллических плоскостей, равна, как видно из рисунка 7.2, , где d – межплоскостное расстояние, α- угол скольжения. При этом направления, в которых возникают фраунгоферовы дифракционные максимумы определяются формулой Брэгга-Вульфа:



(Рисунок 7.2)

Понятие о рентгеноструктурном анализе:

Рентгеноструктурный анализ – это метод исследования атомно-молекулярного строения веществ, преимущественно с кристаллической структурой, основанный на изучении дифракционной картины, полученной при взаимодействиях с исследуемым образцом рентгеновского излучения.

3) Решение:

Радиус темных колец

Тогда

Ответ:

# Билет 8

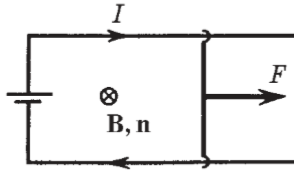
1) Работа по перемещению проводника с током в магнитном поле:

Когда контур с током находится во внешнем магнитном поле – мы будем предполагать, что оно постоянное, – на отдельные элементы контура действуют амперовы силы, а поэтому при перемещении контура эти силы будут совершать работу. Работа, которую совершают амперовы силы при элементарном перемещении контура с током , определяется как , где – приращение магнитного потока сквозь контур при данном перемещении.

Доказательство этой формулы проведем в три этапа.

1. Сначала рассмотрим частный случай: контур (рисунок 8.1) с подвижной перемычкой длины находится в однородном магнитном поле, перпендикулярном плоскости контура и направленном за плоскость рисунка. На перемычку действует амперова сила . При перемещении перемычки вправо на эта сила совершает положительную работу

где – приращение площади, ограниченной контуром. Для определения знака магнитного потока условимся всегда брать нормаль к поверхности, ограниченной контуром, так, чтобы она образовывала с направлением тока в контуре правовинтовую систему (рисунок 8.1). При этом ток будет всегда величиной положительной. Поток же может быть как положительным, так и отрицательным. Но в нашем случае как , так и являются величинами положительными.



(Рисунок 8.1)

2. Полученный результат справедлив и для произвольного направления поля . Чтобы убедиться в этом, разложим вектор на три составляющие: . Составляющая – вдоль перемычки – параллельна току в ней и поэтому не оказывает на перемычку силового действия. Составляющая — вдоль перемещения – дает силу, перпендикулярную перемещению, работы она не совершает. Остается лишь составляющая – перпендикулярная плоскости, в которой перемещается перемычка. Поэтому в формуле вместо надо брать только . Но , и мы опять приходим к формуле .

3. Теперь перейдем к рассмотрению любого контура при произвольном перемещении его в постоянном неоднородном магнитном поле (контур может при этом и произвольным образом деформироваться). Разобъем мысленно данный контур на бесконечно малые элементы тока и рассмотрим бесконечно малые перемещения их. В этих условиях магнитное поле, в котором перемещается каждый элемент тока, можно считать однородным. Для такого перемещения к каждому элементу тока применимо выражение для элементарной работы, где под надо понимать вклад в приращение потока сквозь контур от данного элемента контура. Сложив такие элементарные работы для всех элементов контура, снова получим выражение , где есть приращение магнитного потока сквозь весь контур.

Чтобы найти работу амперовых сил при полном перемещении контура с током от начального положения 1 до конечного 2, достаточно проинтегрировать выражение :

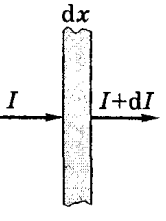
Если при этом перемещении поддерживать ток постоянным, то

2) Поглощение рассеяние света:

Прохождение световой волны через вещество сопровождается потерей энергии, затрачиваемой на возбуждение колебаний электронов. Частично это энергия возвращается в изучение в виде вторичных волн, порождаемых колеблющимися электронами, поэтому интенсивность света при прохождении через обычное вещество уменьшается - свет поглощается в веществе.

Закон Бугера:

Пусть через однородное вещество распространяется параллельный световой пучок. Выделим в этом веществе бесконечно тонкий плоский слой толщины (рисунок 8.2).



(Рисунок 8.2)

При прохождении этого слоя интенсивность свет уменьшиться, её убыль можно представить

Тогда величина пропорциональна интенсивности в данном слое:

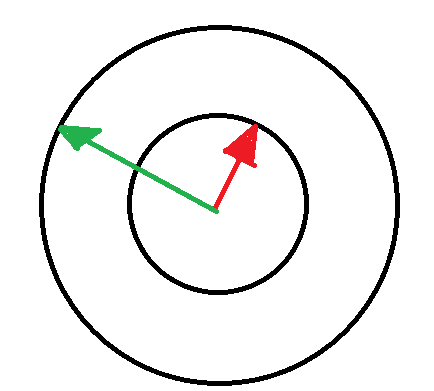
После интегрирования , где – коэффициент поглощения, характеризующий поглощающие свойства вещества.

Это и есть закон Бугера. Интенсивность света при прохождении однородного вещества уменьшается по экспоненциальному закону.

Рассеяние света:

Световая волна, проходящая через вещество, вызывает колебания электронов в атомах. Электроны возбуждают вторичные волны, распространяющиеся по всем направлениям. При этом вторичные волны оказывается когерентными между собой и поэтому интерферируют. В случае однородной среды вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны. В силу этого перераспределения света по направлениям, то есть рассеяние света в однородной среде не происходит. При распространении света в неоднородной среде, дифрагируя на мелких неоднородностях среды, световые волны дают дифракционную картину в виде равномерного распределения интенсивности по всем направлениям. Это явление называют рассеянием света. Примерами таких сред служат с явно выраженной оптической неоднородностью могут служить так называемые мутные среды (аэрозоли, коллоидные растворы, матовые стекла).

3) Решение:



(Рисунок 8.3) (Стрелки это радиусы)

Из теоремы Гаусса:

Ответ:

# Билет 9

1) Принцип суперпозиции и его применение к расчёту поля системы неподвижных зарядов:

Вектор напряженности поля, создаваемого системой точечных зарядов, равен векторной сумме напряженностей полей, создаваемых каждым из зарядов в отдельности:

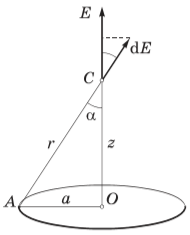
, где – расстояние между зарядом и интересующей нас точкой поля.

Это утверждение называют принципом суперпозиции (наложения) электрических полей. Он позволяет вычислять напряженность поля любой системы зарядов, представив ее в виде совокупности точечных зарядов.

Расчёт электрического поля равномерно заряженного кольца:

Пусть заряд равномерно распределён по тонкому кольцу радиуса a.

Вектор должен быть направлен по оси кольца (Рисунок 9.1).



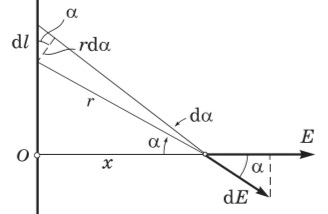
(Рисунок 9.1)

Выделим на кольце около точки А элемент dl. Запишем выражение для составляющей от этого элемента в точке С:

, где . Для всех элементов кольца r и a будут одними и теми же, поэтому интегрирование этого выражения сводится просто к замене на q. В результате

, видно, что при поле , т.е. на больших расстояниях эта система ведет себя как точечный заряд.

Равномерно заряженной нити:



(Рисунок 9.2)

Пусть дана нить длинной , которая равномерно заряжена зарядом

Из соображений симметрии ясно, что вектор должен иметь направление, показанное на рисунке. Это подсказывает, как надо поступить далее: определим составляющую от элемента нити с зарядом и затем проинтегрируем по всем элементам нити. В нашем случае

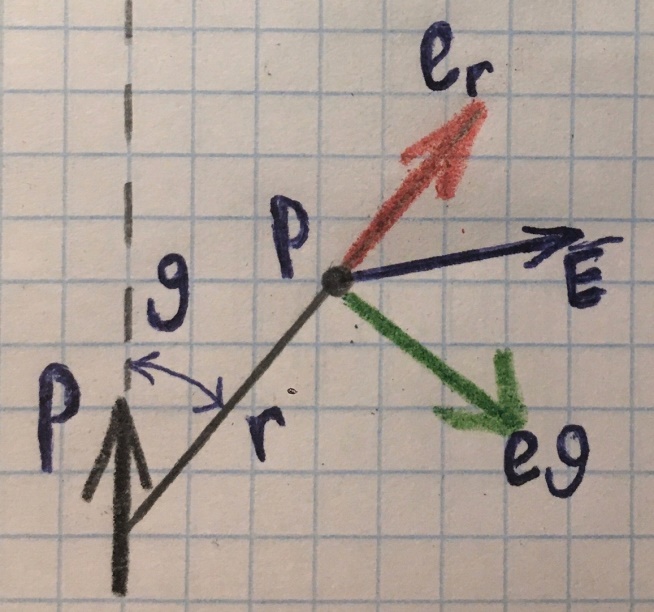
, где – линейная плотность заряда нити. Из рисунка 9.2 видно, что и

,

где – максимальное значение угла ,

Поэтому , видно, что при поле , т.е. на больших расстояниях эта система ведет себя как точечный заряд.

Расчёт электрического поля диполя:



(Рисунок 9.3)

Для нахождения поля диполя воспользуемся формулой ( – проекция вектора на перемещение ), вычислив с помощью нее проекции вектора Е на два взаимно перпендикулярных направления — вдоль ортов и (Рисунок 9.3)

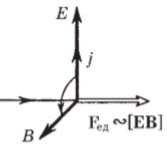
, где – электрический момент диполя.

2) Давление электромагнитной волны:

Максвелл теоретически показал, что электромагнитные волны, отражаясь или поглощаясь в телах, на которые они падают, оказывают на них давление. Это давление возникает в результате воздействия магнитного поля волны на электрические токи, возбуждаемые электрическим полем той же волны.

Пусть электромагнитная волна распространяется в однородной среде, обладающей поглощением. Наличие поглощения означает, что в среде будет выделяться джоулева теплота с объемной плотностью , а поэтому , т.е. поглощающая среда обладает проводимостью.

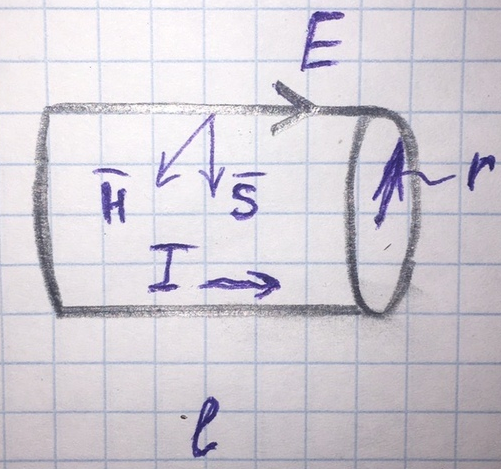
Электрическое поле волны в такой среде возбуждает электрический ток с плотностью . Вследствие этого на единицу объема среды действует амперова сила плотности , направленная в сторону распространения волны (рисунок 9.4). Эта сила и вызывает давление электромагнитной волны.



(рисунок 9.4)

При отсутствии поглощения проводимость и , т.е. в этом случае электромагнитная волна не оказывает никакого давления на среду.

1) Решение:

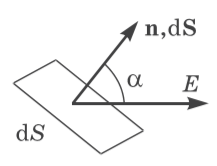


(Рисунок 9.5)

Ответ: Весть ток уходит в теплоту

# Билет 10

1) Поток вектора напряжённости электростатического поля:



(Рисунок 10.1)

Для большей наглядности воспользуемся геометрической картиной описания электрического поля (с помощью линий вектора ) и еще, для упрощения рассуждений, будем считать, что густота линий равна модулю вектора . Тогда число линий, пронизывающих элементарную площадку , нормаль которой составляет угол с вектором , определяется согласно рисунку 10.1 как . Эта величина и есть поток вектора сквозь площадку . В более компактной форме: ,

Где — проекция вектора на нормаль к площадке , — вектор, модуль которого равен dS, а направление совпадает с нормалью к площадке. Заметим, что выбор направления вектора (а следовательно, и ) условен, его можно было бы направить и в противоположную сторону.

Если имеется некоторая произвольная поверхность S, то по ток вектора сквозь нее

Теорема Гаусса в интегральной форме в вакууме:

Поток вектора сквозь произвольную замкнутую поверхность S обладает свойством: он зависит только от алгебраической суммы зарядов, охватываемых этой поверхностью. А именно – это выражение и составляет суть теоремы Гаусса: поток вектора сквозь замкнутую поверхность равен алгебраической сумме зарядов внутри этой поверхности, деленной на

В дифференциальной форме:

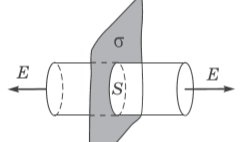
, где – объемная плотность заряда

В дифференциальной форме теорема Гаусса является локальной теоремой: дивергенция поля в данной точке зависит только от плотности электрического заряда в той же точке и больше ни от чего. Это одно из замечательных свойств электрического поля.

Применение для расчёта теоремы Гаусса:

Теорема Гаусса оказывается весьма эффективным аналитическим инструментом: она позволяет получить ответы на некоторые принципиальные вопросы, не решая задачи, а также находить и само поле , причем чрезвычайно простым путем.

Расчет поля равномерно заряженной плоскости:



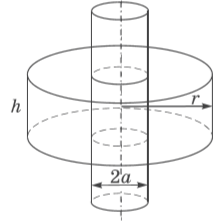
(Рисунок 10.2)

Пусть поверхностная плотность заряда равна . Из симметрии задачи очевидно, что вектор перпендикулярен заряженной плоскости. В симметричных относительно этой плоскости точках вектор одинаков по модулю и противоположен по направлению. Такая конфигурация поля подсказывает, что в качестве замкнутой поверхности следует выбрать прямой цилиндр, расположенный, как на рисунке 10.2, где предполагается.

Поток сквозь боковую поверхность этого цилиндра равен нулю, и поэтому полный поток через всю поверхность цилиндра будет , где – площадь каждого торца. Внутри цилиндра заключен заряд . Согласно теореме Гаусса , откуда , где – проекция вектора на нормаль к заряженной плоскости, причем вектор направлен от этой плоскости.

Если , то и , значит, вектор направлен от заряженной плоскости, как на рисунке 10.2, и наоборот.

Цилиндра:



(Рисунок 10.3)

Поле бесконечного круглого цилиндра, заряженного равномерно по поверхности так, что на единицу его длины приходится заряд q.

Из соображений симметрии следует, что поле здесь имеет радиальный характер, т.е. вектор в каждой точке перпендикулярен оси цилиндра, а модуль вектора зависит только от расстояния r до оси цилиндра. Это подсказывает, что замкнутую поверхность здесь надо взять в форме коаксиального прямого цилиндра (рисунок 10.3). Тогда поток вектора сквозь торцы этого цилиндра равен нулю, а через боковую поверхность , где – проекция вектора на радиус-вектор , совпадающий по направлению с нормалью к боковой поверхности цилиндра радиусом и высотой h. По теореме Гаусса для случая имеем , откуда

При , то и , значит, вектор направлен от заряженного цилиндра, как на рисунке, и наоборот.

Если , то замкнутая поверхность не содержит внутри зарядов, поэтому в этой области независимо от r. Таким образом, внутри равномерно заряженного по поверхности круглого бесконечного цилиндра поля нет.

Сферы:

Поле сферической поверхности радиусом а, заряженной равномерно зарядом q. Это поле, очевидно, центрально-симметричное: направление вектора в любой точке проходит через центр сферы, а модуль вектора должен зависеть только от расстояния r до центра сферы. Ясно, что при такой конфигурации поля в качестве замкнутой поверхности надо взять концентрическую сферу. Пусть ее радиус , тогда по теореме Гаусса , откуда ,

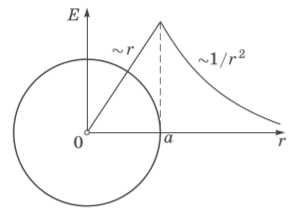
Где – проекция вектора на радиус-вектор , совпадающий по направлению с нормалью n к поверхности в каждой ее точке. Знак заряда q и здесь определяет знак проекции , а следовательно, и направление самого вектора : от заряженной сферы (при ) или к ней (при ).

Если ,то замкнутая поверхность не содержит внутри зарядов, поэтому в этой области всюду , т. е. внутри равномерно заряженной сферической поверхности электрическое поле отсутствует. Вне этой поверхности поле убывает с расстоянием r по такому же закону, как у точечного заряда.

Шара:

Пусть заряд q равномерно распределен по шару радиусом а. Поле такой системы, очевидно, также центрально-симметричное, поэтому и здесь для нахождения поля следует в качестве замкнутой поверхности взять концентрическую сферу. Для поля вне шара получится тот же результат, что и в предыдущем примере (сферы). Внутри же шара выражение для поля будет другим. Сфера радиусом охватывает заряд , ибо в нашем случае заряды относятся как объемы, а последние как кубы радиусов. Поэтому согласно теореме Гаусса

Откуда , т.е. внутри равномерно заряженного шара напряженность растет линейно с расстоянием r от его центра. График зависимости от r показан на рисунке 10.4.



(Рисунок 10.4)

2) Плоская электромагнитная волна:

В плоской волне волновые поверхности (где точки среды колеблются в одинаковой фазе) имеют вид плоскостей. Когда говорят, что плоская волна распространяется вдоль , то это надо понимать так, что её волновые поверхности (плоскости) перпендикулярны этой оси.

Поперечность электромагнитных волн:

Перепишем уравнения Максвелла так, что роторы и представлены были бы в виде определителей:

Установим основные свойства электромагнитной волны на примере плоской волны. Направим ось X перпендикулярно волновым поверхностям, при этом E и H и их проекции на Y и Z не будут зависеть от координат y и z, производные по y и z буду равны 0. Поэтому уравнения примут вид:

т.к. и следует, что не зависит ни от t ни от x (так же как и). Это значит, что отличные от нуля и могут быть обусловлены лишь постоянным однородными полями, накладывающимися на поле волны. А для переменного поля плоской волны и, т.е. векторы и перпендикулярно направлению распространения волны – оси X. Значит, электромагнитная волна является поперечной. Кроме того, оказывается, векторы и

в электромагнитной волне взаимно ортогональны.

В нашем случае, когда плоская волна распространяется в вакууме вдоль , например, в ее положительном направлении

; ;

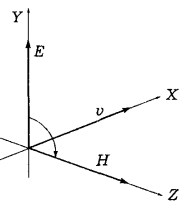
Где и – функции, характеризующие форму волны:

Возьмем производные от по х и от по t:

; – подставив в (1):

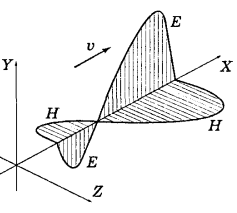
; т.к. получим

– вектора и взаимно ортогональны, составляют правовинтовую систему с направлением распространения и изменяются синфазно – одинаковы в каждый момент по знаку и одновременно обращаются в 0 (рисунок 10.5).



(Рисунок 10.5)

Кроме того и изменяются при этом синфазно (рисунок 10.6).



(Рисунок 10.6)

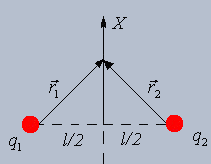
Волновое уравнение для плоской электромагнитной волны:

;

Его общее решение:

; , где ω – циклическая частота, k – волновое число, , λ – длина волны.

3) Решение:



(Рисунок 10.7)

Принцип суперпозиции для напряженности:

В нашем случае:

Из рисунка видно:

Тогда проекция на ось :

Из симметрии задачи напряженность направлена вверх по оси OX. Напряженность максимальна в той точке, в которой ее первая производная равна 0

Ответ напряжённость максимальна в точках: