

# برقی و مقناطیسیات

خالد خان یوسفزئی  
کامپیٹ انسٹیٹیوٹ آف انفارمیشن ٹیکنالوجی، اسلام آباد  
khalidyousafzai@comsats.edu.pk



# عنوان

1	سمتیات	1
1	مقداری اور سمتیہ . . . . .	1.1
2	سمتی الجبرا . . . . .	1.2
3	کارتیسی محدود . . . . .	1.3
5	اکائی سمتیات . . . . .	1.4
9	میدانی سمتیہ . . . . .	1.5
9	سمتی رقبہ . . . . .	1.6
10	غیر سمتی ضرب . . . . .	1.7
14	سمتی ضرب یا صلیبی ضرب . . . . .	1.8
17	گول نلکی محدود . . . . .	1.9
20	1.9.1 نلکی اکائی سمتیات کا کارتیسی اکائی سمتیات کے ساتھ غیر سمتی ضرب . . . . .	
20	1.9.2 نلکی اور کارتیسی اکائی سمتیات کا تعلق . . . . .	
25	1.9.3 نلکی لامحدود سطحیں . . . . .	
27	1.10 کروی محدود . . . . .	
37	کولومب کا قانون	2
37	2.1 قوت کشش یا دفع . . . . .	
41	2.2 برقی میدان کی شدت . . . . .	
44	2.3 یکساں چارج بردار سیدھی لامحدود لکیر کا برقی میدان . . . . .	
49	2.4 یکساں چارج بردار ہموار لامحدود سطح . . . . .	
53	2.5 چارج بردار حجم . . . . .	
54	2.6 مزید مثال . . . . .	
61	2.7 برقی میدان کے سمت بہاؤ خط . . . . .	
63	2.8 سوالات . . . . .	

65	3	گاؤس کا قانون اور پھیلاؤ
65	3.1	ساکن چارج . . . . .
65	3.2	فیراڈے کا تجربہ . . . . .
66	3.3	گاؤس کا قانون . . . . .
68	3.4	گاؤس کے قانون کا استعمال . . . . .
68	3.4.1	نقطہ چارج . . . . .
70	3.4.2	یکساں چارج بردار کروی سطح . . . . .
70	3.4.3	یکساں چارج بردار سیدھی لامحدود لکیر . . . . .
71	3.5	ہم محوری تار . . . . .
73	3.6	یکساں چارج بردار ہموار لامحدود سطح . . . . .
73	3.7	انتہائی چھوٹی حجم پر گاؤس کے قانون کا اطلاق . . . . .
76	3.8	پھیلاؤ . . . . .
78	3.9	نلکی محدود میں پھیلاؤ کی مساوات . . . . .
80	3.10	پھیلاؤ کی عمومی مساوات . . . . .
82	3.11	مسئلہ پھیلاؤ . . . . .
85	4	توانائی اور برقی دباؤ
85	4.1	توانائی اور کام . . . . .
86	4.2	لکیری تکملہ . . . . .
91	4.3	برقی دباؤ . . . . .
92	4.3.1	نقطہ چارج کا برقی دباؤ . . . . .
93	4.3.2	لکیری چارج کثافت سے پیدا برقی دباؤ . . . . .
94	4.3.3	ہم محوری تار کا برقی دباؤ . . . . .
94	4.4	متعدد نقطہ چارجوں کی برقی دباؤ . . . . .
98	4.5	برقی دباؤ کی ڈھلوان . . . . .
102	4.5.1	نلکی محدود میں ڈھلوان . . . . .
103	4.5.2	کروی محدود میں ڈھلوان . . . . .
104	4.6	جفت قطب . . . . .
106	4.6.1	جفت قطب کے سمت بہاؤ خط . . . . .
109	4.7	ساکن برقی میدان کی کثافت توانائی . . . . .

115	موصل، ذو برق اور کیپسٹر	5
115	5.1 برقی رو اور کثافت برقی رو	
117	5.2 استمراری مساوات	
119	5.3 موصل	
124	5.4 موصل کے خصوصیات اور سرحدی شرائط	
127	5.5 عکس کی ترکیب	
130	5.6 نیم موصل	
131	5.7 ذو برق	
136	5.8 کامل ذو برق کے سرحد پر برقی شرائط	
140	5.9 موصل اور ذو برقی کے سرحدی شرائط	
140	5.10 کیپسٹر	
142	5.10.1 متوازی چادر کیپسٹر	
143	5.10.2 ہم محوری کیپسٹر	
143	5.10.3 ہم کوہ کیپسٹر	
145	5.11 سلسلہ وار اور متوازی جڑے کیپسٹر	
146	5.12 دو متوازی تاروں کا کیپسٹنس	
155	پوٹنسن اور لاپلاس مساوات	6
157	6.1 مسئلہ یکنائی	
158	6.2 لاپلاس مساوات خطی ہے	
159	6.3 نلکی اور کروی محدود میں لاپلاس کی مساوات	
160	6.4 لاپلاس مساوات کے حل	
166	6.5 پوٹنسن مساوات کے حل کی مثال	
169	6.6 لاپلاس مساوات کا ضربی حل	
176	6.7 عددی دہرائے کا طریقہ	

183	ساکن مقناطیسی میدان	7
183	7.1 بایوٹ-سیوارٹ کا قانون	
187	7.2 ایمپیٹر کا دوری قانون	
191	7.3 گردش	
198	7.3.1 نلکی محدود میں گردش	
204	7.3.2 عمومی محدود میں گردش کی مساوات	
205	7.3.3 کروی محدود میں گردش کی مساوات	
206	7.4 مسئلہ سٹوکس	
210	7.5 مقناطیسی بہاؤ اور کثافت مقناطیسی بہاؤ	
216	7.6 غیر سمتی اور سمتی مقناطیسی دباؤ	
221	7.7 ساکن مقناطیسی میدان کے قوانین کا حصول	
222	7.7.1 سمتی مقناطیسی دباؤ	
223	7.7.2 ایمپیٹر کا دوری قانون	
227	8 مقناطیسی قوتیں، مقناطیسی مادے اور امالہ	8
227	8.1 متحرک چارج پر قوت	
228	8.2 تفرقی چارج پر قوت	
230	8.3 برقی رو گزارتے تفرقی تاروں کے مابین قوت	
232	8.4 قوت اور مروڑ	
237	8.5 فولادی مقناطیسی اشیاء اور مقناطیسی خطے	
238	8.6 مقناطیسیت اور مقناطیسی مستقل	
240	8.7 مقناطیسی سرحدی شرائط	
242	8.8 مقناطیسی دور	
245	8.9 مقناطیسی مخفی توانائی	
245	8.10 خود امالہ اور مشترکہ امالہ	
250	8.11 مشترکہ امالہ	
253	9 وقت کے ساتھ بدلنے میدان اور میکس ویل کے مساوات	9
253	9.1 فیراڈے کا قانون	
259	9.2 انتقالی برقی رو	
263	9.3 میکس ویل مساوات کی نقطہ شکل	
264	9.4 میکس ویل مساوات کی تکمیل شکل	
266	9.5 تاخیری دباؤ	
271	10 برقی و مقناطیسی امواج	10
271	10.1 خالی خلاء میں برقی و مقناطیسی امواج	
272	10.2 برقی و مقناطیسی امواج	
277	11 سوالات	



## وقت کے ساتھ بدلتے میدان اور میکس ویل کے مساوات

گزشتہ بابوں میں وقت کے ساتھ تبدیل نہ ہونے والے میدان یعنی میدانوں پر غور کیا گیا۔ یہاں سے آگے اس کتاب میں وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے میدانوں پر غور کیا جائے گا۔

دونے اصول پر غور کیا جائے گا۔ پہلا اصول مائیکل فیراڈے نے تجرباتی طور پر ثابت کیا جس کے تحت وقت کے ساتھ بدلتا مقناطیسی میدان، برقی میدان کو جنم دیتا ہے۔ دوسرا قانون جیمس کلارک میکس ویل کے کاوشوں سے حاصل ہوا جس کے تحت وقت کے ساتھ بدلتا برقی میدان، مقناطیسی میدان کو جنم دیتا ہے۔ اس باب میں برقی و مقناطیسیات کے چار ایسے مساوات پیش کئے جائیں گے جو میکس ویل کے نام سے منسوب ہیں۔

### 9.1 فیراڈے کا قانون

جناب مائیکل فیراڈے نے تجرباتی طور پر ثابت کیا کہ وقت کے ساتھ بدلتا مقناطیسی میدان، برقی میدان پیدا کرتا ہے۔ قانون فیراڈے<sup>1</sup> کو مندرجہ ذیل مساوات پیش کرتی ہے۔

$$(9.1) \quad \text{محرك برقی دباو} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

اس قانون کے تحت کسی بھی بند راہ سے گزرتی مقناطیس بہاؤ میں تبدیلی اس راہ پر برقی دباؤ پیدا کرتی ہے۔ ایسی برقی دباؤ روایتی طور پر محرک برقی دباؤ<sup>2</sup> پکاری جاتی ہے۔ محرک برقی دباؤ کی قیمت وقت کے ساتھ بند راہ سے گزرتی مقناطیسی بہاؤ کے تبدیلی کے برابر ہوتی ہے۔ محرک برقی دباؤ کی اکائی وولٹ V ہے۔ ضروری نہیں کہ بند راہ موصل مادے کی ہی ہو، یہ فرضی بند لکیر بھی ہو سکتی ہے۔

محرک برقی دباؤ مکمل برقی دور میں برقی رو پیدا کرنے کی صلاحیت رکھتا ہے۔ محرک برقی دباؤ سے پیدا برقی رو، بند راہ میں مقناطیسی بہاؤ پیدا کرے گی جس کی سمت، راہ میں پہلے سے موجود مقناطیسی بہاؤ کے سمت، کی الٹ ہوتی ہے۔ مساوات 9.1 میں منفی کی علامت اسی اصول کو بیان کرتی ہے کہ بند راہ میں محرک برقی دباؤ سے پیدا برقی رو ایسا مقناطیسی بہاؤ پیدا کرتی ہے جو پہلے سے موجود مقناطیسی بہاؤ کے الٹ سمت رکھتی ہے۔ اس اصول کو لینز<sup>4</sup> کا اصول کہا جاتا ہے۔

کسی بھی بند راہ سے گزرتی کل مقناطیسی بہاؤ میں تبدیلی مندرجہ ذیل وجوہات کی بنا ممکن ہے۔

Faraday's law<sup>1</sup>  
electromotive force, emf<sup>2</sup>

<sup>3</sup> محرک برقی دباؤ کی اصطلاح روایتی طور پر ہر قسم کے منبع برقی دباؤ کے لئے استعمال کی جاتی ہے۔

<sup>4</sup> یہ قانون 1834 میں جناب لینز نے پیش کیا۔

Lenz's law<sup>5</sup>



- وقت کے ساتھ تبدیل ہوتی کثافت مقناطیسی بہاؤ جو ساکن بند راہ سے گزرتی ہو۔
- ساکن مقناطیسی میدان اور بند راہ کا آپس میں اضافی حرکت۔
- مندرجہ بالا دونوں وجوہات۔

اگر بند راہ  $N$  چکر کے لچھے پر مشتمل ہو جہاں ہر چکر میں سے  $\Phi$  مقناطیسی بہاؤ گزرتی ہو تب فیڑے کے قانون کو

$$(9.2) \quad \text{محرك برقي دباو} = -N \frac{d\Phi}{dt}$$

لکھا جاسکتا ہے۔

برقی دباؤ کے طرز پر محرک برقی دباؤ کی تعریف

$$(9.3) \quad \text{محرك برقي دباو} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L}$$

لکھی جاتی ہے جہاں مکمل پورے بند راہ پر لینا لازم ہے۔ برقی دباؤ کے تعریف کے ساتھ موازنہ کرتے ایسا معلوم ہوتا ہے جیسے ہم مندرجہ بالا مساوات میں منفی کی علامت (−) لگانا بھول گئے ہیں۔ ایسا بالکل نہیں ہے اور اس کی وضاحت جلد شکل 9.2 کی مدد سے کر دی جائے گی۔ محرک برقی دباؤ بند راہ پر بیان کی جاتی ہے۔ صفحہ 97 پر مساوات 4.28 کے تحت ساکن برقی میدان میں کسی بھی بند دائرے پر  $E$  کا لکیری مکمل صفر کے برابر ہوتا ہے۔ مساوات 9.3 کہتا ہے کہ غیر ساکن مقناطیسی میدان میں ایسا نہیں ہوتا اور کسی بھی بند دائرے پر  $E$  کا لکیری مکمل اس راہ پر پیدا محرک برقی دباؤ دیتا ہے۔

مساوات 9.1 اور مساوات 9.3 سے

$$(9.4) \quad \text{محرك برقي دباو} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$

حاصل ہوتا ہے جہاں  $\Phi$  کی جگہ کثافت مقناطیسی بہاؤ  $B$  کا سطحی مکمل استعمال کیا گیا۔

اگر بند راہ کو دائیں ہاتھ میں یوں پکڑا جائے کہ انگلیاں راہ پر چلنی کی سمت میں ہوں تب انگوٹھا راہ سے گھیرے سمتی سطح کی سمت میں ہو گا۔ مندرجہ بالا مساوات کہتا ہے کہ کسی بھی سمتی سطح سے گزرتی مقناطیسی بہاؤ اگر بڑھ رہی ہو تب محرک برقی دباؤ سطح کے سرحد پر مثبت سمت کے الٹ جانب برقی رو پیدا کرے گا۔ مساوات 9.4 استعمال کرتے ہوئے دائیں ہاتھ کے اس قانون کو یاد رکھیں۔

آئیں وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے مقناطیسی میدان کی وجہ سے پیدا ساکن بند راہ میں محرک برقی دباؤ پر پہلے غور کریں اور بعد میں ساکن مقناطیسی میدان میں حرکت کرتے راہ کی وجہ سے پیدا محرک برقی دباؤ پر غور کریں۔

ساکن راہ کی صورت میں مساوات 9.4 میں دائیں ہاتھ پر  $B$  ہی وقت کے ساتھ تبدیل ہو رہی ہے یوں اس مساوات میں تفرق کے عمل کو مکمل کے اندر لے جایا جاسکتا ہے یعنی

$$(9.5) \quad \text{محرك برقي دباو} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

آگے بڑھنے سے پہلے اس مساوات کی نقطہ شکل حاصل کرتے ہیں۔ مساوات کے بائیں ہاتھ پر مسئلہ سٹوکس کے اطلاق سے

$$\int_S (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{S} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

حاصل ہوتا ہے۔ یاد رہے کہ سطح  $S$  ایسی کوئی بھی سطح ہو سکتی ہے جس کا سرحد بند راہ ہو۔ یوں ہم دونوں جانب مختلف سطحیں لے سکتے ہیں جب تک دونوں سطحوں کے سرحد بھی بند راہ ہو۔ اسی طرح ہم ایک ہی سطح کو دونوں جانب مکمل میں استعمال کر سکتے ہیں۔ یہ مساوات کسی بھی سطح کے لئے درست ہے لہذا یہ تفرقی سطح  $dS$  کے لئے بھی درست ہے۔ تفرقی سطح کے لئے اسے یوں

$$(\nabla \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{S} = -\frac{\partial B}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

یعنی

$$(9.6) \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

لکھا جاسکتا ہے۔

مساوات 9.6 میکس ویل کے چار مساواتوں میں سے پہلی مساوات ہے۔ یہ میکس ویل کے پہلی مساوات کی نقطہ شکل ہے۔ اس مساوات کی نقطہ شکل ہی عموماً استعمال ہوتی ہے۔ میکس ویل کے پہلی مساوات کی مکمل شکل مساوات 9.5 بیان کرتی ہے۔ وقت کے ساتھ نہ تبدیل ہوتے مقناطیسی میدان کی صورت میں مساوات 9.6 اور مساوات 9.5 ساکن میدان کے مساوات کی صورت اختیار کرتے ہیں یعنی

$$(9.7) \quad \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = 0 \quad (\text{برقی سکون})$$

اور

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (\text{برقی سکون})$$

آئیں مساوات 9.5 اور مساوات 9.6 کو استعمال کر کے دیکھیں۔ تصور کریں کہ  $\rho < \rho_2$  ٹکلی خطے میں وقت کے ساتھ مسلسل بڑھتی

$$(9.8) \quad B = B_0 e^{kt} a_z \quad (\rho < \rho_2)$$

کثافت مقناطیسی بہاؤ پائی جاتی ہے جہاں  $B_0$  ایک مستقل ہے۔ ہم  $z = 0$  سطح پر  $\rho_1$  رداس کی گول راہ لیتے ہیں۔ مشابہت سے ہم کہہ سکتے ہیں کہ اس پورے راہ پر  $E_\phi$  کی قیمت تبدیل نہیں ہو سکتی لہذا مساوات 9.5 سے

$$= 2\pi\rho_1 E_\phi = -kB_0 e^{kt} \pi\rho_1^2$$

حاصل ہوتا ہے۔ یوں کسی بھی رداس پر برقی میدان کی شدت

$$(9.9) \quad E = -\frac{1}{2}kB_0 e^{kt} \rho a_\phi$$

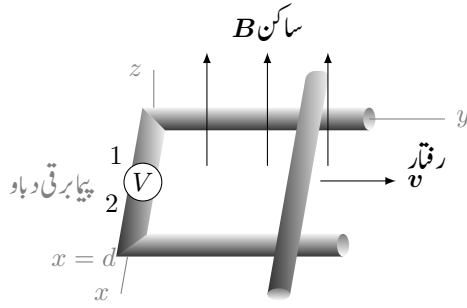
لکھی جاسکتی ہے۔

آئیں اب یہی جواب مساوات 9.6 سے حاصل کریں۔ چونکہ اس مساوات کے دائیں جانب صرف  $a_z$  جزو پایا جاتا ہے لہذا بائیں ہاتھ بھی صرف یہی جزو ہو گا لہذا اس مساوات سے

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho E_\phi)}{\partial \rho} = -kB_0 e^{kt}$$

لکھا جاسکتا ہے۔ دونوں اطراف کو  $\rho$  سے ضرب دیتے ہوئے 0 تا  $\rho$  تکمیل لے کر

$$\rho E_\phi = -kB_0 e^{kt} \frac{\rho^2}{2}$$



شکل 9.1: وقت کے ساتھ نہ تبدیل ہونے والے یکساں مقناطیسی میدان میں حرکت کرتے موصل سلاخ پر محرک برقی دباؤ پیدا ہوتی ہے۔

یعنی

$$E = -\frac{1}{2}kB_0 e^{kt} \rho a_\phi \quad (9.10)$$

یہ دوبارہ حاصل ہوتا ہے جہاں رداسی تکمیل میں  $t$  مستقل کا کردار ادا کرتا ہے۔

مثبت  $B_0$  کی صورت میں اس راہ پر  $a_\phi$  کی الٹ سمت میں برقی رو گزرے گی جو  $a_z$  کی الٹ سمت میں کثافت مقناطیسی بہاؤ پیدا کرتے ہوئے پہلے سے موجود مقناطیسی میدان میں تبدیلی کو روکنے کی کوشش کرتی ہے۔

اس مثال کے آخر میں یہ بتلانا ضروری ہے کہ مساوات 9.8 میں دیا گیا میدان غیر حقیقی ہے چونکہ یہ میکس ویل کے دیگر مساوات پر پورا نہیں اترتا۔

آئیں اب ایسی مثال دیکھیں جس میں وقت کے ساتھ تبدیل نہ ہونے والے مقناطیسی میدان میں بند راہ حرکت کر رہی ہو۔ شکل 9.1 میں ایسی صورت حال دکھائی گئی ہے۔ اس شکل میں  $v$  سمتی رفتار کو جبکہ  $V$  برقی دباؤ ناپنے کی آلہ، یعنی پیمائش برقی دباؤ کو ظاہر کرتی ہے۔ اس شکل میں دو افقی اور دو متوازی موصل سلاخ بند راہ یا بند دور بناتے ہیں۔ متوازی افقی سلاخوں کو بائیں طرف عمودی سلاخ سے جوڑا گیا ہے جس میں قابل نظر انداز جسامت اور لامحدود مزاحمت والا پیمائش برقی دباؤ نسب ہے، جبکہ دائیں جانب انہیں  $v$  سمتی رفتار سے حرکت کرتے عمودی سلاخ سے جوڑا گیا ہے۔ وقت کے ساتھ نہ تبدیل ہوتا اور ہر جگہ یکساں کثافت مقناطیسی بہاؤ  $B$  بند راہ کی گھیرے سطح کے عمودی ہے۔

مثبت  $B$  کی صورت میں  $B$  کی سمت ہی بند راہ سے گھیری گئی سطح کی سمت ہوگی اور بند راہ کی سمت گھڑی کے الٹ ہوگی۔ یوں راہ کے مثبت سمت میں دائیں ہاتھ کی انگلیاں رکھتے ہوئے گھیری سطح کی سمت انگوٹھے سے حاصل کی جاتی ہے۔

کسی بھی لمحہ  $t$  پر حرکت کرتے سلاخ کے مقام کو  $y$  سے ظاہر کرتے ہوئے ہم  $y = vt$  لکھ سکتے ہیں جہاں  $v$  سلاخ کے رفتار کی قیمت ہے۔ یوں لمحہ  $t$  پر بند دور کا ارتباط بہاؤ

$$\Phi = Bdy = Bdv$$

ہوگا جو مساوات 9.1 کے تحت بند دور میں

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = -Bdv$$

محرک برقی دباؤ پیدا کرے گا۔

اب محرک برقی دباؤ  $E \cdot dL$  کو کہتے ہیں لہذا مندرجہ بالا جواب راہ پر گھڑی کے الٹ سمت میں اس بند لکیری تکمل سے بھی حاصل ہونا چاہیے۔ ہم دیکھ چکے ہیں کہ برقی سکون کی صورت میں موصل کی سطح پر سطح کے متوازی  $E$  صفر رہتی ہے۔ ہم آگے دیکھیں گے کہ وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے برقی میدان میں بھی موصل کی سطح پر متوازی  $E$  صفر ہی رہتی ہے۔ یوں شکل 9.1 پر گھڑی کے الٹ چلتے ہوئے تمام سلاخوں پر تکمل کی قیمت صفر کے برابر ہو گی۔ پینا برقی دباؤ کی مزاحمت صفر نہیں ہے لہذا تکمل کی قیمت پینا برقی دباؤ پر مندرجہ بالا قیمت کے برابر ہونا ہو گا۔ گھڑی کی الٹ سمت چلتے ہوئے پینا برقی دباؤ کی لمبائی کو  $dL$  لکھتے ہوئے ہم دیکھتے ہیں کہ  $E \cdot dL = -Bdv$  ہونا ہو گا۔ چونکہ  $dL = dLa_x$  کے برابر ہے لہذا  $E$  کی سمت  $a_x$  کے الٹ ہو گی۔ یوں پینا برقی دباؤ پر  $E$  کی سمت پینا کے دوسرے سرے سے پہلے سرے کی جانب ہے اور پینا پر برقی دباؤ کا مثبت سراپینا کا دوسرا سرا ہے۔

پینا کی جگہ مزاحمت جوڑنے سے دور میں گھڑی کے الٹ برقی رو گزرے گی جو  $a_z$  کے الٹ سمت میں مقناطیسی بہاؤ پیدا کرے گی۔ یہ لورنز کے قانون کے عین مطابق ہے۔

آئیں اب اسی شکل میں دئے مسئلے کو حرکی برقی دباؤ تصور کرتے ہوئے حل کریں۔ مقناطیسی میدان میں  $v$  سمتی رفتار سے حرکت کرتے ہوئے چارج  $Q$  پر قوت

$$F = Qv \times B$$

یا حرکی شدت  $E_{حرکی}$

$$(9.11) \quad E_{حرکی} = \frac{F}{Q} = v \times B$$

عمل کرتی ہے۔ حرکی شدت  $a_x$  سمت میں ہے۔ حرکت کرتے سلاخ میں ساکن مثبت ایٹم اور آزاد منفی الیکٹران پائے جاتے ہیں۔ ان تمام چارجوں پر ایسی قوت پائی جائے گی البتہ ساکن ایٹم مقید ہونے کی بنا حرکت نہیں کریں گے۔ اگر محرک سلاخ کو متوازی سلاخوں سے اٹھایا جائے تو اس میں آزاد الیکٹران پر  $a_x$  کے الٹ جانب قوت انہیں سلاخ کے پرلے سرے پر انبار کرنا شروع کر دے گی۔ الیکٹرانوں کا انبار سلاخ میں  $-a_x$ ۔ جانب برقی میدان کی شدت  $E$  پیدا کرے گا۔ الیکٹران کا انبار بڑھتا رہے گا حتیٰ کہ  $E$  اور  $E_{حرکی}$  برابر ہو جائیں۔ ایسا ہوتے ہی سلاخ میں کل برقی میدان کی شدت صفر ہو جائے گی اور اس میں چارج کا حرکت رک جائے گا۔

یوں حرکی برقی دباؤ

$$(9.12) \quad \oint E_{حرکی} \cdot dL = \oint (v \times B) \cdot dL = \oint E_{حرکی} \cdot dL$$

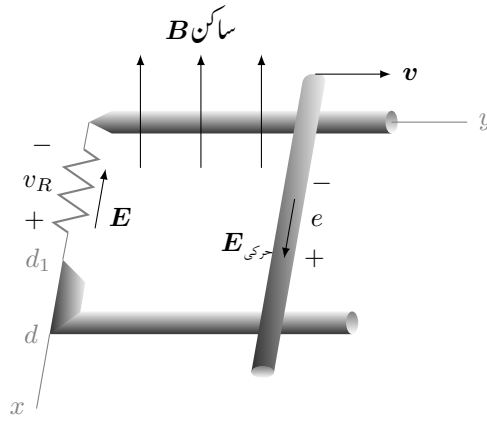
سے حاصل ہو گی۔ مساوات کے دائیں ہاتھ بند راہ کے ساکن حصوں پر تکمل کی قیمت صفر ہو گی لہذا محرک برقی دباؤ صرف حرکت کرتے حصوں کی وجہ سے پیدا ہو گی۔ یوں حرکت کرتے سلاخ پر گھڑی کے الٹ چلتے ہوئے تکمل سے

$$\oint (v \times B) \cdot dL = \int_a^0 vB dx = -Bvd$$

حاصل ہوتا ہے۔ چونکہ  $B$  اذ خود وقت کے ساتھ تبدیل نہیں ہو رہا لہذا یہی کل محرک برقی دباؤ ہو گا۔

یوں وقت کے ساتھ تبدیل نہ ہوتے مقناطیسی میدان میں حرکت کرتے بند راہ میں محرک برقی دباؤ حاصل کرتے وقت حرکت کرتے حصوں پر حرکی شدت  $E_{حرکی}$  کے استعمال سے محرک برقی دباؤ یوں

$$(9.13) \quad \oint E \cdot dL = \oint E_{حرکی} \cdot dL = \oint (v \times B) \cdot dL$$



شکل 9.2: محرک برقی دباؤ اور برقی دباؤ کا موازنہ۔

حاصل کی جاسکتی ہے۔ البتہ وقت کے ساتھ بدلتی مقناطیسی میدان میں محرک برقی دباؤ کے حصول میں مساوات 9.5 کا حصہ شامل کرنا ضروری ہے یوں محرک برقی دباؤ

$$(9.14) \quad \text{محرک برقی دباؤ} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} + \oint (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{L}$$

سے حاصل ہوگی۔ یہ مساوات دراصل مساوات 9.1

$$\text{محرک برقی دباؤ} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

ہی ہے۔

آئیں شکل 9.1 میں پیا برقی دباؤ کی جگہ مزاحمت نسب کرتے ہوئے اس کی مدد سے مساوات 9.3 جو محرک برقی دباؤ کی تعریف بیان کرتا ہے پر دوبارہ غور کریں۔ نئی شکل کو شکل 9.2 میں دکھایا گیا ہے۔ مساوات 9.11 محرک سلاخ پر پیدا ہونے والی  $\mathbf{E}$  دیتا ہے جو سلاخ میں مثبت چارج کو سلاخ کے اُزلے سرے کی طرف دھکیلے گا۔ اس کے برعکس مزاحمت پر برقی دباؤ  $v_R$  پایا جاتا ہے جس کی وجہ سے اس میں برقی میدان کی شدت  $\mathbf{E}$  پائی جائے گی جو مزاحمت میں مثبت چارج کو مزاحمت کے پرلے سرے کی جانب دھکیلے گی۔

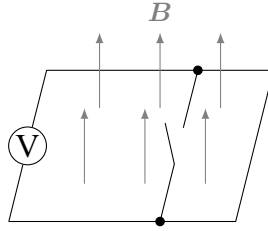
آپ شکل کو دیکھ کر تسلی کر لیں کہ مزاحمت پر میدان کی شدت  $\mathbf{E} = -E\mathbf{a}_x$  سے برقی دباؤ  $v_R$  یوں

$$(9.15) \quad v_R = - \int_0^{d_1} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = \int_0^{d_1} E dx = Ed_1$$

حاصل ہوتی ہے جبکہ متحرک سلاخ پر حرکی شدت  $\mathbf{E}_{حرکی} = E\mathbf{a}_x$  سے حرکی دباؤ  $e$  یوں

$$(9.16) \quad e = \oint \mathbf{E}_{حرکی} \cdot d\mathbf{L} = \int_0^d \mathbf{E}_{حرکی} \cdot d\mathbf{L} = \int_0^d E_{حرکی} dx = E_{حرکی} d$$

حاصل ہوتی ہے۔ شکل میں دو افقی موصل سلاخوں کے مابین برقی دباؤ کو سلاخوں کے بائیں سروں پر  $v_R$  جبکہ ان کے دائیں سروں پر  $e$  کہا گیا ہے لہذا  $v_R$  اور  $e$  دونوں مثبت اور برابر قیمت رکھتے ہیں۔ یہاں ضرورت اس بات کی ہے کہ آپ دیکھ سکیں کہ  $v_R$  کی مثبت قیمت حاصل کرنے کے لئے ضروری ہے کہ مساوات میں منفی کی علامت استعمال کی جائے جبکہ  $e$  کے مثبت قیمت کے حصول کے لئے ضروری ہے کہ مساوات میں جمع کی علامت استعمال کی جائے۔ حرکی دباؤ کے بند تکمیل میں راہ کے بقایا اطراف پر تکمیل کی قیمت صفر ہونے کے ناطے صرف متحرک سلاخ پر تکمیل لیا گیا ہے۔



شکل 9.3: محرک برقی دباو یا تا وقت کے ساتھ بدلتی مقناطیسی میدان اور یا حرکت کرتے بند راہ سے بی پیدا ہو سکتی ہے۔

اگرچہ مساوات 9.1 انتہائی سادہ شکل رکھتی ہے لیکن اس کا استعمال کبھی کبھار مشکل ہو جاتا ہے۔ ایسا اس وقت ہوتا ہے جب دور کے کسی حصے کو تبدیل کرتے ہوئے دوسرا حصہ نسب کیا جائے۔ یہ بات شکل 9.3 پر غور کرنے سے بہتر سمجھ آئے گی۔ اس شکل میں تا تو وقت کے ساتھ تبدیل ہوتا مقناطیسی میدان ہے اور تا ہی بند راہ کا کوئی حصہ متحرک ہے۔ البتہ شکل میں دکھائے سوئچ کو چالو یا غیر چالو کرتے ہوئے بند راہ میں مقناطیسی بہاؤ کم اور زیادہ کیا جا سکتا ہے۔ یہاں بغیر سوچے مساوات 9.1 استعمال کرتے ہوئے غلط نتائج حاصل ہوتے ہیں۔ یاد رہے کہ برقی دباو یا تو وقت کے ساتھ بدلتے مقناطیسی میدان اور یا پھر بند راہ کے کسی حصے کے حرکت سے ہی پیدا ہو گا۔

مشق 9.1: شکل 9.3 میں  $B = 0.5a_z$  ٹسلا، رفتار  $100ya_y$  میٹر فی سیکنڈ جبکہ  $d = 0.5$  میٹر ہے۔ اگر  $t = 0$  پر  $y = 0.2$  میٹر ہو تب  $t = 15$  ملی سیکنڈ پر مندرجہ ذیل حاصل کریں۔

- سلاخ کی رفتار،
- محرک برقی دباو  $V_{21}$ ،
- پیمائش برقی دباو کی اندرونی مزاحمت دس میگا اوہم کی صورت میں دور میں برقی رو۔

جوابات:  $10 \mu A$ ،  $100 V$ ،  $4.017 \frac{m}{s}$

## 9.2 انتقالی برقی رو

فیراڈے کے تجرباتی نتیجے سے میکس ویل کی پہلی مساوات

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (9.17)$$

حاصل ہوئی جو کہتا ہے کہ بدلتی مقناطیسی میدان پیدا کرتا ہے برقی دباو۔ گردش کے عمل کو مد نظر رکھتے ہوئے ہم دیکھتے ہیں ایسے پیدا کردہ برقی دباو کا بند لکیری تکمیل صفر کے برابر نہیں ہوتا۔ آئیں اب وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے برقی میدان پر غور کریں۔

ایمپیئر کے دوری قانون کی نقطہ شکل

$$(9.18) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

ساکن مقناطیسی میدان پر لاگو ہوتی ہے۔ اس مساوات کی پھیلاؤ

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{H} = 0 = \nabla \cdot \mathbf{J}$$

لیتے ہوئے ہم دیکھتے ہیں کہ گردش کی پھیلاؤ ہر صورت صفر کے برابر ہوتی ہے لہذا مندرجہ بالا مساوات کا بایاں ہر صورت صفر دے گا اور یوں اگر یہ مساوات درست ہو تب اس کا دایاں ہاتھ بھی ہر صورت صفر ہونا چاہیے۔ مگر ہم استمراری مساوات سے جانتے ہیں کہ

$$(9.19) \quad \nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$$

ہوتا ہے۔ اس سے ثابت ہوتا ہے کہ مساوات 9.18 صرف اس صورت درست ہو گا جب  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$  ہو۔ یہ ایک غیر ضروری اور غیر حقیقی شرط ہے لہذا وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے برقی میدان پر استعمال کے قابل بنانے کی خاطر مساوات 9.18 کو تبدیل کرنا لازم ہے۔ تصور کریں کہ مساوات 9.18 میں نا معلوم جزو  $G$  کی شمولیت سے یہ مساوات وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے برقی میدان پر بھی لاگو کرنے کے قابل ہو جاتا ہے۔ ایسی صورت میں مساوات 9.18 یوں

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \mathbf{G}$$

لکھی جائے گی۔ آئیں دوبارہ اس کی پھیلاؤ حاصل کریں جس سے

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{J} + \nabla \cdot \mathbf{G}$$

یا

$$\nabla \cdot \mathbf{G} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

حاصل ہوتا ہے جہاں استمراری مساوات کا سہارا لیا گیا۔ اس مساوات میں  $\rho$  کی جگہ  $\nabla \cdot \mathbf{D}$  پر کرنے سے

$$\nabla \cdot \mathbf{G} = \frac{\partial (\nabla \cdot \mathbf{D})}{\partial t} = \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

یعنی

$$\mathbf{G} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

حاصل ہوتا ہے۔ یوں ایمپیئر کے دوری قانون کی درست شکل

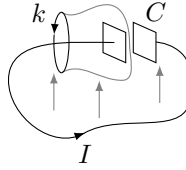
$$(9.20) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

ہے۔ مندرجہ بالا مساوات برقی و مقناطیسیات کے اب تک تمام دریافت کردہ اصولوں پر پورا اترتی آئی ہے۔ جب تک یہ غلط ثابت نہ ہو جائے، ہم اسے درست ہی تصور کریں گے۔

مساوات 9.20 میکس ویل کے مساوات میں سے ایک مساوات ہے۔ اس مساوات میں  $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  کی بعد ایمپیئر فی مربع میٹر حاصل ہوتی ہے جو کثافت برقی رو کا بعد ہے۔ میکس ویل نے اس مساوات میں دائیں ہاتھ نئے جزو کو کثافت انتقالی رو<sup>8</sup> کا نام دیا اور  $\mathbf{J}_d$  سے ظاہر کیا یعنی

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \mathbf{J}_d$$

$$\mathbf{J}_d = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$



شکل 9.4: موصل تار میں ایصالی رو کپیسٹر کے چادروں کے درمیان انتقالی رو کے برابر ہے۔

ہم تین اقسام کے کثافت رو دیکھ چکے جن میں کثافت انتقالی رو کے علاوہ غیر چارج شدہ خطے میں عموماً الیکٹران کے حرکت سے پیدا کثافت ایصالی رو

$$(9.21) \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$$

اور چارج کے حجم کے حرکت سے پیدا کثافت اتصالی رو

$$(9.22) \quad \mathbf{J} = \rho_h \mathbf{v}$$

شامل ہیں۔ مساوات 9.20 میں  $\mathbf{J}$  سے مراد ایصالی اور اتصالی رو کے کثافتوں کا مجموعہ ہے جبکہ مقید چارج  $\mathbf{H}$  کا حصہ ہیں۔ غیر موصل خطے میں جہاں کثافت چارج پائی ہی نہیں جاتی  $\mathbf{J} = 0$  ہوتا ہے لہذا غیر موصل میں

$$(9.23) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\mathbf{J} = 0)$$

ہو گا۔ مساوات 9.23 اور مساوات 9.17 میں مشابہت دیکھیں۔

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

مقتناطیسی شدت  $\mathbf{H}$  اور برقی شدت  $\mathbf{E}$  کافی مشابہت رکھتے ہیں۔ اسی طرح کثافت رو  $\mathbf{D}$  اور کثافت بہاؤ  $\mathbf{B}$  بھی کافی مشابہت رکھتے ہیں۔ اس مشابہت کو یہیں تک رکھیں چونکہ جیسے ہی میدان میں چارج پر قوت کی بات کی جائے، دونوں اقسام کے میدان بالکل مختلف طریقوں سے عمل کرتے ہیں۔

کسی بھی سطح سے کل انتقالی رو سطحی عمل

$$(9.24) \quad I_d = \int_S \mathbf{J}_d \cdot d\mathbf{S} = \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

سے حاصل ہو گی۔ مساوات 9.20 کے سطحی مکمل

$$\int_S (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

پر مسئلہ سٹوکس کے اطلاق سے

$$(9.25) \quad \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{L} = I + I_d = I + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے اینپیسٹر کے دوری قانون کی نقطہ شکل حاصل ہوتی ہے۔

انتقالی رو کو شکل 9.4 کی مدد سے سمجھتے ہیں جہاں موصل تار سے کپیسٹر  $C$  کے دو سرے جوڑتے ہوئے بند دور بنایا گیا ہے جس میں وقت کے ساتھ بدلتی سائن نما مقتناطیسی میدان  $\mathbf{B}$  محرک برقی دباؤ

$$e = V_0 \cos \omega t$$



پیدا کرتی ہے۔ یہ سادہ برقی دور ہے جس میں مزاحمت اور امالہ کو نظر انداز کرتے ہوئے برقی رو

$$\begin{aligned} i &= -\omega CV_0 \sin \omega t \\ &= -\omega \frac{\epsilon S}{d} V_0 \sin \omega t \end{aligned}$$

لکھی جاسکتی ہے جہاں  $\epsilon, S$  اور  $d$  کپیسٹر سے متعلق ہیں۔ آئیں انتقالی رو کو نظر انداز کرتے ہوئے تار کے گرد بند راہ  $k$  پر ایمپیسٹر کا دوری قانون لاگو کریں۔

$$\oint_k \mathbf{H} \cdot d\mathbf{L} = I_k$$

اب بند راہ  $k$  اور اس راہ پر  $\mathbf{H}$  حقیقی مقدار ہیں اور مکمل سے حاصل رو  $I_k$  اس راہ سے گھیرے کسی بھی سطح سے گزرتی رو کو ظاہر کرتی ہے۔ اگر ہم  $k$  کو سیدھی سطح کا سرحد تصور کریں تب موصل تار اس سطح کو چھیدتا ہوا گزرے گا۔ یوں اس سطح سے  $I$  رو ہی گزرے گی جو ایصالی رو ہے۔ اس کے برعکس اگر ہم  $k$  کو تھیلے کا منہ تصور کریں جیسے شکل میں دکھایا گیا ہے تب ایصالی رو ایسی سطح سے نہیں گزرتی چونکہ تھیلا کپیسٹر کے دو چادروں کے درمیان سے گزرتا ہے اور تار اسے چھوتی تک نہیں۔ ایسی صورت میں تھیلے سے گزرتی ایصالی رو صفر کے برابر ہے۔ ایسی صورت میں ہمیں انتقالی رو کا سہارا لینا ہو گا۔ کپیسٹر کے چادروں کے درمیان

$$D = \epsilon E = \epsilon \left( \frac{V_0}{d} \cos \omega t \right)$$

ہے لہذا

$$I_d = \frac{\partial D}{\partial t} = -\omega \epsilon \frac{V_0}{d} \sin \omega t$$

اور یوں

$$I_d = S I_d = -\omega \frac{\epsilon S}{d} V_0 \sin \omega t$$

ہوگی۔

یہ وہی جواب ہے جو ایصالی رو سے حاصل ہوا تھا۔ اس مثال سے آپ دیکھ سکتے ہیں کہ ایمپیسٹر کے دوری قانون کو استعمال کرتے ہوئے سطح سے گزرتی ایصالی رو اور انتقالی رو دونوں کا خیال رکھنا ہو گا۔ کہیں پر سطح سے صرف ایصالی رو گزرے گی تو کہیں اس سے صرف انتقالی رو گزرے گی اور کبھی کبھار دونوں کا مجموعہ۔

انتقالی رو وقت کے ساتھ بدلتے برقی میدان سے پیدا ہوتے ہیں لہذا یہ ایسے تمام غیر موصل یا نیم موصل خطوں میں پائی جاتی ہے جہاں وقت کے ساتھ تبدیل ہوتی ایصالی رو پائی جائے۔ اگرچہ موصل خطے میں بھی انتقالی رو پائی جاتی ہے لیکن، جیسے آپ مندرجہ ذیل مشق میں دیکھیں گے، اس کی قیمت ایصالی رو کی نسبت سے اتنی کم ہوتی ہے کہ یہ قابل نظر انداز ہوتی ہے۔ یہی وجہ ہے کہ انتقالی رو تجرباتی طور دریافت نہیں کی گئی بلکہ اس تک منطق کے ذریعہ سے پہنچا گیا۔

مشق 9.2: ٹھوس تانبے کی تار میں سائن نما، پچاس ہرٹز کی ایصالی رو  $I_0 \cos \omega t$  گزر رہی ہے۔ اس میں انتقالی رو حاصل کریں۔ پچاس ہرٹز رو کی صورت میں ایصالی اور انتقالی رو کے موثر قیمت کی شرح حاصل کریں۔

$$\text{حل: } I_d = -\frac{\omega \epsilon_0}{\sigma} I_0 \sin \omega t \text{ جبکہ ان کے موثر قیمت کی شرح } \frac{I_d}{I_0} = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = 2.08 \times 10^{16} \text{ ہے۔}$$

## 9.3 میکس ویل مساوات کی نقطہ شکل

ہم وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے میدانوں میں میکس ویل کے دو مساوات کے نقطہ اشکال

$$(9.26) \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

اور

$$(9.27) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

حاصل کر چکے ہیں۔ میکس ویل کے بقایا دو مساوات وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے میدان میں بھی جوں کے توں

$$(9.28) \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_h$$

$$(9.29) \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

رہتے ہیں۔

مساوات 9.28 کہتا ہے کہ کثافت برقی رو کا منبع کثافت چارج ہے۔ وقت کے ساتھ بدلتے مقناطیسی میدان میں برقی میدان پیدا ہوتا ہے جو بند راہ پر چلتا ہے۔ ایسے برقی میدان کا ناتو کسی چارج سے اخراج ہوتا ہے اور ناتو یہ کسی چارج پر ختم ہوتا ہے۔ اس کے برعکس ہر مثبت چارج سے اس کے برابر برقی بہاؤ کا اخراج ہوتا ہے اور ہر منفی چارج پر اس کے برابر برقی بہاؤ کا اختتام ہوتا ہے۔

مساوات 9.29 کہتا ہے کہ کسی بھی نقطے سے کل مقناطیسی بہاؤ کا اخراج صفر ہے یعنی مقناطیسی بہاؤ ناتو کسی نقطے سے خارج ہوتا ہے اور ناتو یہ کسی نقطے پر اختتام پذیر ہوتا ہے۔ سادہ زبان میں اس کا مطلب ہے کہ مقناطیس کا ایک قطب ممکن نہیں جس سے مقناطیسی بہاؤ کا اخراج ہو یا اس پر مقناطیسی بہاؤ اختتام ہو۔

مندرجہ بالا چار مساوات پر برقی و مقناطیسیات کی بنیاد کھڑی ہے جنہیں استعمال کرنے کی خاطر چار معاون مساوات

$$(9.30) \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

$$(9.31) \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

$$(9.32) \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$$

$$(9.33) \quad \mathbf{J} = \rho_h \mathbf{v}$$

بھی درکار ہوتے ہیں۔

ایسے ذو برق اور مقناطیسی اشیاء جن میں متغیرات سادہ تعلق نہ رکھتے ہوں، ان میں مساوات 9.30 اور مساوات 9.31 کی جگہ

$$(9.34) \quad \mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

$$(9.35) \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

استعمال ہوتے ہیں۔ خطی اشیاء میں

$$(9.36) \quad \mathbf{P} = \chi_e \mathbf{E}$$

اور

$$(9.37) \quad \mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

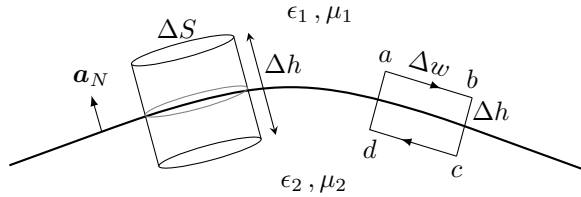
لکھا جاسکتا ہے۔

آخر میں لورنز قوت کی مساوات

$$(9.38) \quad \mathbf{F} = \rho_h (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

بھی شامل کرتے ہیں۔

غیر سمتی مقناطیسی دباؤ  $\mathbf{V}$  اور سمتی مقناطیسی دباؤ  $\mathbf{A}$  انتہائی اہم ہیں البتہ ان کی شمولیت لازم نہیں۔



شکل 9.5: وقت کے ساتھ بدلتے میدان کے سرحدی شرائط۔

## 9.4 میکس ویل مساوات کی تکمیل شکل

مساوات 9.26 کے سطحی کھل پر مسئلہ سٹوکس کا اطلاق کرتے ہوئے فیڈے کا قانون

$$(9.39) \quad \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{S}$$

حاصل ہوتا ہے۔ اسی طرح مساوات 9.27 اسی طریقہ کار سے امپیر کا دوری قانون

$$(9.40) \quad \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{L} = I + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

حاصل ہوتا ہے۔

برقی اور مقناطیسی میدان کے لئے گاؤس کے قوانین مساوات 9.28 اور مساوات 9.29 کے تمام حجم پر حجمی کھل اور مسئلہ پھیلاؤ کی مدد سے

$$(9.41) \quad \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_h \rho_h dh$$

اور

$$(9.42) \quad \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$$

حاصل ہوتے ہیں۔

مندرجہ بالا چار مساوات سے  $\mathbf{E}$ ،  $\mathbf{H}$  اور  $\mathbf{B}$  کے سرحدی شرائط حاصل ہوتے ہیں جن سے میکس ویل کے جزوی تفرقی مساوات کے مستقل حاصل کئے جاتے ہیں۔ وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے میدان کے سرحدی شرائط عموماً ساکن میدان کے سرحدی شرائط ہی ہوتے ہیں لہذا ساکن میدان کے طریقہ کار سے وقت کے ساتھ بدلتے میدان کے سرحدی شرائط بھی حاصل کئے جاسکتے ہیں۔

آئیں شکل 9.5 کی مدد سے سرحد کے متوازی برقی اور مقناطیسی شرائط حاصل کریں۔ شکل میں مستطیل راہ پر مساوات 9.39 کے اطلاق سے

$$(E_{m1} - E_{m2}) \Delta w = - \frac{\partial B_n}{\partial t} \Delta w \Delta h$$

لکھا جاسکتا ہے جہاں  $\frac{\partial B_n}{\partial t}$  سے مراد راہ کے گھیرے سطح سے گزرتی مجموعی میدان کی تبدیلی ہے جس کا کچھ حصہ خطہ 1 اور کچھ حصہ خطہ 2 سے گزرتا ہے۔ اس مساوات کے دائیں ہاتھ کی قیمت  $0 \rightarrow \Delta h$  کرتے ہوئے صفر کے قریب ترکی جاسکتی ہے۔ ایسی صورت میں دائیں ہاتھ کو صفر ہی تصور کرتے ہوئے

$$(9.43) \quad E_{m1} = E_{m2}$$

یعنی

$$(9.44) \quad \mathbf{a}_N \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

حاصل ہوتا ہے۔

سرحد پر انتہائی کم موٹائی کے خطے میں کثافت برقی رو  $K$  تصور کرتے ہوئے کسی بھی چھوٹی لمبائی  $dL$  پر برقی رو کو  $I = K \cdot dL$  لکھی جاسکتی ہے۔ یوں شکل 9.5 میں مستطیل راہ پر مساوات 9.41 کے اطلاق سے

$$(H_{m1} - H_{m2}) \Delta w = K_{\perp} \Delta w + \frac{\partial D}{\partial t} \Delta w \Delta h$$

حاصل ہوتا ہے جہاں  $K_{\perp}$  سے مراد  $K$  کا وہ حصہ ہے جو  $H_{m1}$  اور  $H_{m2}$  کے عمودی ہے۔ دائیں ہاتھ دوسرے جزو کی قیمت  $\Delta h \rightarrow 0$  کرتے ہوئے صفر کے قریب ترکی جاسکتی ہے لہذا اس جزو کو نظر انداز کرتے ہوئے

$$(9.45) \quad H_{m1} - H_{m2} = K_{\perp}$$

حاصل ہوتا ہے جسے یوں

$$(9.46) \quad \mathbf{a}_N \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{K}_{\perp}$$

بھی لکھا جاسکتا ہے۔

کسی بھی حقیقی دو مختلف اشیاء کے سرحد، مثلاً سمندر کے پانی اور ہوا کے سرحد یا ہوا اور دیوار کے سرحد، پر کثافت برقی رو  $K$  صفر ہوتی ہے۔ لہذا حقیقی مسائل میں  $K = 0$  کی بنا پر

$$(9.47) \quad H_{m1} = H_{m2}$$

ہوگا۔ صفحہ 241 پر شکل 8.8 میں سطحی کثافت برقی رو  $K$  دکھائی گئی ہے جبکہ یہاں شکل 9.5 میں اسے صفر تصور کرتے ہوئے نہیں دکھایا گیا۔

مساوات 9.41 اور مساوات 9.42 سے سرحدی عمودی شرائط

$$(9.48) \quad \mathbf{a}_N \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \rho_S$$

اور

$$(9.49) \quad \mathbf{a}_N \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0$$

حاصل ہوتے ہیں۔

موصل کو ایسا کامل موصل تصور کرتے ہوئے جس کی موصلیت لامحدود مگر  $J$  محدود ہو سے موصل کے اندر اوہم کے قانون سے

$$(9.50) \quad \mathbf{E} = 0$$

اور یوں فیراڈے کے قانون کی نقطہ شکل سے، وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے میدان کی صورت میں

$$(9.51) \quad \mathbf{H} = 0$$

حاصل ہوتے ہیں۔ اس طرح ایمپیر کے دوری قانون کی نقطہ شکل سے محدود  $J$  کی قیمت

$$(9.52) \quad \mathbf{J} = 0$$

حاصل ہوتی ہے لہذا برقی رو صرف موصل کی سطح پر بطور سطحی کثافت رو  $K$  ممکن ہے۔ یوں اگر خطہ 2 کامل موصل ہو تب مساوات 9.43 تا مساوات 9.49 سے

$$(9.53) \quad E_{m1} = 0$$

$$(9.54) \quad H_{m1} = 0$$

$$(9.55) \quad D_{n1} = \rho_s$$

$$(9.56) \quad B_{n1} = 0$$

حاصل ہوتے ہیں۔ یاد رہے کہ سطحی کثافت چارج کی موجودگی ذو برق، کامل موصل اور غیر کامل موصل تمام پر ممکن ہے جبکہ سطحی کثافت رو  $K$  صرف کامل موصل کی صورت میں ممکن ہے۔

مندرجہ بالا سرحدی شرائط میکس ویل کے مساوات کے حل کے لئے لازم ہیں۔ حقیقت میں پیش آنے والے تمام مسائل میں مختلف اشیاء کے سرحدیں پائی جاتی ہیں اور ایسے ہر سرحد کے دونوں اطراف پر مختلف متغیرات کے تعلق سرحدی شرائط سے ہی حاصل کرنا ممکن ہے۔ کامل موصل کی صورت میں موصل کے اندر، وقت کے ساتھ بدلتے، تمام متغیرات صفر ہوتے ہیں البتہ ایسی صورت میں مساوات 9.53 تا مساوات 9.56 میں دئے شرائط کا اطلاق نہایت مشکل ہوتا ہے۔

متحرک لہروں کے چند بنیادی خاصیت بغیر سرحد کے خطے میں لہر کی حرکت پر غور سے واضح ہوتے ہیں۔ اگلا باب انہیں متحرک لہروں پر ہے۔ میکس ویل مساوات کا یہ سب سے آسان استعمال ہے چونکہ ان میں کسی قسم کے سرحدی شرائط لاگو نہیں ہوتے۔

## 9.5 تاخیری دباو

وقت کے ساتھ بدلتے دباو، جنہیں تاخیری دباو<sup>9</sup> کہا جاتا ہے، اشعاعی اخراج<sup>10</sup> کے مسائل حل کرنے میں نہایت اہم ثابت ہوتے ہیں۔ آپ کو یاد ہو گا کہ غیر سمتی مقناطیسی دباو  $V$  کو خطے میں تقسیم ساکن چارج کی صورت

$$(9.57) \quad V = \int_h \frac{\rho_h dh}{4\pi\epsilon R} \quad (\text{برقی سکون})$$

میں لکھا جاسکتا ہے۔ اسی طرح سمتی مقناطیسی دباو  $A$  کو وقت کے ساتھ نہ بدلتے یعنی یک سمتی برقی رو کے تقسیم کی صورت

$$(9.58) \quad A = \int_h \frac{\mu J dh}{4\pi R} \quad (\text{یک سمتی رو})$$

میں لکھا جاسکتا ہے۔ انہیں مساوات کے نقطہ اشکال بالترتیب

$$(9.59) \quad \nabla^2 V = -\frac{\rho_h}{\epsilon} \quad (\text{برقی سکون})$$

اور

$$(9.60) \quad \nabla^2 A = -\mu J \quad (\text{یک سمتی رو})$$

ہیں۔

غیر سمتی اور سمتی مقناطیسی دباؤ کے حصول کے بعد میدان کے بنیادی متغیرات ڈھلوان

$$(9.61) \quad \mathbf{E} = -\nabla V \quad (\text{برقی سکون})$$

اور گردش

$$(9.62) \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{ایک سمتی رو})$$

کی مدد سے حاصل ہوتے ہیں۔

آئیں اب ساکن چارج اور ایک سمتی رو سے متعلق، وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے ایسے دباؤ حاصل کریں جو مندرجہ بالا مساوات پر پورا اترتے ہوں۔

میکس ویل کے مساوات کے تحت  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  ہو گا۔ صفحہ 209 پر مساوات 7.62 کے تحت گردش کی پھیلاؤ لازماً صفر ہوتی ہے لہذا مساوات 9.62 میکس ویل کی مساوات  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  پر پورا اترتی ہے۔ یوں ہم مساوات 9.62 کو بدلتے میدان کے لئے بھی درست تصور کرتے ہیں۔

صفحہ 218 پر مشق 7.7 میں آپ نے ثابت کیا کہ ڈھلوان کی گردش لازماً صفر ہوتی ہے یوں مساوات 9.61 کی گردش لینے سے دایاں ہاتھ صفر حاصل ہوتا ہے جبکہ بائیں ہاتھ  $\nabla \times \mathbf{E}$  حاصل ہوتا ہے جو مساوات 9.26 کے تحت صفر نہیں ہے۔ یوں صاف ظاہر ہے کہ مساوات 9.61 وقت کے ساتھ بدلتے میدان کے لئے درست نہیں ہے۔ آئیں اس توقع سے مساوات 9.61 کے دائیں جانب متغیرہ  $N$  جمع کریں

$$\mathbf{E} = -\nabla V + \mathbf{N}$$

کہ وقت کے ساتھ بدلتے میدان کے لئے ایسی مساوات درست ثابت ہو گی۔ فی الحال  $N$  ایک نامعلوم متغیرہ ہے۔ گردش لینے سے

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\nabla V) + \nabla \times \mathbf{N} \\ &= 0 + \nabla \times \mathbf{N} \end{aligned}$$

یعنی

$$\nabla \times \mathbf{N} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

حاصل ہوتا ہے۔ مساوات 9.62 کے استعمال سے یوں

$$\nabla \times \mathbf{N} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{A})$$

یا

$$\nabla \times \mathbf{N} = -\nabla \times \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right)$$

حاصل ہوتا ہے جس کا سادہ ترین حل

$$\mathbf{N} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

ہے لہذا اب ہم

$$(9.63) \quad \mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

لکھ سکتے ہیں۔

ہمیں اب بھی دیکھنا ہو گا کہ آیا مساوات 9.62 اور مساوات 9.63 میکس ویل کے بقایا دو مساوات یعنی مساوات 9.27

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

اور مساوات 9.28

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_h$$

پر پورا اترتے ہیں کہ نہیں۔ یہاں پہلی مساوات میں  $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A}$  اور  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$  پر کرتے ہوئے

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} &= \mathbf{J} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ &= \mathbf{J} + \epsilon \left( -\nabla \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \right) \end{aligned}$$

یا

$$(9.64) \quad \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \mu \mathbf{J} - \mu \epsilon \left( \nabla \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \right)$$

لکھا جاسکتا ہے جہاں مساوات 9.63 کا سہارا لیا گیا۔ اسی طرح مساوات 9.28 سے

$$\epsilon \left( -\nabla \cdot \nabla V - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} \right) = \rho_h$$

یا

$$(9.65) \quad \nabla^2 V + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{A}) = -\frac{\rho_h}{\epsilon}$$

حاصل ہوتا ہے۔

مساوات 9.64 اور مساوات 9.65 میں کوئی تضاد نہیں پایا جاتا۔ ساکن یا یک سمتی حالات میں  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$  کی وجہ سے مساوات 9.64 اور مساوات 9.65 سے بالترتیب مساوات 9.60 اور مساوات 9.59 حاصل ہوتے ہیں۔ یوں ہم فرض کر سکتے ہیں کہ وقت کے ساتھ بدلتے دباؤ کی تعریف یوں کی جاسکتی ہے کہ ان سے  $B$  اور  $E$  بذریعہ مساوات 9.62 اور مساوات 9.63 حاصل کئے جاسکتے ہوں۔ البتہ  $A$  اور  $V$  کو مساوات 9.62 اور مساوات 9.63 از خود مکمل طور پر بیان نہیں کرتے۔ یہ دو مساوات لازمی لیکن نامکمل شرائط ہیں جن پر  $A$  اور  $V$  کا پورا اترنا ضروری ہے۔ آئیں ایک مثال سے اس حقیقت کو سمجھیں۔

تصور کریں کہ ہمارے پاس سادہ سمتی مقناطیسی دباؤ ہے جس کے  $A_y$  اور  $A_z$  اجزاء صفر کے برابر ہیں۔ یوں مساوات 9.62 کی مدد سے ہم لکھ سکتے ہیں۔

$$B_x a_x + B_y a_y + B_z a_z = 0 a_x + \frac{\partial A_x}{\partial z} a_y - \frac{\partial A_x}{\partial y} a_z$$

اس سے ظاہر ہے کہ  $x$  محدد کے ساتھ  $A_x$  کے تبدیلی کے بارے میں کچھ اخذ کرنا ممکن نہیں ہے۔ یہ مساوات  $\frac{\partial A_x}{\partial x}$  کا ذکر تک نہیں کرتا۔ ہاں اگر ہمیں  $A$  کے پھیلاؤ کے بارے میں بھی معلومات فراہم ہوتی تب  $x$  محدد کے ساتھ  $A_x$  کے تبدیلی کے بارے میں کچھ کہنا ممکن ہوتا چونکہ دئے گئے سمتی دباؤ سے

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x}$$

لکھا جاسکتا ہے۔ آخر میں یہ بھی بتانا ضروری ہے کہ  $A$  کے بارے میں ہماری تمام معلومات جزوی تفرقی مساوات کی صورت میں ہیں جن سے  $A$  کے حصول کے وقت مکمل کا مستقل شامل کرنا ضروری ہے۔ کسی بھی حقیقی مسئلہ جس میں مکمل خلاء کے لئے حل درکار ہو میں ایسا مستقل صفر کے برابر ہوگا چونکہ کوئی بھی میدان لا محدود فاصلے پر صفر ہی ہوگا۔

اس مثال سے ہم کہہ سکتے ہیں کہ اگر ہمیں لا محدود خلاء میں کسی بھی نقطے پر سمتی میدان کی قیمت معلوم ہو تب اس سمتی میدان کو تمام خلاء میں میدان کے گردش اور پھیلاؤ سے حاصل کیا جاسکتا ہے۔ ہمیں مکمل آزادی ہے کہ جیسے چاہیں  $A$  کی پھیلاؤ بیان کریں۔ ہم مساوات 9.64 اور مساوات 9.65 کو مد نظر رکھتے ہوئے یوں  $A$  کے پھیلاؤ کے لئے سادہ ترین تعامل

$$(9.66) \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = -\mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t}$$

لکھتے ہیں جس سے مساوات 9.64

$$(9.67) \quad \nabla^2 \mathbf{A} = -\mu\mathbf{J} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2}$$

صورت اختیار کر لے گی جبکہ مساوات 9.65

$$(9.68) \quad \nabla^2 V = -\frac{\rho_h}{\epsilon} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}$$

صورت اختیار کر لے گی۔

مندرجہ بالا دو مساوات متحرک امواج سے متعلق ہیں جن پر اگلے باب میں غور کیا جائے گا۔ ان مساوات کی مشابہت بھی حیرت انگیز ہے۔ باب کے اس حصے میں، وقت کے ساتھ بدلتے میدان کے لئے، حاصل کئے گئے نتائج یہاں دوبارہ پیش کرتے ہیں۔

$$(9.69) \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$(9.70) \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = -\mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$(9.71) \quad \mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

اگلے باب میں متحرک امواج پر غور کیا جائے گا۔ آپ دیکھیں گے کہ وقت کے ساتھ بدلتے برقی و مقناطیسی میدان متحرک امواج پیدا کرتے ہیں جن کی رفتار  $v$

$$(9.72) \quad v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

کے برابر ہوتی ہے۔ خالی خلاء میں یہ رفتار تقریباً  $3 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  کے برابر ہوتی ہے جو خالی خلاء میں روشنی کی رفتار ہے۔ اس سے اخذ کیا جاسکتا ہے کہ نقطہ  $N_1$  پر کثافت چارج سے دور کسی نقطے  $N_2$  پر دباؤ کی قیمت اسی لمحے کثافت چارج کے قیمت پر منحصر نہیں ہوتی بلکہ کچھ دیر قبل کے کثافت چارج پر منحصر ہوتی ہے۔ کثافت چارج میں تبدیلی کی خبر  $N_1$  سے  $N_2$  تک رفتار  $v$  سے پہنچتی ہے لہذا ان نقطوں کے درمیان فاصلہ  $R$  ہونے کی صورت میں یہ خبر  $\frac{R}{v}$  سیکنڈ تاخیر سے پہنچے گی۔ اس طرح وقت کے ساتھ بدلتی صورت میں مساوات 9.57 کی نئی شکل

$$(9.73) \quad V = \int_h \frac{[\rho_h]}{4\pi\epsilon R} dh$$

ہوگی جہاں  $[\rho_h]$  سے مراد یہ ہے کہ مساوات میں وقت  $t$  کی جگہ تاخیری وقت  $t'$  استعمال کیا جائے یعنی

$$t' = t - \frac{R}{v}$$



یوں اگر خلاء میں کثافت چارج

$$\rho_h = e^{-r} \cos \omega t$$

ہو تب

$$[\rho_h] = e^{-r} \cos \left[ \omega \left( t - \frac{R}{v} \right) \right]$$

ہو گا جہاں  $R$  تفرقی چارج سے اس نقطے تک فاصلہ ہے جہاں اس تفرقی چارج سے پیدا دباؤ کا حصول درکار ہو۔

اسی طرح وقت کے ساتھ بدلتی صورت میں مساوات 9.58 کی نئی شکل یعنی تاخیری سمتی مقناطیسی دباؤ کی مساوات

$$A = \int_h \frac{\mu[J]}{4\pi R} dh \quad (9.74)$$

ہو گی۔

تاخیری وقت کے استعمال کی بنا پر ایسے دباؤ کو تاخیری دباؤ<sup>11</sup> کہا جاتا ہے۔

تاخیری برقی اور تاخیری مقناطیسی دباؤ کے استعمال سے برقی و مقناطیسی مسئلے نسبتاً زیادہ آسانی سے حل ہوتے ہیں۔ یوں اگر ہمیں  $\rho$  اور  $J$  معلوم ہوں تب ہم مساوات 9.73 اور مساوات 9.74 سے  $V$  اور  $A$  حاصل کر سکتے ہیں جن سے مقناطیسی میدان بذریعہ مساوات 9.69 اور برقی میدان بذریعہ مساوات 9.71 حاصل کئے جاسکتے ہیں۔ اگر ہمیں  $\rho$  اور  $J$  کی قیمتیں معلوم نہ ہوں اور نا ہی ان کے قیمتوں کا اندازہ لگانا ممکن ہو تب تاخیری دباؤ، میکس ویل مساوات کے حل سے زیادہ، مددگار ثابت نہیں ہوتے۔

## برقی و مقناطیسی امواج

لامحدود خطہ جس کا کوئی سرحد نہ ہو میں میکس ویل مساوات کا حل سادہ ترین مسئلہ ہے البتہ اس سے حاصل نتائج انتہائی دلچسپ اور معلوماتی ثابت ہوتے ہیں۔ آپ دیکھیں گے کہ وقت کے ساتھ بدلتا برقی میدان، وقت کے ساتھ بدلتے مقناطیسی میدان کو جنم دیتا ہے جبکہ وقت کے ساتھ بدلتا مقناطیسی میدان، وقت کے ساتھ بدلتے برقی میدان کو جنم دیتا ہے۔ چونکہ برقی میدان چارج کی بدولت جبکہ مقناطیسی میدان برقی رو کی بدولت ہے لہذا چارج یا رو میں کسی بھی تبدیل سے باہمی تعاون سے بدلتا برقی اور بدلتا مقناطیسی میدان یعنی برقی و مقناطیسی<sup>1</sup> موج پیدا ہوتی ہے۔ ایسے امواج کی تعدد<sup>2</sup> کا دار و مدار چارج یا رو (یادو نوں) میں تبدیلی کی شرح پر منحصر ہے۔ یوں  $\omega$  زاویائی تعدد<sup>3</sup> پر سائن نمائش میں ارتعاش کرتا چارج  $\omega$  زاویائی تعدد کی سائن نمائش موج ہی پیدا کرتی ہے۔ برقی و مقناطیسی امواج روشنی کی رفتار سے حرکت کرتی ہیں۔ انسانی آنکھ مخصوص تعدد کی برقی و مقناطیسی امواج دیکھنے کی صلاحیت رکھتی ہے۔ برقی و مقناطیسی امواج کے تعدد کی وہ پٹی جو ہمیں نظر آتی ہیں روشنی<sup>4</sup> کہلاتی ہے۔ سائن نمائش موج کو اس کی تعدد  $f$  یا دوری عرصے  $\lambda$ <sup>5</sup> سے بیان کیا جا سکتا ہے۔ ہم  $380 \text{ nm}$  تا  $750 \text{ nm}$  کے دوری عرصے کے برقی و مقناطیسی امواج دیکھ سکتے ہیں۔

دو اشیاء کے سرحد پر برقی و مقناطیسی موج پر غور کرنے سے شعاعی انعکاس<sup>6</sup>، شعاعی انحراف<sup>7</sup> اور انکسار امواج<sup>8</sup> کے حقائق دریافت ہوتے ہیں۔ مختصراً شعاع کے تمام خصوصیات میکس ویل کے مساوات سے حاصل کرنا ممکن ہے۔

### 10.1 خالی خلاء میں برقی و مقناطیسی امواج

جیسا کہ آپ جانتے ہیں کہ کسی بھی موصل یا نیم موصل کے اندر کسی طرح بھی پہنچایا گیا آزاد چارج جلد سطح پر پہنچ جاتا ہے۔ اگر ہم ان لمحات کو نظر انداز کریں جتنی دیر میں آزاد چارج سطح تک نہیں پہنچ جاتا تو ہم ان اشیاء میں  $\rho_h = 0$  تصور کر سکتے ہیں۔ ایسا ہی تصور کرتے ہوئے صفحہ 263 پر دئے گئے میکس

electromagnetic<sup>1</sup>  
frequency<sup>2</sup>  
angular frequency<sup>3</sup>  
light<sup>4</sup>  
time period<sup>5</sup>  
reflection<sup>6</sup>  
refraction<sup>7</sup>  
diffraction<sup>8</sup>

ویل مساوات یہاں دوبارہ پیش کئے جاتے ہیں

$$(10.1) \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

$$(10.2) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$(10.3) \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$$

$$(10.4) \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0$$

جہاں  $D = \epsilon E$  اور  $B = \mu H$  کے علاوہ قانون اوہم کی نقطہ شکل  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$  کے استعمال سے تمام مساوات صرف دو متغیرات  $\mathbf{E}$  اور  $\mathbf{H}$  کی صورت میں لکھے گئے ہیں۔

اس سے پہلے کہ ہم ان مساوات کو حل کریں، انہیں صرف دیکھ کر فیصلہ کریں کہ خالی خلاء میں ان سے کیا نتائج اخذ کئے جاسکتے ہیں۔ خالی خلاء میں کثافت برقی رد  $\mathbf{J}$  صفر کے برابر ہوتی ہے۔ اس حقیقت کو مد نظر رکھتے ہوئے آگے بڑھتے ہیں۔ مساوات 10.1 کہتی ہے کہ کسی بھی نقطے پر مقناطیسی میدان میں وقت کے ساتھ تبدیلی سے اس نقطے کے گرد برقی میدان کی گردش پیدا ہوتی ہے۔ گردش سے مراد ایسا میدان ہے جو بند دائرے پر اس نقطے کے گرد گھومتی ہو۔ اگر مقناطیسی میدان کی قیمت زیادہ ہو تب برقی گردش کی قیمت بھی زیادہ ہوگی اور اگر مقناطیسی میدان کی قیمت کم ہو تب گردش بھی کم ہوگی۔ یوں دو حقائق سامنے آتے ہیں۔ پہلی حقیقت یہ ہے کہ کسی بھی نقطے پر بدلتا مقناطیسی میدان اس نقطے کے گرد، یعنی نقطے سے ذرہ دور، برقی میدان پیدا کرتی ہے اور دوسری حقیقت یہ کہ پہلی میدان کی قیمت کم یا زیادہ کرنے سے پیدا میدان کی قیمت بھی تبدیل ہوتی ہے یعنی بدلتا مقناطیسی میدان، بدلتے برقی میدان کو جنم دیتا ہے۔ اسی طرح مساوات 10.2 کہتی ہے کہ کسی بھی نقطے پر برقی میدان میں وقت کے ساتھ تبدیلی سے اس نقطے کے گرد مقناطیسی گردش پیدا ہوتی ہے۔ یہاں بھی صاف واضح ہے کہ کسی بھی نقطے پر برقی میدان میں وقت کے ساتھ تبدیل، اس نقطے سے ذرہ دور، بدلتی مقناطیسی میدان پیدا کرتی ہے۔ ایسا معلوم ہوتا ہے کہ بدلتا مقناطیسی میدان کچھ فاصلے پر آگے کر کے بدلتا برقی میدان پیدا کرتا ہے جو مزید آگے مقناطیسی میدان پیدا کرتا ہے اور یہ سلسلہ چلے جاتا ہے۔ جیسا کہ ہم جلد دیکھیں گے، ایسے جڑواں، ہاتھ میں ہاتھ ڈالے، حرکت کرتے بدلتے برقی اور بدلتے مقناطیسی میدان کی رفتار ہے جو خالی خلاء میں روشنی کی رفتار ہے۔  
یعنی تقریباً  $3 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

## 10.2 برقی و مقناطیسی امواج

میکس ویل مساوات کے حل دوری سمتیت<sup>9</sup> کی مدد سے نہایت آسان ہو جاتے ہیں لہذا پہلے دوری سمتیت پر غور کرتے ہیں جو آپ نے برقی ادوار حل کرتے وقت ضرور استعمال کئے ہوں گے۔

سائن نمائندگی کی عمومی شکل

$$(10.5) \quad E_y = E_{xyz} \cos(\omega t + \psi)$$

ہے جہاں

$$(10.6) \quad \omega = 2\pi f$$

زاویائی تعدد<sup>10</sup> اور  $\phi$  زاویائی فاصلہ<sup>11</sup> ہیں جبکہ  $E_{xyz}$  از خود  $x, y, z$  اور  $\omega$  کا تابع تفاعل<sup>12</sup> ہو سکتا ہے۔ تعدد  $f$  کی اکائی ہرٹز<sup>13</sup> ہے۔ یہاں دھیان رہے کہ  $E_{xyz}$  وقت  $t$  کا تابع نہیں ہے۔

<sup>9</sup> phasor  
<sup>10</sup> angular frequency  
<sup>11</sup> phase angle  
<sup>12</sup> dependent function  
<sup>13</sup> Hertz

کسی بھی متغیرہ  $x$  کے لئے یولر مماثل<sup>14</sup> کو  $e^{jx} = \cos x + j \sin x$  لکھا جاتا ہے جہاں  $j = \sqrt{-1}$  خیالی عدد<sup>15</sup> ہے۔ آزاد متغیرہ  $\psi + \omega t$  کے لئے یولر مماثل

$$e^{j(\omega t + \psi)} = \cos(\omega t + \psi) + j \sin(\omega t + \psi)$$

لکھا جاسکتا ہے جو حقیقی<sup>16</sup> اور خیالی<sup>17</sup> اجزاء پر مشتمل مخلوط تفاعل<sup>18</sup> ہے۔ یوں  $\cos(\omega t + \psi)$  کو  $e^{j(\omega t + \psi)}$  کا حقیقی جزو تصور کیا جاسکتا ہے۔ اس طرح

$$E_y = E_{xyz} \cos(\omega t + \psi) = \left[ E_{xyz} e^{j(\omega t + \psi)} \right]_{\text{حقیقی}} = \left[ E_{xyz} e^{j\omega t} e^{j\psi} \right]_{\text{حقیقی}}$$

لکھا جاسکتا ہے جہاں زیر نوشت میں حقیقی لکھنے سے مراد یہ ہے کہ پورے تفاعل کا حقیقی جزو لیا جائے۔ مندرجہ بالا مساوات کو بطور دوری سمتیہ یوں

$$E_{ys} = E_{xyz} e^{j\psi}$$

لکھا جاتا ہے جہاں  $e^{j\omega t}$  اور زیر نوشت میں حقیقی کو پوشیدہ رکھا جاتا ہے۔ اس مساوات کے بائیں ہاتھ  $E_{ys}$  لکھتے ہوئے زیر نوشت میں  $s$  یاد دلاتی ہے کہ یہ مساوات دوری سمتیہ کی شکل میں لکھی گئی ہے لہذا یاد رہے کہ اصل تفاعل میں  $e^{j\omega t}$  پایا جاتا ہے اور پورے تفاعل کا صرف حقیقی جزو ہی لیا جائے۔ تفاعل  $E_{ys}$  کے زیر نوشت میں  $s$  دراصل اس حقیقت کو ظاہر کرتی ہے کہ اس تفاعل کا آزاد متغیرہ، مخلوط تعدد<sup>19</sup> ہے۔ ہمارے استعمال میں  $s$  خیالی عدد یعنی  $s = j\omega$  ہوگا۔

اب  $E_y = 10.5 \cos(10^6 t - 0.35z)$  کو دوری سمتیہ کی شکل میں لکھنے کی خاطر اسے یولر مماثل کے حقیقی جزو

$$E_y = \left[ 10.5 e^{j(10^6 t - 0.35z)} \right]_{\text{حقیقی}} = \left[ 10.5 e^{j10^6 t} e^{-j0.35z} \right]_{\text{حقیقی}}$$

لکھنے کے بعد  $e^{j10^6 t}$  اور زیر نوشت میں حقیقی کو پوشیدہ رکھتے ہوئے یوں

$$E_{ys} = 10.5 e^{-j0.35z}$$

لکھا جائے گا جہاں بائیں ہاتھ  $E_{ys}$  میں زیر نوشت میں  $s$  کا اضافہ کیا گیا۔ یاد رہے کہ  $E_y$  حقیقی تفاعل ہے جبکہ  $E_{ys}$  عموماً مخلوط تفاعل ہوتا ہے۔

دوری سمتیہ سے اصل تفاعل حاصل کرنے کی خاطر اسے  $e^{j\omega t}$  سے ضرب دیتے ہوئے حاصل جواب کا حقیقی جزو لیا جاتا ہے۔

مساوات 10.5 کا وقت کے ساتھ جزوی تفرق

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} [E_{xyz} \cos(\omega t + \psi)] = -\omega E_{xyz} \sin(\omega t + \psi) \\ &= \left[ j\omega E_{xyz} e^{j(\omega t + \psi)} \right]_{\text{حقیقی}} \end{aligned}$$

کے برابر ہے۔ یہ عمومی نتیجہ ہے جس کے تحت وقت کے ساتھ تفاعل کا تفرق، دوری سمتیہ کو  $j\omega$  سے ضرب دینے کے مترادف ہے۔ یوں مثال کے طور پر اگر

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z}$$

Euler's identity<sup>14</sup>  
imaginary number<sup>15</sup>  
real<sup>16</sup>  
imaginary<sup>17</sup>  
complex function<sup>18</sup>  
complex frequency<sup>19</sup>

ہو تب اسی کی دوری سمتیہ شکل

$$j\omega E_{xs} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z}$$

ہو گی۔ اسی طرح سائن نما میدان کے لئے میکس ویل کے مساوات بھی با آسانی دوری سمتیہ کی شکل میں لکھے جاسکتے ہیں لہذا

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

کو دوری سمتیہ کی صورت میں

$$(10.7) \quad \nabla \times \mathbf{E}_s = -j\omega\mu \mathbf{H}_s$$

لکھا جائے گا۔ میکس ویل کے بقایا مساوات کو بھی دوری سمتیہ کی صورت میں لکھتے ہیں۔

$$(10.8) \quad \nabla \times \mathbf{H}_s = (\sigma + j\omega\epsilon) \mathbf{E}_s$$

$$(10.9) \quad \nabla \cdot \mathbf{E}_s = 0$$

$$(10.10) \quad \nabla \cdot \mathbf{H}_s = 0$$

آئیں ان مساوات سے امواج کی مساوات حاصل کریں۔ ایسا کرنے کی خاطر مساوات 10.7 کی گردش

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_s = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_s) - \nabla^2 \mathbf{E}_s = -j\omega\mu \nabla \times \mathbf{H}_s$$

میں مساوات 10.8 اور مساوات 10.9 پر کرنے سے

$$(10.11) \quad \nabla^2 \mathbf{E}_s = j\omega\mu (\sigma + j\omega\epsilon) \mathbf{E}_s = \gamma^2 \mathbf{E}_s$$

حاصل ہوتا ہے جہاں

$$(10.12) \quad \gamma = \pm \sqrt{j\omega\mu (\sigma + j\omega\epsilon)}$$

حرکی مستقل<sup>20</sup> کہلاتا ہے۔ چونکہ  $j\omega\mu (\sigma + j\omega\epsilon)$  مخلوط عدد ہے لہذا اس کا جزر  $\gamma$  بھی مخلوط عدد ہو گا جسے

$$(10.13) \quad \gamma = \alpha + j\beta$$

لکھا جاسکتا ہے جہاں  $\alpha$  اور  $\beta$  حقیقی اعداد ہیں۔

مساوات 10.11 سمتیہ ہولٹز مساوات<sup>22 21</sup> کہلاتی ہے۔ کارتیسی محدود میں بھی سمتیہ ہولٹز مساوات کی بڑی شکل کافی خوفناک نظر آتی ہے چونکہ اس سے چار چار اجزاء پر مشتمل تین عدد مساوات نکلتے ہیں۔ کارتیسی محدود میں اس کی  $x$  مساوات

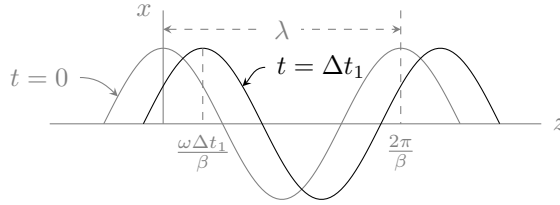
$$(10.14) \quad \nabla^2 E_{xs} = \gamma^2 E_{xs}$$

یعنی

$$(10.15) \quad \frac{\partial^2 E_{xs}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{xs}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_{xs}}{\partial z^2} = \gamma^2 E_{xs}$$

<sup>20</sup>propagation constant  
<sup>21</sup>vector Helmholtz equation

<sup>22</sup>ہرمن لڈوگ فرڈینانڈ ون ہلم ہولٹز جرمنی کے عالم طبیعیات تھے۔



شکل 10.1: وقت  $t = 0$  اور  $t = t_1$  پر خلاء میں موج کا مقام۔

ہے۔ ہم فرض کرتے ہیں کہ جن امواج پر ہم غور کرنا چاہتے ہیں ان میں نا تو  $x$  اور نا ہی  $y$  کے ساتھ میدان تبدیل ہوتے ہیں۔ ایسی صورت میں  $\frac{\partial^2 E_{xs}}{\partial x^2} = 0$  اور  $\frac{\partial^2 E_{xs}}{\partial y^2} = 0$  ہوں گے لہذا مندرجہ بالا مساوات

$$(10.16) \quad \frac{\partial^2 E_{xs}}{\partial z^2} = \gamma^2 E_{xs}$$

صورت اختیار کر لے گی۔ اس طرح کے دو درجی تفرقی مساوات آپ نے پڑھے ہوں گا لہذا میں توقع رکھتا ہوں کہ آپ اس کے حل

$$(10.17) \quad E_{xs} = Ae^{-\gamma z}$$

اور

$$(10.18) \quad E_{xs} = Be^{\gamma z}$$

لکھ سکتے ہیں۔

آئیں  $\gamma = \alpha + j\beta$  پر کرتے ہوئے ان جوابات میں سے مساوات 10.17 پر غور کریں۔ مساوات 10.17 درحقیقت دوری سمتیہ ہے لہذا اسے  $e^{j\omega t}$  سے ضرب دے کر

$$\begin{aligned} E_x &= \left[ Ae^{j\omega t} e^{-(\alpha + j\beta)z} \right]_{\text{حقیقی}} \\ &= \left[ Ae^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)} \right]_{\text{حقیقی}} \end{aligned}$$

حقیقی جزو

$$E_x = Ae^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z)$$

لیتے ہیں۔ مساوات کے مستقل  $A$  کی جگہ  $t = 0$  اور  $z = 0$  پر میدان کی قیمت  $E_0$  پر کرتے ہوئے اصل حل

$$(10.19) \quad E_x = E_0 e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z)$$

لکھا جاسکتا ہے۔ یہ وہ مساوات اس موج کی مساوات ہے جس کی تلاش میں ہم نکلے تھے۔ آئیں اس پر اب غور کریں۔

مساوات 10.19 کہتی ہے کہ برقی میدان ہر نقطے پر  $x$  محدود کے متوازی ہے۔ اگر  $z$  کی قیمت تبدیل نہ کی جائے تب  $x$  اور  $y$  تبدیل کرنے سے میدان تبدیل نہیں ہوتا۔

مساوات 10.19 کو وقت  $t = 0$  پر شکل 10.1 میں ہلکی سیاہی میں دکھایا گیا ہے۔ یہاں دھیان رہے کہ شکل میں  $z$  محدود کو افقی دکھایا گیا ہے۔ جیسے آپ دیکھ سکتے ہیں  $t = 0$  پر موج کی دو آپس میں قریبی چوٹیاں  $z = 0$  اور  $z = \frac{2\pi}{\beta}$  پر پائی جاتی ہیں۔ دو آپس میں قریبی چوٹیوں کے درمیان فاصلے کو طول موج<sup>23</sup> پکارا اور  $\lambda$  سے ظاہر کیا جاتا ہے۔ یوں اس موج کی طول موج

$$(10.20) \quad \lambda = \frac{2\pi}{\beta}$$

ہے۔

مساوات 10.19 ہی کو وقت  $t = \Delta t_1$  پر شکل 10.1 میں دوبارہ گاڑھی سیاہی میں بھی دکھایا گیا ہے۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ اس دورانیے میں موج نے دائیں جانب یعنی  $z$  بڑھنے کی طرف حرکت کی ہے۔ یوں صاف ظاہر ہے کہ یہ موج وقت کے ساتھ مثبت  $z$  جانب حرکت کر رہی ہے۔ وقت  $\Delta t_1$  میں موج کی چوٹی نے فاصلہ  $\frac{\omega \Delta t_1}{\beta}$  طے کیا ہے لہذا موج کے رفتار کو

$$v = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{\omega \Delta t_1}{\beta} \frac{1}{\Delta t_1} = \frac{\omega}{\beta} \quad (10.21)$$

لکھا جاسکتا ہے۔

مساوات 10.20 کو  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$  لکھتے ہوئے مساوات 10.21 میں پر کرنے سے

$$v = f\lambda \quad (10.22)$$

حاصل ہوتا ہے جو  $\lambda$  طول موج اور  $f$  تعدد رکھنے والے موج کی رفتار  $v$  دیتی ہے۔

مساوات 10.19 میں مساوات 10.21 استعمال کرتے ہوئے

$$E_x = E_0 \cos \left[ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) \right] \quad (10.23)$$

حاصل ہوتا ہے۔

موج کی رفتار کو مساوات 10.19 سے دوبارہ حاصل کرتے ہیں۔ اس مساوات کے تحت کسی بھی لمحہ  $t$  پر موج کی چوٹی اس مقام پر ہوگی جہاں

$$\omega t - \beta z = 0$$

ہو۔ چونکہ رفتار  $\frac{dz}{dt}$  کو کہتے ہیں لہذا اس مساوات کے تفرق

$$\omega dt - \beta dz = 0$$

سے رفتار

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} \quad (10.24)$$

حاصل ہوتی ہے۔

اگر ہم مساوات 10.18 کو لے کر آگے بڑھتے تو مساوات 10.19 کی جگہ موج کی مساوات

$$E_x = E_0 e^{\alpha z} \cos(\omega t + \beta z) \quad (10.25)$$

حاصل ہوتی۔ یہ موج  $z$  محدود پر منفی جانب حرکت کر رہی ہے اور ایسا کرتے ہوئے اس کی چوٹی آہستہ آہستہ کم ہو رہی ہے۔

## باب 11

## سوالات





جدول 11.1:  $\sigma$ 

$\sigma, \frac{\text{S}}{\text{m}}$	چیز	$\sigma, \frac{\text{S}}{\text{m}}$	چیز
$7 \times 10^4$	گرفتار	$6.17 \times 10^7$	چاندی
1200	سلیکان	$5.80 \times 10^7$	تانبا
100	فیرائٹ (عمومی قیمت)	$4.10 \times 10^7$	سونا
5	سمندری پانی	$3.82 \times 10^7$	المونیم
$10^{-2}$	چھونا پتھر	$1.82 \times 10^7$	ٹنگسٹن
$5 \times 10^{-3}$	چکنی مٹی	$1.67 \times 10^7$	جست
$10^{-3}$	تازہ پانی	$1.50 \times 10^7$	پیتل
$10^{-4}$	تقطیر شدہ پانی	$1.45 \times 10^7$	نکل
$10^{-5}$	ریتیلی مٹی	$1.03 \times 10^7$	لوہا
$10^{-8}$	سنگ مرمر	$0.70 \times 10^7$	قلعی
$10^{-9}$	بیک لائٹ	$0.60 \times 10^7$	کاربن سٹیل
$10^{-10}$	چینی مٹی	$0.227 \times 10^7$	مینگنیز
$2 \times 10^{-13}$	بیرا	$0.22 \times 10^7$	جرمنیم
$10^{-16}$	پولیسٹرن پلاسٹک	$0.11 \times 10^7$	سٹینلس سٹیل
$10^{-17}$	کوارٹس	$0.10 \times 10^7$	نائیکروم

جدول 11.2:  $\sigma/\omega\epsilon$  and  $\epsilon_R$ 

$\sigma/\omega\epsilon$	$\epsilon_R$	چیر
	1	خالی خلاء
	1.0006	ہوا
0.0006	8.8	المونیم آکسائیڈ
0.002	2.7	عمیر
0.022	4.74	بیک لائٹ
	1.001	کاربن ڈائی آکسائیڈ
	16	جرمنیم
0.001	4 تا 7	شیشہ
0.1	4.2	برف
0.0006	5.4	ابر
0.02	3.5	نائلون
0.008	3	کاغذ
0.04	3.45	پلیکسی گلاس
0.0002	2.26	پلاسٹک (تھیلا بنانے والا)
0.000 05	2.55	پولیسٹرین
0.014	6	چینی مٹی
0.0006	4	بائریکس شیشہ (برتن بنانے والا)
0.000 75	3.8	کوارٹس
0.002	2.5 تا 3	ریڑ
0.000 75	3.8	سلیکا $\text{SiO}_2$
	11.8	سلیکان
0.5	3.3	قدرتی برف
0.0001	5.9	کھانے کا نمک
0.07	2.8	خشک مٹی
0.0001	1.03	سٹائروفوم
0.0003	2.1	ٹیفلان
0.0015	100	ٹائٹینیم ڈائی آکسائیڈ
0.04	80	تقطیر شدہ پانی
4		سمندری پانی
0.01	1.5 تا 4	خشک لکڑی

جدول 11.3:  $\mu_R$ 

$\mu_R$	چیز
0.999 998 6	بسمت
0.999 999 42	پیرافین
0.999 999 5	لکڑی
0.999 999 81	چاندی
1.000 000 65	المونیم
1.000 000 79	بیریلم
50	نکل
60	ڈھلوان لوہا
300	مشین سٹیل
1000	فیرائٹ (عمومی قیمت)
2500	پریم بھرت (permalloy)
3000	ٹرانسفارمر پتری
3500	سیلکان لوہا
4000	خالص لوہا
20 000	میو میٹل (mumetal)
30 000	سنڈسٹ (sendust)
100 000	سوپریم بھرت (supermalloy)

جدول 11.4: اہم مستقل

قیمت	علامت	چیز
$(1.602\,189\,2 \pm 0.000\,004\,6) \times 10^{-19} \text{ C}$	c	الیکٹران چارج
$(9.109\,534 \pm 0.000\,047) \times 10^{-31} \text{ kg}$	m	الیکٹران کمیت
$(8.854\,187\,818 \pm 0.000\,000\,071) \times 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$	$\epsilon_0$	برقی مستقل (خالی خلاء)
$4\pi 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{m}}$	$\mu_0$	مقناطیسی مستقل (خالی خلاء)
$(2.997\,924\,574 \pm 0.000\,000\,011) \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	c	روشنی کی رفتار (خالی خلاء)

