

지난 시간, 에너지 보존을 배웠다.

$$\int \underbrace{J \cdot E + \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} \{ E \cdot D + B \cdot H \} \right]}_{\text{mechanical work rate} + \text{field energy}} d^3x = \int \underbrace{(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{a}}_{\text{Poynting vector}}$$

$$\mathcal{S} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}. \quad \text{차원은 } \left[\frac{\text{에너지}}{\text{면적}} \cdot \frac{1}{\text{시간}} \right] \quad \text{즉, 단위 면적당 일률}$$

이제 운동량 보존이다.

$$\text{로런츠 힘} \quad \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

힘은 운동량 변화, 전하 밀도에 대해 계산한다면 공간 적분.

$$\int \rho(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) d^3x = \frac{dP_{\text{mech}}}{dt}$$

$$\rho/\epsilon_0 = \nabla \cdot \mathbf{E} \quad \text{와} \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

이것들을 대입한다. 그러면 상이

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\text{mech}}}{dt} &= \int \left[\mathbf{E}(\nabla \cdot \mathbf{E})\epsilon_0 + \left(\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \times \mathbf{B} \right] d^3x \\ &= \epsilon_0 \int \left[\mathbf{E}(\nabla \cdot \mathbf{E}) + c^2 \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{B}) + \mathbf{E} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - c^2 \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) \right] d^3x \\ &\quad - \epsilon_0 \int \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] d^3x \end{aligned}$$

즉 벡터장 A와 B,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(A \times B) &= \left(\frac{dA}{dt} \right) \times B \\ &\quad + A \times \left(\frac{dB}{dt} \right) \end{aligned}$$

가 성립하나?

이제 장의 운동량도 정의하자.

$$P_{\text{field}} = \epsilon_0 \int \mathbf{E} \times \mathbf{B} d^3x = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H} d^3x = \frac{1}{c^2} \int \mathcal{S} d^3x$$

$$\mathcal{G} = \frac{1}{c^2} \mathcal{S} \quad \text{라고 정의 하면, 이제 일률에서 운동량의 차원이 된다.}$$

$$P_{\text{field}} = \int \mathcal{G} d^3x$$

결국,

$$\frac{dP_{\text{mech}}}{dt} + \frac{dP_{\text{field}}}{dt} = \epsilon_0 \int \left[\mathbf{E}(\nabla \cdot \mathbf{E}) + c^2 \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{B}) + \mathbf{E} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - c^2 \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) \right] d^3x$$

예쁘지도 않고, 의미도 모르겠다.

우변의 의미를 해부하자.

$$\epsilon_0 \int \left[\underbrace{E(\nabla \cdot E) + c^2 B(\nabla \cdot B)}_{\text{비슷한 두항}} + E \times \frac{\partial B}{\partial t} - c^2 B \times (\nabla \times B) \right] d^3x.$$

전기 역학에서 장에 대한 시간 미분이 등장하면 전자기 유도 관계부터 떠올려라.
 맥스웰에 따라, $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$, $E \times \frac{\partial B}{\partial t} = -E \times (\nabla \times E)$.

오히려, 복잡한 식이지만 대칭을 찾을 수 있다는 교훈.

$$\epsilon_0 \int \left[E(\nabla \cdot E) - E \times (\nabla \times E) + c^2 B(\nabla \cdot B) - c^2 B \times (\nabla \times B) \right] d^3x.$$

vector calculus identity 를 써먹을 수 있는가?

$$[E(\nabla \cdot E) - E \times (\nabla \times E)]_i = E_i \partial_j E_j - [E \times (\nabla \times E)]_i$$

아인슈타인 summation notation 을 쓰면, $\nabla \cdot E = \partial_j E_j$ 이다.

$E \times (\nabla \times E)$ 가 복잡할때, 레비치비타를 쓴다. 이미 알고 한번 정리해 보자.

$$[\nabla \times E]_i = \epsilon_{ijk} \partial_j E_k, \quad [E \times (\nabla \times E)]_i = \epsilon_{inm} E_n [\nabla \times E]_m$$

$$[E \times (\nabla \times E)]_i = \sum_{inm} E_n \epsilon_{mjk} \partial_j E_k$$

이때, $\epsilon_{inm} \epsilon_{mjk} = \delta_{ji} \delta_{kn} - \delta_{jn} \delta_{ik}$.
 m 들이 사라지는 index.

~~$$[E \times (\nabla \times E)]_i = (\delta_{ij} \delta_{kn}) E_n \partial_j E_k - (\delta_{jk} \delta_{in}) E_n \partial_j E_k$$

$$= E_k \partial_i E_k - E_i \partial_k E_k$$~~

→ divergences

$$[E \times (\nabla \times E)]_i = (\delta_{ji} \delta_{kn} - \delta_{jn} \delta_{ik}) E_n \partial_j E_k$$

$$= E_k \partial_i E_k - E_j \partial_j E_i.$$

$$[E(\nabla \cdot E) - E \times (\nabla \times E)]_i = E_i \partial_j E_j - E_j \partial_i E_j + E_j \partial_j E_i$$

$$= \partial_j (E_i E_j) - \frac{1}{2} \partial_i E_j^2$$

$c^2 B(\nabla \cdot B) - c^2 B \times (\nabla \times B)$ 에 대해서도 똑같은 것 할 수 있다.

이걸 등으로 이데해야 함.

$$\frac{d}{dt} (P_{\text{mech}} + P_{\text{field}})_i = \oint T_{ij} \hat{n}_j d^2X = \int \partial_j T_{ij} d^3X.$$

아마 확장된 green's theorem

$$T_{\alpha\beta} = \epsilon_0 \left[E_\alpha E_\beta + c^2 B_\alpha B_\beta - \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + c^2 \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) \delta_{\alpha\beta} \right]$$

이것을 Maxwell stress tensor 라고 한다.

차원은 힘/면적.

질문) 원래 stress tensor 의 형태와 용도는

어떤 거였을까?

$\oint T_{ij} \hat{n}_j d^2X$ 은 부피 표면에 작용하는 스트레치를 정분하였다는
의도이다.

우리는 conservation 에서 \mathbf{E} 와 \mathbf{B} 의 대칭성을 발견했다.

다음 주제로 넘어간다.

Symmetry property of Electromagnetic field. (6.10 Jackson)

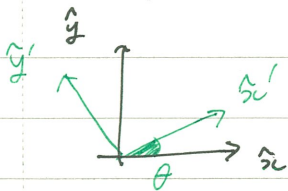
공간 회전 / 반사 / time reversal 에 어떤 성질이 가리나?

회전 / 반사 변환은 뭔가? 공간 변환을 해도 길이가 변하지 않아야.

즉, orthogonal matrix (transformation) 이어야 한다.

Orthogonal transformation 이 뭔가?

변환된 좌표에 프레임이 붙어라.



변환된 unit vector 를 변환 이전 unit vector 의
linear summation 으로 나타낼 수 있어야 한다.

$$\hat{x}'_i = a_{ij} \hat{x}_j$$

a_{ij} 가 아마 변환
행렬의 요소일 것이다.

$a_{ij} = \hat{x}'_i \cdot \hat{x}_j$. 라는 게 자명하다. (unit vector 의 orthogonality 로
인해서).

$$\delta_{ij} = \hat{x}'_i \cdot \hat{x}'_j = a_{ik} a_{jl} \hat{x}_k \cdot \hat{x}_l = \delta_{kl} a_{ik} a_{jl} = a_{ik} a_{jk}$$

$$= a_{ik} [\tilde{a}]_{kj}$$

$$= \begin{bmatrix} \tilde{a} \\ a_{ik} & a_{jk} \end{bmatrix}$$

그래서 $a \tilde{a} = \mathbb{1}$ 항등행렬. $\tilde{a} = a^{-1}$.

a 의 전치행렬은 역행렬과 같다. 이런 걸 orthogonal matrix라 부.

즉, 역변환은 그냥 전치행렬임. 행렬이 행한 전축 unit vector의

dot product로 정의되므로 당연한 일.

determinant 는 $\left(\begin{array}{l} \text{이건 처음 보는 내용.} \\ 1 = \det(a \tilde{a}) = \det(\mathbb{1}) = \det(a) \det(\tilde{a}) = |\det(a)|^2 \\ \det(a) = \pm 1. \end{array} \right)$

similarity transformation.

그냥 matrix A 에 대해.

$$y = Ax \iff y' = A'x'$$

$$A' = SAS' \quad \text{왜냐하면.}$$

$$y' = SAS'x' = SAx.$$

$$S^{-1} = S' \text{ 라면,}$$

$$S'y' = Ax \quad y = Ax.$$