Эффект Пельтье.

Пусть электрический ток протекает через контакт двух разных проводников или полупроводников.

При одном направлении тока в контакте выделяется теплота, а при другом направлении — поглощается.

Эта теплота Пельтье линейна по току $N = \Pi I$, а не квадратична, как ленц-джоулево тепло $N = RI^2$, Π — коэффициент Пельтье.

Факультативная вставка.

Интерпретация эффекта Пельтье имеет квантовый характер.

Если средняя потенциальная энергия электронов тока проходящих через контакт увеличивается, то эту энергию электроны забирают из тепловой энергии контакта. Контакт охлаждается.

Рассмотрим контакт двух полупроводников. Для проводников эффект Пельтье слабее, чем для полупроводников.

Казалось бы, при соприкосновении (без постоянного тока через контакт) двух разных полупроводников верхние занятые уровни энергии выравниваются за счет перетекания электронов через контакт и возникновения контактной разности потенциалов. Если теперь через контакт пропустить ток, то протекающие через контакт электроны будут иметь энергию, близкую к энергии верхнего занятого уровня, и не будут изменять своей энергии при прохождении через контакт. Не изменяется энергия — не должно возникать теплоты Пельтье. Как же так?

Все так. Теплота Пельтье и не возникает, но только при нулевой температуре контакта. При других температурах коэффициент Пельтье равен $\Pi = \alpha T$. Можно доказать, что α — коэффициент термоэдс в формуле ЭДС термопары $\mathcal{E} = \alpha\left(T_1 - T_2\right)$.

У электронов с энергией выше уровня Ферми подвижность (коэффициент пропорциональности между дрейфовой скоростью электронов и напряженностью электрического поля) выше, чем у электронов с энергией ниже уровня Ферми, поэтому средняя энергия электронов проходящих через контакт выше энергии Ферми, причем это превышение над энергией Ферми разное для двух полупроводников контакта. В результате оказывается, что электроны в токе приносят в область контакта из одного полупроводника одну энергию, а уносят из области контакта в другой полупроводник другую энергию. Эта разность энергий при одном направлении тока приводит к нагреванию контакта, а при другом — к охлаждению.

Подробнее можно посмотреть по ссылке:
https://www.booksite.ru/fulltext/1/001/008/110/157.htm

Конец факультативной вставки.

Эффект Томсона.

Эффект Томсона наблюдается в полупроводниках и проводниках.

Пусть ток течет через проводник, концы которого поддерживаются при разных температурах T_1 и T_2. Эффект Томсона состоит в том, что в зависимости от направления тока проводник нагревается или охлаждается линейно по току:

$$N = \tau\left(T_1 - T_2\right)I .$$

Факультативная вставка.

Кроме теплоты Томсона в проводнике обязательно выделяется и ленц-джоулево тепло $N = RI^2$.

В эффекте Томсона конкурируют два механизма, которые создают эффект разного знака. В результате для одних металлов эффект Томсона имеет один знак, а для других — другой.

Первый механизм. Пусть электроны в токе движутся от горячей области к холодной, тогда в более холодную область приходят горячие электроны и нагревают проводник. При токе в другую сторону в более горячую область приходят холодные электроны и охлаждают проводник.

Второй механизм. Там, где выше температура проводника, там ниже концентрация электронов, так как "горячие" электроны быстро улетают из того места, где они горячие. В результате, где выше температура, там образуется недостаток электронов, и потенциал сдвигается в "+". Если электроны в токе текут от этого плюса к минусу, то это электрическое поле их тормозит. В результате происходит охлаждение электронов, а от электронов охлаждается сам проводник.

Можно доказать, что коэффициенты Томсона пары проводников τ_1, τ_2 в формуле $N = \tau\left(T_1 - T_2\right)I$ связаны с коэффициентом термоэдс α контакта этой пары проводников, где $\mathcal{E} = \alpha\left(T_1 - T_2\right)$, соотношением

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{\tau_1 - \tau_2}{T} .$$

Конец факультативной вставки.

Постоянное магнитное поле.
Магнитные полюса и направление магнитного поля. Магнитные заряды.

1. Назовем северным полюсом магнитной стрелки конец, который показывает на север.

2. Северный полюс одного магнита притягивается к южному полюсу другого.

3. На северном географическом полюсе Земли находится южный магнитный полюс.

4. Направлением магнитного поля будем называть направление северного конца незакрепленной магнитной стрелки.

5. Линии магнитного поля идут к северному географическому полюсу Земли от южного географического полюса Земли.

6. Магнитных зарядов нет.

7. Полюс, из которого выходят линии магнитного поля, можно считать положительным магнитным зарядом. Тогда на северном магнитном полюсе Земли как бы находятся положительные магнитные заряды. На северном

магнитном полюсе любого магнита как бы находятся положительные магнитные заряды.

Закон Ампера и сила Ампера.

$d\vec{F} = I\left[d\vec{l}, \vec{B}\right]$ — сила Ампера, действующая на элемент тока $Id\vec{l}$.

В системе СГС Гаусса: $d\vec{F} = \dfrac{I}{c}\left[d\vec{l}, \vec{B}\right]$.

$\vec{B}$ — магнитная индукция или просто магнитное поле.

Усредненное по макроскопическому объему внутриатомное магнитное поле среды называют магнитным полем $\vec{B}$ в среде. В этом смысле $\vec{B}$ — истинное магнитное поле.

$\vec{H}$ — напряженность магнитного поля — вспомогательная величина, которая будет введена в рассмотрение позднее, когда мы будем рассматривать магнитное поле в веществе.

В вакууме: $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, где $\mu_0 \equiv \dfrac{4\pi}{10^7} \dfrac{H}{м^2}$ (Ньютон на метр в квадрате), $\varepsilon_0 \mu_0 = \dfrac{1}{c^2}$.

В СГС Гаусса в вакууме: $\vec{B} = \vec{H}$.

Элемент тока.

В выражение для силы Ампера $d\vec{F} = I\left[d\vec{l}, \vec{B}\right]$ входит произведение $I\,d\vec{l}$, которое будем называть элементом тока.

1). $j = \dfrac{dI}{dS_\perp}$ => $dI = j\,dS_\perp$. Подставим это выражение для тока в

$I\,d\vec{l} = j\,dS_\perp d\vec{l} = \vec{j}\,dS_\perp dl = \vec{j}\,dV$.

2). $i = \dfrac{dI}{dl_\perp}$ => $dI = i\,dl_\perp$. Подставим это выражение для тока в

$I\,d\vec{l} = I\,d\vec{l}_{||} = i\,dl_\perp d\vec{l}_{||} = \vec{i}\,dl_\perp dl_{||} = \vec{i}\,dS$.

3). $I\,d\vec{l} = \vec{j}\,dV = \rho\vec{V}\,dV = \rho\,dV\,\vec{V} = q\vec{V}$.

Объединяя разные выражения для элемента тока, получим

$I\,d\vec{l} \leftrightarrow \vec{j}\,dV \leftrightarrow \vec{i}\,dS \leftrightarrow q\vec{V}$ — элемент тока в разных формах.

Вернемся к рассмотрению силы Ампера, которая пропорциональна элементу тока.

$d\vec{F} = I\left[d\vec{l}, \vec{B}\right]$ =>

Другие формы силы Ампера:

$d\vec{F} = \left[\vec{j}, \vec{B}\right]dV$ => $d\vec{F} = \left[\vec{i}, \vec{B}\right]dS$ =>

$\vec{F} = q\left[\vec{V}, \vec{B}\right]$ — сила Лоренца.

Строго говоря, выражение для силы Лоренца не следует из закона Ампера, так как в законе Ампера рассматриваются силы, действующие на постоянные замкнутые токи. Однако, как показывает опыт, выражение для силы, действующей на движущийся заряд, именно такое, как и сила на незамкнутый ток, состоящий из движущихся зарядов.

Часто силу Лоренца определяют иначе: $\vec{F} = q\vec{E} + q\left[\vec{V}, \vec{B}\right]$, но мы будем называть силой Лоренца только второе слагаемое: $\vec{F}_{Л} = q\left[\vec{V}, \vec{B}\right]$ — силу со стороны магнитного поля.

В системе СГС Гаусса: $\vec{F} = \dfrac{q}{c}\left[\vec{V}, \vec{B}\right]$

<u>Закон Био — Савара (— Лапласа).</u>

$d\vec{B} = \dfrac{\mu_0}{4\pi} I \dfrac{\left[d\vec{l}, \vec{r}\right]}{r^3}$ — поле элемента тока $Id\vec{l}$, где $\vec{r}$ — вектор, направленный из элемента тока в точку наблюдения.

Другие формы закона Био — Савара:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\left[\vec{j}, \vec{r}\right]}{r^3} dV$$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\left[\vec{i}, \vec{r}\right]}{r^3} dS$$

$\vec{B} = \dfrac{\mu_0}{4\pi} q \dfrac{\left[\vec{V}, \vec{r}\right]}{r^3}$ — магнитное поле заряда q, движущегося с постоянной скоростью $\vec{V}$.

Строго говоря, формула для магнитного поля движущегося заряда не следует из закона Био — Савара, так как закон Био — Савара относится только к постоянным замкнутым токам. Однако, как показывает опыт, магнитное поле движущегося заряда именно такое.

В системе СГС Гаусса: $d\vec{B} = \dfrac{I}{c} \cdot \dfrac{\left[d\vec{l}, \vec{r}\right]}{r^3}$.

Формула для расчета магнитного поля *B* в плоской задаче.

Плоская задача — все токи и точка наблюдения поля $\vec{B}$ находятся в одной плоскости. В таком случае в плоскости задачи находятся векторы $d\vec{l}$ и $\vec{r}$ в законе Био-Савара $d\vec{B} = \dfrac{\mu_0}{4\pi} I \dfrac{\left[d\vec{l}, \vec{r}\right]}{r^3}$. Вектор $d\vec{B}$ перпендикулярен плоскости задачи, как векторное произведение двух векторов в этой плоскости.

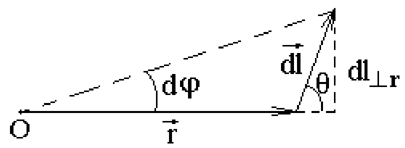
Следовательно, все вклады $d\vec{B}$ в магнитное поле параллельны друг другу, и их можно складывать, как числа, а не как векторы.

В формуле для магнитного поля $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\left[d\vec{l}, \vec{r}\right]}{r^3}$ заменим $\vec{r} \to -\vec{r}$. Тогда новый вектор $\vec{r}$ направлен из точки наблюдения к элементу тока, $\vec{r}$ — радиус-вектор элемента тока, если считать, что начало координат расположено в точке наблюдения магнитного поля.

Для нового $\vec{r}$: $\quad d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{\left[\vec{r}, d\vec{l}\right]}{r^3}$. $\qquad$ =>

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{r \cdot dl \cdot \sin(\theta)}{r^3} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{dl \cdot \sin(\theta)}{r^2}.$$

Здесь θ — угол между векторами $\vec{r}$ и $d\vec{l}$. Пусть О — точка наблюдения магнитного поля, тогда



Отрезок $dl_{\perp r}$ можно выразить двумя способами. С одной стороны

$$dl_{\perp r} = dl \cdot \sin(\theta),$$

а с другой стороны

$$dl_{\perp r} = r \cdot d\varphi.$$

Тогда

$$dl \cdot \sin(\theta) = r \cdot d\varphi$$

Подставим это в выражение $dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{dl \cdot \sin(\theta)}{r^2}$ и получим

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{d\varphi}{r},$$

где $d\varphi$ — угол, под которым элемент тока виден из точки наблюдения; r — расстояние от точки наблюдения до элемента тока; dB — вклад элемента тока в магнитное поле в точке наблюдения.

Эта формула полезна для решения задач.

В системе СГС Гаусса: $\frac{\mu_0}{4\pi} \to \frac{1}{c}$ $\qquad$ => $\qquad B = \frac{I}{c} \cdot \frac{d\varphi}{r}$.

<u>Магнитное поле в центре кругового витка с током.</u>

Все токи и точка наблюдения находятся в одной плоскости. Тогда

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{d\varphi}{r} \qquad =>$$

$$B = \oint_l dB = \oint_l \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{d\varphi}{r} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} \oint_l d\varphi = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} 2\pi = \frac{\mu_0 I}{2r} \qquad =>$$

$$B=\frac{\mu_0 I}{2r}$$

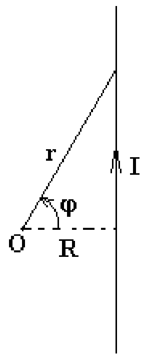
В системе СГС Гаусса: $\mu_0 \to \frac{4\pi}{c}$ => $B=\frac{2\pi I}{cr}$.

Магнитное поле прямого провода с током.

Рассмотрим прямой провод с током и одну точку наблюдения магнитного поля. Через прямую и точку вне нее проходит плоскость. Следовательно, задача плоская и можно воспользоваться формулой

$$dB=\frac{\mu_0 I}{4\pi}\cdot\frac{d\varphi}{r}.$$

На экзамене этой формулой можно воспользоваться, как исходной.



$$\frac{R}{r}=\cos(\varphi) \quad => \quad \frac{1}{r}=\frac{\cos(\varphi)}{R}$$

Подставим это выражение для $\frac{1}{r}$ в выражение $dB=\frac{\mu_0 I}{4\pi}\cdot\frac{d\varphi}{r}$ и получим

$$dB=\frac{\mu_0 I}{4\pi}\cdot\frac{\cos(\varphi)}{R}\cdot d\varphi \quad =>$$

$$B=\int dB=\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\frac{\mu_0 I}{4\pi}\cdot\frac{\cos(\varphi)}{R}\cdot d\varphi=\frac{\mu_0 I}{4\pi R}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\cos(\varphi)\cdot d\varphi=\frac{\mu_0 I}{2\pi R} \quad => \quad B=\frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

Переобозначим $R\to r$ и получим

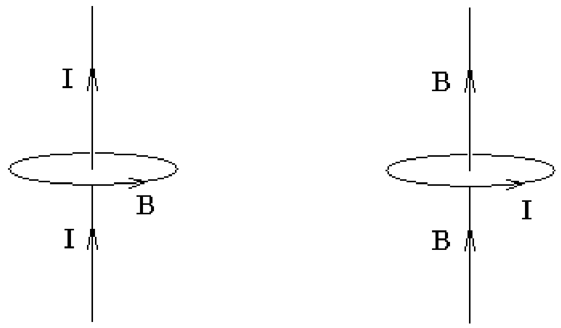
$B=\frac{\mu_0 I}{2\pi r}$, где r — расстояние от провода с током до точки наблюдения.

В системе СГС Гаусса: $\frac{\mu_0}{4\pi}\to\frac{1}{c}$ => $B=\frac{2I}{cr}$.

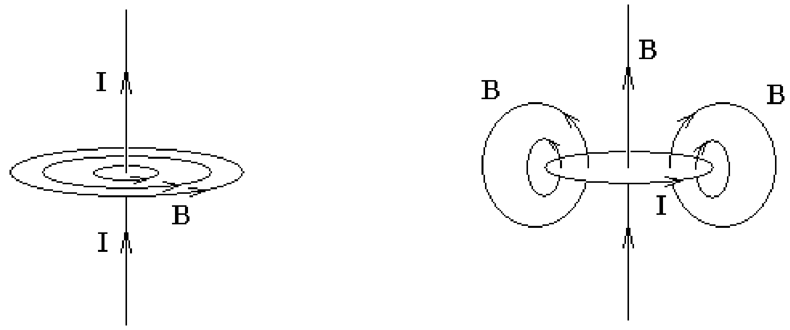
Правило правого винта.

Ток и магнитное поле образуют правый винт.

Магнитное поле направлено вокруг тока по правилу правого винта, и ток направлен вокруг магнитного поля по правилу правого винта.

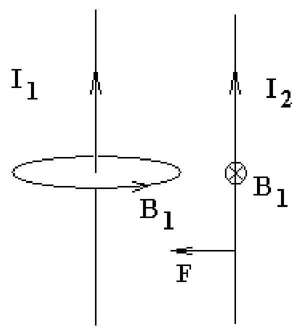


Если нарисовать больше линий поля $\vec{B}$, то картины перестанут быть так похожи.



Взаимодействие параллельных и антипараллельных токов.

Рассмотрим параллельные токи I_1 и I_2.



Параллельные токи притягиваются, антипараллельные — отталкиваются.

$B = \dfrac{\mu_0 I}{2\pi r}$ $\qquad d\vec{F} = I_2\left[d\vec{l}, \vec{B}_1\right]$ $\qquad$ => $\qquad dF = I_2 dl \cdot B_1$ $\qquad$ =>

$\dfrac{dF}{dl} = \dfrac{\mu_0}{2\pi} \cdot \dfrac{I_1 I_2}{r}$ — сила, действующая на единицу длины параллельных токов.

В системе СГС Гаусса: $\dfrac{dF}{dl} = \dfrac{2I_1 I_2}{c^2 r}$.

Параллельные токи притягиваются. Громоотвод из металлической трубки схлопывается в сплошной прут при попадании молнии.

Магнитные силы, как релятивистский эффект электрических сил.

Рассмотрим два параллельных тока.

Объясним притяжение токов без привлечения магнитного поля.

Положительные ионы двух параллельных проводников неподвижны. Пусть все электроны этих проводников движутся с одной и той же скоростью вдоль проводников.

Для начала заметим, что в исходной системе отсчета в системе отсчета положительных ионов проводники не заряжены, а в системе отсчета электронов проводники заряжены.

И действительно, движущийся предмет сжимается в направлении движения.

Тогда при переходе в систему отсчета электронов расстояния между электронами вдоль проводника увеличиваются, а расстояния между положительными ионами уменьшаются.

При этом концентрация электронов уменьшается, а концентрация положительных ионов возрастает. В системе отсчета электронов проводники оказываются положительно заряженными.

Вы думаете, что положительно заряженные проводники отталкиваются? Не тут-то было!

Чтобы обойтись без рассмотрения магнитного поля нужно рассматривать силу, действующую на каждый заряд в той системе отсчета, где сила Лоренца отсутствует:

$$\vec{V}=0 \qquad => \qquad \vec{F}=q\left[\vec{V},\vec{B}\right]=0.$$

Следовательно, нужно рассматривать силу на каждый заряд там, где скорость заряда равна нулю.

Силу, действующую на положительные ионы нужно рассматривать там, где ионы покоятся, и проводники не заряжены. Там сила равна нулю.

Силу на электроны нужно рассматривать там, где покоятся электроны, и где проводники положительно заряжены. Там сила, действующая на электроны, притягивает проводники друг к другу.

Это и есть притяжение проводников с параллельными токами.

<u>Взаимодействие токов и 3-й закон Ньютона</u>.

Рассмотрим два элемента тока, перпендикулярные друг другу: $I_1 d\vec{l}_1 \perp I_2 d\vec{l}_2$.

Покажем, что силы взаимодействия этих элементов тока не удовлетворяют третьему закону Ньютона: $d\vec{F}_{1\to2} \neq -d\vec{F}_{2\to1}$.

$$\begin{cases} d\vec{F}_{1\to2}=I_2\left[d\vec{l}_2,d\vec{B}_{1\to2}\right] \\ d\vec{B}=\dfrac{\mu_0}{4\pi}I\dfrac{\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3} \end{cases} \qquad =>$$

$$d\vec{F}_{1\to2}=I_2\left[d\vec{l}_2,\frac{\mu_0}{4\pi}I_1\frac{\left[d\vec{l}_1,\vec{r}_{1\to2}\right]}{r_{1\to2}^3}\right]=\frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{I_1I_2}{r_{12}^3}\left[d\vec{l}_2,\left[d\vec{l}_1,\vec{r}_{12}\right]\right]=$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_1 I_2}{r_{12}^3} \left\{ d\vec{l}_1 \left(d\vec{l}_2, \vec{r}_{12} \right) - \vec{r}_{12} \left(d\vec{l}_2, d\vec{l}_1 \right) \right\}$$

Но мы выбрали $d\vec{l}_2 \perp d\vec{l}_1$ => $\left(d\vec{l}_2, d\vec{l}_1 \right) = 0$ =>

$$d\vec{F}_{1\to 2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_1 I_2}{r_{12}^3} d\vec{l}_1 \left(d\vec{l}_2, \vec{r}_{12} \right) \quad => \quad d\vec{F}_{1\to 2} \parallel d\vec{l}_1$$

Аналогично $d\vec{F}_{2\to 1} \parallel d\vec{l}_2$. Тогда

$$\begin{cases} d\vec{F}_{1\to 2} \parallel d\vec{l}_1 \\ d\vec{F}_{2\to 1} \parallel d\vec{l}_2 \\ d\vec{l}_2 \perp d\vec{l}_1 \end{cases} \quad => \quad d\vec{F}_{1\to 2} \perp d\vec{F}_{2\to 1} \quad => \quad d\vec{F}_{1\to 2} \neq -d\vec{F}_{2\to 1},$$

что и требовалось доказать.

Если просуммировать силы, действующие на все элементы замкнутого контура с током, то выясняется, что для замкнутых токов $\vec{F}_{1\to 2} = -\vec{F}_{2\to 1}$, но парадокс не исчерпан, так как для пары точечных зарядов, движущихся с разными скоростями $\vec{F}_{1\to 2} \neq -\vec{F}_{2\to 1}$.

Дело в том, что когда точечные заряды пролетают друг относительно друга, возникает электромагнитное излучение, которое уносит энергию и импульс. Без учета этого импульса закон сохранения импульса несправедлив.

Закон сохранения импульса тесно связан с третьим законом Ньютона, поэтому для пары точечных зарядов, движущихся с разными скоростями, не справедлив третий закон Ньютона.

Формула для одной из составляющих магнитного поля поверхностного тока.

$$\begin{cases} d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\left[d\vec{l}, \vec{r} \right]}{r^3} \\ I d\vec{l} \to \vec{i} dS \end{cases} \quad => \quad d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\left[\vec{i}, \vec{r} \right]}{r^3} \cdot dS$$

— закон Био — Савара для поверхностного тока, где $i = \frac{dI}{dl_\perp}$ — плотность поверхностного тока.

Заменим $\vec{r} \to -\vec{r}$, тогда новый вектор $\vec{r}$ — радиус-вектор элемента тока, если начало координат выбрать в точке наблюдения магнитного поля. Тогда

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\left[\vec{r}, \vec{i} \right]}{r^3} \cdot dS$$

Найдем составляющую магнитного поля $B_\perp$ такую, что

$\begin{cases} dB_\perp \perp \vec{i} \\ dB_\perp \perp \vec{n} \end{cases}$, где $\vec{n}$ — нормаль к поверхности, по которой течет ток.

Любой вектор можно разложить на три взаимно ортогональных составляющих:

$\vec{r} = \vec{r}_i + \vec{r}_n + \vec{r}_\perp$, где $\begin{cases} \vec{r}_\perp \perp \vec{i} \\ \vec{r}_\perp \perp \vec{n} \end{cases}$. Тогда

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\left[\vec{r}, \vec{i}\,\right]}{r^3} dS = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{dS}{r^3}\left[\vec{r}_i + \vec{r}_n + \vec{r}_\perp, \vec{i}\,\right] = \frac{\mu_0}{4\pi}\left\{\frac{dS}{r^3}\left[\vec{r}_i, \vec{i}\,\right] + \frac{dS}{r^3}\left[\vec{r}_n, \vec{i}\,\right] + \frac{dS}{cr^3}\left[\vec{r}_\perp, \vec{i}\,\right]\right\}.$$

В правой части первое слагаемое равно нулю, так как $\vec{r}_i \parallel \vec{i}$. Третье слагаемое перпендикулярно вектору $\vec{r}_\perp$, так как $\left[\vec{r}_\perp, \vec{i}\,\right] \perp \vec{r}_\perp$. Тогда третье слагаемое перпендикулярно вектору $\vec{B}_\perp$, так как $\vec{r}_\perp \parallel \vec{B}_\perp$. Следовательно, третье слагаемое не дает вклад в интересующую нас величину $\vec{B}_\perp$. Второе слагаемое, наоборот, целиком входит в величину $\vec{B}_\perp$, так как $\left[\vec{r}_n, \vec{i}\,\right] \parallel \vec{B}_\perp$, потому что $\begin{cases} dB_\perp \perp \vec{i} \\ dB_\perp \perp \vec{n} \end{cases}$.

Тогда вклад в величину $\vec{B}_\perp$ целиком определяется вторым слагаемым:

$$d\vec{B}_\perp = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{dS}{r^3}\left[\vec{r}_n, \vec{i}\,\right].$$