

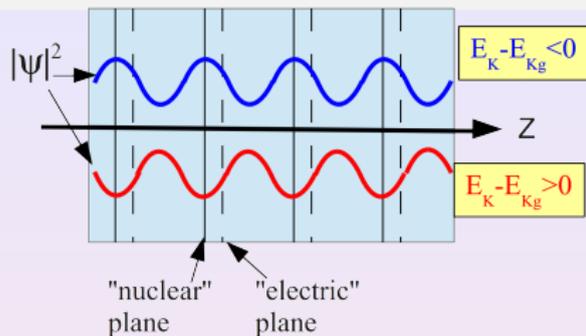
Эффект аномальной дисперсии при прохождении нейтронов через кристалл вблизи условия Брэгга

Воронин Владимир

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова НИЦ КИ

РНИКС - 2012

Прохождение нейтрона вблизи условия Брэгга



Величина электрического поля

$$E = \langle \psi | E(\mathbf{r}) | \psi \rangle = E_g \frac{2|V_g^N|}{E_k - E_{k_g}}$$

$E_g = g v_g^E \sin(\Delta\Phi_g)$ –
 g-гармоника.

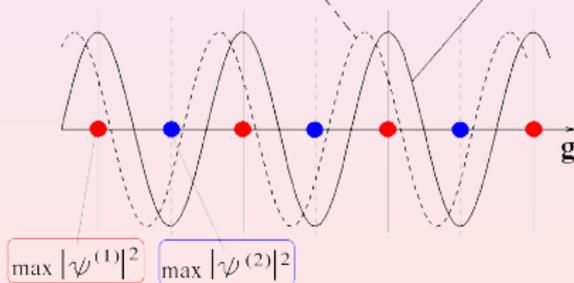
Волновая функция нейтрона

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r})} + \frac{|V_g^N|}{E_k - E_{k_g}} e^{i(\mathbf{k}_g\mathbf{r})}$$

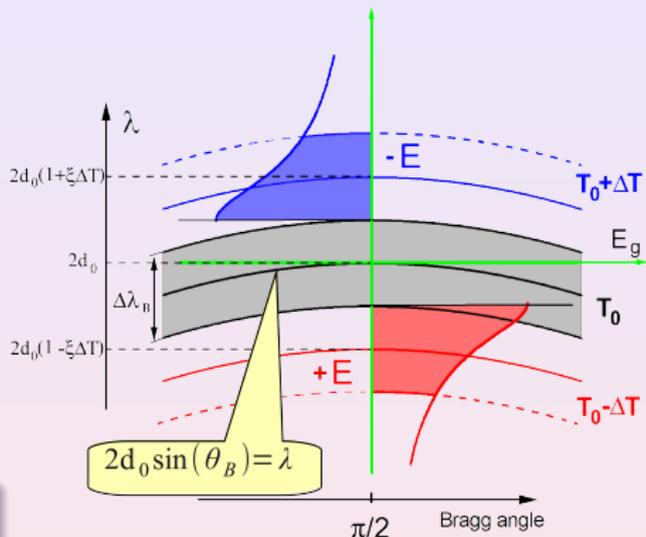
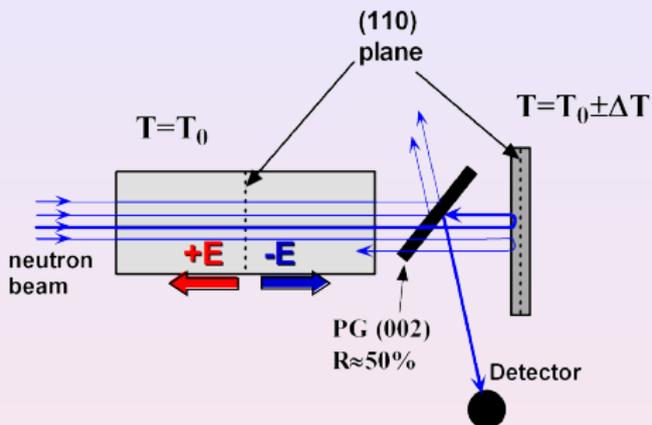
$$|\psi(\mathbf{r})|^2 = 1 - \frac{2|V_g^N|}{E_k - E_{k_g}} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r})$$

$$V^E(\vec{r}) = 2V_g^E \cos(\vec{g}\vec{r} + \Delta\phi_g)$$

$$V^N(\vec{r}) = 2V_g^N \cos(\vec{g}\vec{r})$$



Поиск ЭДМ нейтрона дифракционным методом

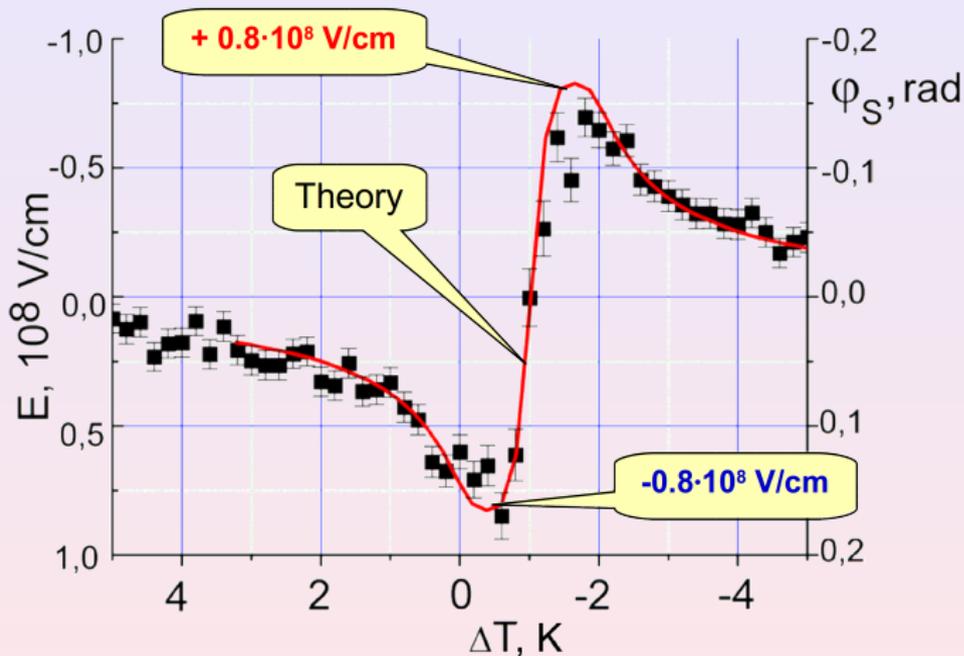


Брэгговская ширина в T^0

$\Delta\lambda_B/\lambda \approx 10^{-5}$ и $\chi \approx 10^{-5}$

Т.е. $\Delta T = 1 \Rightarrow \Delta\lambda = \Delta\lambda_B$

Электрическое поле в кристалле кварца, плоскость (110)



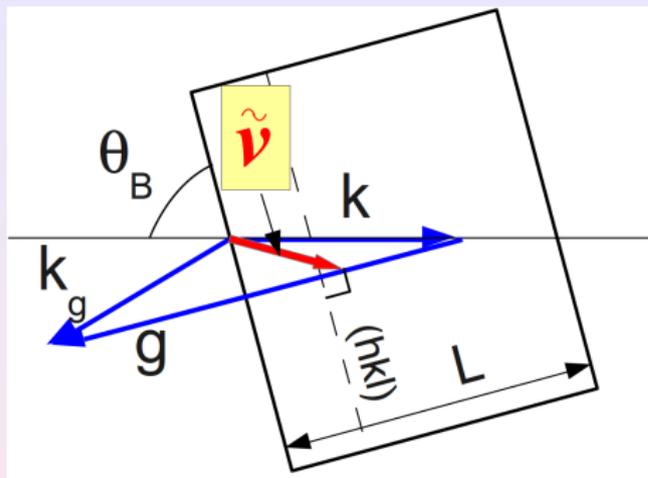
Изменяя температуру отражателя на $\Delta T = 1 \text{ K}$

\updownarrow

$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta \lambda_B}{\lambda} \simeq 10^{-5}$

Мы переключаем знак поля величиной $\sim 10^8 \text{ В/см.}$

Распространение нейтрона в кристалле



Скорость нейтрона в кристалле

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r})} + a_g e^{i(\mathbf{k}_g\mathbf{r})}$$

где $a_g = \frac{V_g^N}{E_k - E_{k_g}}$

$$\tilde{\mathbf{v}} = \frac{\hbar}{m} (\mathbf{k} + |a_g|^2 \mathbf{g})$$

При углах дифракции близких к 90°

$$k \simeq -g/2 \implies \tilde{v} = v_0(1 - 2|a_g|^2)$$

Дисперсия вблизи условия Брэгга

$$\frac{d\tilde{v}}{dE} = \frac{v_B}{2E_B} \left(1 - \frac{|V_g|^2 E_B}{2\Delta E^3} \right)$$

где $\Delta E = E_k - E_B$ — отклонение от условия Брэгга.

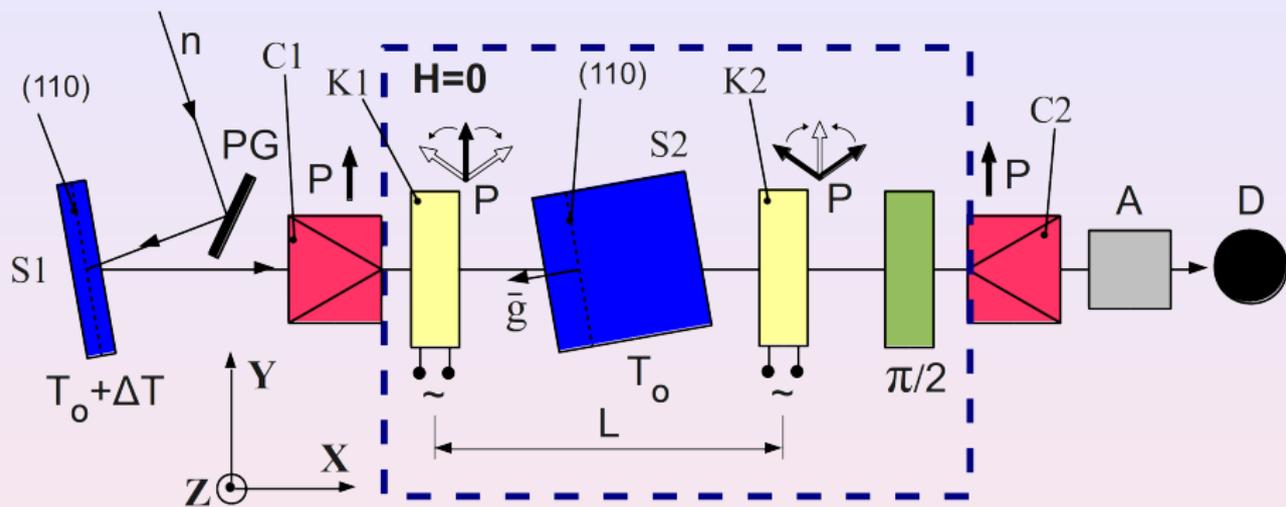
$v_B = \sqrt{2E_B/m}$ — скорость нейтрона, соответствующая условия Брэгга

Первое слагаемое – нормальная дисперсия, а второе – аномальная часть, обусловленная наличием отраженной волны. Аномальная часть резонансным образом зависит от энергии и меняет знак при пересечении брэгговского значения.

На границе применимости теории возмущений ($\Delta E \simeq |V_g|$), второе слагаемое становится равным

$$E_B/(2|V_g|) \sim \frac{1}{n-1} \sim 10^5$$

Схема эксперимента



Для измерения времени пролета использовался метод разделенных осциллирующих полей. $\nu \approx 4\text{кГц}$.

Кварц, плоскость (110) ($\lambda \approx 4.9\text{\AA}$), $\theta_B = 87^\circ$, длина кристалла $L=10\text{ см}$.

Угол поворота спина

После прохождения системы из двух катушек К1—К2.

$$\varphi^s(t) = \frac{2\mu B_0 \tau_B}{\hbar} \cdot 2\cos(\omega(t + \tau/2))\cos(\omega\tau/2),$$

где t – момент влета нейтрона в первую катушку, τ_B – время пролета нейтрона через катушку, τ – время пролета нейтрона между катушками.

Если $\omega\tau = (2n + 1)\pi$, тогда, при отсутствии искомого эффекта,

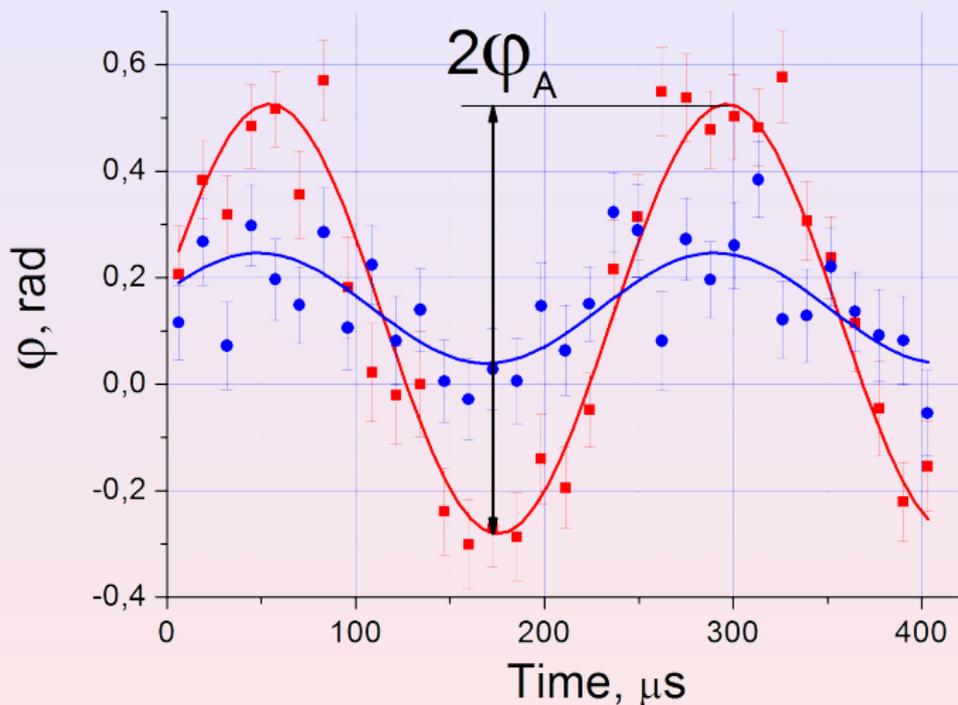
$$\varphi^s(t) \equiv 0$$

Дополнительная задержка в кристалле на время τ_0 приведет к появлению зависимости φ^s от времени

$$\varphi^s(t) \simeq \frac{2\mu B_0 \tau_B}{\hbar} \omega \tau_0 \cdot \cos(\omega(t + \tau/2)),$$

т.е. возникает **поляризация вдоль оси X**, зависящая от времени.

Временная зависимость угла поворота поляризации



Отклонение от условия Брэгга

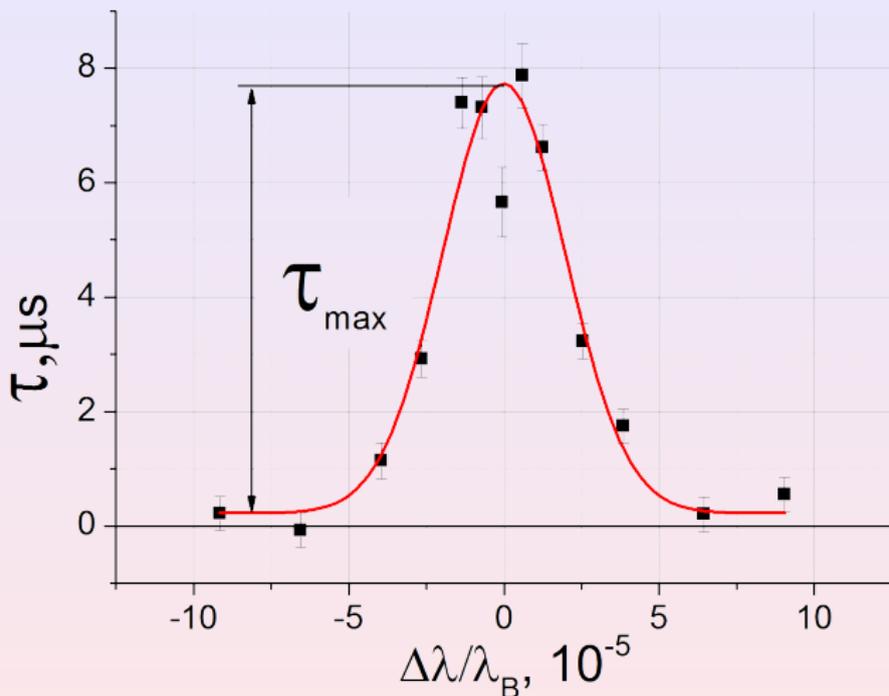
$$\Delta E / (2|V_g|) \simeq 1.2$$

$$\Delta E / (2|V_g|) \simeq 9$$

Амплитуда осцилляций

$$\varphi_A = \frac{2\mu B_0 \tau_B}{\hbar} \omega \tau_0$$

Время задержки в кристалле



Величина дисперсии

Изменение

$$\Delta\lambda/\lambda_B \simeq 5 \cdot 10^{-5}$$

даёт $\tau_0 \simeq 7.5$ мкс,

при этом

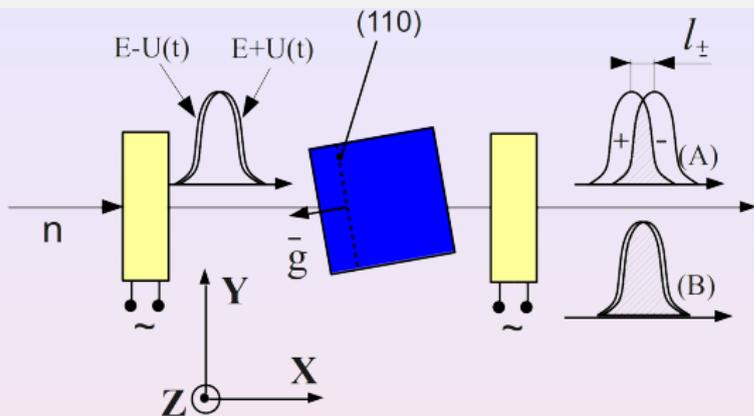
$$\tau_L = 125 \text{ мкс},$$

т.е.

$$\tau_0/\tau_L \simeq (6 \cdot 10^{-2}),$$

Аномальная дисперсия знакопеременная и в 1000 раз больше обычной.

Ускорение нейтрона в переменном магнитном поле



Пусть в некоторой области пространства

$$x = [-l/2, +l/2]$$

$$B(t) = B_0 \sin(\omega t)$$

и

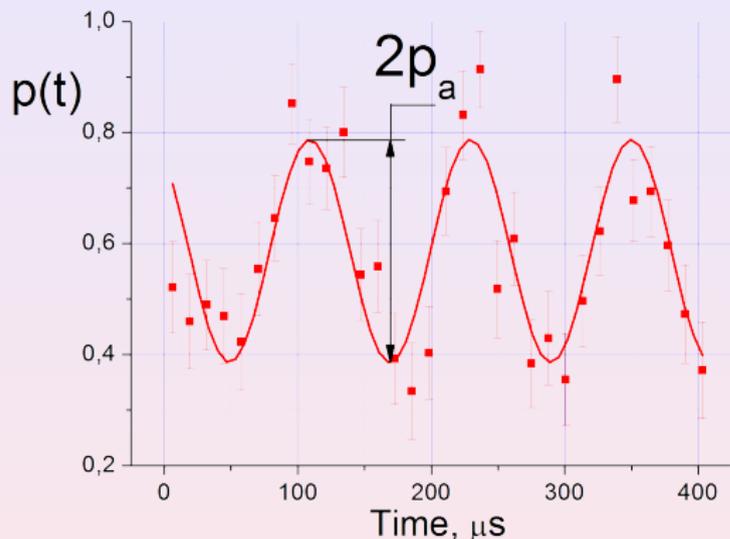
$$B(t) = 0, -l/2 > x > l/2$$

Разница энергий для двух состояний спина нейтрона

$$\Delta E_{\pm}(t) = 4\mu B_0 \cdot \sin \omega t \sin \frac{\omega t_B}{2} = 2\sqrt{2}\mu B_0 \sin \omega t,$$

где последнее выражение записано для конкретных условий эксперимента, когда время пролета через катушку t_B равно $1/4$ периода, т.е. $\omega t_B = \pi/2$, $\nu = 4\text{кГц}$.

Величина деполяризации

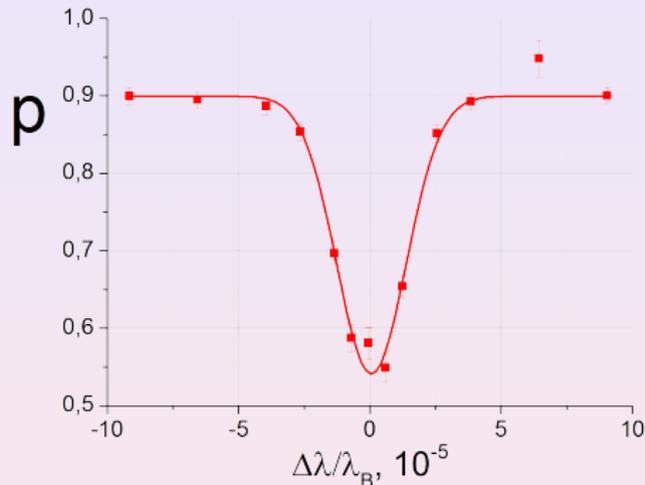
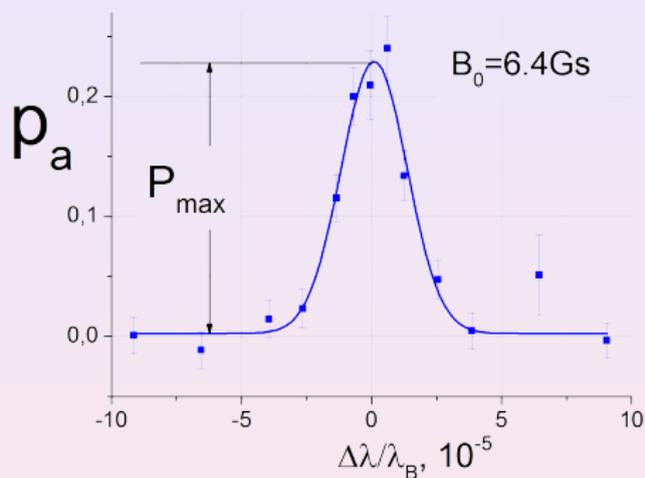


Величина деполяризации пучка определяется модулем пространственного расщепления волновых пакетов, другими словами она $\sim |\Delta E_{\pm}(t)|$, т.е. поляризацию прошедшего пучка можно записать как

$$p(t) \simeq 1 - p_a \cdot |\sin \omega t|,$$

Должен наблюдаться как эффект **деполяризации всего пучка** после усреднения по времени, так и **осцилляции по времени с частотой 2ω** .

Амплитуда осцилляций и деполяризация



Величины **деполяризации пучка** после усреднения по времени и **амплитуды временных осцилляции с частотой 2ω** должны расти с приближением к условию Брэгга.

Размер волнового пакета

Поляризация пучка пропорциональна площади перекрытия пакетов

$$p \simeq \frac{l_p - |l_{\pm}|}{l_p},$$

Величина пространственного расщепления

$$|l_{\pm}|_a = |\Delta\tau_{\pm}|_a v_n \simeq \frac{|\Delta E_{\pm}|_a}{E} \cdot K_d v_n,$$

Из предыдущего рассмотрения $K_d = \Delta\tau / (\Delta E / E) \approx 0.1$ секунды.

$$l_p = \frac{|\Delta E_{\pm}|_a}{E} \cdot K_d v_n \frac{1}{1-p} = 2 \cdot 10^{-5} \frac{B_0}{1-p} \simeq 4,3(4) \cdot 10^{-4} \text{ см.}$$

Размер пакета из соотношения неопределенности

$$l_{p0} > \frac{1}{2\Delta k} \simeq 4 \cdot 10^{-4} \text{ см,}$$

в нашем случае $\Delta k = 1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ – ширина брэгговского отражения для плоскости (110) кристалла кварца.

Выводы

- Показано, что для нейтрона кристалл может представлять собой среду с аномальной дисперсией.
- Аномальная часть является **знакопеременной** и величина dv/dE может превышать нормальное значение для свободного нейтрона на **несколько порядков** в окрестности брэгговского "резонанса".
- Предложен метод измерения малых изменений энергий нейтрона с использованием эффекта аномальной дисперсии. Оказалось, что небольшая разница энергий двух состояний спина нейтрона, по магнитному полю и против него, приводит к значительному пространственному расщеплению волновых пакетов и, соответственно, к деполяризации нейтронного пучка.
- Высокая чувствительность метода позволила обнаружить изменение энергии на уровне $(10^{-11} - 10^{-10})$ эВ.