

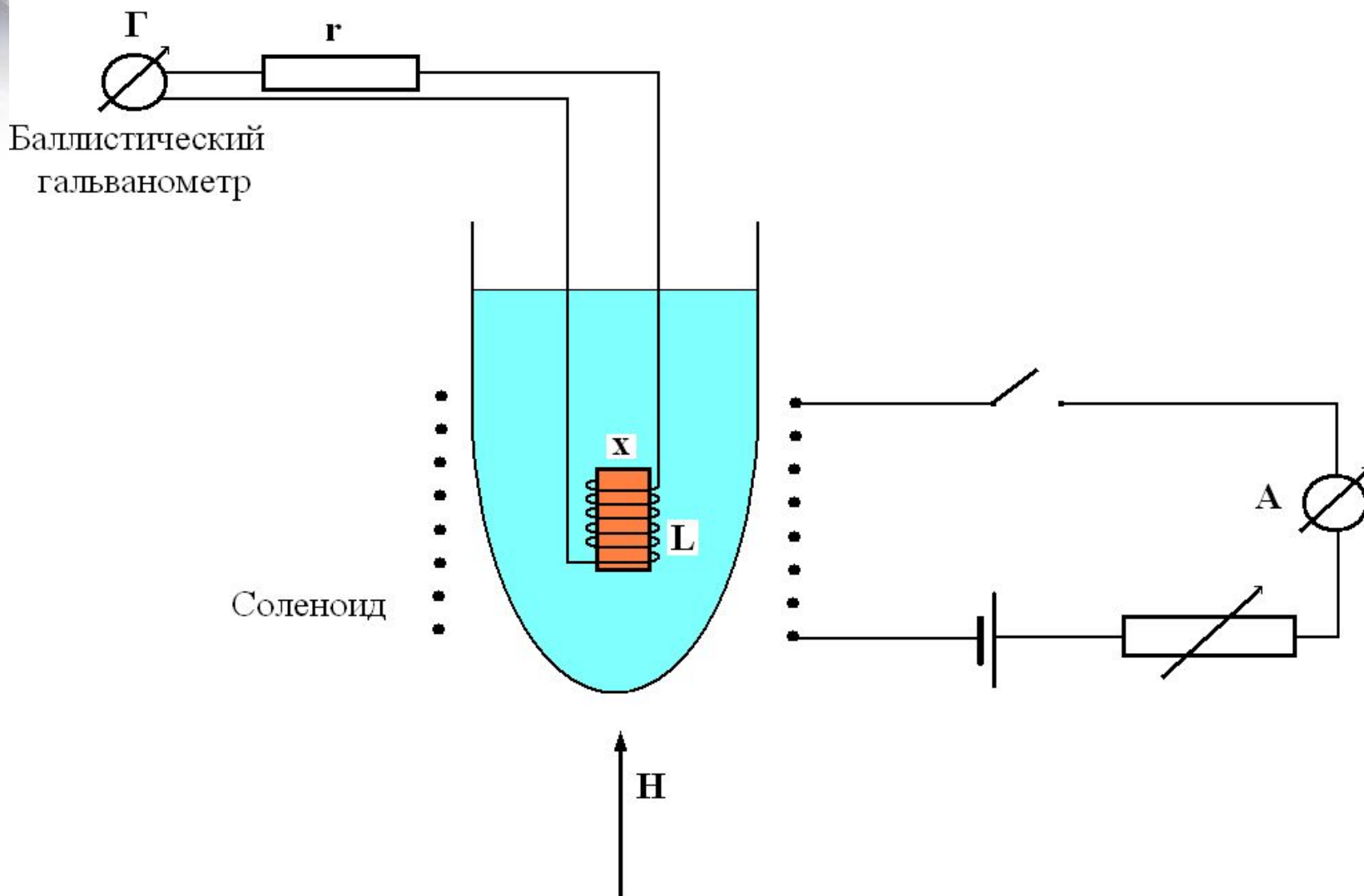
# Лекция 11,12

## Сверхпроводники в магнитном поле



Feuille de Brochet  
au vin de Lumière  
—  
Mette et Ignace  
de  
—  
de Fromages  
—  
Hommes et Casis

# Эффект Мейснера-



Внутри массивного СП:  $V=0$ ,  $\chi=-1/4\pi$

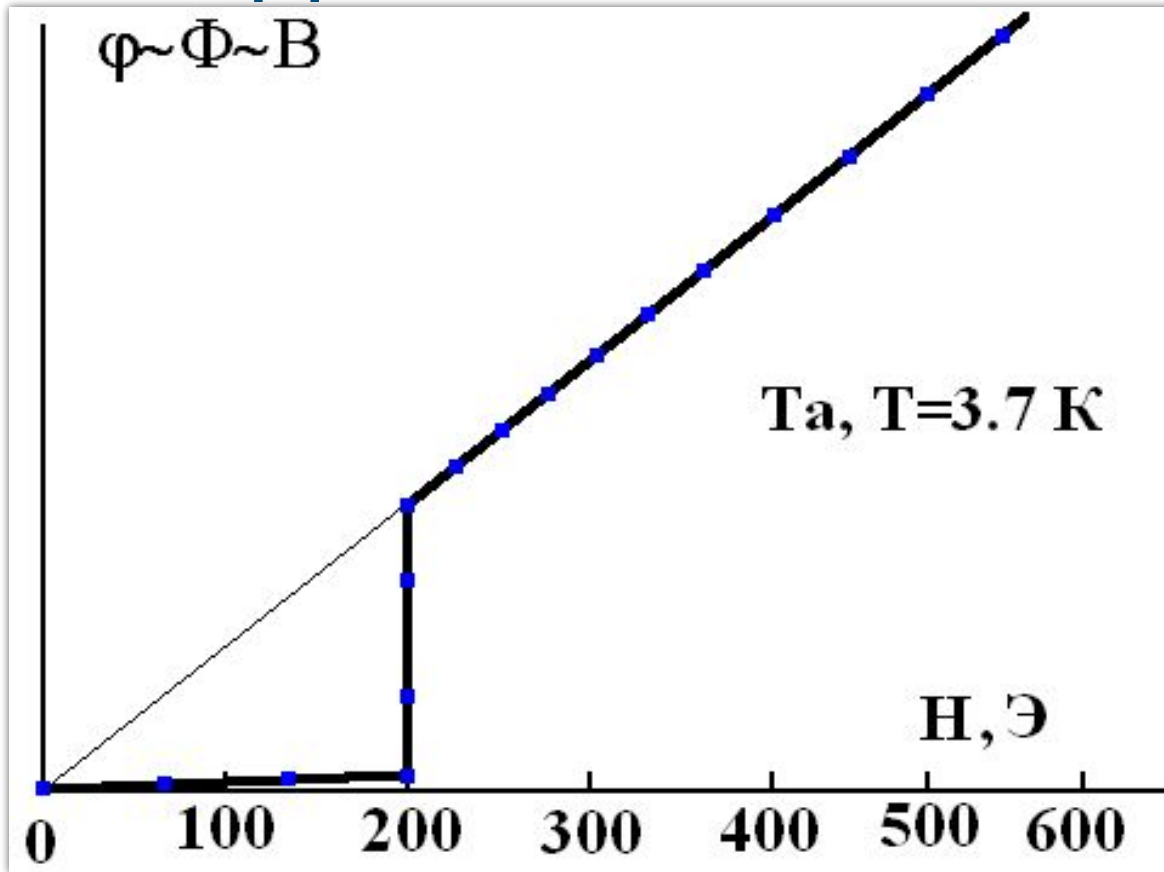
# Эффект Мейснера-Оксенфельда или идеальный диамагнетизм

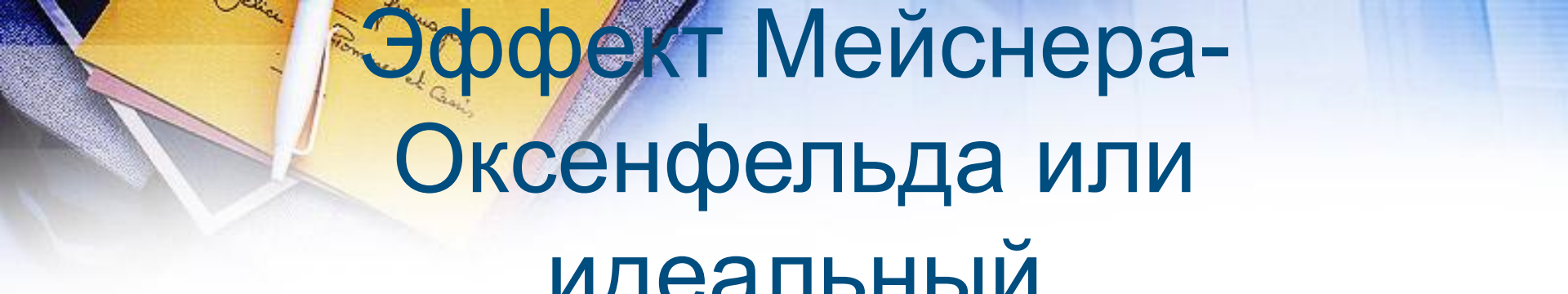
Включим **H**. Угол отклонения  $\Gamma$  равен:

$$\phi \sim q = \int I dt = \int \frac{\varepsilon}{r} dt = \int \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi}{dt} dt \sim \Phi = BS$$

$q$ -заряд, протекший через гальванометр,  $I$ -ток через гальванометр,  $\varepsilon$ -ЭДС,  $\Phi$ -магнитный поток через измерительную катушку  $L$ ,  $S$ -площадь ( $nS_{\text{средн}}$ ) катушки  $L$ ,  $n$ -число витков катушки  $L$

# Эффект Мейснера- Оксенфельда или идеальный диамагнетизм





# Эффект Мейснера- Оксенфельда или идеальный диамагнетизм

Картина распределения поля и токов.

1) В поле  $\mathbf{H}$  возникает экранирующий поверхностный ток  
 $\mathbf{B}=0$ .

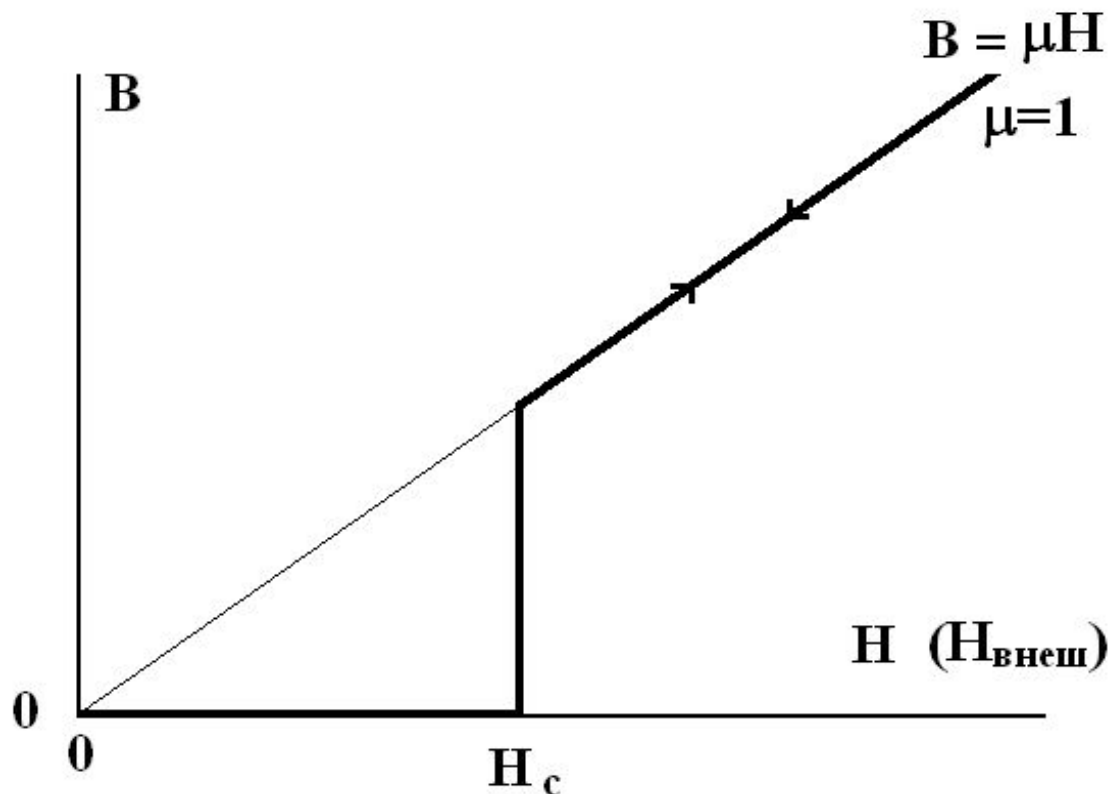
2) Вне СП  $\mathbf{H}_{\text{внеш}} = \mathbf{B}_{\text{внеш}}$  (т.к.  $\mu=1$ )  $= \mathbf{H} + \mathbf{H}_s$ . Где  $\mathbf{H}$ -поле соленоида,  $\mathbf{H}_s$ -поле, создаваемое поверхностными токами ( $\mathbf{j}_s$ ).

Всё это эквивалентно картине  $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$  с  $\mathbf{M} = -(1/4\pi)\mathbf{H}$ .

3) Поверхностные токи!

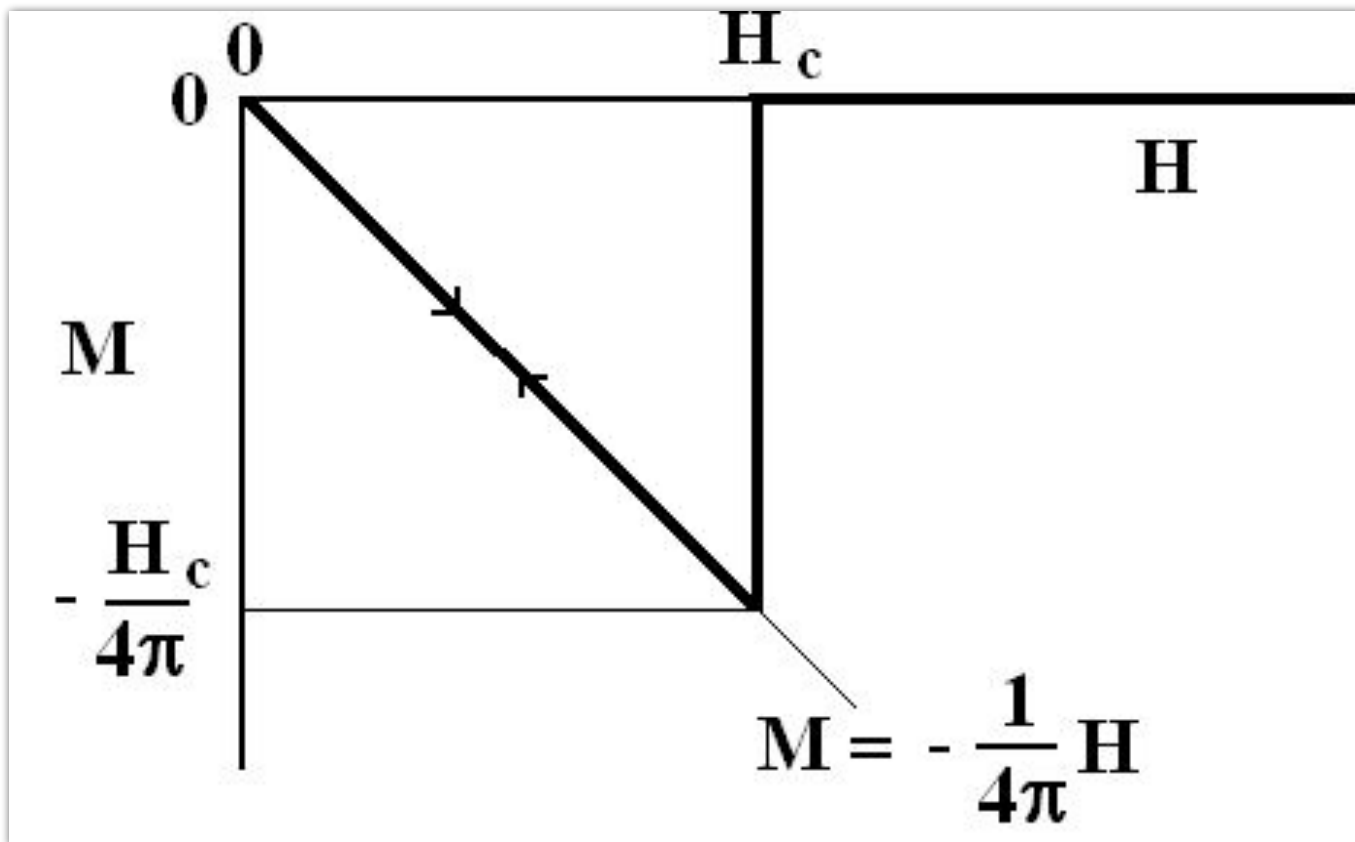
# Магнитные свойства сверхпроводников

## Магнитная индукция



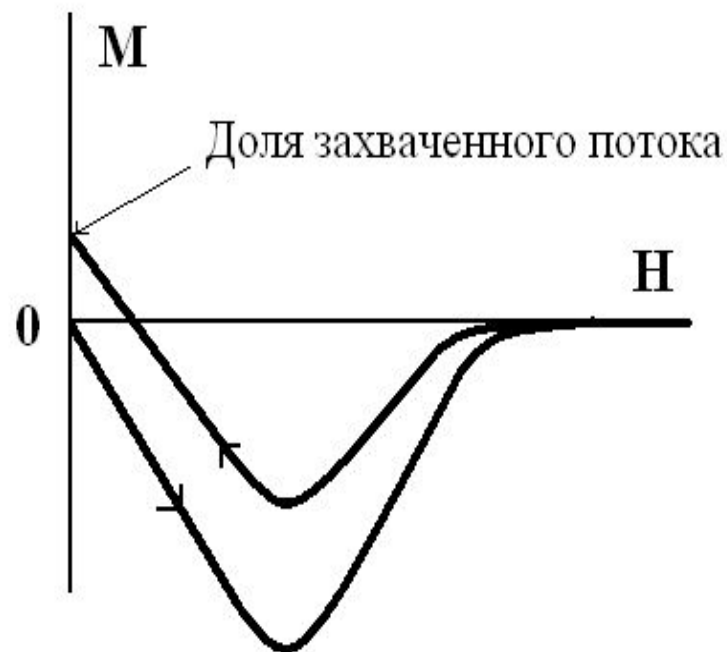
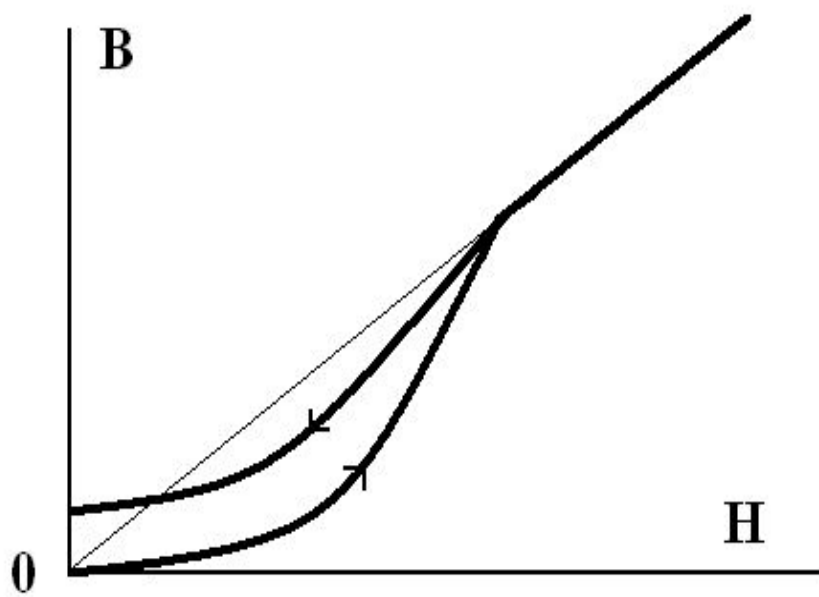
# Магнитные свойства сверхпроводников

## Намагниченность




# Магнитные свойства сверхпроводников

Неидеальный образец. → Неоднородности, примеси, дефекты







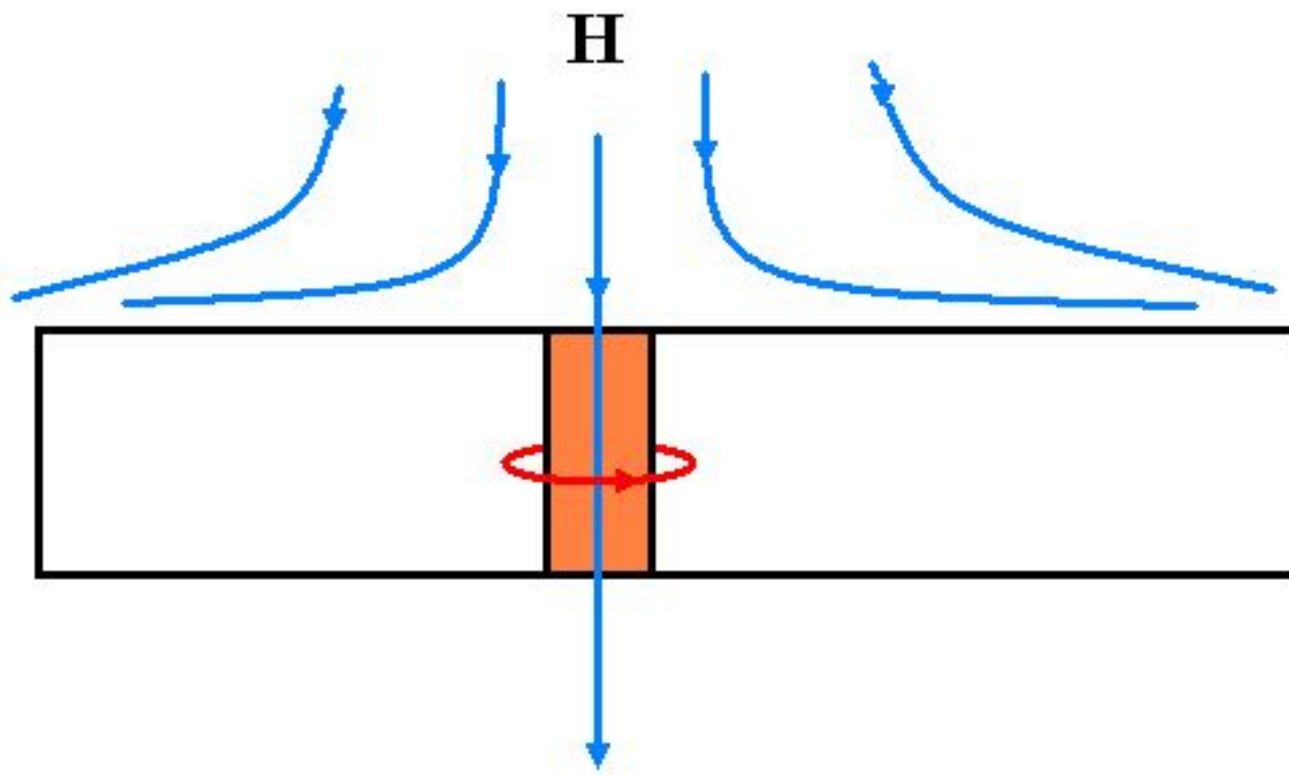
# Магнитные свойства сверхпроводников

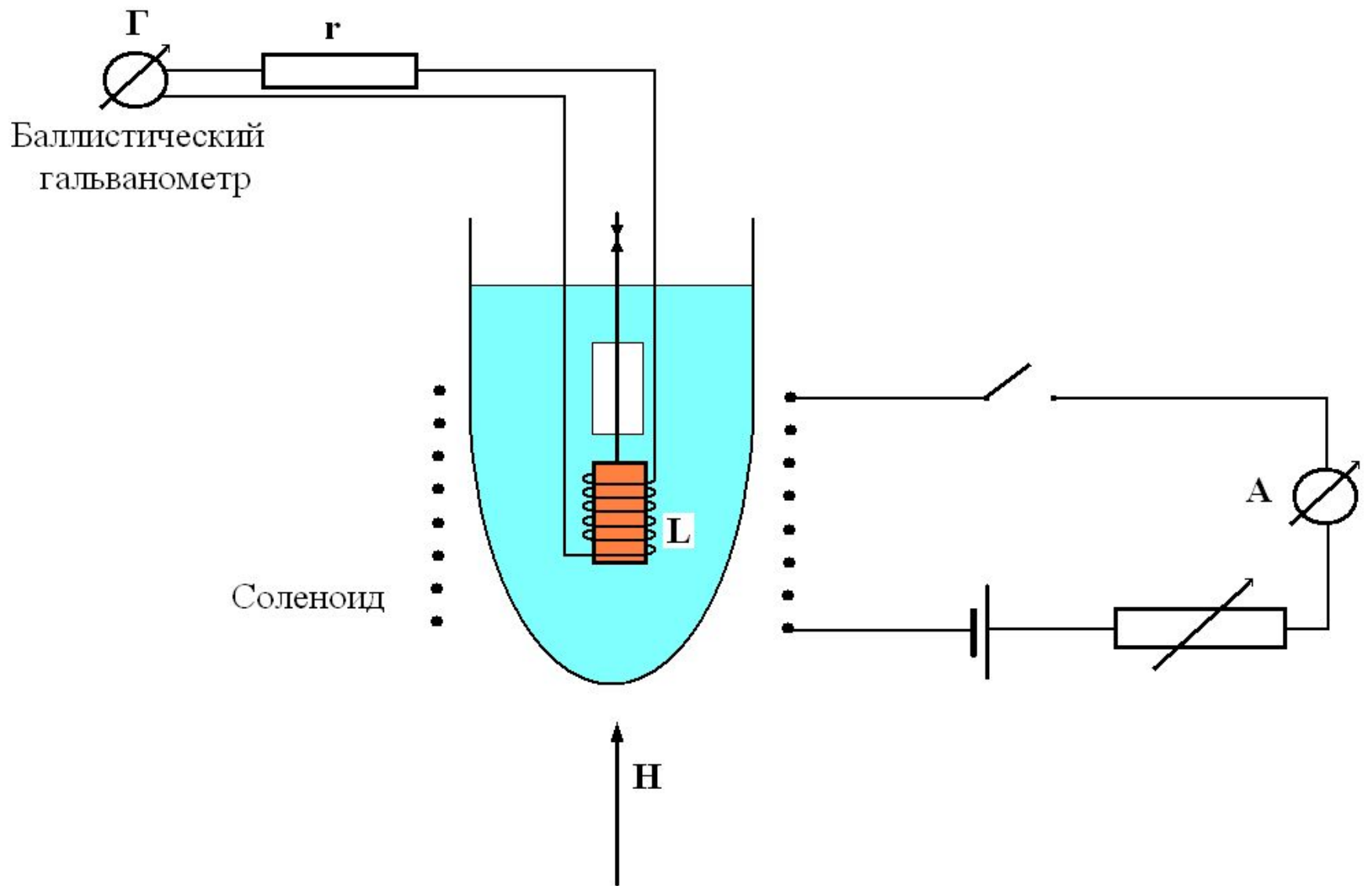
Неидеальный образец. → Неоднородности, примеси, дефекты

- 1) Нет четкого  $H_c$  («разные фазы»).
- 2) Необратимость (гистерезис).
- 3) Остаточный магнитный поток (или  $B$ ) при  $H=0$ .  
Неполный эффект Мейснера.
- 4) Остаточная намагниченность = захваченный или «замороженный» магнитный поток

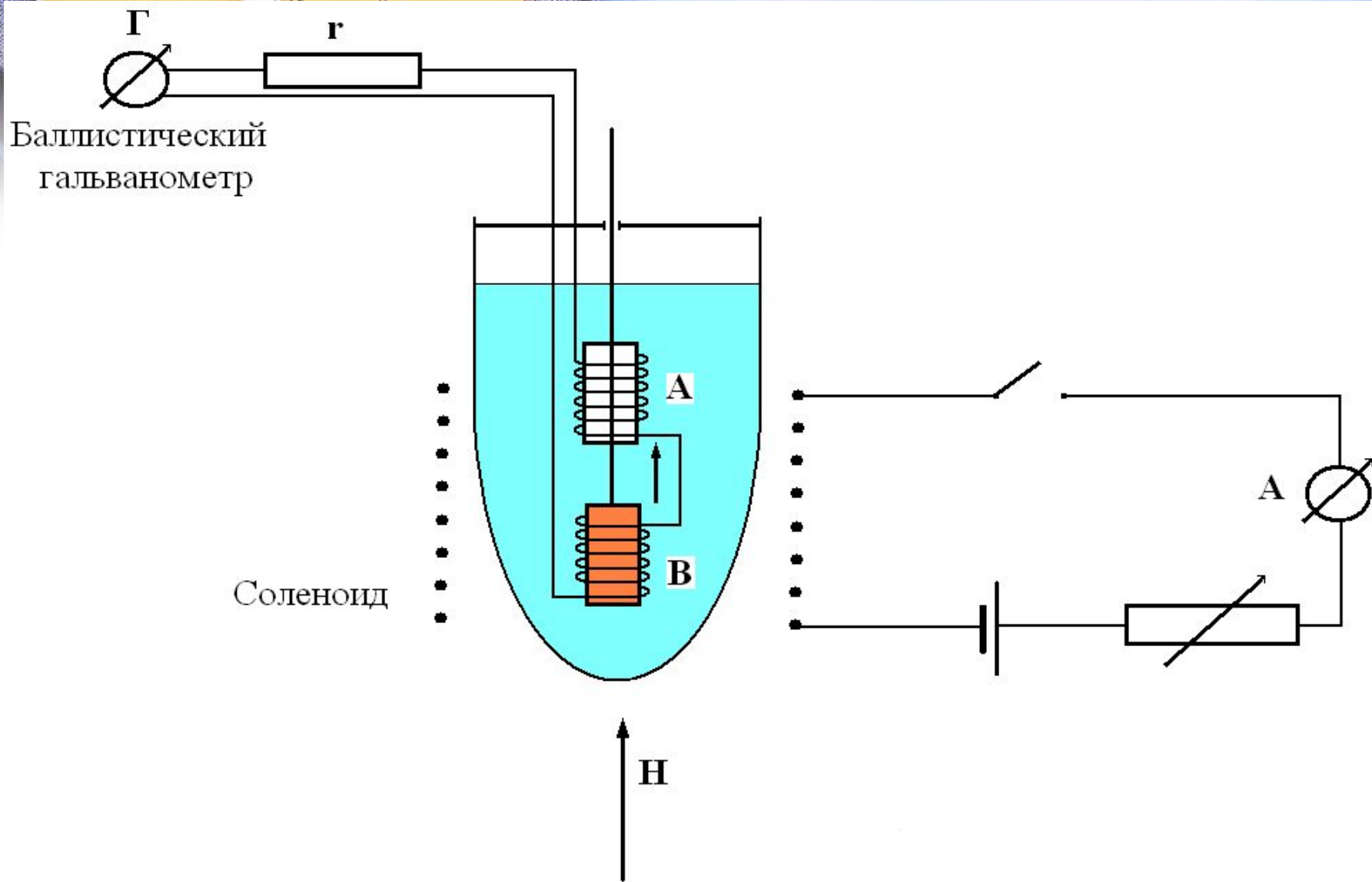
# Магнитные свойства сверхпроводников

Неидеальный образец. → Неоднородности, примеси, дефекты

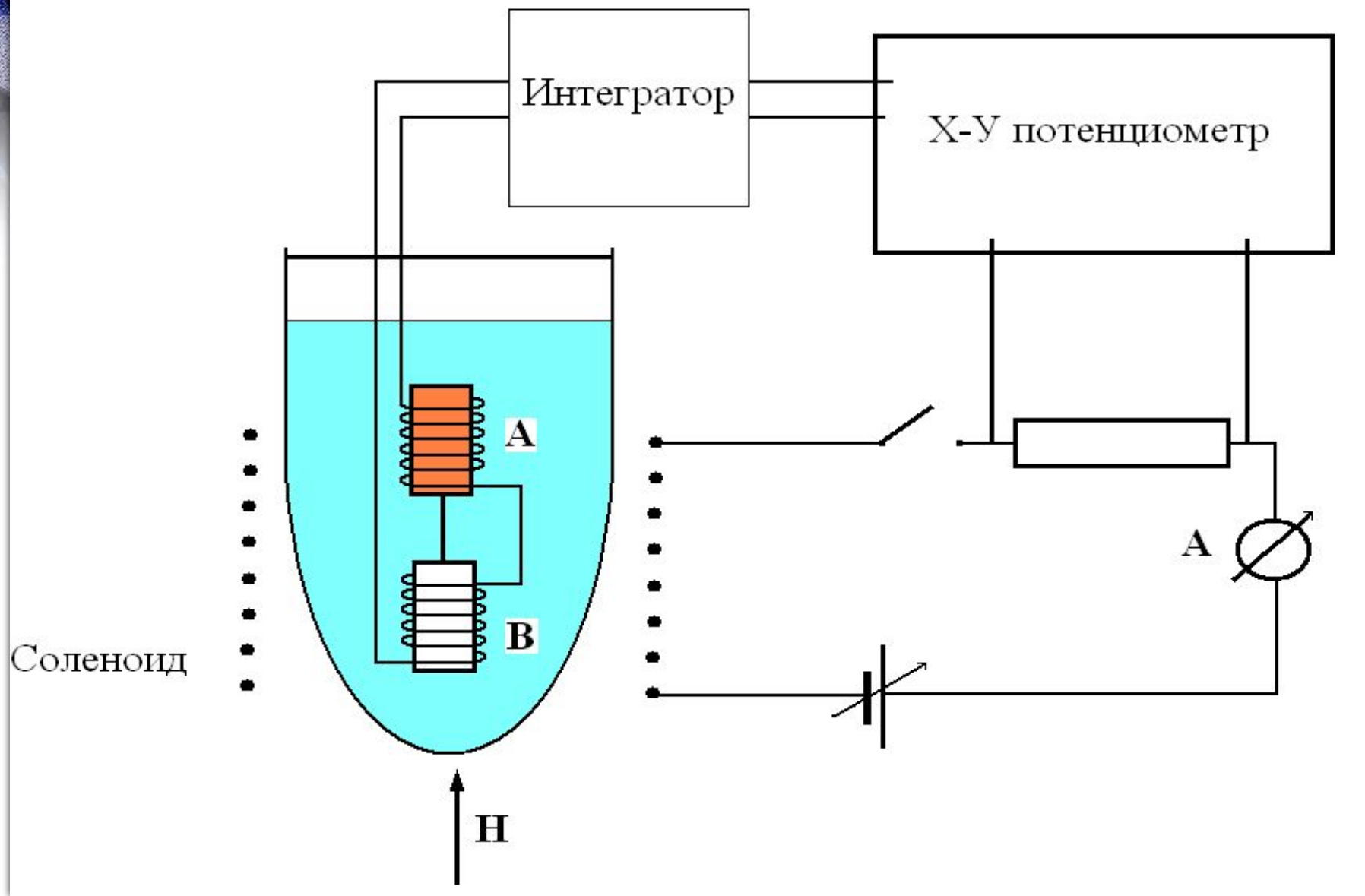




Отклонение гальванометра  $\phi \sim \Delta\Phi \sim M$ . Здесь  $\Delta\Phi$  – изменение потока в катушке



$\Phi \sim \Delta\Phi \sim 2M$ . ЭДС складываются, отброс гальванометра в 2 раза больше



Меняется внешнее поле  $H(t)$ . Образец неподвижен.  
 Интегратор дает на выходе  $V_{\text{ВЫХ}} \sim \int V_{\text{ВХ}}(t)dt$

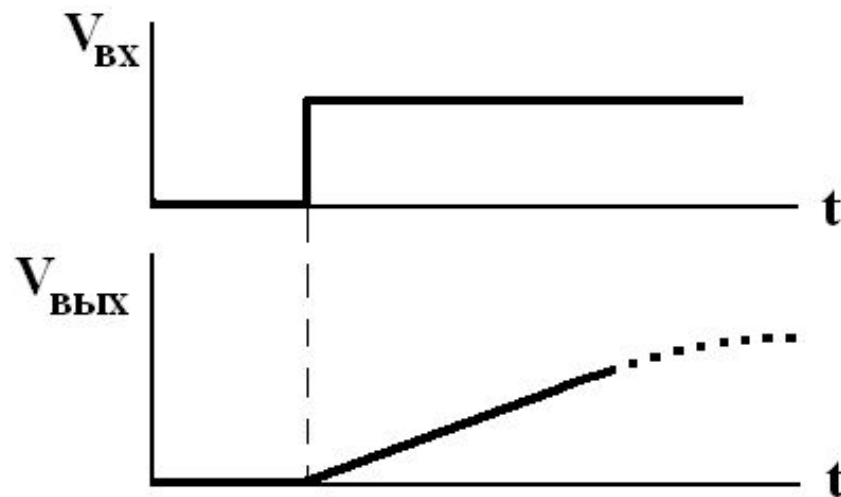
# Измерения намагниченности $M$ сверхпроводника


## Интегрирующий метод

Пример простейшего  
интегратора:



Напряжения (сигналы) на  
входе и выходе:





# Измерения намагниченности $M$ сверхпроводника

Интегрирующий метод

ЭДС  $\varepsilon$  на входе интегратора:

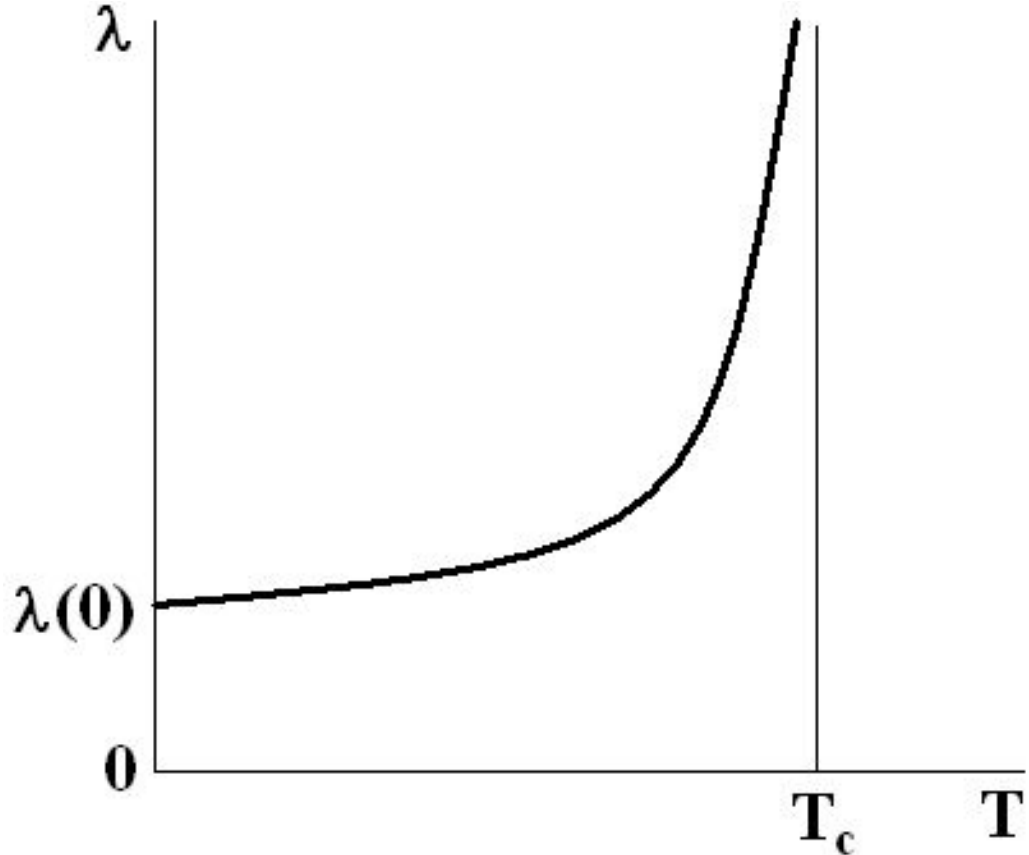
$$\varepsilon = \varepsilon_A - \varepsilon_B = -(1/c) \{d\Phi_A/dt - d\Phi_B/dt\} - (S/c) \{d(H + 4\pi M)/dt - dH/dt\} = -(4\pi S/c) dM/dt.$$

Считается  $S_A = S_B = S$ ,  $\mu = 1$   $\int \varepsilon dt$

После интегратора  $V \sim \quad \sim M$

# Зависимость $\lambda$ от $T$

В теории БКШ при  $T \rightarrow T_c$  концентрация электронов  $n_s \sim n_s(0) (1 - T/T_c)$ , т.е.  $\lambda_{\text{БКШ}} = \lambda_{\text{БКШ}}(T) \cdot (1 - T/T_c)^{-1/2}$



На эксперименте  $\lambda_{\text{exp}}$ :

$$\lambda_{\text{exp}} = \lambda(0) \cdot [1 - (T/T_c)^4]^{-1/4}.$$

При  $T \rightarrow T_c$

$$\lambda_{\text{exp}} \sim (1 - T/T_c)^{-1/2},$$

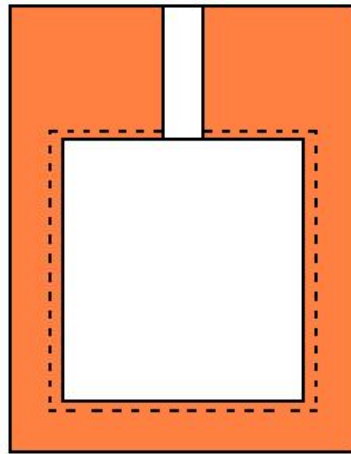
т.е. согласуется с БКШ



# Зависимость $\lambda$ от $T$


## Методы измерения $\lambda$

- 1) Наблюдение прямого проникновения поля через тонкую пленку с  $d \leq \lambda$ .
- 2) Измерение резонансной частоты объемного резонатора из сверхпроводника



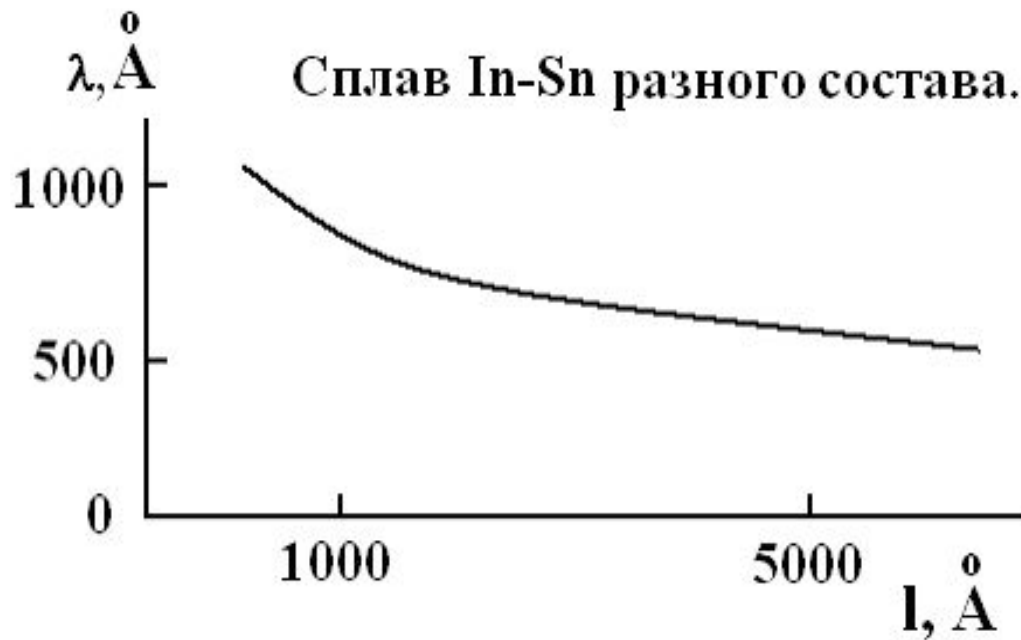
С  $T$  меняется глубина проникновения поля, т.е. эффективный размер полости резонатора, т.е. его частота

- 3) Измерение частоты LC-генератора, в котором в качестве индуктивности  $L$  используется катушка со СП сердечником

A decorative background in the top-left corner shows a stack of yellow and pink sticky notes, a white pen, and a blue folder. The sticky notes have some handwritten text in French, including "Fournitures et Cais".

Зависимость глубины  
проникновения  $\lambda$  в СП  
от длины свободного  
пробега носителей  
заряда  $l$  (т.е. от чистоты  
материала)

# Зависимость $\lambda$ от $l$



длина когерентности  $\xi$  («размер пары») зависит от чистоты материала

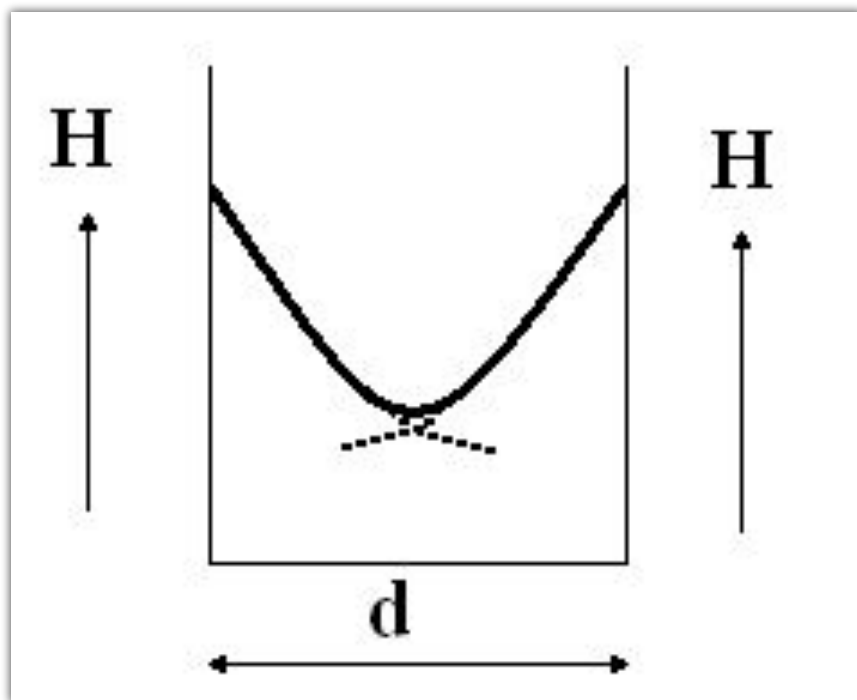
$$\xi(l) \sim \begin{cases} \xi_0 & \text{при } l \rightarrow \infty \\ \sqrt{\xi_0 l} & \text{при } l \rightarrow 0 \end{cases}$$

А глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник:

$$\lambda(l) = \lambda_\infty \cdot \sqrt{\xi_0 / \xi(l)}$$

Здесь  $\lambda_\infty = \lambda(l = \infty)$ . Хорошее согласие с экспериментом

# Глубина проникновения поля в СП для тонких пленок



Здесь  $H=H_{\parallel}$ ,  $d \sim \lambda$ . При уменьшении  $d$  поле все больше проникает в пленку

Эксперимент:

$$H_c^{\text{пленки}} > H_c^{\text{массив}} \text{ при } d < \lambda$$

# Глубина проникновения поля в СП для тонких пленок

$$G_s(H) = \int_0^H \mathbf{M} dH \quad (1)$$

Если  $\mathbf{M} = -(1/4\pi)\mathbf{H} \rightarrow$  массивный СП, то из (1) получим

$$G_s(H) = G_s(0) + H^2/8\pi \quad (2)$$

Здесь член  $H^2/8\pi$  - энергия экранирующих токов и вытесненного поля.

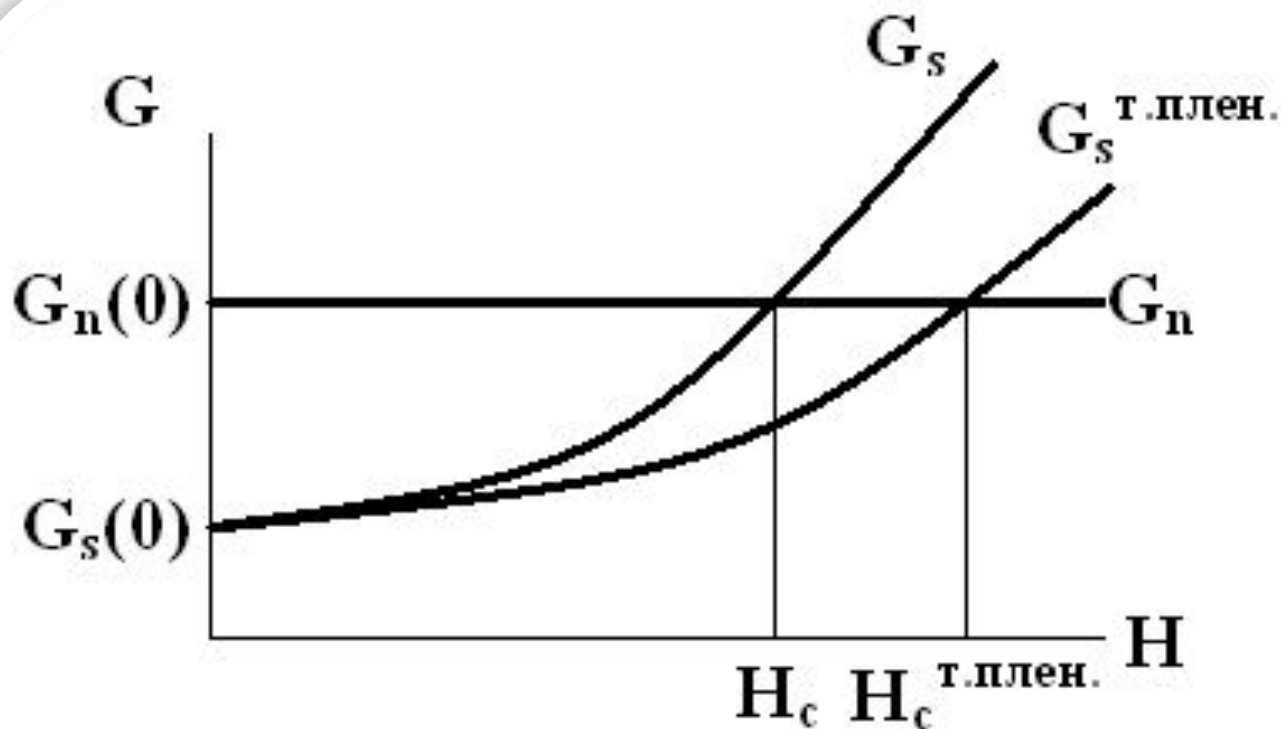
Вспомним, что  $G_n(H) = G_n(0) = G_s(0) + H_c^2/8\pi$

$G_n$  не зависит от  $H$  при отсутствии парамагнетизма.

Это основное уравнение термодинамики сверхпроводников.

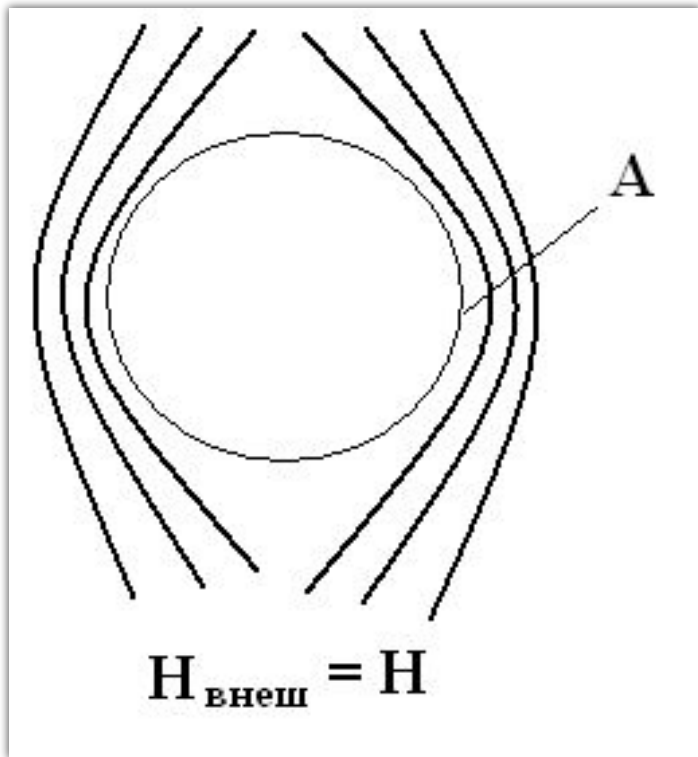
Таким образом, при  $H = H_c$  величина  $G_s$  достигает  $G_n$

# Глубина проникновения поля в СП для тонких пленок



# Промежуточное состояние

## Коэффициент размагничивания



СП шар в поле  $H < H_c$

В точке А плотность силовых линий увеличена, т.е.

$$H_{\text{эф}} \equiv H_a > H$$

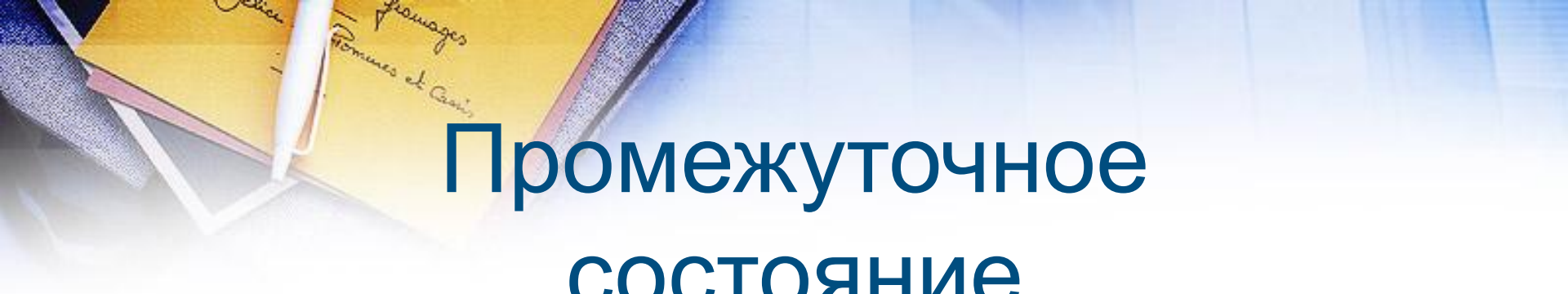
(из-за добавочных токов)

Записывают  $H_{\text{эф}} = H - 4\pi n_M M$  это эквивалентно  $H = H_{\text{эф}} + 4\pi M$ .

Здесь  $n_M$  – коэффициент размагничивания (размагничивающий фактор).

$$M = -(1/4\pi) H_{\text{эф}}, \text{ т.е. } H_{\text{эф}} = H / (1 - n_M).$$

В т.А  $n_M = 1/3$  сфера  
 $1/2$  провод  $\perp$  полю  
 0 провод  $\parallel$  полю



# Промежуточное состояние

1) При  $H_c < H_{эф} < H_c / (1 - n_M)$  или  $(1 - n_M)H_c < H < H_c$

возникает особое – **промежуточное** – состояние.

2) В т.А должно быть N-состояние (поле  $> H_c$ ).

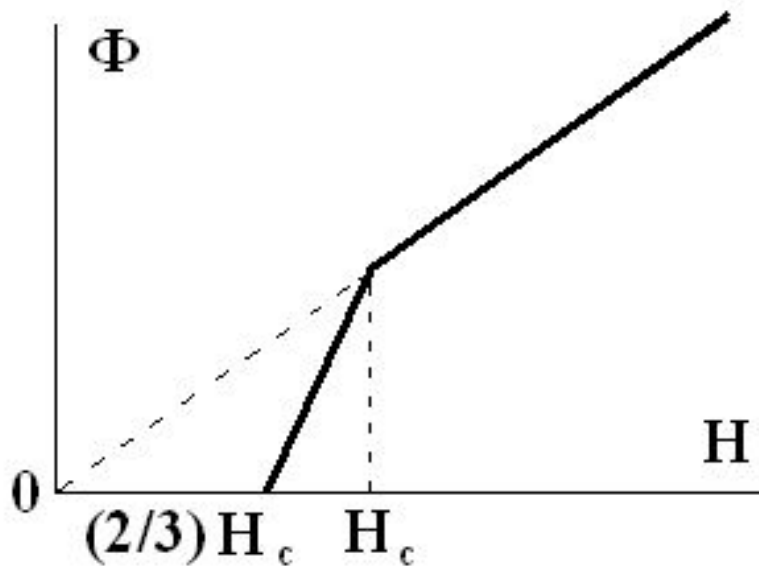
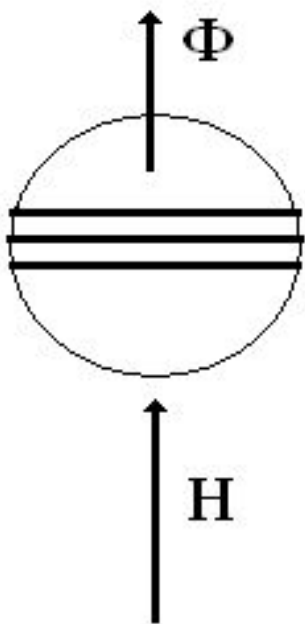
Но весь шар не может перейти в N-состояние, мало среднее поле. Ведь если шар перейдет весь в N-состояние, то поле внутрь и  $H < H_c$ . Что невозможно.

3) Произойдет расслоение на N и S области – домены



# Промежуточное состояние

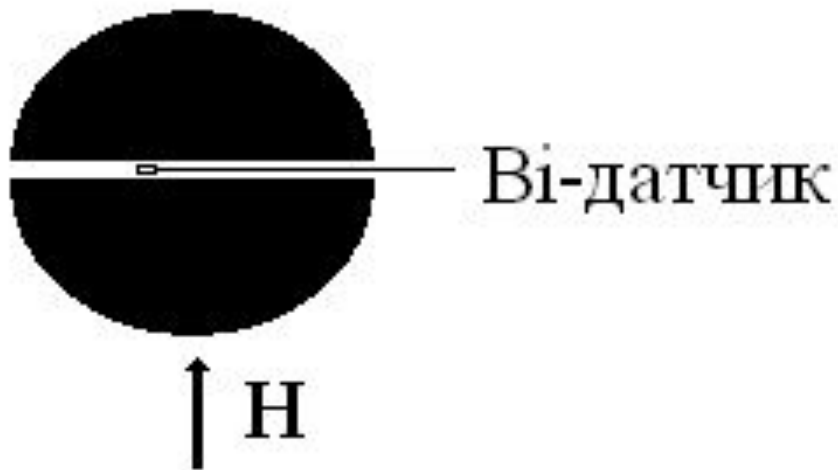
Магнитный поток, проникающий в катушку:



Пунктир – ситуация для цилиндра  $\parallel$  полю, когда  $n_M = 0$

# Прямое наблюдение доменной структуры

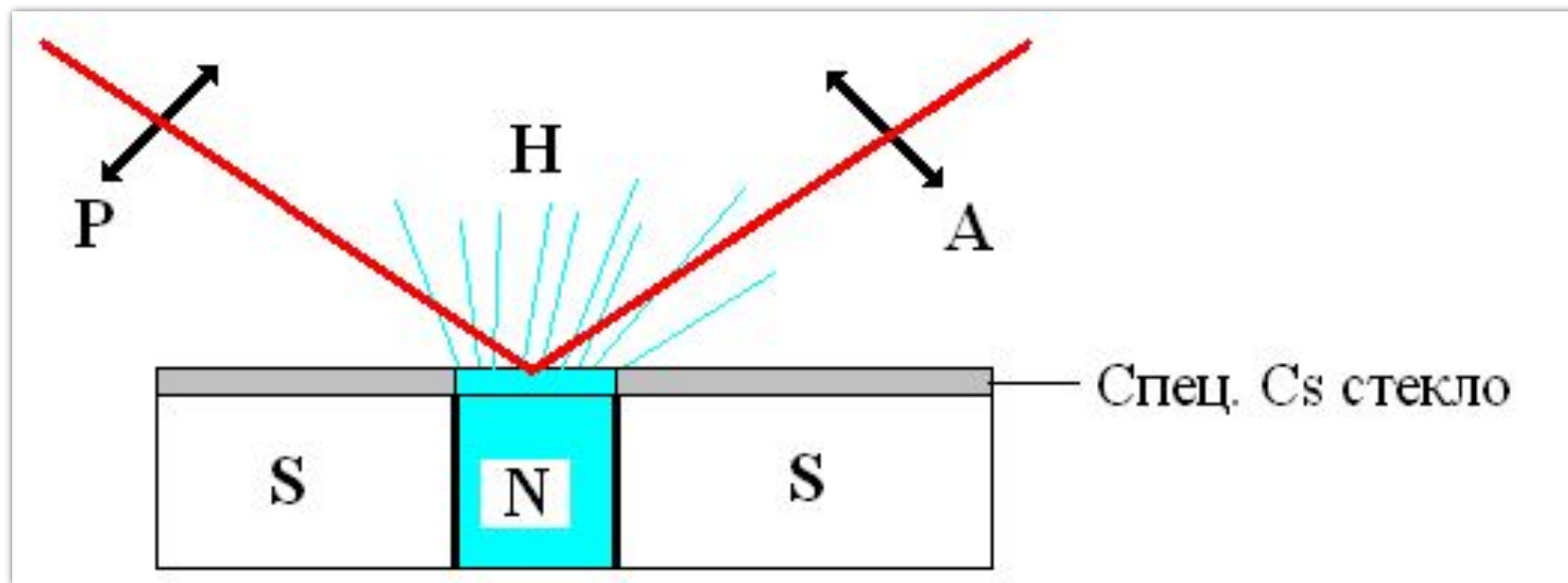
Опыт Шальникова и Мешковского



У  $V_i$  очень сильная зависимость  $R(H)$ .  
Проволочка диаметром 30-50 мкм.  
В СП области  $H=0$ , в N-области  $H=H_c$

# Прямое наблюдение доменной структуры

Эффект Фарадея



Цезиевое стекло вращает плоскость поляризации света в магнитном поле.

P – поляризатор (свет после него линейно поляризован, колебания в одной плоскости),  $A \perp P$  – анализатор