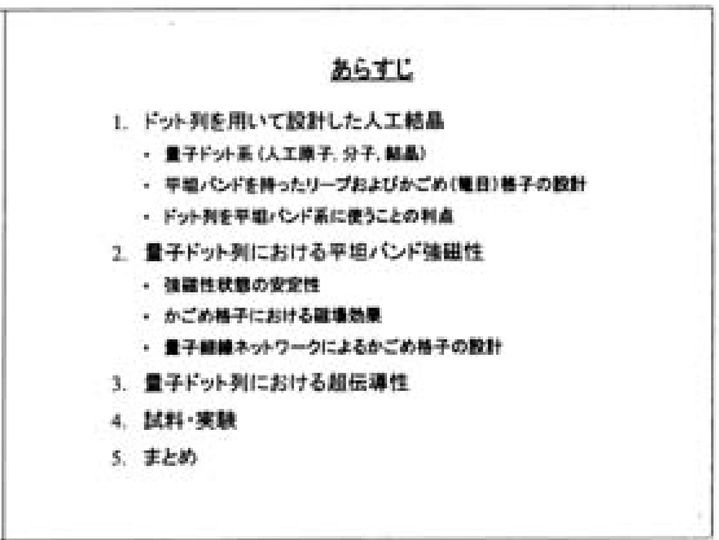
センター開設記念シンポジウム

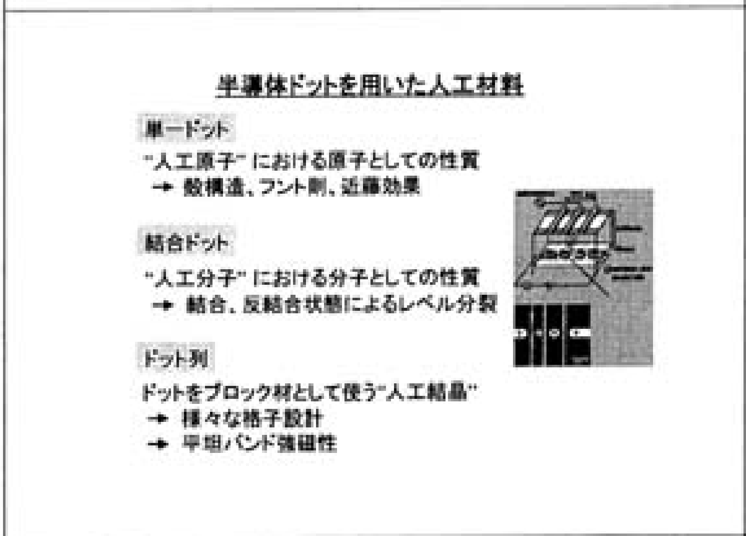
半導体量子ドット列を用いた物質設計

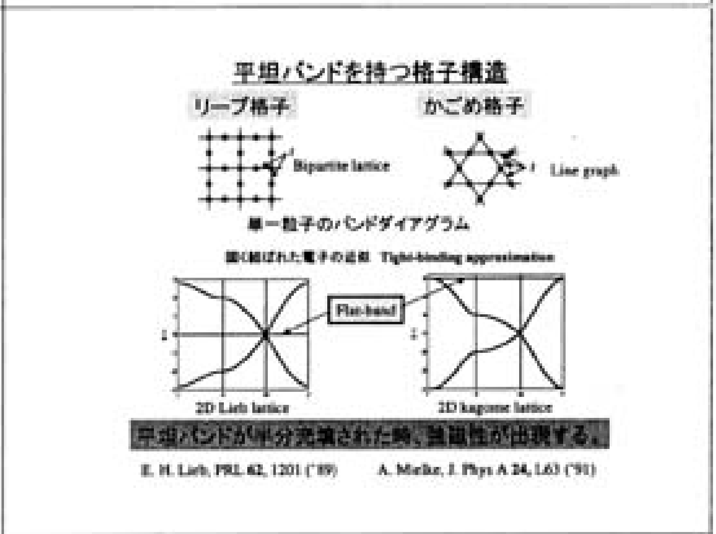
Marerial Design Based on Semiconductor Quantum Dots

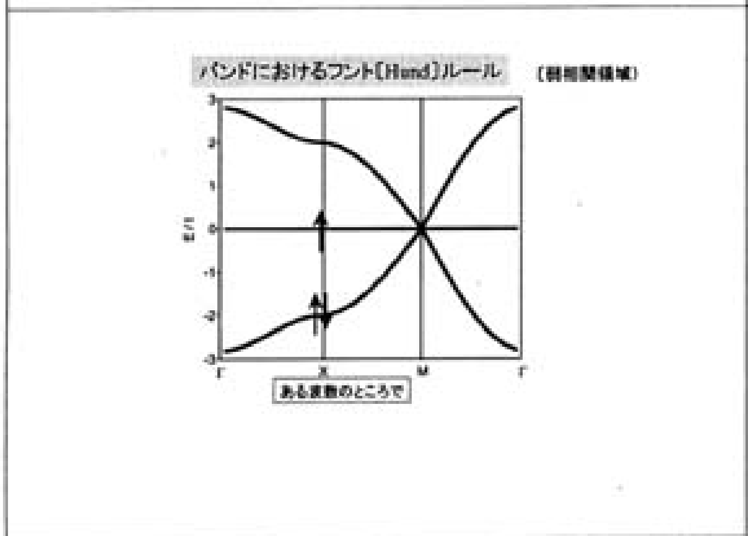
ＮＴＴ物性科学基礎研究所　高柳英明

Hideaki Takayanagi, NTT Basic Research Laboratories









ドット列における平坦バンド強磁性の提案

Tamura, Shiraishi, and Takayanagi, Jpn. J. Appl. Phys. 39 (2000) L241.

平坦バンド強磁性の証拠は見つかっていない

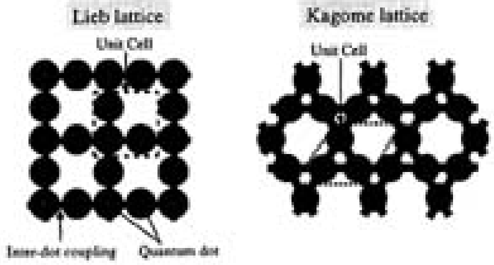
- 合成あるいは作製の困難さ。
- 充填は自由には変えられない。
- ヤーン・テラー効果は通常平坦バンドの縮重をとく。

ドット列を用いた平坦バンド強磁性の可能性

- 超微細加工技術の進展.
- 様々な格子設計が可能.
- 充填は自由に変えられる.
- ヤーン・テラー効果は無い.

Jahn-Teller effect : 電子のエネルギー準位の縮退がとけて、安定化された状態が実現すること。

2次元(2D)リーブ、かごめドット列



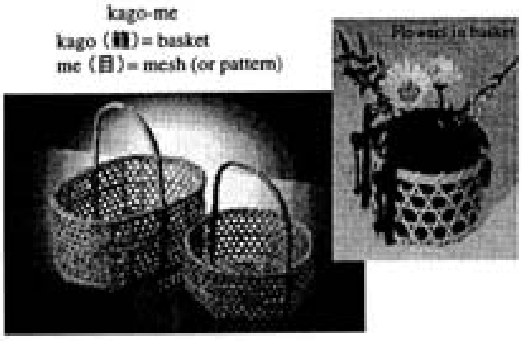
最近接ドット間の電子遷移

Origin of Word “Kagome”

kago-me

kago (籠) = basket

me (目) = mesh (or pattern)



ドット列に対するハバードモデル

ハバードハミルトニアン

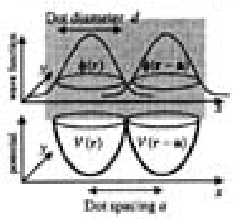
$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle,\sigma} c_{i\sigma}^{+} c_{j\sigma} + \sum_i U n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

$\langle i,j \rangle$ is a pair of the nearest-neighbor sites

U is the on-site Coulomb repulsion

$n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^{+} c_{i\sigma}$

放物線ポテンシャル中のドットモデル



Parabolic potential $V(r) = \frac{1}{2} m^* \omega^2 (r^2 - a^2)$

Wave function $\phi(r) = \frac{2}{\sqrt{\pi} d} e^{-\frac{2r^2}{d^2}}, \quad d = 2\sqrt{\frac{\hbar}{m^* \omega}}$

Transfer integral

$$t = \int dr\, \phi(r)(H_0 + V(r))\phi(r-a) = \hbar\omega\left(1 - \frac{7a^2}{2d^2}\right) e^{-\frac{a^2}{d^2}}$$

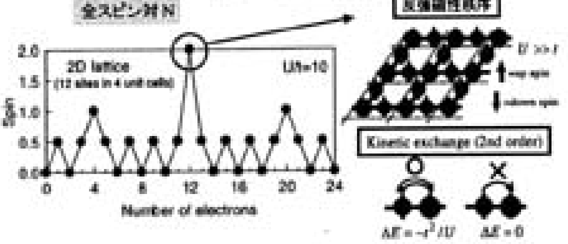
On-site Coulomb energy

$$U = \iint dr_1 dr_2 \frac{|\phi(r_1)|^2 |\phi(r_2)|^2}{\kappa |r_1 - r_2|} = \frac{e^2}{\kappa} \frac{\sqrt{2\pi}}{d}$$

リーブ格子における高いスピン状態

ハバードハミルトニアンの厳密対角化

全スピン対N



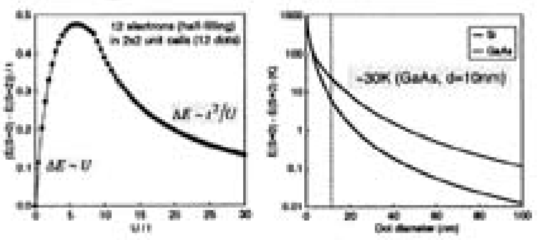
リーブの定理Lieb's theorem [E.H. Lieb: PRL 62 (1989) 1201]

2粒子格子のバンドが半充填のとき（1サイトに1電子）、基底状態は$S=|N_A-N_B|/2$ (N_α は α サイト数)の大きさのスピンを持つ。

高スピン状態の安定性

Tamura, Shiraishi, and Takayanagi, (unpublished)

Energy difference $\Delta E = E(S=0) - E(S=2)$ at half-filling



(Interdot spacing a) / (diameter d) = 1.5

GaAs : $m^* = 0.07$, $\kappa = 12$

Si : $m^* = 0.2$, $\kappa = 13$

ドット列における平坦バンド強磁性の提案

Tamura, Shiraishi, and Takayanagi, Jpn. J. Appl. Phys. 39 (2000) L241.

平坦バンド強磁性の証拠は見つかっていない

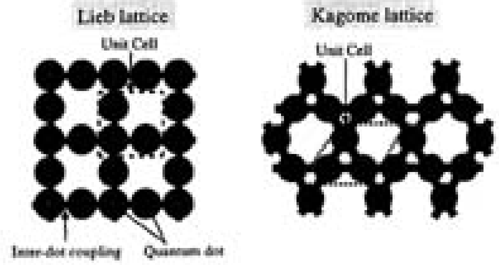
- 合成あるいは作製の困難さ。
- 充填は自由には変えられない。
- ヤーン・テラー効果は通常平坦バンドの縮重をとく。

ドット列を用いた平坦バンド強磁性の可能性

- 超微細加工技術の進展.
- 様々な格子設計が可能.
- 充填は自由に変えられる.
- ヤーン・テラー効果は無い.

Jahn-Teller effect : 電子のエネルギー準位の縮退がとけて、安定化された状態が実現すること。

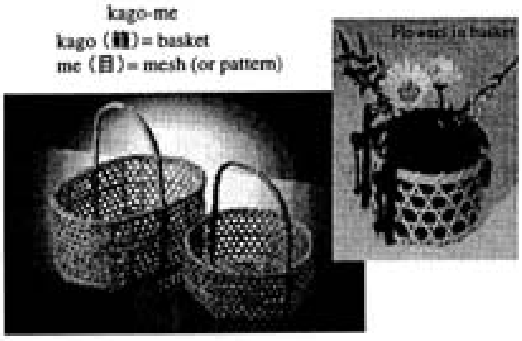
2次元(2D)リーブ、かごめドット列



最近接ドット間の電子遷移

Origin of Word "Kagome"

kago-me
kago (籠) = basket
me (目) = mesh (or pattern)



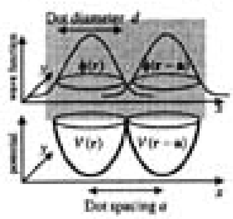
ドット列に対するハバードモデル

ハバードハミルトニアン

$$H = -t\sum_{\langle i,j\rangle,\sigma} c_{i\sigma}^{+}c_{j\sigma} + \sum_i U n_{i\uparrow}n_{i\downarrow}$$

(i,j) is a pair of the nearest-neighbor sites
U is the on-site Coulomb repulsion
$n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^{+}c_{i\sigma}$

放物線ポテンシャル中のドットモデル



Parabolic potential $V(r) = \frac{1}{2}m^*\omega^2(r^2 - a^2)$

Wave function $\phi(r) = \frac{2}{\sqrt{\pi}d}e^{-\frac{2r^2}{d^2}}, \quad d = 2\sqrt{\frac{\hbar}{m^*\omega}}$

Transfer integral

$$t = \int dr\, \phi(r)(H_0 + V(r))\phi(r-a) = \hbar\omega\left(1 - \frac{7a^2}{2d^2}\right)e^{-\frac{a^2}{d^2}}$$

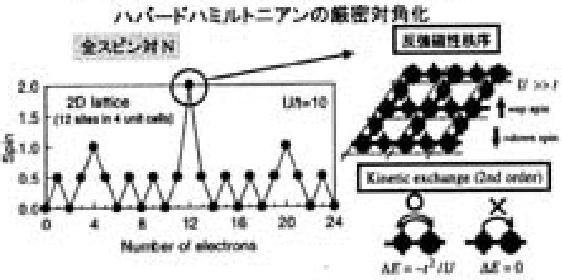
On-site Coulomb energy

$$U = \iint dr_1 dr_2 \frac{|\phi(r_1)|^2|\phi(r_2)|^2}{\kappa|r_1 - r_2|} = \frac{e^2}{\kappa}\frac{\sqrt{2\pi}}{d}$$

リーブ格子における高いスピン状態

ハバードハミルトニアンの厳密対角化

全スピン対N



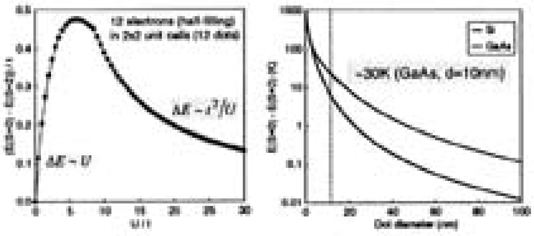
リーブの定理Lieb's theorem [E.H. Lieb: PRL 62 (1989) 1201]

2粒子格子のバンドが半充填のとき（1サイトに1電子）、基底状態は$S=|N_A-N_B|/2$ (N_α は α サイト数)の大きさのスピンを持つ。

高スピン状態の安定性

Tamura, Shiraishi, and Takayanagi, (unpublished)

Energy difference $\Delta E = E(S=0) - E(S=2)$ at half-filling

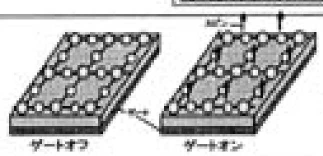


(Interdot spacing a) / (diameter d) = 1.5

GaAs : $m^* = 0.07$, $\kappa = 12$

Si : $m^* = 0.2$, $\kappa = 11$

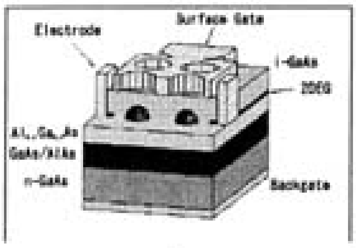
半導体マグネット

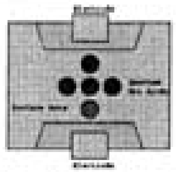


新デバイス
メモリー
スウィッチングデバイス
センサー

従来のLSI技術との高い整合性

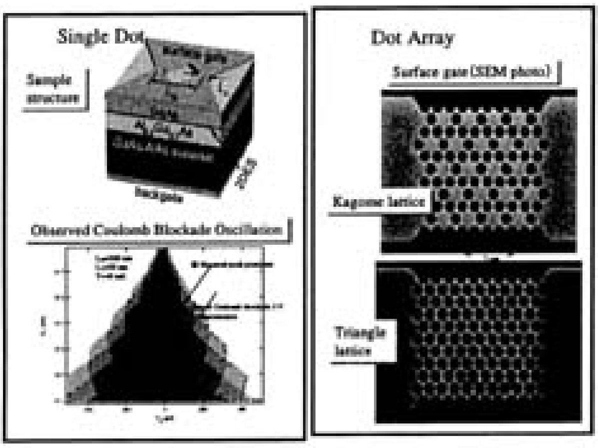
[redacted]





初期状態で、2次元電子ガス(2DEG)には、電子が無い。バックゲートにかける電圧を増やして行くと、電子数は増加し、ドットあたり1個の電子が入る。

	Thickness
Ti/Au	(Surface Gate)
i-GaAs	300 nm
$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	20 nm
GaAs/AlAs	2.5nm/2.5nm x100
n-GaAs	(Substrate)
AuGeNi/Au	(Back Gate)



電子機構による超伝導

通常のBCS超伝導体

↕

銅酸化物高温超伝導体

1. d波ペアリング
2. 超伝導相の近くに反強磁性相が存在
   ⇒ 反強磁性スピン揺らぎの影響を示唆
3. 異常金属相
   電気伝導、磁気的性質、スピンギャップ等

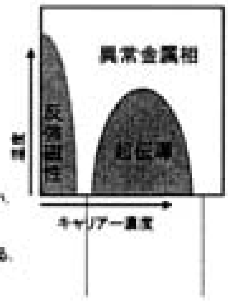
↓

電子機構による超伝導の可能性
⇒しかし、フォノン機構の可能性も完全には無視出来ない。

↕

量子ドット超格子では、フォノンの影響は小さいと思われる。
⇒より理想的な電子機構の超伝導

銅酸化物高温超伝導体の相図

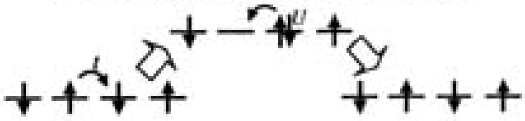


ハバード模型における超伝導

ハバード模型

- 銅酸化物の低エネルギー励起を表現
- 逆向きのスピンをもつ2電子間のオンサイト相互作用を取り入れた基本的な模型。

ハーフフィリング近傍でのハバード模型における仮想プロセス



⇒ 隣接したスピン間に反強磁性的な相互作用≈4t²/U

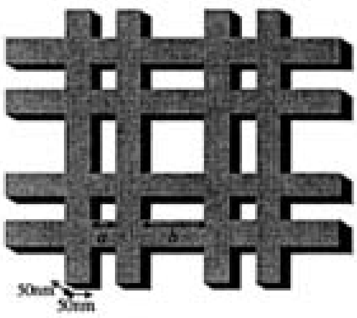
ハバード模型に対する揺らぎ交換(FLEX)近似[自己無撞着なRPAに対応]

- 強いスピン揺らぎを取り扱うのに優れている。
- 超伝導転移温度に対する良い近似 (銅酸化物に対して100K 程度の値)。

Bickers et al., PRL 62, 961 (1989).

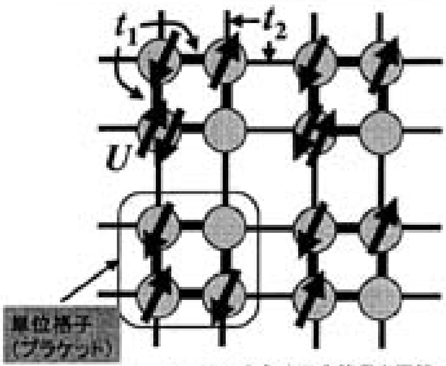
量子細線ネットワークを用いた設計

$In_{0.775}Ga_{0.225}As$ 中に埋められたInAs量子細線(バリアーの高さ:0.17eV)



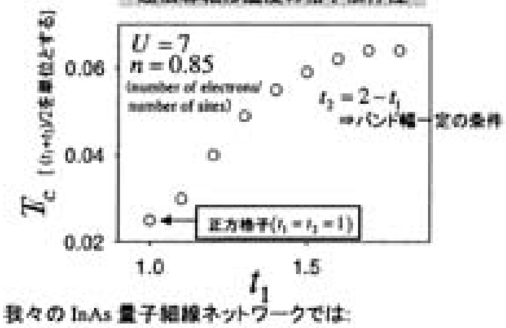
正方格子の場合$a=b=61.1$nm
ブラケット格子の場合$a=38.8$nm and $b=83.4$nm

ブラケット格子上のハバードモデル



$t_1 = t_2$ のときは正方格子と同等

超伝導転移温度の格子依存性



我々の InAs 量子細線ネットワークでは:

$T_c \approx 40$ mK（正方格子）

$T_c \approx 90$ mK（ブラケット格子）⇒十分実現可能な温度

ハバード模型のT_cはどのように決まるか?

1. FLEX近似を用いたセルフコンシステント計算

⟶ 温度グリーン関数 $G(\vec{k})$ とスピン感受率 $\chi(\vec{k})$ の決定

2. エリアシュベルグ方程式を解く

⟶ T_c と超伝導のギャップ関数$\phi(\vec{k})$ の決定

エリアシュベルグ方程式

$$\phi(\vec{k}) = -\sum_{\vec{k}'} \frac{V_{\mathrm{eff}}(\vec{k}-\vec{k}')}{2\xi(\vec{k}')} \tanh\left(\frac{\xi(\vec{k}')}{2k_B T}\right)\phi(\vec{k}')$$

$$V_{\mathrm{eff}} \approx -\frac{\langle \chi(\vec{k}-\vec{k}')\phi(\vec{k})\phi(\vec{k}')\rangle}{\langle \phi(\vec{k})^2 \rangle}$$

$\langle\cdots\rangle$:フェルミ面上での期待値

一般に, 大きい T_c を得るには大きい V_{eff} が必要.

まとめ

- 半導体ドット列を用いた材料設計.
- ドット列における平坦バンド強磁性を議論した.
- 半導体材料をドット列強磁性に使う利点を指摘した.
- ドット列を用いた他の人工材料を提案した.