

1.

“ソリトンポロジカル: ソリトンの

観測的上限とその物理的意味”

2001. 6. 27 (水)

於 日大

小暮 兼三 (神戸大. PD)

吉田 琢史 (東大理. D2)

中村 正吾 (横浜国大)

JA. (NIAD)

PR D62, 105013 (2000)

1. ソリトンポロジカルソリトン

2. Q-ball, F-ball について

3. Q-ball, F-ball の観測から  
得られる制限

4. その意味

5. 結論

# 疑問

- 宇宙にソリトンはあるのだろうか？
- ゲージマターが (超対称粒子等ではなくて) ソリトンという可能性はあるのだろうか？

## ソリトンとは

KdV 方程式の解

- sine-Gordon 方程式の解
  - 1次元 domain-wall 解
- } 1D

- 磁束量子の解 (超伝導)  
(超流動における渦糸の解)
- } 2D

- 磁気単極子
  - Q-ball
  - F-ball
- } 3D

- はトポロジカル-ソリトン
- はノントポロジカル-ソリトン

(註) KdV方程式 には 無限個の保存量

R. M. Miura, Journ. of Math. Phys. 9 (202) (1968)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0$$

$$u = w + i\epsilon \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1}{6} \epsilon^2 w^2 \quad \text{を代入}$$

$$\left(1 + i\epsilon \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{3} \epsilon^2 w\right) \left(\frac{\partial w}{\partial t} + \left(w + \frac{1}{6} \epsilon^2 w^2\right) \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial^3 w}{\partial x^3}\right) = 0$$

擾動可能なら,  $\left(1 + i\epsilon \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{3} \epsilon^2 w\right)$  には逆が存在し

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \left(w + \frac{1}{6} \epsilon^2 w^2\right) \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} = 0$$

この  $w$  を  $u$  とする.

$$\begin{cases} j^0 = w \\ j^x = \frac{1}{2} w^2 + \frac{\epsilon^2}{18} w^3 + \frac{\partial w}{\partial x^2} \end{cases}$$

$$\text{とすると, } \frac{\partial j^0}{\partial t} + \frac{\partial j^x}{\partial x} = 0$$

$$\therefore Q = \int_{-\infty}^{\infty} j^0 dx = \int_{-\infty}^{\infty} w dx \quad \text{は保存する.}$$

$$w = \frac{1}{1 + i\epsilon \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{6} \epsilon^2 w} u \quad \text{を } \epsilon \text{ で擾動展開して.}$$

$Q = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon^n Q_n(u)$  の各  $Q_n$  は保存すべき.

$$Q_0 = \int_{-\infty}^{\infty} u dx, \quad Q_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} u^2 dx, \quad Q_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{3} u^3 dx, \quad \dots, \quad Q_{\infty}, \Rightarrow \text{形が保存する}$$

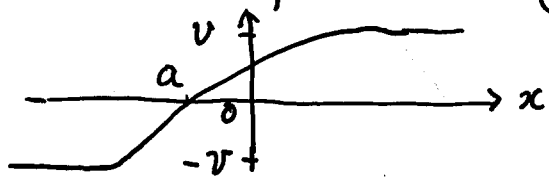
トポロジ-的なソリトン

1次元:

$$H = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \frac{\lambda}{2} (\varphi^2 - v^2)^2 \right]$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx = \varphi(\infty) - \varphi(-\infty) = \begin{cases} 2v \\ 0 \\ -2v \end{cases} \text{ は保存する。}$$

(トポロジカルな保存量)



解は.  $\varphi = v \tanh \sqrt{\lambda} v (x-a)$

2次元:

$$H = \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} dx_2 \left[ \sum_{i=1}^2 \left( \frac{\partial}{\partial x_i} - ieA_i \right) \varphi^\dagger \left( \frac{\partial}{\partial x_i} + ieA_i \right) \varphi + \frac{\lambda}{2} (\varphi^\dagger \varphi - v^2)^2 \right]$$

$r \rightarrow \infty$  の円周上  $\varphi \rightarrow v e^{i\chi(\theta)}$

$\chi(2\pi) - \chi(0) = 2\pi n$  (保存量)

$S^1 \rightarrow S^1$  の mapping の wrapping number

解は. 
$$\begin{cases} \varphi = h(r) \cdot e^{i\theta} \\ \vec{A} = a(r) \cdot \vec{\nabla} \cdot \theta \end{cases}$$

# Monopole flux

Orito et al. (PRL 66, 1951, (1991))

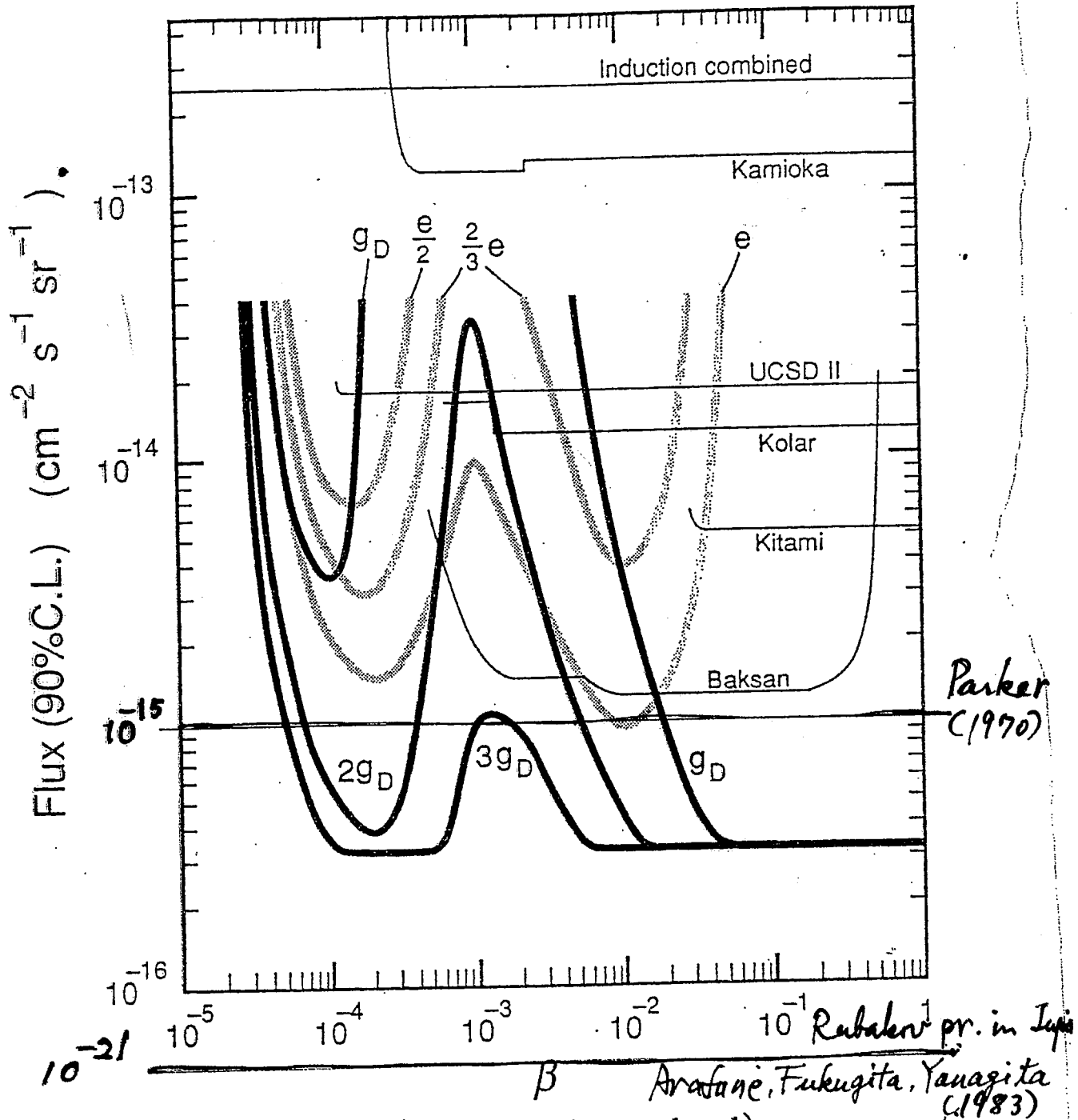


FIG. 3. Flux limits (90%-confidence level) on magnetic monopoles (solid curves) and on electrically charged relics (gray curves) as a function of  $\beta$ . The best limits by previous direct searches using different techniques are also shown for comparison (see Ref. 27).

# Derrick の定理 (static & bosonic soliton)

$$H = \int [(\vec{\nabla}\varphi_a)^2 + V(\varphi)] d^D x$$

$$\varphi_a(\vec{r}) \rightarrow \varphi_a(\lambda\vec{r})$$

$$H(\lambda) = \lambda^{2-D} \int_{\lambda=1} (\vec{\nabla}\varphi_a)^2 d^D x + \lambda^{-D} \int_{\lambda=1} V(\varphi) d^D x$$

$$\frac{\partial H}{\partial \lambda} < 0 \text{ for } D \geq 2 \dots \text{安定解は } D=1 \text{ のみ}$$

$\psi$ -field がある  $D=2, 3$  も可能  $\left\{ \begin{array}{l} \text{kink} \\ \text{fluxon} \\ \text{monopole} \end{array} \right.$   
 $\psi$ -field のみがある  $D=4$  が可能  $\left\{ \begin{array}{l} \text{instanton} \end{array} \right.$

## 1-トポロジカル・ソリトン

static でなければ、又は } 構わないで、ソリトンは  
 fermion が壊れずれば } 存在する。  
 Q-ball  
 F-ball

Q-ball

$$H = \int \left[ \dot{\varphi}^* \dot{\varphi} + \vec{\nabla} \varphi^* \vec{\nabla} \varphi + V(\varphi^* \varphi) \right] d^3x$$

$$Q = i \int (\varphi^* \dot{\varphi} - \dot{\varphi}^* \varphi) d^3x$$

Q を与えて、H を最少にする解は安定。

$$\delta(H - \lambda Q) = 0 \quad \text{Lagrange の定係数法}$$

$$\delta \dot{\varphi}^* \neq 0. \quad \dot{\varphi} + i\lambda \varphi = 0$$

$$\therefore \varphi = e^{-i\lambda t} \varphi(\vec{r})$$

$$\begin{cases} H = \int \left[ \lambda^2 \varphi^2 + (\vec{\nabla} \varphi)^2 + V(\varphi^2) \right] d^3x \\ Q = 2\lambda \int \varphi^2 d^3x \end{cases}$$

$$-\vec{\nabla}^2 \varphi - \lambda^2 \varphi + \frac{1}{2} \frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0$$

球対称と仮定して。

$$\begin{cases} \varphi'' = -\frac{2}{r} \varphi' - \frac{\partial U}{\partial \varphi} \\ U = -\frac{1}{2} V + \frac{1}{2} \lambda^2 \varphi^2 \end{cases}$$

解の存在条件.

$$m \ddot{x} = -\frac{2}{t} \dot{x} - \frac{\partial}{\partial x} U(x)$$

$$m=1.$$

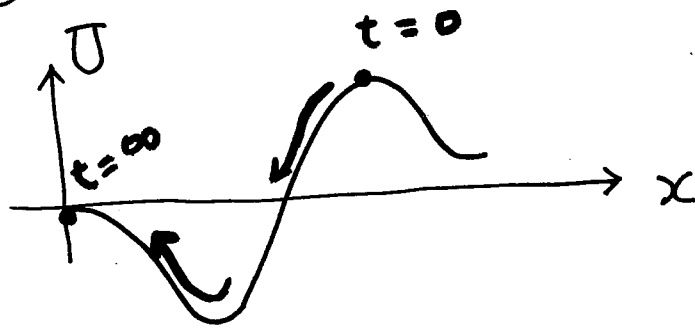
$$\text{また、 } -\frac{2}{t} \dot{x}$$

$$\text{ポテンシャル } U(x) = -\frac{1}{2} V(x) + \frac{1}{2} \lambda^2 x^2$$

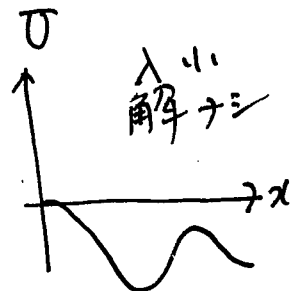
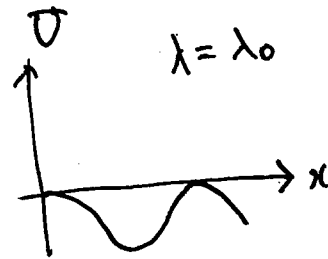
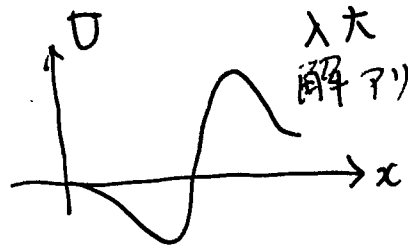
と、古典の質点の力学の類推.

$$\left\{ \begin{array}{l} t \rightarrow \infty \text{ で } x \rightarrow 0 \quad (r \rightarrow \infty \text{ で } \varphi \rightarrow 0) \\ t = 0 \text{ で } \dot{x} = 0 \end{array} \right.$$

と、運動が可能か?



山付近では、時間が充分長くかかり、 $\rightarrow$  また項  $\frac{1}{t} \rightarrow 0$   
 落下し、勢いで、 $x=0$  まで無限の時間を  
 かけて登ればよい。



条件は.

$$\lambda = \lambda_0 \text{ で } U(x_0) = 0, U'(x_0) = 0 \text{ になること.}$$

$$\left\langle \frac{V(\varphi)}{\varphi^2} \text{ が } \varphi \neq 0 \text{ で 極小になる} \right\rangle \text{ 条件}$$



$$-\frac{1}{2} \nabla(x_0) + \frac{1}{2} \lambda^2 x_0^2 = 0$$

$$-\frac{1}{2} \nabla'(x_0) + \lambda^2 x_0 = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\nabla(x)}{x^2} &= \frac{x \nabla' - 2 \nabla}{x^3} = \frac{x_0 \nabla' - 2 \lambda^2 x_0^2}{x_0^3} \\ &= \frac{\nabla' - 2 \lambda^2 x_0}{x_0^2} = 0 \end{aligned}$$

$\left\langle \frac{\nabla(\varphi)}{\varphi^2} \right\rangle$  が  $\varphi \neq 0$  に 極小を持つことは  
 存在の必要十分条件

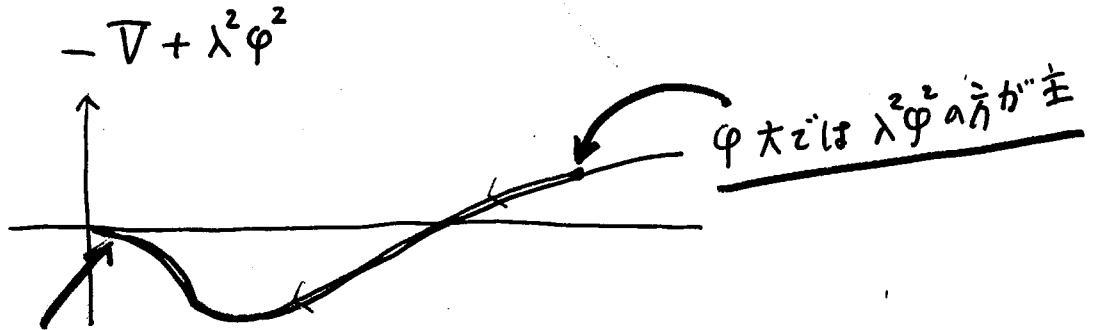
SUSY の Q-ball

SUSY にはある "Flat Direction"

この方向の土場  $\epsilon \varphi$

$V(\varphi) \sim 0$

SUSY の破れ  $\neq L.$   $\rightarrow m^{2+\epsilon} \varphi^{2-\epsilon}$  土場. (gauge med. SUSY breaking)



λが小さい. φ ~ 0 土場は -V が主

Q-ball 解がある

Gravity mediated SUSY breaking 土場  
 $V(\varphi) \sim m_{\frac{1}{2}}^2 |\varphi|^2 \left( 1 + k \ln \frac{|\varphi|^2}{M^2} \right)$

この土場合は Q-ball がある。

$D_a = \sum_R \varphi_R^* T^a \varphi_R$       $H = D_a^2$

$$\textcircled{1} \quad V \sim m^4 \ln \left( 1 + \frac{\phi^2}{m^2} \right)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E \sim m Q^{3/4} \\ R \sim \frac{1}{m} Q^{1/4} \\ \phi \sim m Q^{1/4} \\ \omega \sim m Q^{-1/4} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} E(Q_H) - E(Q) < m_p \\ \frac{\partial E}{\partial Q} < m_p \\ Q = \omega \phi^2 R^3 \end{array}$$

$$\phi^2 \sim R^2$$

$$\Lambda \sim \omega \quad \omega^2 \phi^2 \sim \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 \sim V \sim \text{const.}$$

から導かれる。

$$\textcircled{2} \quad V \sim m^2 \phi^2 \left( 1 + \kappa \ln \frac{\phi^2}{M_G^2} \right)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E \sim m Q \\ R \sim \frac{1}{m} \\ \phi \sim m^{-1} Q^{1/2} \\ \omega \sim m \end{array} \right.$$

$$\omega^2 \phi^2 \sim \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 \sim m^2 \phi^2 \quad \text{から導かれる。}$$

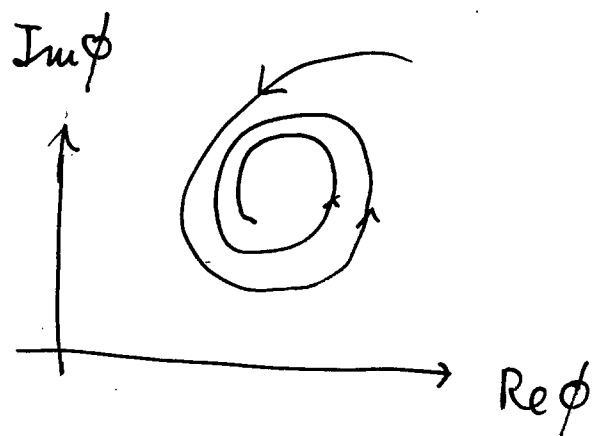
# Kasuya & Kawasaki の simulation

## Affleck-Dine baryogenesis

→ 効率よく, Q-ball が作られる

$$PR \text{ D61 } 041301 (2000)$$

$$PR \text{ D62 } 023510 (2000)$$



$$n_B \sim i(\varphi^* \partial_0 \varphi - \partial_0 \varphi^* \varphi) \sim \text{finite}$$

$$\varphi \propto e^{-i\omega t}$$

$H \sim \omega$  a size a Q-ball 作られる

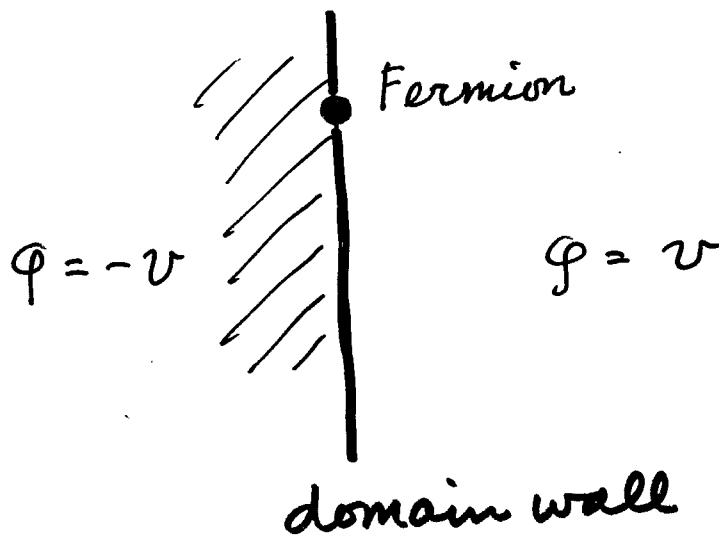
"Q-ball とは異なる."

むしろ別の type の

non-topological soliton "

Fermi-ball

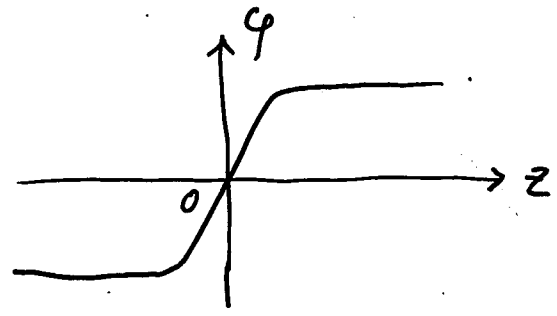
massless fermion on domain wall



Fermion on a domain wall

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - \frac{\lambda}{2} (\varphi^2 - v^2)^2 + \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - g\varphi) \psi$$

$$\varphi = v \tanh \sqrt{\lambda} v z$$



$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - g\varphi) \psi = 0$$

$$[E\gamma^0 + i\gamma^z \partial_z - g\varphi(z)] \psi(z) e^{-iEt} = 0$$

$E = 0$  の解. (  $z=0$  で  $\varphi=0 \rightarrow \text{mass}=0$  )

$$[i\gamma^z \partial_z - g\varphi(z)] \psi(z) = 0$$

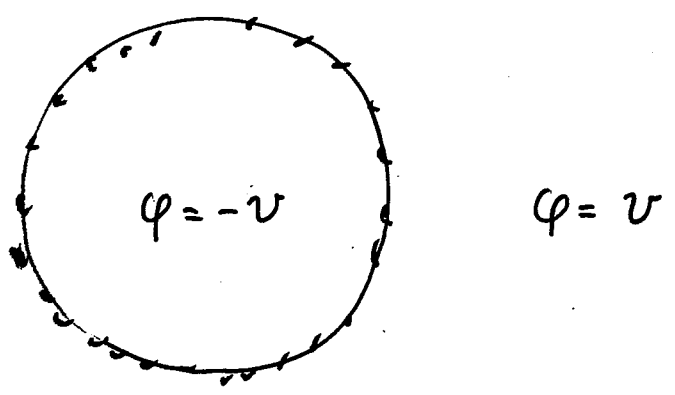
$$\begin{cases} \psi(z) = e^{ig\gamma^z \int_0^z \varphi(z) dz} \psi(0) \\ i\gamma^z \psi(0) = -\psi(0) \end{cases}$$

- 一般に (E).

$$[E\gamma^0 + i\gamma^x \partial_x + i\gamma^y \partial_y - M] \psi = 0$$

$$M\psi \equiv (i\gamma^z \partial_z - g\varphi(z)) \psi = 0$$

$E = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$  (- 一般)



$$E_{\text{Fermi-Ball}} = \underbrace{\sigma \int}_{\text{表面張力}} + \underbrace{\frac{2N^{3/2}}{3R}}_{\text{Fermi エネルギー}} + \underbrace{\epsilon V}_{\substack{\text{体積} \\ \text{エネルギー}}} \quad \left( \phi = \pm v \text{ の} \right. \\ \left. \text{縮退の存在} \right)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \text{Fermi エネルギー} &= \int \frac{S d^2 p}{(2\pi)^2} \cdot p = \int \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{2\pi p_F^3}{3} \\ \text{Fermion 数} &= \int \frac{S d^2 p}{(2\pi)^2} = \int \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \pi p_F^2 \equiv N \end{aligned} \right.$$

$$\therefore \text{Fermi エネルギー} = N \cdot \frac{2}{3} p_F = N \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{\sqrt{N}}{R} = \frac{2N^{3/2}}{3R}$$

$$E = 4\pi\sigma R^2 + \frac{2N^{3/2}}{3R}$$

$$R = \frac{1}{(12\pi\sigma)^{1/3}} N^{1/2} \quad \text{でつり合}$$

Fermi の縮退圧で膨らもうとし、  
 表面積に比例する表面エネルギーで縮らうとする。  
 このまゝでは、しかし、あまり安定とは言えない。  
 Coulomb 力の反撥力で安定する提案がある。

この様な "non-topological soliton" の  
観測的制限は、どこまでか？

重さ

$$\begin{cases} M_Q \sim m_s \cdot Q^{\frac{3}{4}} \\ M_F \sim \Lambda \cdot N \end{cases}$$

dark matter へのこれらの寄与から

$$\text{flux} = \frac{1}{4\pi} n_Q \cdot v_Q$$

$$\begin{aligned} M_Q n_Q &\lesssim \rho_{\text{GALAXY}} \sim 0.3 m_p / \text{cm}^3 \\ v &\sim 10^{-3} c \sim 3 \cdot 10^7 \text{ cm/sec} \end{aligned}$$

$$\therefore f \lesssim 7.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \cdot \left( \frac{\text{GeV}}{M_Q} \right)$$



o Q-ball と物質の相互作用

1) 電荷を持つ場合.

ionization energy loss

$$-\frac{dE}{dx} \approx Z^2 \cdot \left(\frac{c}{v}\right)^2 \cdot 2 \text{MeV}/\text{gcm}^2$$

v が小さいため. 相当大きくなる.

しかも. 重いので. 部厚い物質を貫通する.

実際は. もっと複雑で

v → 0 では  $\frac{dE}{dx} \rightarrow 0$  となる.

cf. { Lindhard の理論 (1961)  
Firsor の理論 (1959)

$$-\frac{dE}{dx} = 8\pi\alpha a_0 \frac{v}{v_0} N_0 \frac{Z_0^{7/6}}{(Z_0^{2/3} + Z^{2/3})^{3/2}} + 4\pi\alpha \cdot a_0 N_Z \cdot \frac{Z_0 Z M_0 \times 0.8853}{(M_0 + M)(\sqrt{Z_0} + \sqrt{Z})^{2/3}} \frac{A \ln BE}{BE - (BE)^{-C}}$$

$$\left( \begin{array}{l} A = .56258, B = 1.1776, C = 0.62680 \\ E = \frac{\alpha M M_0 \beta^2}{2\alpha Z_0 Z (M_0 + M)} \end{array} \right.$$

2) 電氣的に中性の場合.

Kusenko-Kuzmin-Shaposhnikov-Tinyakov の提案  
PRL 80 3185 (1998)

$$p + Q \rightarrow (uud) + Q$$

$$ud \rightarrow u_s \cdot d_s \text{ in } Q$$

$$u_s u_s d_s + Q \rightarrow Q+1$$

$$m_p - m_s Q^{-\frac{1}{4}} \approx m_p$$

1 GeV のエネルギーで  $\epsilon$  ( $\pi$  など) を放出する

$$p + Q \rightarrow 1 \text{ GeV } (\pi's) + (Q+1)$$

KKST-process

$$\sigma \sim \pi R^2 \sim \pi \cdot \frac{1}{m_s^2} \cdot Q^{\frac{1}{2}}$$

今更 analysis

① Gauge mediated case

$$V \sim m^4 \ln \left( 1 + \frac{|\phi|^2}{m^2} \right) + \frac{\lambda^2}{M_G^2} |\phi|^6$$

$$M_Q \sim m Q^{\frac{3}{4}} \dots \text{安定}$$

Q-ball dark matter

② Gravity mediated case

$$V \sim m^2 |\phi|^2 \left( 1 + k \ln \frac{|\phi|^2}{m_{\text{pl}}^2} \right)$$

$$M_Q \sim m Q \dots \text{不安定}$$

LSP dark matter

(3) Fermi-ball の場合.

電氣的には、帯電している  $Q$ -ball の場合と同様  
と思われる

電氣的には、中性の場合は、強い相互作用で  
弾性散乱して貫通する。

$$\sigma = \pi R^2, \quad R = \frac{N^{1/2}}{m}$$

Q-Ball

flux の制限

★ 中性の場合.

$$-\frac{dE}{dx} = \pi R_Q^2 \cdot v^2 \cdot \rho$$

$$v < v_c = \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}} \text{ であり } (\epsilon = 10^9 \text{ erg/cm}^3)$$

$$-\frac{dE}{dx} = \pi R^2 \epsilon$$

止るまで. L まで進むには.

$$M_Q \geq \frac{1}{7.3} \pi R_Q^2 \int_0^L \rho dx$$

$$M_Q \geq 4.2 \times 10^{-39} \cdot \left(\frac{PL}{\text{g cm}^2}\right)^3 \cdot \left(\frac{\text{TeV}}{M_S}\right)^8 \text{ GeV}$$

地球半径も十分満たされる.

→ 地球の裏側から来る。

★ バイカル湖の Rubakov 効果探索実験から.  
(astro-ph/9802223)

$$F < 3.9 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$\sigma > 1.9 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$$

$$\text{or } M_Q > 1.0 \times 10^{21} \left(\frac{M_S}{\text{TeV}}\right)^4 \text{ GeV}$$

★ BAKSAN の実験

$$F < 3.0 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$\sigma > 5. \times 10^{-26} \text{ cm}^2$$

$$\text{or } M > 4.2 \times 10^{15} \left(\frac{M_S}{\text{TeV}}\right)^4 \text{ GeV}$$

# Q-Ball ( $Z=0$ ) mass & flux

PHYSICAL REVIEW D 62 105013

(J.A. 吉田, 小暮, 中村)

2000

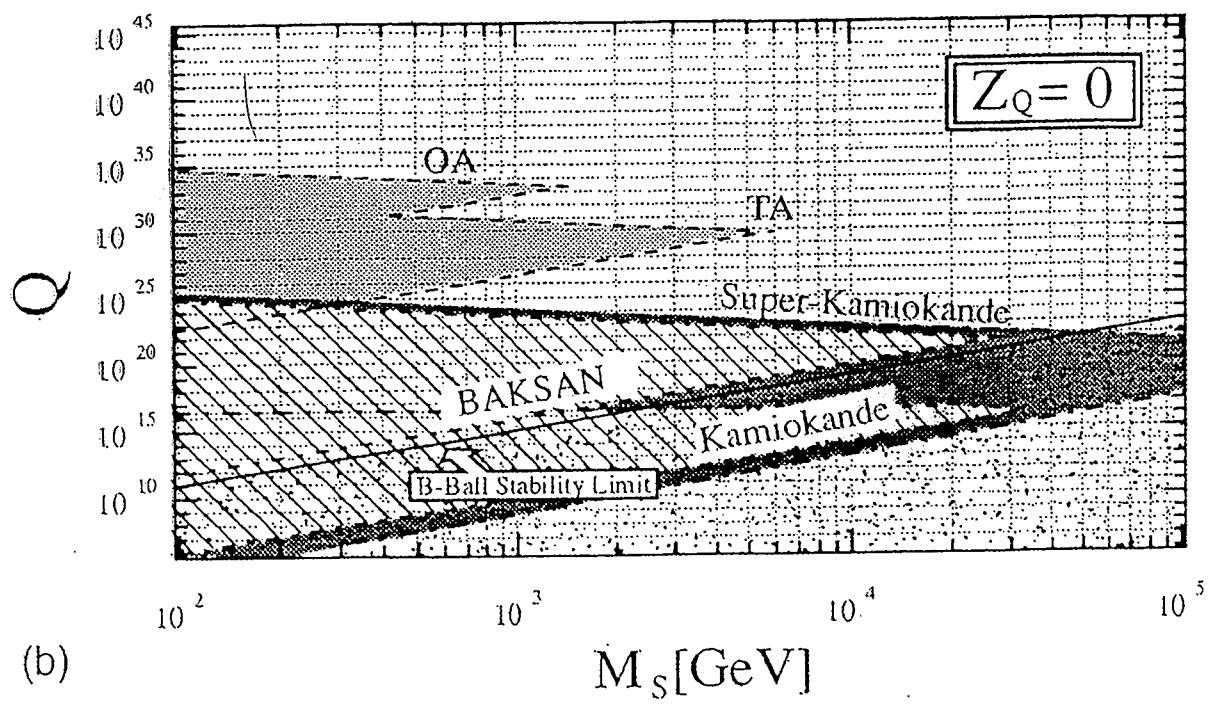
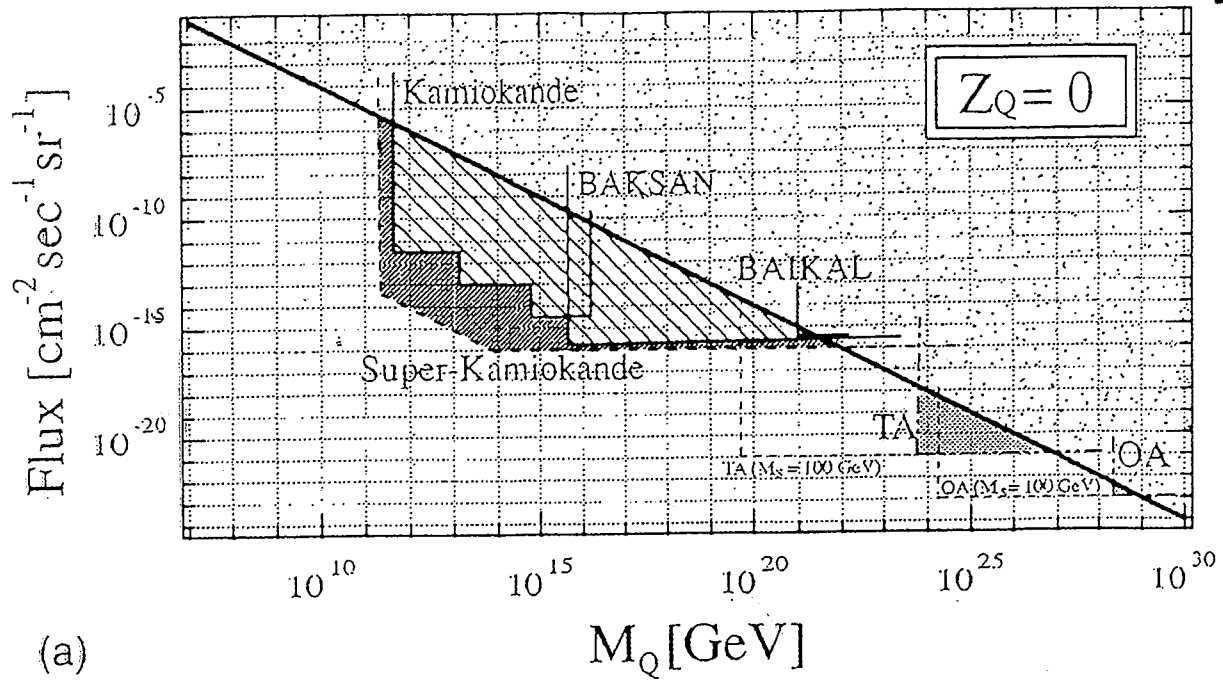


FIG. 1. (a) Bounds on flux and mass for neutral  $Q$  balls ( $Z_Q = 0$ ), i.e., SENS!

Kamiohanda

$$F < 3 \times 10^{-12} \sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$\sigma = 0.1 \sim 10 \text{ mb}$$

$$M_Q = 4 \cdot 10^{11} \sim 3.9 \cdot 10^{14} \left( \frac{M_S}{\text{TeV}} \right)^4 \text{ GeV}$$

MACRO

評価困難

TA (将来)

$$S \Omega E = 6 \times 10^3 \text{ km}^2 \text{ sr} \quad (E \approx 0.1)$$

$$\text{for } E = 10^{16} \sim 20 \text{ eV}$$

$$\dots M_Q > 0.7 \times 10^{24} \left( \frac{M_S}{\text{TeV}} \right)^4 \text{ GeV}$$

OA (将来)

$$F \lesssim 10^{-23} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (\text{by 1 year})$$

$$\text{for } E \geq 10^{19} \text{ GeV}$$

$$\dots M_Q > 2 \cdot 10^{28} \left( \frac{M_S}{\text{TeV}} \right)^4 \text{ GeV}$$

$$Q > 10^{22} \text{ for } M_S > 6 \cdot 10^3 \text{ GeV} \text{ は残る。}$$

将来的には、TA, OA など宇宙線実験が  
使えるだろう。

\* 帶電粒子の場合.

$$-\frac{dE}{dx} = \sigma \cdot \rho v^2$$

到達距離.  $\rho L = \frac{M_Q}{\sigma} \cdot \ln \frac{v_0}{v_c}$

$v_c \sim 1.7 \times 10^4$  cm/sec for rock

① 但し  $Z_0 > \alpha^{-1} \sim 137$  の場合は

$R_Q^{eff} \sim 1 \text{ \AA}$

$\rho L = 4.0 \times 10^{-8} \left(\frac{M_Q}{\text{GeV}}\right) \text{ g/cm}^2$

$M_Q > 2.5 \times 10^7 \left(\frac{\rho L}{\text{g cm}^{-2}}\right) \text{ GeV}$

②  $Z_0 \ll 137$  の場合は.

$$-\frac{dE}{dx} = + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{電子散乱}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{核子-recoil}}$$

MACRO:  $\rho L = 3.7 \cdot 10^5 \text{ g cm}^{-2}$

(1998)  $M_Q > 1.2 \times 10^{11} \text{ GeV for } Z=1$   
 $2.1 \times 10^{12} \quad 10$   
 $9.3 \times 10^{12} \quad 137$

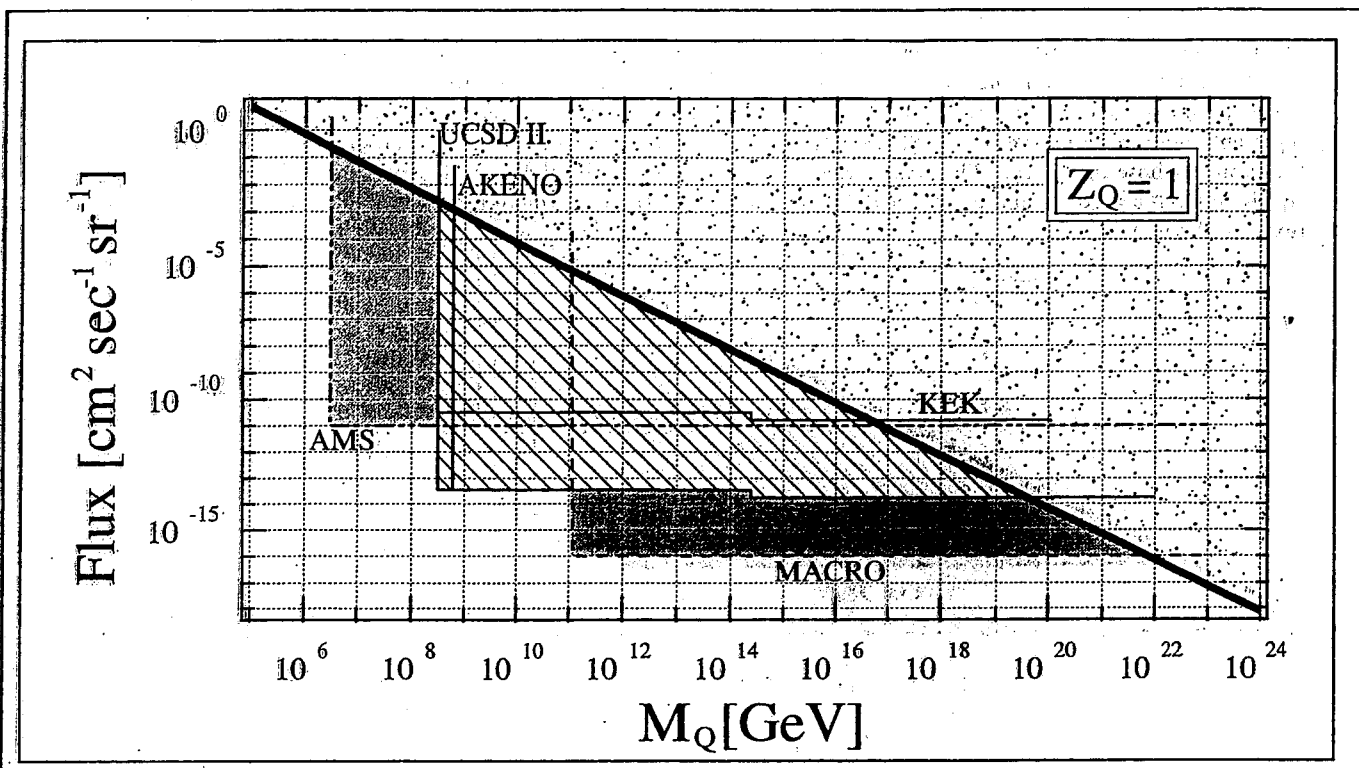
$F < 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

OYA: CR39,  $\rho L = 10^4 \text{ g cm}^{-2}$   
 (1991)  $F < 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

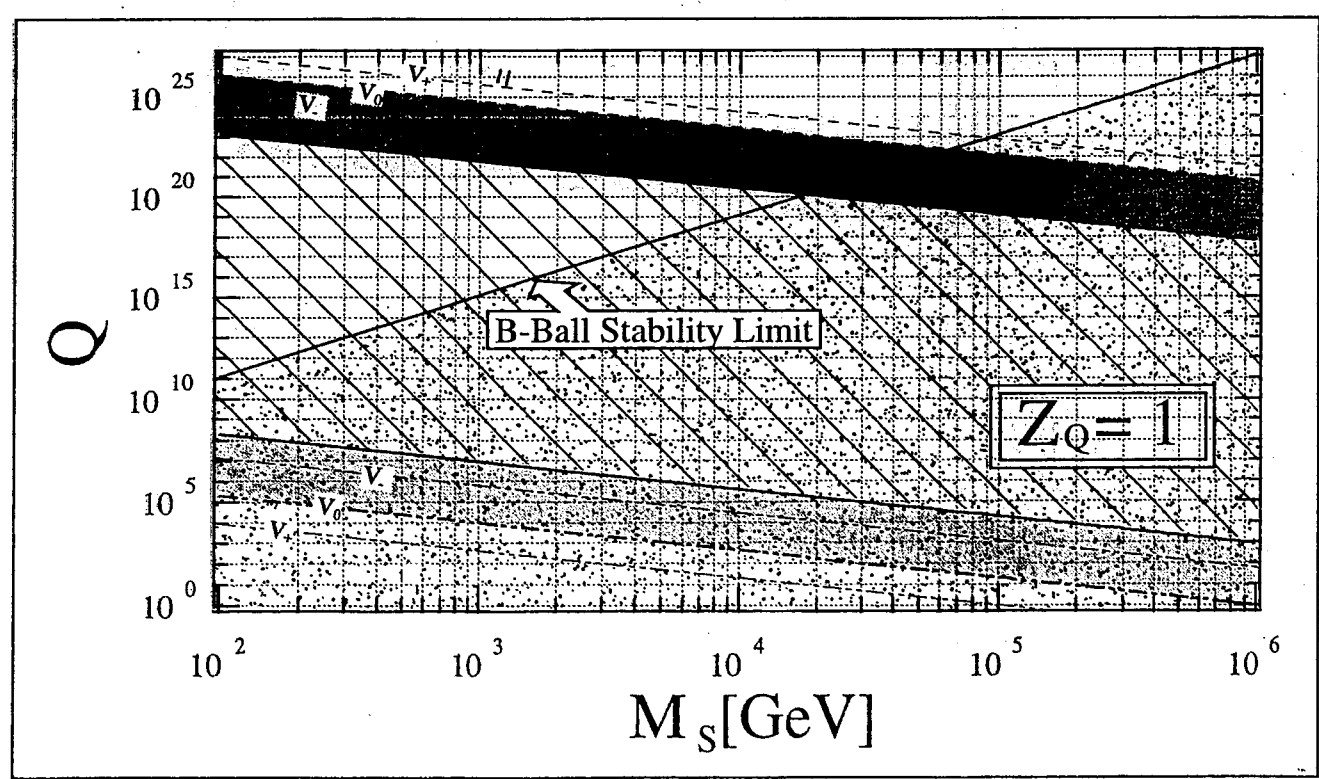
$Z_0 \geq 2$  とは考えられる

$M_Q > 8.2 \times 10^9 \quad Z_0 = 2$   
 $1.4 \times 10^{10} \quad Z_0 = 3$   
 $5.8 \times 10^{10} \quad Z_0 = 10$

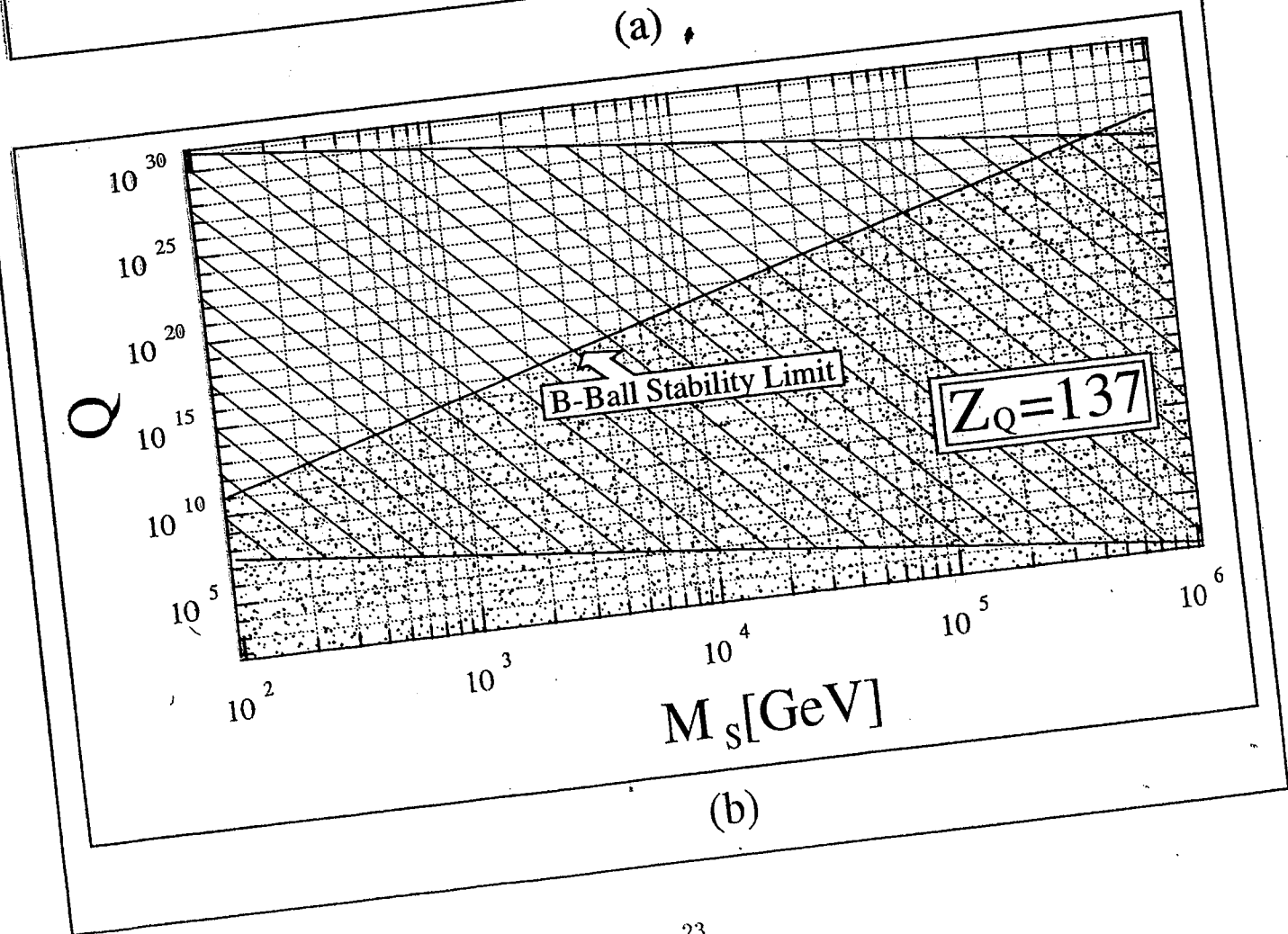
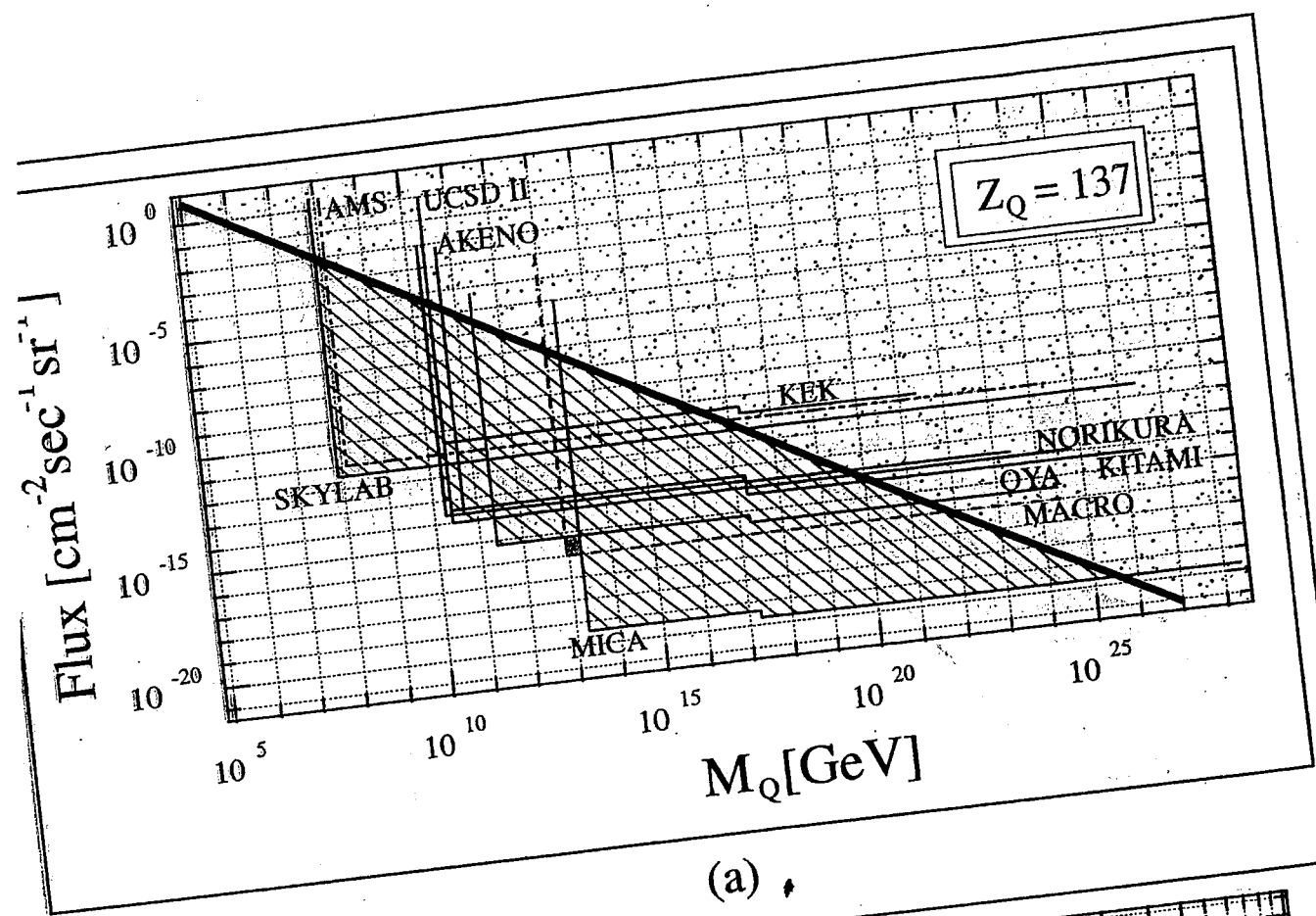


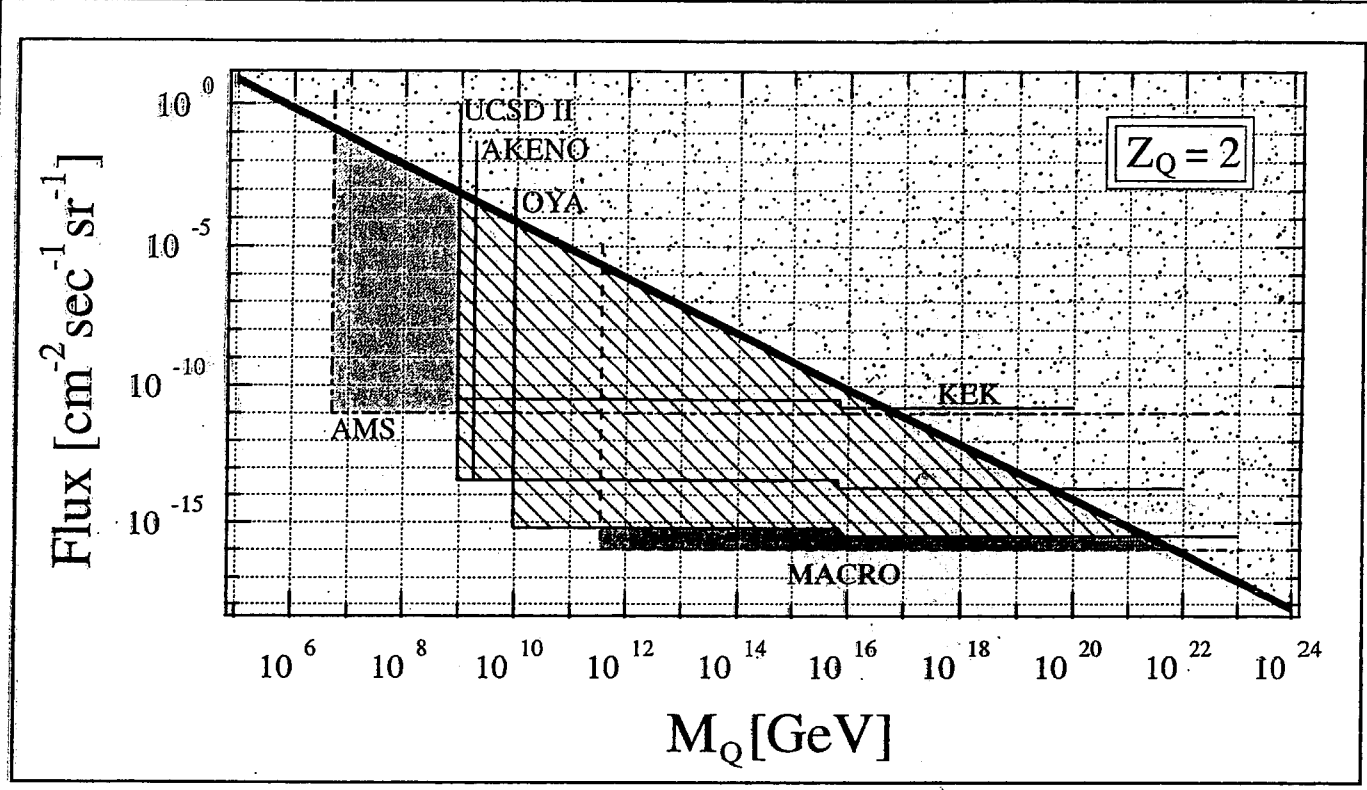


(a)

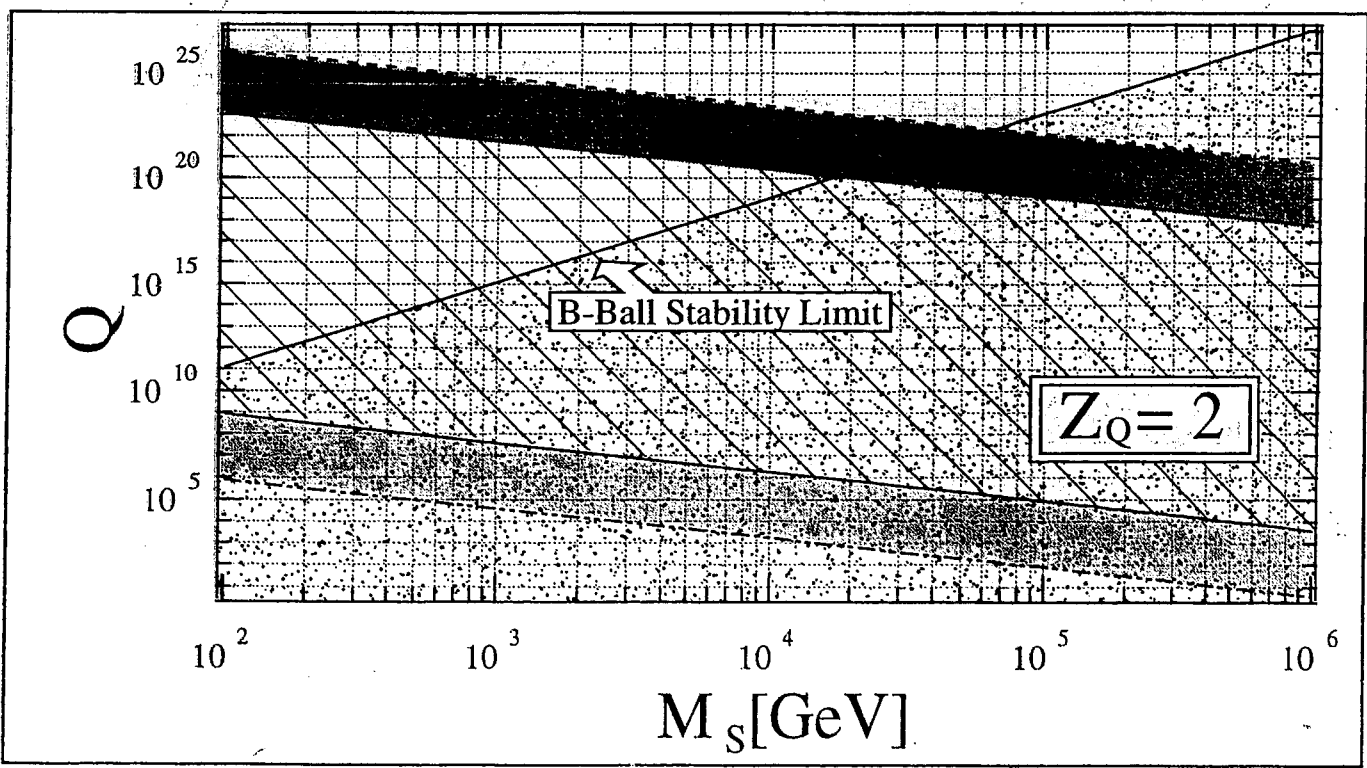


(b)





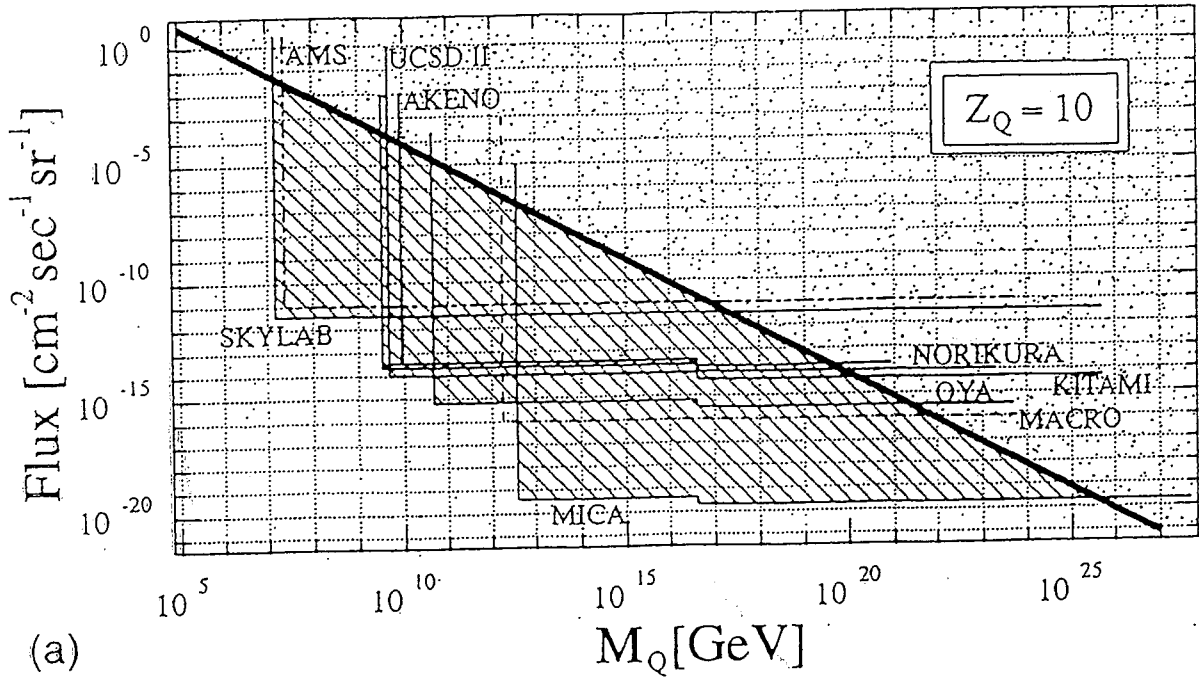
(a)



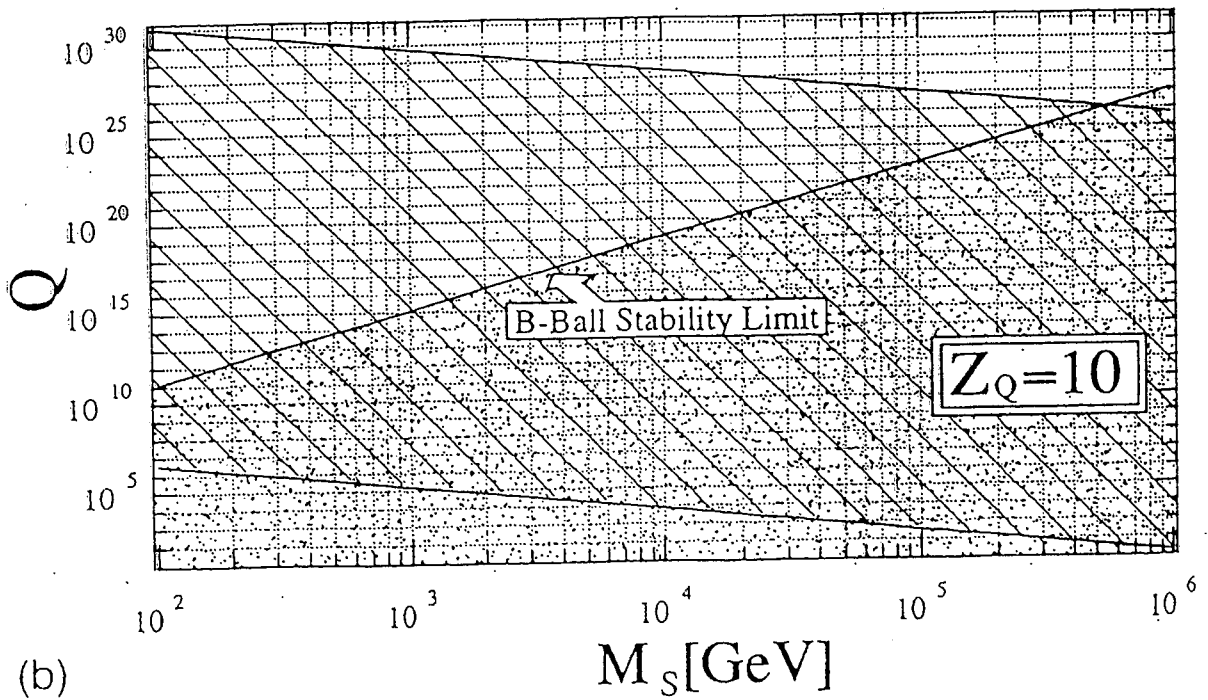
(b)

Q-Ball ( $Z=10$ )  
mass & flux

PHYSICAL REVIEW D 62 105013  
(JA. 吉田. 小暮. 中村, 2000)



(a)



(b)

FIG. 5. (a) Bounds on SECS with  $Z_Q=10$ , similar to Fig. 4(a) apart from the values for excluded mass region and inclusion in (a) of the experiments of SKYLAB [16], KITAMI [36], and MICA [13]. The experiments of MICA and SKYLAB give stringent bounds. (b) Bounds on  $Q$  and  $M_S$  of SECS with  $Z_Q=10$ . The marks and patterns to separate regions are the same as those in Fig. 4(b).

# Fermi-ball

$$R_{\text{eff}} \sim \begin{cases} 1 \text{ \AA} & \text{for } R_F < 1 \text{ \AA} \\ R_F & \text{for } R_F > 1 \text{ \AA} \end{cases}$$

$$M_F > 2.5 \times 10^7 \times \left( \frac{\rho L}{g \text{ cm}^{-2}} \right) \text{ GeV} \quad \text{貫入条件}$$

for  $R_F < 1 \text{ \AA}$

$$K \geq 4.7 \times 10^{-2} \left( \frac{\rho L}{g \text{ cm}^{-2}} \right)^{1/3} \text{ GeV}$$

( $\sigma \sim k^3$ ) for  $R_F > 1 \text{ \AA}$

① 荷電 Q-ball と同じ条件が

SKYLAB, MICA, KEK, NORIKURA,  
MACRO, ACENO, OYA, KITAMI

で得られる。

② TA/OA. は?

TA:  $E_{\text{min}} \sim 10^{16} \text{ eV}$

OA:  $E_{\text{min}} \sim 10^{19} \text{ eV}$

$$\pi R_F^2 \cdot \rho \cdot v^2 L \xi_F \geq E_{\text{min}}$$

$\xi_F \sim 1/5$  (slow ion a ionization 条件). G.L. Cano (1968)

$$\therefore M_F > 6.5 \times 10^{22} \left( \frac{K}{10^3 \text{ GeV}} \right)^3 \left( \frac{E_{\text{min}}}{10^{16} \text{ eV}} \right)$$

TA:  $F < 10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  まで可能

OA:  $F < 10^{-23}$  まで可能か。

KEK scintillation counters

$$\left| \frac{dE}{dx} \right|_{\min} = 0.01 \times I_{\min}$$

$$F < 3.2 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$M_Q > \begin{matrix} 3.1 \times 10^8 \text{ GeV} & Z=1 \\ 8.2 \times 10^8 & =2 \\ 5.8 \times 10^9 & =10 \end{matrix}$$

KITAMI CN (cellulose nitrate)

(1983, Doko)

$$F < 5.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$Z_Q \geq 10 \text{ \&S. OK.}$$

$$PL = 10^3 \text{ g cm}^{-2}$$

$$M > 5.8 \times 10^9 \text{ GeV} \quad (Z_Q=10)$$

AKENO  ${}^4\text{He}$   $10 I_{\min}$   
UCSDII  ${}^4\text{He} - \text{CH}_4$   $0.09 I_{\min}$

NORIKURA CR39

$$Z_Q \geq 3$$

MICA

$$Z_Q \geq 10$$

$$PL = 7.5 \times 10^5 \text{ g cm}^{-2}$$

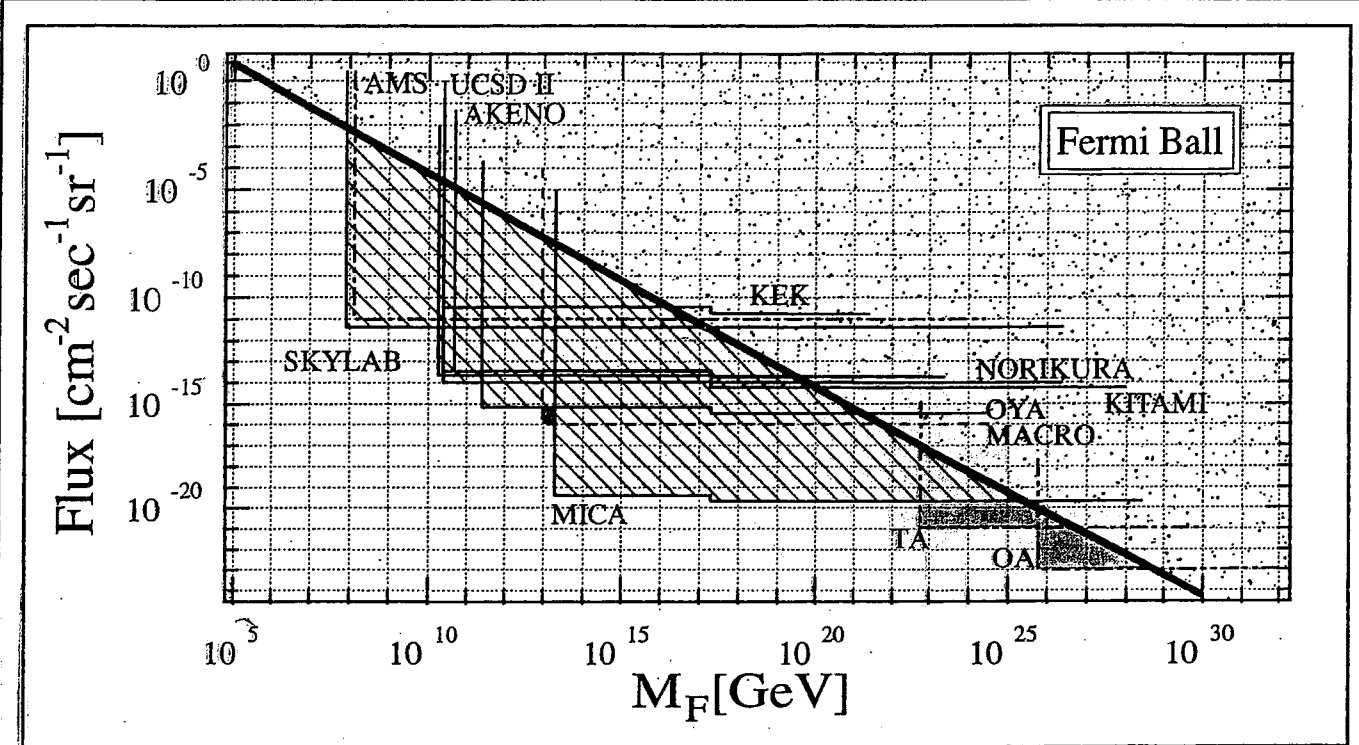
$$M > 1.9 \times 10^{13} \text{ GeV} \quad (Z=10)$$

SKYLAB (Lexan track)

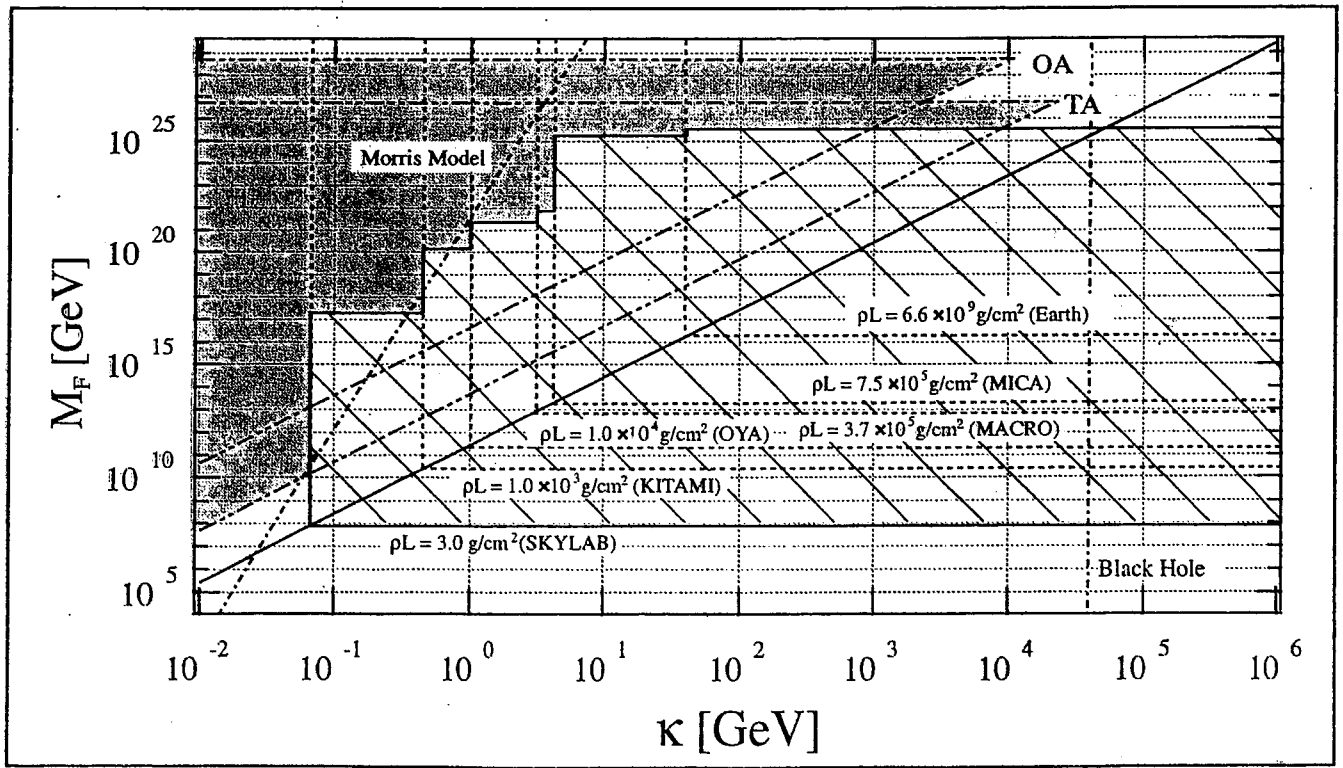
$$Z_Q \geq 10$$

$$PL = 2 \text{ g cm}^{-2}$$

$$M_Q > 1.7 \times 10^7 \text{ GeV} \quad (Z=10)$$



(a)



(b)

Fluxの上限から得られる議論

Q-ball a 場合  $\approx$ .  $\therefore$  L. dark matter = Q-ball なる

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_Q \approx 2 \text{ なる.} \\ Z_Q \approx 10 \text{ なる.} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} Q > 10^{23} \\ Q > 10^{28} \end{array}, \quad \begin{array}{l} Z \approx 3. \\ Q > 10^{24} \end{array}$$

の制限から得られる。

$\therefore$  L. dark matter = Q-ball なる

$$Q \sim 1.5 \times 10^{24} \times \Omega_Q^{-13/5} \times \left( \frac{\beta}{6 \cdot 10^{-6}} \right)^{2/5} \cdot \left( \frac{m_\phi}{430 \text{ GeV}} \right)^{+12/5}$$

Kasuya & Kawasaki hep-ph/0106119 (2001)

$$V = m_\phi^4 \log \left( 1 + \frac{|\phi|^2}{m_\phi^2} \right) + \frac{\lambda^2}{M_G^2} |\phi|^6$$

$$Q \sim 3.2 \times 10^{17} \cdot \Omega_Q^{3/2} \cdot \epsilon^{3/2} \cdot \left( \frac{\eta_B}{10^{-10}} \right)^{-3/2} \cdot \left( \frac{m_\phi}{100 \text{ GeV}} \right)^{-1} \times \left( \frac{M_F}{10^6 \text{ GeV}} \right)^{-2}$$

( $\epsilon \leq 1$ )

$$V = M_F^4 \log \frac{|\phi|^2}{M_S^2}, \quad (|\phi| \gg M_S)$$

$$m_\phi^2 \phi^2, \quad (|\phi| \ll M_S)$$

Affleck-Dine  $\Delta B$  scenario  
with gauge mediated SUSY breaking }  $\therefore$  困難



系の補:

中性 Q-ball

$Q < 10^{22}$  is excluded

$Q < 10^{25}$  is  $M_s < 100 \text{ GeV}$  exc.

$Q > 10^{35}$  is TA, OA.

$Z = 1, 2, 3, 10, 137$

$Q \geq 10^{22 \sim 26}$  限界まであり得る.

→ (Affleck-Dine 機構  
gauge med. SUSY breaking)  
は若し.

F-ball, or  $Q (Z \geq 137)$

$M_F \lesssim 10^8 \text{ GeV}$

$M_F \gtrsim 10^{29} \text{ GeV}$  for  $k \gtrsim 0.1 \text{ GeV}$

$M \lesssim 10^8 \text{ GeV}$  is Galaxy halo infall heating & disk molecular SP/p in early univ.  
E" の 困難あり.